

К РАСПАДУ ПРОИЗВОЛЬНОГО РАЗРЫВА НА ПЕРФОРИРОВАННОЙ ПЕРЕГОРОДКЕ

В. Т. Гринь, А. Н. Крайко, Л. Г. Миллер

(Москва)

Рассматривается распад произвольного разрыва на перфорированной перегородке, возникающий, например, при «нормальном» падении на нее ударной волны. Со временем линейные размеры, которые определяют положение возникающих при распаде нестационарных неоднородностей потока (координаты ударных волн и контактного разрыва, а также протяженности волн разрежения), становятся много больше характерного размера перфорации. После этого оказываются оправданными предположения о стационарном характере течения через перфорацию (при наличии турбулентных пульсаций — для средних параметров) и об автомодельности в целом нестационарного потока. В таких условиях решение задачи (в частности, коэффициенты отражения и прохождения ударной волны) определяется принимаемыми в математической модели предположениями о стационарном перетекании газа через перегородку. Из результатов, относящихся к обсуждаемой проблеме, отметим прежде всего экспериментальные данные, полученные в [1—5], и теоретические подходы, развивавшиеся и использовавшиеся в [4—8]. Последние, однако, не дают полного решения задачи. Заметим, наконец, что к рассматриваемому вопросу примыкают экспериментальные исследования нестационарного обтекания препятствий в ударных трубах (см., например, [9]), а также задача о распаде разрыва в канале с внезапным изменением площади. Этой задаче посвящена обширная литература [10—18], частично используемая ниже.

1. Направим ось x прямоугольной системы координат xuz по нормали к перегородке, которую, как и начальный разрыв, совместим с плоскостью $x = 0$. При рассмотрении течения в целом (при «глобальном» анализе) толщины перегородки и характерным линейным размером перфорации d будем пренебрегать. Наконец, без ограничения общности примем, что после распада разрыва газ течет через перфорацию слева направо (в положительном направлении оси x). Для $d \ll |x| \ll Dt$, где t — время, а D — характерная скорость распространения ударных волн или волн разрежения, потоки слева и справа от перегородки можно считать равномерными и стационарными. Параметрам указанных потоков припишем нижние индексы минус и плюс, а величинам, средним по минимальным сечениям проходных отверстий перегородки, — индекс m . Если p — давление, ρ — плотность, i — удельная энтальпия (известная функция p и ρ), u , v и w — x , y и z -компоненты вектора скорости \mathbf{V} , $V = \sqrt{u^2 + v^2 + w^2}$ и $[\varphi] = \varphi_+ - \varphi_-$ для любого параметра φ , то в силу стационарного характера течения через перегородку

$$(1.1) \quad \begin{aligned} [\rho u] &= 0, \quad [2i + V^2] = 0, \quad [p + \rho u^2] = -X, \\ [\rho w] &= -Y, \quad [\rho w] = -Z. \end{aligned}$$

Здесь X , Y и Z — соответствующие проекции силы \mathbf{F} , действующей со стороны потока на единицу площади перегородки. Система (1.1) должна быть дополнена выражениями для компонент \mathbf{F} как функций параметров потока и перегородки или другой эквивалентной этим выражениям информацией. В частности, для достаточно «густых» перегородок, длина каналов которых велика по сравнению с их поперечными размерами, вне зависимости от величин v_- и w_- естественно принять равенства

$$(1.2) \quad v_m = v_+ = 0, \quad w_m = w_+ = 0,$$

заменяющие два последних условия предыдущей системы (на самом деле эти условия вместе с (1.2) можно использовать для определения Y и Z).

Аналогичным образом вместо задания X часто проще и удобнее постулировать ту или иную схему перетекания газа через перегородку. Последние, конечно, должны согласовываться с имеющимися теоретическими и экспериментальными данными о подобных течениях. Так, при дозвуковом потоке слева от перегородки вслед за [2—8, 12, 13, 16, 17] естественно допустить, что поджатие газа, сопровождающееся падением давления, происходит изэнтропически, т. е.

$$(1.3) \quad s_m = s_-,$$

где s — удельная энтропия или любая ее функция.

Пусть $\varepsilon = S_m/S$ — степень поджатия перфорации, равная отношению минимальной площади «проходного» сечения S_m к полной площади перегородки S . За S_m более правильно брать не геометрическую, а «эффективную» площадь, учитывающую отличие от единицы так называемого «коэффициента расхода». Равенства (1.2) и (1.3) вместе с согласующимися с (1.1) соотношениями

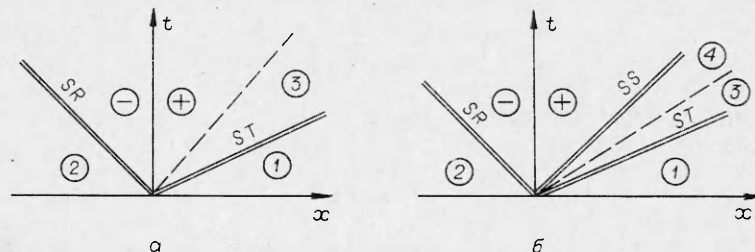
$$(1.4) \quad \varepsilon \rho_m u_m = \rho_- u_-, \quad 2i_m + u_m^2 = 2i_- + V_-^2$$

и уравнениями состояния $i = i(p, \rho)$ и $s = s(p, \rho)$ представляют систему условий, связывающих параметры слева от перегородки и в ее минимальном сечении.

Введем число Маха $M = u/a$, где $a = a(p, \rho)$ — скорость звука. При $M_m < 1$ поток справа от перегородки будет также дозвуковым (подчеркнем, что пока речь всюду идет о течении «вблизи» от перегородки, т. е. при $|x| \ll Dt$; в нестационарных волновых структурах скорости газа могут быть любыми и слева и справа от перегородки). На указанном режиме, который будем именовать как $P1$, предположение о безотрывном расширении дозвукового потока при $x > 0$ не отвечает действительности. Здесь более правильна известная схема отрывного истечения («удар Борда» [11]), когда на перегородку справа действует постоянное давление $p' = p_m$. На данном этапе предполагается, что каналы перфорации в направлении течения либо сужаются, либо имеют постоянные поперечные сечения. На $P1$ третье уравнение (1.1), будучи записанным для сечений m и $+$, принимает вид

$$(1.5) \quad p_+ + \rho_+ u_+^2 = p_m + \varepsilon \rho_m u_m^2.$$

Естественно, что на данном режиме параметры, входящие в (1.1) — (1.5), находятся одновременно с решением всей задачи о распаде разрыва. Не останавливаясь на порядке действий и способах анализа, которые вполне аналогичны описанным в [12, 15, 17—19], укажем лишь, что при этом реализуется xt -диаграмма, изображенная на фиг. 1, а. На фиг. 1 двойными линиями показаны траектории ударных волн, штриховыми — контактного разрыва («траектория» перегородки совпадает с осью t). Любая из ударных волн может быть заменена центрированной волной разрежения.



Ф и г. 1

Предельным по отношению к $P1$ является течение с запирающим потоком в каналах перегородки [2 — 5, 7, 8, 16]. В этом случае

$$(1.6) \quad M_m = 1,$$

поток при $x < 0$ перестает зависеть от параметров правее перегородки, однако равенства (1.1)—(1.4) сохраняются. На запертых режимах схема «удар Борда» нарушается, а условие их реализации состоит в выполнении неравенства

$$(1.7) \quad p' \leq p_m.$$

При удовлетворении (1.6) и (1.7) возможны, по крайней мере, два режима течения справа от перегородки. На одном из них (на режиме $P2$) величина p' зависит от нестационарной волновой структуры при $x > 0$, которая в таком случае не отличается от представленной на фиг. 1, а. Последнее означает, что звуковые струи, истекающие из отверстий перфорации и в силу (1.7) вначале разгоняющиеся, под воздействием стационарных скачков (косых и почти прямого — «закрывающего» [2]) и перемешивания образуют в сечении + равномерный дозвуковой поток. При этом выполняются равенства

$$(1.8) \quad \begin{aligned} \rho_+ u_+ &= \varepsilon \rho_m u_m, & 2i_+ + u_+^2 &= 2i_m + u_m^2, \\ p_+ + \rho_+ u_+^2 &= \varepsilon (p + \rho u^2)_m + (1 - \varepsilon) p', \end{aligned}$$

причем в сечении + решение, обеспечивающее неубывание энтропии, имеет $M_+ < 1$. Подчеркнем, что, хотя на рассматриваемом режиме параметры с индексом m в (1.8), согласно (1.6), известны, соотношения (1.8) в соответствии со смыслом $P2$ лишь дают связь между p' , p_+ , ρ_+ и u_+ , не определяя их однозначно. Перечисленные величины находятся из совместного решения (1.8) и уравнений, описывающих волновую структуру фиг. 1, а при $x > 0$.

Наряду с режимом $P2$ проанализируем режим $P3$ с «запертыми» отрывными зонами, при котором поток у перегородки, в частности величины p' , p_+ , ρ_+ и u_+ , не зависит от волновой структуры справа от нее. Очевидно, что здесь поток в сечении + сверхзвуковой, волновая диаграмма такова, как показано на фиг. 1, б, а волна (ударная или центрированная), отделяющая области + и 4, движется против сверхзвукового потока, хотя и сносится им вправо. Как и на фиг. 1, а, ударные волны (двойные линии) на фиг. 1, б могут быть заменены центрированными волнами разрежения соответствующих семейств.

Для описания режима $P3$ с запертыми отрывными зонами требуются дополнительные предположения. В ряде работ (например, в [4]) с этой целью принимается допущение об изэнтропическом сверхзвуковом расширении

$$(1.9) \quad s_+ = s_m.$$

Использование данного равенства для описания стационарного сверхзвукового течения в каналах с внезапным расширением ведет, однако, к заметным ошибкам в зависимости $p'/p_m = \varphi(\varepsilon)$, которая для рассматриваемого режима достаточно хорошо известна из эксперимента. В этом смысле более совершенна модель, получающаяся при нулевом коэффициенте эжекции из развитой в [20] теории эжекторных сопел. Указанная модель соответствует (1.8) с

$$(1.10) \quad p' = p_m$$

и с $M_+ > 1$. Являющаяся следствием (1.8) и (1.10) при $M_m = 1$ и $M_+ > 1$ зависимость $p'/p_m = \varphi(\varepsilon)$ исключительно хорошо согласуется со всеми известными авторам экспериментальными данными ($\varepsilon \geq 0,05$) по внезап-

ному расширению звукового потока (см., в частности, [21]). Ввиду отсутствия соответствующих сравнений для $\varepsilon < 0,05$ далее режим $P3$ будет описываться как в рамках (1.10), так и (1.9). При этом в обоих случаях переход от $P2$ к $P3$ осуществляется с того момента, когда вторичная ударная волна SS или пучок волн разрежения из характеристик второго семейства, которые, согласно фиг. 1, б, отделяют зоны 3 и 4, начинают сноситься потоком вправо.

Пусть на перегородку в момент $t = 0$ падает ударная волна SI , пришедшая слева и явившаяся причиной возникновения в этот момент в сечении $x = 0$ произвольного разрыва. Тогда с ростом интенсивности SI , которую удобно характеризовать либо отношением $P_I \equiv p_2/p_1$, либо числом Маха $M_{SI} \equiv D_{SI}/a_1$, где D_{SI} — скорость SI , а индексы 1, ... приписываются параметрам в соответствующих областях, естественно ожидать последовательной реализации режимов $P1$, $P2$ и $P3$. При этом, учитывая условия перехода от $P1$ к $P2$ и от $P2$ к $P3$, можно показать, что зависимости от P_I и M_{SI} таких параметров, как донное давление p' и интенсивности проходящей ST и отраженной SR волн, т. е. $P_T \equiv p_3/p_1$ и $P_R \equiv p_-/p_2$, оказываются непрерывными. В точках перехода рвутся лишь наклоны соответствующих кривых, что, правда, не всегда позволяют увидеть масштабы приводимых далее фигур. Доказательство непрерывности указанных зависимостей при переходе от $P2$ к $P3$ опирается, помимо прочего, на соотношения, описывающие эти режимы, и либо на условия для стационарного скачка, которым в момент перехода является вторичная волна SS , либо на непрерывность параметров на левой границе волны разрежения.

Хотя описанная выше последовательная смена режимов представляется вполне естественной, это не означает, что она будет реализовываться при любых условиях, в частности, для всех ε . Так, согласно выполненному анализу, при очень малых ε переход от $P2$ к $P3$, т. е. к режиму с запертыми отрывными зонами, невозможен ни при каких P_I . Для $\varepsilon = 1,4$ в рамках (1.9) минимальная величина ε , для которой еще реализуется указанный переход, близка к 0,008, а в рамках (1.10) — к 0,023. При меньших ε для сколь угодно больших P_I в принятых моделях осуществляется режим $P2$ с разомкнутыми отрывными зонами. Более того, можно показать, что при принятой выше схеме течения слева от перегородки и при любой модели течения справа от нее обязательно существует некоторая минимальная величина ε , ограничивающая снизу те значения степени проницаемости перегородки, при которых в рассматриваемой задаче может реализовываться режим $P3$. В других задачах, например в задаче о распаде с внезапным раскрытием «диафрагм» в минимальных сечениях перфорации с ростом начального отношения давлений, последовательная смена всех трех режимов может иметь место при любых ε .

2. Прежде чем привести численные результаты, полученные в рамках описанной выше математической модели, и их сравнения с имеющимися экспериментальными данными, наметим возможные обобщения выполненного анализа.

Во-первых, анализ п. 1 сравнительно легко переносится на случай перфорации с расширяющимися или сужающимися — расширяющимися (в направлении течения) каналами. Не приводя для подобной ситуации всех соотношений, перечислим лишь главные моменты, которые необходимо учесть при их написании. Прежде всего на незапертых режимах модификация схемы $P1$ в предположении безотрывного течения в каналах перфорации сводится к принятию условия изэнтропичности (1.3) вплоть до выхода из перегородки. Нарушение подобной схемы следует при этом ожидать лишь для каналов с большими углами расширения, в которых из-за торможения дозвукового потока отрыв может наблюдаться уже на их расширяющихся участках.

После загираания, которое и теперь происходит в минимальном сечении каналов перфорации, в некотором диапазоне давлений в отрывной зоне p' реализуется режим $P2^0$, занимающий промежуточное положение между $P1$ и $P2$. Указанный диапазон p' определяется условиями

$$(2.1) \quad p(M_B)P(M_B, Re_B) \leq p' \leq p(1),$$

где M_B и Re_B — числа Маха и Рейнольдса, определенные по параметрам на выходе из каналов перфорации; $p(M)$ — давление, найденное как функция числа Маха, полной энтальпии $I_- \equiv i_- + V_-^2/2$ и s_- ; $P(M, Re)$ — «критическое» отношение давлений в косом скачке — известная из эксперимента функция своих аргументов. При турбулентном пограничном слое зависимость P от Re слабая. Если в (2.1) нарушается левое неравенство, т. е. выполняется условие

$$p' < p(M_B)P(M_B, Re_B),$$

то осуществляется переход к $P2$, а затем к $P3$. Нарушение в (2.1) правого неравенства эквивалентно нарушению условия (1.6), т. е. переходу к незапертому режиму $P1$. При выполнении в (2.1) обоих неравенств внутри расширяющейся части каждого канала перфорации располагаются скачки уплотнения, а за ними (вблизи стенок) — отрывная зона, в которой, согласно [22], $p \approx p'$, причем давление в сечении отрыва $p(M)$, число Маха M , величина p' и т. п. связаны равенством

$$(2.2) \quad p' = p(M)P(M, Re) \geq p(M_B)P(M_B, Re_B).$$

Дальнейший расчет затем ведется так же, как в случае $P2$, с заменой P_m , ρ_m , u_m и ε в (1.8) значениями, удовлетворяющими (2.2). Переход от $P2^0$ к $P2$ осуществляется непрерывным образом после нарушения левого неравенства (2.1).

Во-вторых, для всех рассматривавшихся выше режимов поток слева от перегородки считался дозвуковым ($M_- < 1$). В действительности возможна и противоположная ситуация, особенно для $(1 - \varepsilon) \ll 1$, т. е. для перегородок, несильно загромождающих поток. Очевидно, однако, что анализ подобных режимов в рамках моделей, предполагающих одномерный характер течения в каналах перфорации, если и оправдан, то лишь для специальных перегородок типа решеток, состоящих из удлиненных остроконечных профилей. В случае же перегородок («экранов»), составленных, например, из проволочек, более естественно привлечение всех уравнений системы (1.1) с

$$(2.3) \quad X = c_x(M_-, Re_-)(1 - \varepsilon)\rho_-u_-^2$$

и с аналогичными выражениями для Y и Z при отличных от нуля компонентах v_- и w_- вектора скорости набегающего потока. В первом приближении коэффициенты сопротивления c_x, \dots при этом можно брать по результатам теоретических и экспериментальных исследований сверхзвукового обтекания единичных элементов перегородки (для экрана из проволочек — круговых цилиндров). По мере уменьшения ε возникает необходимость в учете интерференции соседних пар элементов. Момент начала интерференции (по ε) можно установить из тех же результатов обтекания отдельных элементов. Взаимодействие элементов в данной ситуации ведет к росту X , к усилению стационарных головных скачков, образующихся при обтекании каждого элемента, и в конце концов — к разрушению сверхзвукового режима течения. Самым сложным при этом представляется анализ переходного режима, когда уже существенна интерференция элементов, поток между которыми, однако, еще далек от одномерного. Именно здесь использование моделей, аналогичных развитым для $M_- < 1$, может приводить к различным парадоксам. В этой связи укажем на воз-

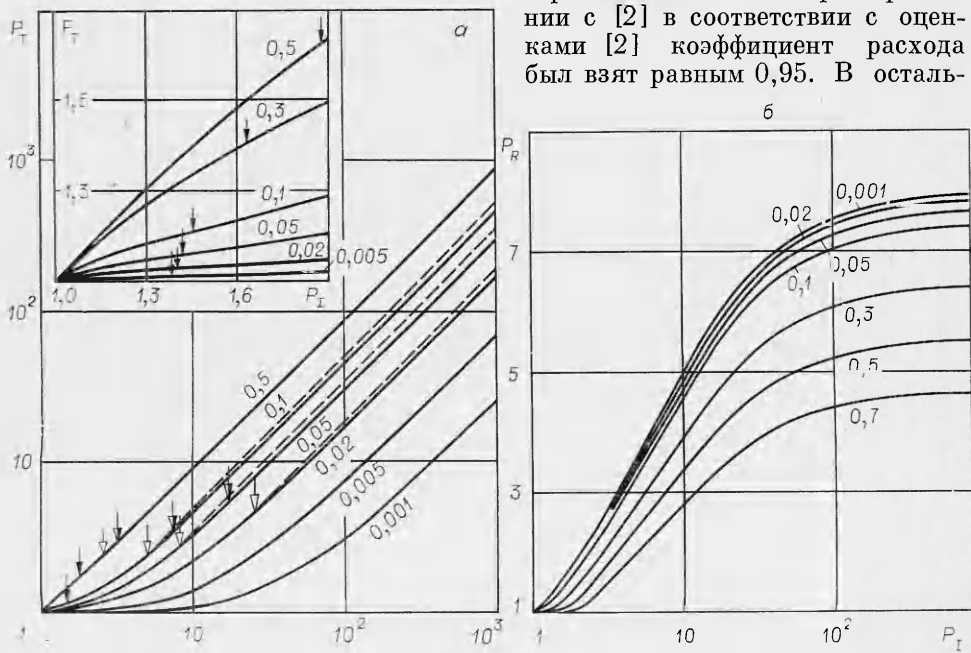
возможность нескольких решений, которые в подобных же условиях имеют место для каналов с внезапным изменением площади и исчезают при замене внезапного изменения плавным [13, 14]. Для $(1 - \varepsilon) \ll 1$ применение выражений типа (2.3) в рамках (1.1) оправдано и при $M_1 < 1$.

Наконец, развитые выше модели легко включаются в схему нестационарного взаимодействия с перфорированной перегородкой скачков произвольной ориентации. При этом особенно просто описывается случай нестационарного взаимодействия с регулярным отражением.

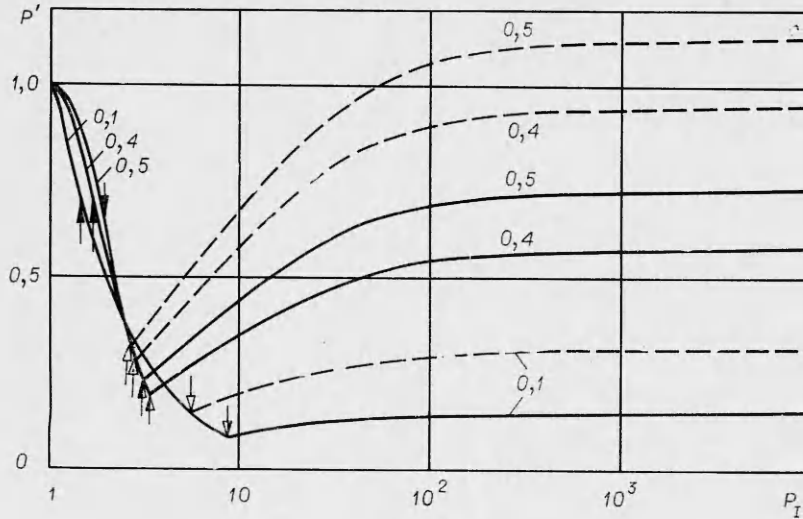
3. В согласии с моделями п. 1 был составлен численный алгоритм для ЭВМ и выполнены расчеты взаимодействия ударной волны с перфорированной перегородкой. Каналы перфорации имели постоянное сечение, а газ предполагался совершенным (если не оговорено, с показателем адиабаты $\kappa = 1,4$). Для этого случая под s в (1.3) и (1.9) удобно понимать «энтропийную функцию» p/ρ^κ . Некоторые результаты приведены на фиг. 2, 3, здесь и далее на фигурах результаты расчетов даны сплошными и штриховыми линиями, причем вторым отвечают участки кривых, которые для режима $P3$ получаются в рамках (1.9).

На фиг. 2, а для разных ε (цифры около кривых) приведены зависимости P_T от P_I . Точки перехода указаны стрелками: от $P1$ к $P2$ — темными, а от $P2$ к $P3$ — светлыми для (1.9) и наполовину темными — для (1.10). В логарифмическом масштабе представлен диапазон по P_I от 1 до 10^4 . Начальные участки тех же кривых даны, кроме того, в обычном масштабе в верхней части фигуры. Зависимости от P_I и ε интенсивности отраженной волны P_R и относительного донного давления $P' \equiv p'/p_2$ даны в полулогарифмическом масштабе на фиг. 2, б и 3.

На фиг. 4, 5 результаты расчетов сопоставляются в основном с экспериментальными данными. На фиг. 4 для $\varepsilon = 0,5$ такое сопоставление выполнено с результатами из [3, 4], которые показаны соответственно светлыми и темными точками, а для $\varepsilon = 0,71$ — с показанными треугольниками экспериментальными данными [2]. Результаты [3] для отраженной волны не приводятся, так как согласно соображениям, приведенным в [3] и подтвержденным в [4], измерения в [3] завышали интенсивность отраженной волны. При сравнении с [2] в соответствии с оценками [2] коэффициент расхода был взят равным 0,95. В осталь-



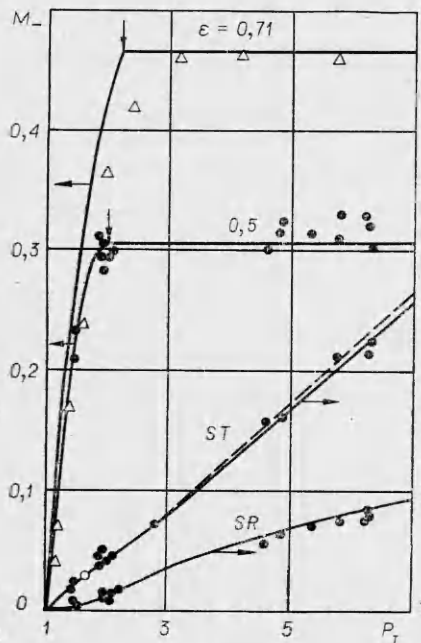
Фиг. 2



Ф и г. 3

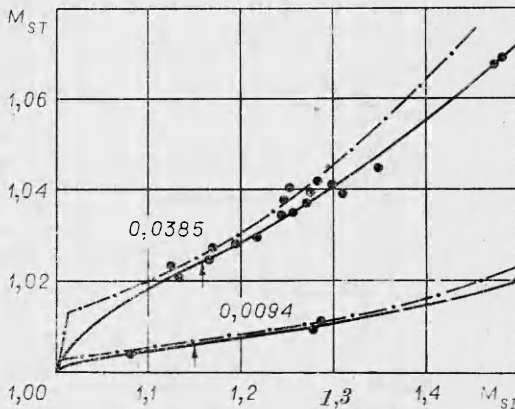
ных случаях он полагался равным единице. Теоретические кривые из [4], несмотря на хорошее совпадение с экспериментальными данными указанной работы, не приводятся по следующим причинам. Для незапертого режима $P1$ в [4] для теоретического описания привлекались экспериментальные значения коэффициентов сопротивления перфорированных экранов. Полученные при этом кривые практически не отличаются от соответствующих сплошных кривых фиг. 4, что следует рассматривать как дополнительное подтверждение принятой в п. 1 схемы течения с «ударом Борда». Для режимов с $M_m = 1$ в [4] использовалась модель с условием изэнтропичности (1.9), описанная в п. 1 для режима $P3$. При $\epsilon = 0,5$ указанную модель можно применять лишь, начиная с $P_I = 2,74$, когда вторичная волна сносится вниз по потоку. Наконец, для запертых режимов ($M_m = 1$) принятая в п. 1 схема расчета течения слева от перфорированной перегородки не отличается от использованной в [4].

Подобным же образом на фиг. 5 результаты расчетов для $\kappa = 1,29$ и двух малых значений ϵ (цифры у кривых) сравниваются с эксперименталь-



Ф и г. 4

но. Подобным же образом на фиг. 5 результаты расчетов для $\kappa = 1,29$ и двух малых значений ϵ (цифры у кривых) сравниваются с эксперименталь-



Ф и г. 5

ными (точки) и теоретическими (штрихпунктирные линии) данными [5]. Здесь M_{SI} и M_{ST} — числа Маха соответственно падающей и проходящей волн. Начальные прямолинейные участки штрихпунктирных кривых, отвечающие незапертому режиму, построены в [5] в предположении справедливости (1.3), (1.9), т. е. в рамках изэнтропического разгона, а затем торможения потока. В таком случае в противоположность модели п. 1 перегородка не имеет сопротивления. Поэтому $P_T = P_I$ и $P_R = 1$, т. е. падающая волна SI проходит через нее, не ослабляясь и не отражаясь. Как видно из фиг. 4, это не так (в [5] нет экспериментальных точек, отвечающих незапертому режиму). Авторам не удалось установить, какая модель принималась в [5] для описания запертых режимов. Тем не менее видно, что штрихпунктирные кривые фиг. 5 уступают сплошным, преимуществу которых с ростом M_{SI} или P_I становится все более явным. Заметим, наконец, что сравнение теоретических кривых данной работы с экспериментами [9] по обтеканию достаточно крупных препятствий лишено смысла по ряду причин методического характера. Главная из них связана с малыми по отношению к размерам обтекаемых тел или к расстоянию между ними (большая из этих величин играет роль «характерного размера перфорации» d) расстояниями, на которых в [9] выполнялись измерения.

Авторы выражают признательность В. А. Вострецовой за помощь в работе.

Поступила 10 III 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Glass I. I., Patterson G. N. A theoretical and experimental study of shock-tube flows.— JAS, 1955, vol. 22, N 2.
2. Dosanjh D. S. Some comments on «A theoretical and experimental study of shock-tube flows».— JAS, 1955, vol. 22, N 11.
3. Bewman J. E., Niblett G. B. F. The passage of a plane shock wave through a wire gauze.— Proc. Phys. Soc., 1955, vol. 68, pt 12, N 432 B.
4. Franks W. J., Hall J. G. Collision of plane shock waves with wire screens.— JAS, 1957, vol. 24, N 12.
5. Dain C. G., Hodgson J. P. Generation of weak shock waves in a shock tube.— Aeronaut. Quarterly, 1974, vol. 25, pt 2.
6. Жигалко Е. Ф. Простейшие решения задач о взаимодействии ударных волн с профилируемыми стенками.— В сб.: Газодинамика и теплообмен. Вып. 4. Л., изд. ЛГУ, 1975.
7. Гродзовский Г. Л. Взаимодействие нестационарных волн и перфорированных стенок.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 2.
8. Островский Е. Н. Поглощение отраженной ударной волны в результате взаимодействия сильной падающей ударной волны с перфорированной преградой.— Учен. зап. ЦАГИ, 1975, т. 6, № 5.
9. Kawamura R., Kawada H. A study of the attenuation of shock waves due to obstacles in the passage.— J. Phys. Soc. Japan, 1957, vol. 12, N 11.
10. Kahane A., Warren W. R. et al. A theoretical and experimental study of finite amplitude wave interactions with channels of varying area.— JAS, 1954, vol. 21, N 8. Рус. пер.— Сб. пер. Механика, 1955, № 4.
11. Станюкович К. П. Неуставившиеся движения сплошной среды. М., ГИТТЛ, 1955.
12. Дулов В. Г. Распад произвольного разрыва параметров газа на скачке площади сечения.— Вест. ЛГУ. Мат., мех., астр., 1958, № 19, вып. 4.
13. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Stern R. A. Peculiarity of shock impingement of area convergence.— Phys. Fluids, 1959, vol. 2, N 4.
14. Rudinger G. Passage of shock waves through ducts of variable cross section.— Phys. Fluids, 1960, vol. 3, N 3.
15. Oppenheim A. K., Urtiew P. A., Laderman A. J. Vector polar method for the evaluation of wave interaction processes.— Archiwum Budowy Maszyn, 1964, t. 11, N 3.
16. Честер У. Распространение ударных волн в каналах переменного поперечного сечения.— В сб.: Проблемы механики. Вып. 4. М., ИЛ, 1963.
17. Яушев И. К. О численном расчете нестационарных течений газа в одномерном приближении в каналах со скачком площади сечения.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1967, № 8, вып. 2.

18. Яушев И. К. Распад произвольного разрыва в канале со скачком площади сечения.— Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук, 1967, № 8, вып. 2.
19. Годунов С. К. и др. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М., Наука, 1976.
20. Pearson H., Holliday J. B., Smith S. F. A theory of the cylindrical ejector supersonic propelling nozzles.— J. Royal Aeronaut. Soc., 1958, vol. 62, N 574.
21. Славянов Н. Н., Тагиров Р. К. Экспериментальное исследование влияния отношения теплоемкостей на донное давление за кольцевым уступом.— Изв. АН СССР. МЖГ, 1967, № 4.
22. Sinley H. L. G., Ferriman V. N. Jet separation in conical nozzles.— J. Royal Aeronaut. Soc., 1964, vol. 68, N 648.

УДК 624.131+532.529

ВОЛНЫ В СРЕДАХ С ПЕРЕМЕННОЙ И ПОСТОЯННОЙ ОБЪЕМНОЙ ВЯЗКОСТЬЮ

А. Г. Ляхов, Г. М. Ляхов, В. Н. Охитин

(Москва)

Решение волновых задач проводилось на основе модели многокомпонентной среды без вязкости [1—3] и с постоянным коэффициентом объемной вязкости η [4—7].

Ниже дано решение задачи о распространении плоской одномерной волны, создаваемой ударной и непрерывно нарастающей нагрузкой в многокомпонентной среде при $\eta = 0$ (среда без вязкости), $\eta = \eta_0$ (постоянная вязкость), $\eta = \eta(\varepsilon)$ (вязкость, меняющаяся в процессе деформации среды). Сопоставление полученных решений позволяет определить влияние изменения η на закономерности распространения волн.

К жидкостям с пузырьками газа, а также к водонасыщенному грунту (среда — твердые частицы, жидкость, газ), где газ защемлен в виде отдельных пузырьков, при рассмотрении волновых процессов применяется модель многокомпонентной среды с объемной вязкостью [6]. Поведение среды определяется уравнением

$$(1) \quad \frac{\dot{V}}{V_0} = \varphi(p) \dot{p} - \frac{\alpha_1}{\eta} \psi(p, V),$$

где p — давление в среде; V и V_0 — удельный объем при давлении p и атмосферном давлении p_0 ; $\varphi(p) = (dV_D/dp)/V_0$; $V_D(p)$ — диаграмма динамического сжатия среды при $\dot{p} \rightarrow \infty$, $\dot{V} \rightarrow \infty$. Функция $\psi(p, V) = 0$ соответствует диаграмме статического сжатия среды (равновесной диаграмме) при $\dot{p} \rightarrow 0$, $\dot{V} \rightarrow 0$, η — коэффициент объемной вязкости.

При этом

$$(2) \quad \frac{\bar{V}_D}{V_0} = \alpha_1 + \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_i}};$$

$$(3) \quad \psi(p, V) = p - p_0 \alpha_1^{\gamma_1} \left\{ \frac{\dot{V}}{V_0} - \sum_{i=2}^3 \alpha_i \left[\frac{\gamma_i (p - p_0)}{\rho_{i0} c_{i0}^2} + 1 \right]^{-\frac{1}{\gamma_i}} \right\}^{\gamma_1},$$

где i — номер компонента, первый — газ, второй — жидкость, третий — твердые частицы; α_i — содержание компонентов по объему; $V_{i0} = 1/\rho_{i0}$ —