

НЕСТАЦИОНАРНОЕ ИСТЕЧЕНИЕ ГАЗА В ВАКУУМ ЧЕРЕЗ ПЕРФОРИРОВАННУЮ ПЕРЕГОРОДКУ

Л. Г. Миллер

(Москва)

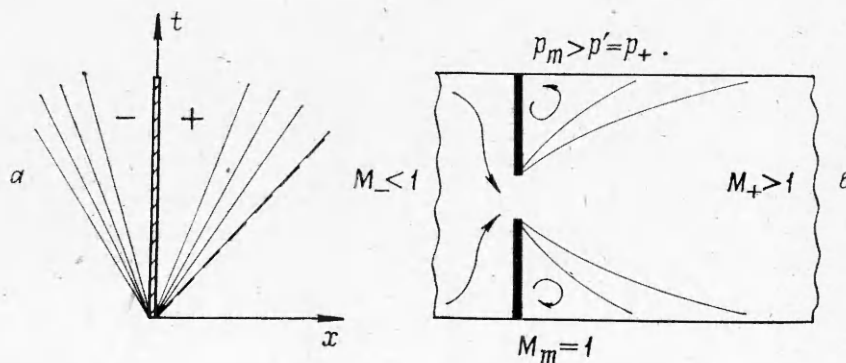
В рамках подхода, развитого в [1], решается задача о нестационарном истечении газа в вакуум через перфорированную перегородку. Для замыкания соотношений на перфорации используются две схемы стационарного перетекания. Для каждой из них приведены соответствующие результаты расчетов. В рассматриваемой модели в отличие от предложенной в [2, 3] сохраняется не только расход газа, но и его полная энтальпия.

Направим ось x по нормали к перфорированной перегородке, которую совместим с плоскостью $x = 0$. На фиг. 1, *a* ей отвечает заштрихованная полоса. При $t = 0$ полупространство $x < 0$ заполнено покоящимся совершенным газом. Справа от перегородки — вакуум. В момент времени $t = 0$ начинается истечение газа через перфорацию. По своей постановке рассматриваемая задача сходна с задачей о распаде произвольного разрыва на перфорированной перегородке и может быть решена в рамках подхода, развитого в [1].

Если d — характерный линейный размер перфорации, а D — характерная скорость распространения волн, то, как и в [1], можно принять, что при $t \gg d/D$ перетекание через перфорацию является стационарным, а течение при $|x| \gg d$ одномерно и автомодельно (схема течения изображена на фиг. 1, *a*). Центрированные волны разрежения распространяются в обе стороны от перегородки. Волна, идущая влево по покоящемуся газу, разгоняет его. В результате слева от перегородки газ приобретает такую скорость u , при которой в минимальном сечении перфорации реализуется критическое течение. На запертых режимах схема стационарного изэнтропического втекания и соотношения, выполняющиеся на центрированной волне, однозначно определяют интенсивность волны разрежения и параметры потока как в минимальном проходном сечении перфорации, так и непосредственно перед перегородкой.

Истечение газа в область $x > 0$ в данном случае является сверхзвуковым. Характерной особенностью волновой структуры, реализующейся в исследуемой задаче, в отличие от схем, рассмотренных для сверхзвуковых режимов истечения в [1], является наличие лишь одной волны, распространяющейся вправо. Контактный разрыв, отвечающий в данном случае фронту истекающего газа и показанный на фиг. 1, *a* штриховой линией, совпадает с ее крайней характеристикой, движущейся с максимальной скоростью u_f .

Пусть $\epsilon = S_m/S$ — степень поджатия перфорации, равная отношению минимальной площади «проходного» сечения S_m к полной площади перегородки S , p — давление, ρ — плотность, i и s — соответственно



Ф и г. 1

удельные энтальпия и энтропия. Параметрам в минимальном про сечении припишем индекс m , а за перегородкой $+$. Тогда можно записать соотношения

$$(1) \quad (\rho u)_m \varepsilon = (\rho u)_+, \quad (2i + u^2)_m = (2i + u^2)_+,$$

которые являются универсальными и не зависят от структуры течения, получающейся при перемешивании и выравнивании потока за перфорацией. Интересующий нас режим истечения в данной задаче реализуется с замкнутыми отрывными зонами. На фиг. 1, б изображена соответствующая схема перетекания через элемент перегородки. Недостающее соотношение для системы (1), как и в [1], получим двумя способами, во-первых, приняв гипотезу об изэнтропическом сверхзвуковом расширении

$$(2) \quad s_m = s_+$$

и, во-вторых, положив *

$$(3) \quad p' = p_+,$$

где p' — давление, действующее на перегородку справа.

Как отмечено в [1], при $\varepsilon \geq 0,05$ последнее условие обеспечивает лучшее описание экспериментальных данных по внезапному расширению звукового потока. В силу (3) условие сохранения импульса в направлении оси x , будучи записанным для сечений m и $+$, принимает вид

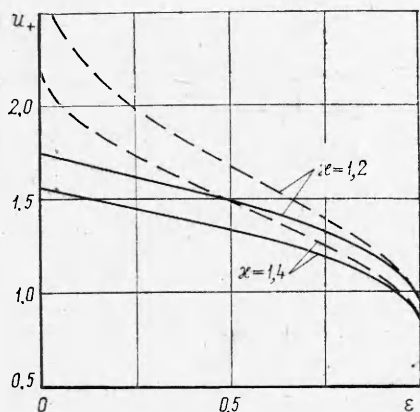
$$(4) \quad p_+ \varepsilon + \rho_+ u_+^2 = \varepsilon (p + \rho u^2)_m.$$

Равенства (1), (4), дополненные соотношениями, выполняющимися на центрированной волне разрежения, позволяют определить параметры потока справа от перегородки и скорость фронта вытекающего газа.

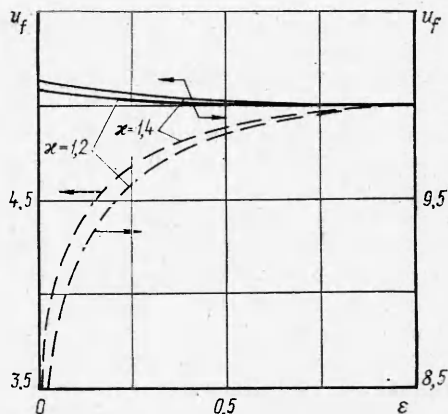
Результаты применения изложенной выше модели к расчету истечения через перфорированную перегородку совершенного газа с показателями адиабаты $\kappa = 1,4$ и $1,2$ приведены на фиг. 2, 3. Все представленные параметры безразмерны, причем скорость и плотность отнесены к скорости звука a_0 и плотности ρ_0 покоящегося газа при $t = 0$, а давление — к $\rho_0 a_0^2$.

На фиг. 2 показана зависимость скорости газа справа от перегородки (в области $+$) от степени перфорации ε . Сплошные кривые отвечают условию (3), а штриховые — предположению об изэнтропическом истечении (2), причем последние для значений $\kappa = 1,2$ и $1,4$ при $\varepsilon \rightarrow 0$ приходят соответственно в точки $u_+ = 3,16$ и $2,24$.

На фиг. 3 дана скорость распространения фронта газа для различных значений ε . Сплошные и штриховые кривые имеют здесь тот же смысл,



Ф и г. 2



Ф и г. 3

* В [1] в равенстве (1.10) следует читать $p' = p_+$ вместо $p' = p_m$.

что и на фиг. 2. В рассматриваемой задаче особенностью изэнтропической модели при $\varepsilon \rightarrow 0$ является вырождение центрированной волны справа от перегородки в характеристику. При этом, очевидно, $u_f \rightarrow u_+$. Как видно из фиг. 2, 3, различие результатов, к которым приводит использование условий (2), (3), возрастает с уменьшением ε . В центрированной волне, примыкающей к фронту, сохраняется правый инвариант Римана, т. е. $u + 2a/(\kappa - 1) = r_+ = u_+ + 2a_+/(\kappa - 1)$. Поэтому на фронте, где $a_f = 0$, $u_f = r_+$. В схеме изэнтропического расширения, т. е. при использовании условия (2), с уменьшением степени перфорации ($\varepsilon \rightarrow 0$) скорость звука стремится к нулю, а u_+ — к максимальной скорости стационарного истечения. Поскольку a_+ входит в r_+ с большим множителем $2/(\kappa - 1)$, то уменьшение a_+ превалирует и u_f в рамках (2) при $\varepsilon \rightarrow 0$ падает. С другой стороны, в силу условия (3) энтропия s_+ превышает $s_m = s_-$, причем тем больше, чем меньше ε . По этой причине, хотя u_+ с уменьшением ε растет медленнее, чем в случае (2), последняя компенсируется более медленным падением скорости звука a_+ , которая остается конечной и при $\varepsilon \rightarrow 0$. Это и является причиной некоторого роста u_f с уменьшением степени перфорации. Естественно, что внезапное расширение без возникновения скачков уплотнения и, как следствие, без роста энтропии невозможно, хотя для $\varepsilon \leq 0,05$, где отсутствуют экспериментальные подтверждения правильности (3), рост энтропии может оказаться заметно меньшим, чем следует из указанного условия. Кроме того, с уменьшением ε неизбежно начнут сказываться эффекты разреженности газа. Все это требует крайне осторожного отношения к результатам, получающимся при $\varepsilon \rightarrow 0$.

В заключение укажем на отличие решенной задачи от задач, рассмотренных в [2, 3]. В [2] рассмотрена задача о нестационарном истечении газа в вакуум через полупроницаемый экран. В этой работе из условий, использованных выше, выполняется только первое равенство (1), т. е. условие сохранения расхода. В то же время полная энтальпия и энтропия газа в процессе его перетекания через экран изменяются в соответствии со схемой, включающей следующие моменты. Во-первых, считается, что расход газа $q = (\rho u)_\pm$ пропорционален перепаду давления, т. е. $q = \alpha(p_- - p_+)$ с постоянным коэффициентом пропорциональности α . Для перфорированной стенки данную связь с α , зависящим от ε , можно использовать лишь на дозвуковом режиме перетекания, который, однако, при истечении в вакуум не реализуется. Во-вторых, в [2] из двухпараметрического множества решений с $0 \leq M_- \leq 1$ и $M_+ \geq 1$ ($M = u/a$ — число Маха) в качестве параметров выбрано то, для которого слева и справа от экрана нет областей до- и сверхзвуковых потоков, т. е. $u_\pm = a_\pm$. Последнее, по-видимому, следует рассматривать как свойство экрана. В рассмотренной выше задаче $u_\pm = a_\pm$ лишь при отсутствии перегородки (при $\varepsilon = 1$).

Наконец, в модели нестационарного истечения газа в вакуум через перфорированную перегородку, предложенной в [3], предполагается, что в критическом сечении перфорации реализуются параметры p_m , ρ_m , u_m , которые имел бы поток, полученный разгоном невозмущенного газа в нестационарной волне разрежения дозвуковой скорости. Слева от перегородки при этом имеется область дозвукового течения с постоянными параметрами. Интенсивность волны разрежения, распространяющейся по покоящемуся газу, находится из условия равенства расходов перед экраном и в критическом сечении. В области за экраном, как и в [2], предполагается отсутствие области течения с постоянными параметрами, т. е. $u_\pm = a_\pm$. Система соотношений на перегородке строится двумя способами. Первый способ предполагает выполнение двух условий (1), связывающих сечения m и $+$. Однако полная энтальпия в сечениях $-$ и $+$ может различаться. Второй способ основывается на использовании вместо второго равенства (1) закона сохранения импульса

$$\varepsilon(p + \rho v^2)_m - \varepsilon \Delta p = (p + \rho v^2)_+.$$

При этом влияние гидродинамического сопротивления перегородки вводится формулой $\Delta p = \beta q \sqrt{T_0}$ с коэффициентом сопротивления β и температурой невозмущенного газа T_0 .

Отметим, что в отличие от [1] в [2, 3] не приводятся каких-либо экспериментальных подтверждений правильности принятых в этих работах предположений.

Автор выражает благодарность А. Н. Крайко и В. Т. Гриню за внимание к работе и полезные обсуждения.

Поступила 26 III 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. Гринь В. Т., Крайко А. Н., Миллер Л. Г. К распаду произвольного разрыва на перфорированной перегородке. — ПМТФ, 1981, № 3.
2. Ганноченко Г. И. Нестационарное истечение газа в вакуум через полупроницаемый экран. — ПМТФ, 1979, № 4.
3. Ганноченко Г. И., Тончак С. Ю. Нестационарное истечение газа в вакуум через экраны с известной проницаемостью. — В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Общая и ядерная физика. Вып 1(15). Харьков: изд. ХФТИ АН УССР, 1981.

УДК 533.6.011

ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ОБТЕКАНИИ ЗАТУПЛЕННЫХ ТЕЛ

А. И. Швец

(Москва)

В диапазоне дозвуковых скоростей полета наиболее интенсивные колебания возникают при отрыве потока и образовании местных сверхзвуковых зон, а при сверхзвуковых — в случае взаимодействия скачка уплотнения с пограничным слоем. Сочетание интенсивных колебаний давления и сравнительно большого скоростного напора в трансзвуковом диапазоне скоростей может привести к значительным динамическим нагрузкам, а резкая перестройка характера обтекания изменяет аэродинамические характеристики. Материалы данной работы иллюстрируют некоторые виды пульсирующих нагрузок, возникающих на элементах летящего аппарата как при дозвуковых, так и при сверхзвуковых скоростях полета.

1. Методика эксперимента. Испытывалась модель цилиндра диаметром $d = 50$ мм и длиной $l = 200$ мм, установленная поперек потока на тонких боковых пластинах, закрепленных на нижней перфорированной стенке трубы. Измерения по углу φ проводились при вращении модели вокруг оси. Испытывалась модель шара диаметром $d = 70$ мм, закрепленная на донной державке диаметром 15 мм. Для измерения пульсаций давления на модели шара устанавливались три индуктивных датчика давления. Измерения по углу φ проводились путем перестановки державки на шаре.

Испытания выполнялись в аэродинамической трубе кратковременно-го действия с сечением рабочей части 600×600 м. Числа Рейнольдса, определенные по параметрам набегающего потока и по диаметру шара, составляли $Re_d = (0,6 - 1,5) \cdot 10^6$.

Измерения осредненного давления проводились с помощью индуктивного датчика, использующего в качестве опорного давления давление, измеренное трубкой Пито. Датчик был установлен в пневматическом коммутаторе давления, к которому подводились трубки от дренажных отверстий на модели. Относительная среднеквадратичная погрешность в измерении давления составляла $\bar{\sigma}_p = \pm 2\%$. Для измерения пульсаций давления дифференциальный индуктивный датчик устанавливался над демпфирующей камерой, которая сообщалась с внешней средой при помощи трубки длиной 40 мм, диаметром 0,3 мм. Импульсы давления воздействовали на мембрану и, проходя по трубке, затухали за счет гидравлических потерь, в камере устанавливалось квазистационарное давление