

УДК 533.6.011.6

ОБ ЭФФЕКТЕ ПОВЫШЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРЫ ТОРМОЖЕНИЯ
ПРИ ОБТЕКАНИИ ГАЗОМ ГЛУБОКИХ ПОЛОСТЕЙ

Ю. Б. ЕЛИСЕЕВ, А. Я. ЧЕРКЕЗ

(Москва)

Анализируются результаты экспериментов с полыми моделями, помещенными в стационарный газовый поток. Определены некоторые количественные характеристики наблюдающегося при этом эффекта повышения температуры сверх величины температуры торможения в набегающем потоке. Показано, что это явление связано с образованием в полости ударных волн, диссипация энергии в которых приводит к постепенному разогреву газа и стенок модели.

В экспериментальной практике последних лет разными исследователями наблюдался интересный и необычный эффект. При обтекании стационарным воздушным потоком тел или моделей, в которых имелись обращенные к потоку глубокие полости, глухие отверстия или сильно задросселированные каналы, иногда отмечалось повышение температуры отдельных частей моделей до величины, значительно — на десятки, а иногда и сотни градусов — превышающей температуру торможения T_0 в набегающем потоке.

С точки зрения общепринятых положений газодинамики стационарных течений эти результаты представлялись необъяснимыми.

Действительно, для энергетически изолированного стационарного потока идеального газа возможность появления струек тока или областей течения с температурой, превышающей начальную температуру торможения, противоречит закону сохранения энергии.

В реальном газе при различной интенсивности переноса энергии вязкостью и теплопроводностью ($P \neq 1$) температура торможения может перераспределяться по сечению интегрально-адиабатического потока [1, 2].

Однако при числе Прандтля, меньшем единицы (для воздуха, как известно, физическое число Прандтля $P = c_p \mu / \lambda = 0.72$, а турбулентное число Прандтля $P_t \approx 0.5 \div 0.8$), направление переноса полной энергии таково, что в струйках, обладающих меньшей скоростью, например приторможенных в пограничном слое у стенки, в области отрыва или на периферии свободной струи температура торможения всегда ниже, чем в невозмущенном потоке [2, 3]. В конечном счете эффект реального газа приводит к тому, что температура стенок тела не выше, а обычно несколько ниже температуры торможения набегающего потока и близка к температуре восстановления $T_e = T [1 + 0.5(k - 1)rM^2]$, где коэффициент восстановления $r \approx 0.8 \div 0.9$.

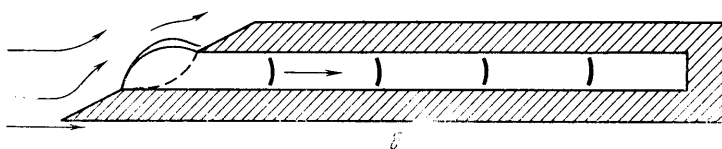
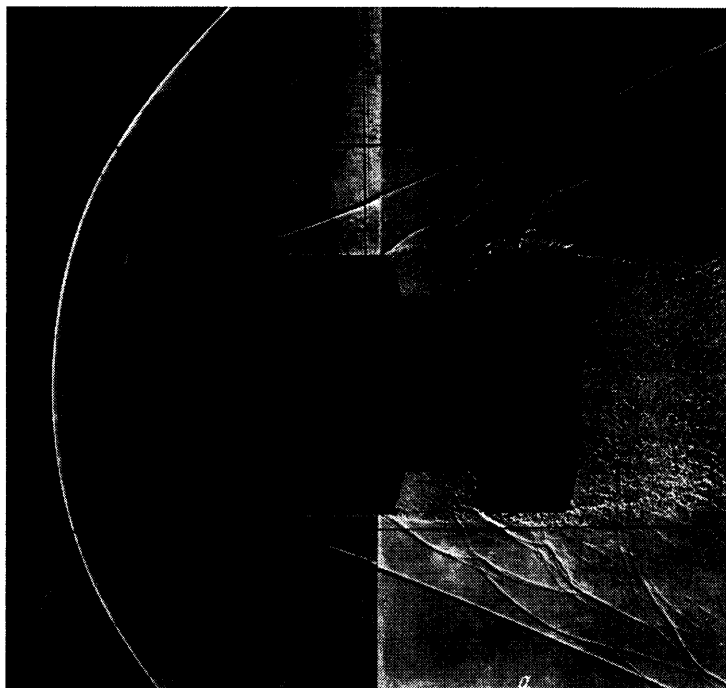
Указанное выше аномальное увеличение температуры моделей нельзя также связать с известным процессом вихревого разделения температуры — эффектом Ранка [4, 5], хотя бы потому, что оно наблюдалось в условиях, когда отсутствовало сколько-нибудь заметное вращение потока. Заметим, кроме того, что в трубке Ранка повышенную температуру приобретает только небольшая часть вытекающего газа; корпус же трубки не греется и сохраняет температуру, близкую к первоначальной температуре торможения газа [5].

Действительную причину указанного выше эффекта следует искать в нестационарных ударно-волновых процессах, которые возникают при взаимодействии внешнего потока, обтекающего открытый конец полости, с находящимся внутри нее объемом газа.

При отрывном обтекании газовым потоком углубления или выреза в поверхности тела, как известно, образуется поверхность раздела между внешним потоком и газом в области отрыва. В теории (см., например, [6]) принимается, что поверхность раздела, как и развивающийся вдоль нее свободный пограничный слой, занимает некоторое стационарное положение, которое определяется передней и задней кромкой выреза.

Однако при скоростной киносъемке процесса или искровом фотографировании моделей с вырезами в свободном полете было отмечено, что видимая граница раздела совершает колебания со значительной амплитудой (свыше $15 \div 20\%$ длины выреза) и частотой, зависящей от размеров выреза [7].

На фиг. 1, а показана картина течения, наблюдавшаяся Ю. П. Семенкевичем при аэробаллистических экспериментах с осесимметричными моделями, имеющими прямоугольную выточку на боковой поверхности. Граница раздела по-разному изогнута в различные моменты времени, а во внешнем потоке видны слабые ударные волны, генерируемые колеблющейся поверхностью; такие же волны должны, по-видимому, образоваться и внутри зоны отрыва.



Фиг. 1. Колебания поверхности раздела при отрывном обтекании выреза и глубокой полости

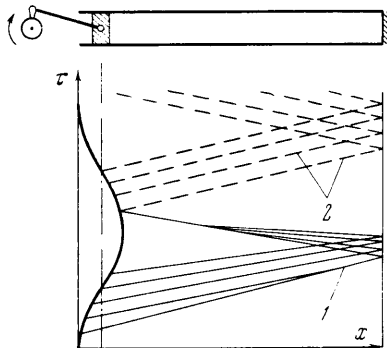
Можно представить себе следующую схему процесса, приводящего к указанному выше нагреву газа внутри глубоких полостей (фиг. 1, б).

При отрывном обтекании открытого конца полости возникает поддерживаемый за счет энергии внешнего потока автоколебательный процесс с частотой, равной собственной частоте столба газа в области отрыва. От колеблющейся поверхности раздела в разных фазах ее движения внутрь полости распространяются волны сжатия или разрежения, которые затем отражаются от закрытого конца. Взаимодействуя между собой, волны сжа-

тия усиливаются и на некотором расстоянии от входа образуют ударную волну конечной амплитуды, распространение которой в газе сопровождается ростом энтропии, т. е. необратимым выделением тепла. Это тепло аккумулируется в газе, находящемся в области отрыва внутри полости, и приводит к его постепенному разогреву. Конечная температура газа и прилегающих частей модели будет зависеть от условий теплоотдачи во внешний поток через стенки, а также от интенсивности массообмена у открытого конца полости.

Точное рассмотрение описанного процесса представляет собой сложную задачу, однако ориентировочную оценку ожидаемых при этом эффектов можно провести, если условно заменить поверхность раздела жесткой стенкой и свести задачу к анализу процессов, происходящих в цилиндрической трубе при колебаниях поршня у ее открытого конца (фиг. 2). Эта классическая задача теории неустановившихся движений газа неоднократно рассматривалась в литературе [8-10].

Из экспериментов известно, что интенсивность волновых процессов внутри трубы резко увеличивается, когда частота колебаний поршня равна собственной частоте (основному тону) столба газа [9]; именно такой резонансный режим может существовать в рассматриваемом случае автоколебательного процесса в открытой с одного конца полости.



Фиг. 2. Схема движения волн в трубе при колебаниях поршня у ее открытого конца; 1 — волны сжатия, 2 — волны разрежения

Особенностью этого режима является то, что давление на поршень внутри трубы p и скорость поршня w совпадают по фазе; при этом работа совершается поршнем как при прямом ходе — против сил давления — так и при обратном, когда под поршнем существует разрежение.

Если F и h — площадь и полный ход поршня, а τ — время, то секундная работа поршня выражается интегралом

$$A_1 = \frac{1}{\tau} \int_0^{\tau} (p - p_0) F w dt$$

После замены давления и скорости их средними за цикл значениями получаем приближенную оценку

$$A_1 \approx \Delta p h \omega F \quad (1)$$

где Δp — амплитуда пульсаций давления вокруг среднего значения, а ω — частота колебаний поршня в герцах.

Работа, совершаемая поршнем, затрачивается на необратимое выделение в газе тепла, которое (если считать ударные волны основным источником диссипации энергии) может быть оценено секундной величиной

$$A_2 \approx G_1 T \Delta S \quad (2)$$

Здесь $G_1 = \rho D F$ — общая масса столба газа с плотностью ρ и площадью F , по которому волна, движущаяся со скоростью D , проходит за 1 сек, T — температура газа, ΔS — увеличение энтропии единицы массы газа в волне.

Как известно, приращение энтропии в слабой ударной волне пропорционально кубу приращения давления, так что

$$T\Delta S \approx \frac{1}{12} \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} (\Delta p)^3 \approx \frac{1}{12} \frac{v}{p^2} \frac{k+1}{k^2} (\Delta p)^3$$

(v — удельный объем). Для воздуха ($k = 1.4$)

$$T\Delta S \approx 0.1 v p^{-2} (\Delta p)^3, \quad A_2 \approx 0.1 DFp (p^{-1} \Delta p)^3 \quad (3)$$

Приравнивая секундную работу поршня (1) количеству энергии, поглощаемой газом (3), находим

$$(p^{-1} \Delta p)^2 = 10 h \omega / D \quad (4)$$

Для закрытой с одного конца трубы длиной L с жестким поршнем частота колебаний в резонансе (основной тон) равна $\omega = D / 2L$. В данном случае при колебаниях, вызванных свободной поверхностью раздела, частота в резонансе будет вдвое меньшей, так как при отражении от открытого конца волна меняет знак, и вместо отраженной ударной волны по трубе пройдет волна разрежения. Поэтому в уравнение (4) подставляем

$$\omega = D / 4L \quad (5)$$

после чего определяется величина амплитуды колебаний давления

$$p^{-1} \Delta p \approx 1.6 \sqrt{h / L} \quad (6)$$

Так как величина h в данном случае зависит от параметров потока и геометрии канала, в том числе его длины L , то действительная функциональная зависимость амплитуды пульсаций давления от параметров полости будет сложнее, чем (6). Однако при помощи (6), ориентируясь на средние экспериментальные значения амплитуды колебаний поверхности раздела при обтекании вырезов, можно оценить порядок величины пульсаций давления, ожидаемых при указанной схеме явления.

Проведем такой оценочный расчет для одной из моделей, на которых впоследствии были проведены экспериментальные исследования. Пусть труба диаметром $d = 76$ мм и длиной $L = 1$ м находится в потоке воздуха с полным давлением 1 кг/см² и температурой торможения 288° К. Условно принимаем, что ход «поршня», эквивалентный пульсации поверхности раздела при отрывном обтекании открытого конца трубы, равен ± 10 мм, т. е. $h = 20$ мм.

В этом случае амплитуда колебаний давления воздуха в полости согласно (6) получается равной 0.22 кг/см², скорость движения ударной волны по невозмущенному газу $D \approx 375$ м/сек и частота ω колебаний в резонансе согласно (5) примерно 95 ц.

Из уравнения (3) следует, что выделение энергии внутри полости при этих условиях будет равно ~ 170 вт или ~ 0.04 ккал/сек. За счет этой энергии газ внутри полости при отсутствии теплоотвода в стенки и во внешний поток нагревался бы достаточно быстро: темп увеличения температуры

$$\frac{dT}{d\tau} = \frac{A_2}{\rho F L c_p} \approx 0.1 \omega T \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^3 \quad (7)$$

равнялся бы примерно 30 град/сек. Теплоемкость металлических стенок трубы в сотни раз превышает теплоемкость воздуха внутри нее, поэтому при совместном нагреве темп роста температуры должен составлять доли градуса в секунду.

Для оценки величины нагрева на установившемся тепловом режиме полагаем, что все выделяемое в газе тепло отводится во внешний поток с боковой поверхности трубы F_e . Избыточная температура газа внутри трубы, т. е. разность между температурой газа в полости и температурой торможения во внешнем потоке определяется из соотношения

$$\Delta T = 3600 \frac{A_2}{\alpha_\Sigma F_e} \approx 0.21 \frac{D}{\alpha_\Sigma l} p \left(\frac{\Delta p}{p} \right)^3 \quad (8)$$

Здесь α_Σ — суммарный коэффициент теплопередачи от газа к потоку, учитывающий термическое сопротивление стенок трубы и слоя теплоизоляции, а также коэффициенты теплоотдачи от газа к стенкам и от наружных стенок к потоку. Для рассматриваемой модели с теплоизоляцией из асбеста толщиной ~ 5 мм $\alpha_\Sigma \approx 5 \div 10$ ккал/м²·час·град, $l = L/d \approx 13$.

Из соотношения (8) следует что в этих условиях повышение температуры газа в полости сверх температуры торможения набегающего потока может быть весьма существенным и достигать значений 60 — 120°.

Если считать, что при небольшом протоке газа через полость количество подводимого тепла не меняется, то из уравнения теплового баланса можно получить соотношение

$$\frac{\Delta T'}{\Delta T} = \left(1 + 3600 G' \frac{c_p}{F_e \alpha_\Sigma} \right)^{-1} \quad (9)$$

Здесь $\Delta T'$ — предельный подогрев при наличии протока газа с секундным расходом G' , c_p — теплоемкость газа. Отсюда легко установить, что при указанных значениях параметров утечка газа из трубы через отверстие площадью в 1% площади поперечного сечения трубы снизит подогрев более чем в три раза. Поэтому при эксперименте необходимо не только теплоизолировать, но и хорошо герметизировать трубу.

Из приведенной выше схемы явления следует, что оно может существовать в широком диапазоне параметров потока, режимов течения и размеров модели.

Можно ожидать, что при неизменных параметрах внешнего потока для геометрически подобных полостей амплитуда пульсаций и ход «поршня» h изменяются пропорционально линейным размерам полости. В этом случае из полученных соотношений (3), (5), (6) — (8) можно заключить, что при уменьшении размеров модели:

а) остаются постоянными амплитуда пульсаций давления, тепловыделение в газе на единицу площади сечения или внешней поверхности, а также предельная температура в случае, если сохранится величина суммарного коэффициента теплопередачи α_Σ ,

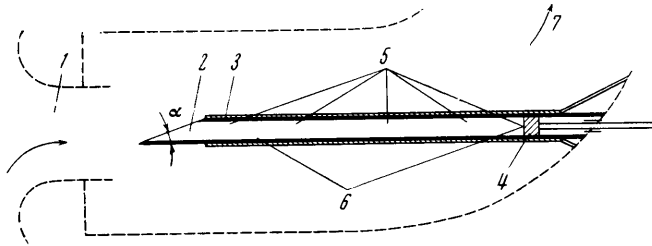
б) увеличатся пропорционально масштабу моделирования частота пульсаций ω и темп роста температуры (секундный подогрев) газа без учета теплоотдачи в стенку.

Важной характеристикой процесса является расстояние, при котором наложение волн сжатия приводит к образованию ударной волны; это расстояние обратно пропорционально ускорению поршня [8]. Легко показать, что при указанных условиях моделирования ($h \sim L \sim d$) изменение ускорения таково, что это расстояние в калибрах модели останется постоянным.

Таким образом, есть основания ожидать повторяемости явления на моделях различных, в том числе достаточно малых размеров, пока не станут определяющими процессы, связанные с ростом относительной толщины пограничного слоя, что может привести как к демпфированию пульсаций, так и к усилению других источников диссипации энергии.

Приведенные выше соотношения носят сугубо оценочный характер, в первую очередь, из-за условности схемы явления и пренебрежения таковыми его, возможно существенными, особенностями, как взаимодействие прямых и отраженных волн, акустическое излучение и массообмен у открытого конца, изменение интенсивности процессов по длине полости.

Ввиду известного произвола в выборе величины условного хода поршня численные результаты указывают лишь порядок ожидаемых величин. Однако они позво-



Фиг. 3. Схема экспериментальной установки: 1 — сопло, 2 — модель, 3 — теплоизоляция, 4 — поршень, 5 — термопары, 6 — датчики пульсаций давления, 7 — эксгаустеру

лили выявить некоторые интегральные закономерности процесса и оказались очень полезными при подготовке модельного аэродинамического эксперимента, результаты которого излагаются ниже.

Экспериментальная установка монтировалась внутри канала диаметром 600 мм, соединенного с эксгаустером. На входе в канал устанавливалось дозвуковое сопло диаметром 200 мм или сменные профилированные сверхзвуковые сопла с диаметром выходного сечения 110 мм; через сопло внутрь всасывался атмосферный воздух из помещения стенда. Непосредственно за соплом в ядре вытекающей из него струи устанавливались испытываемые модели (фиг. 3).

Модели были изготовлены из стальных труб двух размеров — внутренним диаметром $d = 76$ мм с толщиной стенки 4 мм (большая модель) и $d = 16$ мм с толщиной стенки 1 мм (малые модели); наружная поверхность труб была покрыта слоем теплоизолирующего материала — асбеста или стеклоткани — толщиной до 5 мм, входные кромки отверстий были острыми.

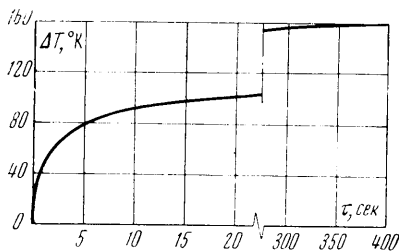
Большая модель была установлена по оси потока, как показано на фиг. 3, и испытывалась только при дозвуковых скоростях. Плоскость входного сечения ее была срезана под углом $\alpha = 17,5^\circ$ к оси. Перемещением поршня, плотно установленного внутри модели, можно было плавно изменять длину (глубину полости) от нуля до $L = 1500$ мм (все длины здесь и далее измеряются вдоль короткой образующей модели).

Малые модели отличались формой входной части, величиной угла α , длиной L ; испытания их проводились при $M < 1$, а также при $M = 1,6$ и $M = 2,0$ с изменением угла установки β оси модели относительно оси сопла.

На дне (торце) моделей и в нескольких точках по глубине полости имелись термопары для измерения температуры воздуха, а также температуры стенок модели. По центру донного торца и в одной точке боковой поверхности полости модели были установлены индукционные датчики пульсаций давления. При помощи образцовых вакуумметров и манометров контролировалось статическое давление в рабочей части установки, а также средняя величина давления внутри полости у дна модели.

Величина разрежения в рабочей части установки могла регулироваться задвижкой, что позволяло плавно менять число M потока на дозвуковых скоростях и поддерживать близкий к расчетному режим истечения из сверхзвуковых сопел. Согласно показаниям термопар сразу же после запуска трубы температура воздуха внутри полости начинала возрастать, причем темп роста температуры, значительный вначале, постепенно уменьшался по мере разогрева воздуха и стенок модели (фиг. 4). Через 10–15 мин на большой модели и через 3–6 мин на малых моделях устанавливался практически стационарный тепловой режим, при котором температура

воздуха у дна модели превышала температуру торможения в потоке (т. е. температуру в помещении стенда, откуда всасывался воздух) на 100—150° К и более. Величина предельной избыточной температуры воздуха у дна полости ΔT как характерный параметр процесса приводится ниже в тексте и на графиках.



Фиг. 4. Изменение избыточной температуры воздуха у дна модели во времени; $d = 16$ мм, $L = 230$ мм, $\alpha = 17.5^\circ$, $M = 0.9$

тудой Δp от ± 0.2 до $\pm 0.7 \div 0.8$ кг/см² у дна полости, причем средняя величина давления была при $M < 1$ близка к полному давлению потока, т. е. $p \approx 1$ кг/см². Характер и амплитуда пульсаций не менялись за время выхода на стационарный тепловой режим (фиг. 5).

Эти результаты согласуются с изложенными соображениями об ударно-волновой природе эффекта. Неожиданным оказалось то, что все явления сохранялись даже при малых дозвуковых скоростях потока: так, для числа $M = 0.3$ пульсации давления составляли приблизительно ± 0.4 кг/см², а превышение температуры у дна над температурой торможения потока достигало $\Delta T \approx 40^\circ$.

Частота пульсаций практически не зависела от скорости набегающего потока и менялась примерно обратно пропорционально длине (глубине) полости L (фиг. 6). При этом длина волны была вчетверо больше эффективной глубины, которая определялась из применяемого в акустике соотношения

$$L_e = L + 0.5d \operatorname{ctg} \alpha + 0.1d$$

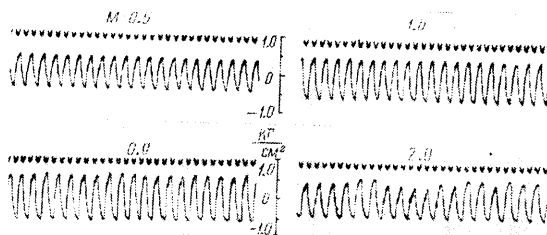
Амплитуда пульсаций давления определялась как половина общего размаха колебаний по осциллограмме и была примерно одинаковой на подобных моделях различного размера. Амплитуда увеличивалась с ростом числа M в области дозвуковых скоростей. На фиг. 7 экспериментальные значения амплитуды колебаний давления при различных числах M для различных моделей сравниваются с расчетными зависимостями, которые получены из предположений, что выделяемая в газе энергия (3)

$$A_2 = \operatorname{const} p (p^{-1} \Delta p)^3$$

пропорциональна квадрату скорости набегающего потока — кривая a — или его скоростному напору — кривая b .

Соответственно росту амплитуды пульсаций в области дозвуковых скоростей увеличивалась температура воздуха у дна модели на стационарном тепловом режиме (фиг. 8). Экспериментальные точки $\Delta T = f(\Delta p)$ хорошо укладываются на кубическую параболу (фиг. 9), что соответствует теоретической зависимости (8) и является некоторым подтверждением гипотезы о выделении тепла как следствии диссипации энергии в ударных волнах.

Заметим, что на одинаковых режимах, несмотря на равный уровень пульсаций давления, абсолютные значения температуры воздуха у дна малых моделей были существенно ниже, чем на геометрически подобной модели большего размера. Это различие может быть частично связано с худшей теплоизоляцией наружной поверх-



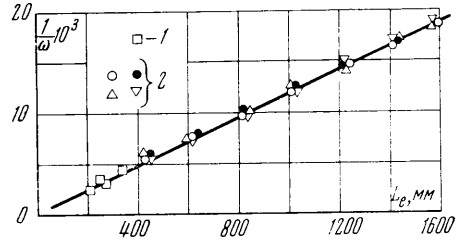
Фиг. 5. Осциллограммы избыточного давления у дна полости при различных значениях числа M в набегающем потоке; $d = 16$ мм, $l = L/d = 14.5$, $\alpha = 17.5^\circ$; верхняя кривая — отметка времени с частотой 500 гц

ности малых моделей — 3,5 мм стеклоткани вместо 4,5–5 мм асбеста на большой модели. Возможно, имеет значение и другой неучтенный в схеме явления фактор, а именно теплопередача к открытому концу полости, зависящая от абсолютной величины длины L .

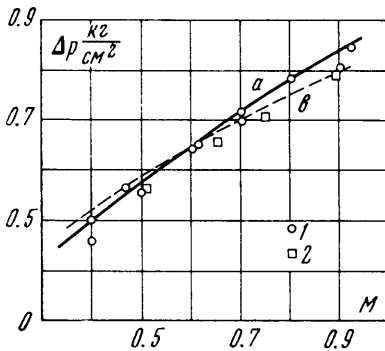
Повышение скорости дозвукового потока сверх величин, соответствующих $M \approx 0,9$, приводило к нарушению регулярности колебаний, появлению высоких частот и уменьшению амплитуды пульсаций давления. Одновременно с приближением к $M = 1$ отмечалось значительное уменьшение подогрева газа в полости.

При сверхзвуковых скоростях ($M = 1,6$ и $M = 2,0$, режим истечения — расчетный) все наблюдаемые явления качественно сохранялись такими же, как и при $M < 0,9$, но абсолютная величина колебаний давления и температура газа были ниже, чем при больших дозвуковых скоростях потока (фиг. 10). Однако если согласно (6) и (8) привести величины Δp и ΔT к одному уровню среднего давления в полости (при $M > 1$ оно понижалось по сравнению с дозвуковыми режимами примерно пропорционально величине потерь полного давления в прямом скачке уплотнения), то относительная амплитуда пульсаций давления и относительный подогрев оказываются при $M = 1,6$ и $M = 2,0$ приблизительно такими же, как и при $M \approx 0,9$.

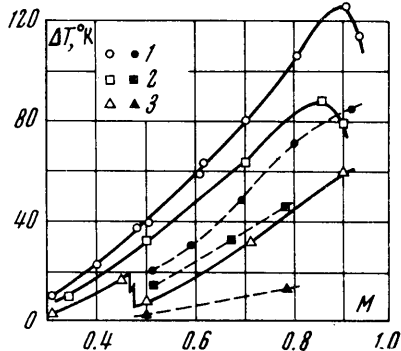
Эксперименты показали, что на интенсивность изучаемого эффекта существенно влияет форма передней части модели и, в особенности, величина угла α между плоскостью среза и осью модели (ось модели в этих опытах была направлена по



Фиг. 6. Зависимость периода колебаний давления от эффективной глубины полости; данные получены в диапазоне чисел M 0,3 ÷ 2,0 на моделях диаметром 16 мм и 76 мм (точки 1 и 2 соответственно)



Фиг. 7. Зависимость амплитуды колебаний давления от числа M в падающем потоке для малых (1) и больших (2) моделей; $l = 14,5$, $\alpha = 17,5^\circ$, $p_0 = 1$ кг/см²

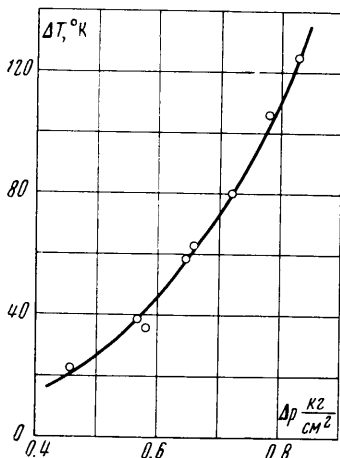


Фиг. 8. Избыточная температура дна полости на установившемся тепловом режиме; данные получены на малых моделях ($d = 16$ мм) с относительной длиной $l = 14,5$ (сплошные линии) и $l = 11,5$ (пунктир). Кривые 1, 2, 3 соответствуют значениям угла $\alpha = 17,5, 27,5$ и $42,5^\circ$

потоку, т. е. $\beta = 0$). С увеличением угла α от $17,5$ до $27,5^\circ$ амплитуда пульсаций и нагрев газа несколько снизились, однако качественно явление сохранилось (см. фиг. 8). При дальнейшем увеличении угла ($\alpha = 42,5^\circ$) произошли качественные изменения: частота колебаний давления (при $M > 0,5$) увеличилась в три раза, амплитуда колебаний и подогрев газа резко уменьшились.

Можно полагать, что причиной этого является изменение характера обтекания передней части модели: при больших углах α критическая точка потока распола-

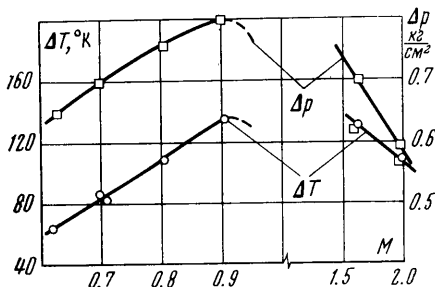
гается не на передней кромке модели, а на свободной поверхности перед открытым концом полости, из-за чего исчезает единая колеблющаяся поверхность раздела с постоянным направлением скорости на ней.



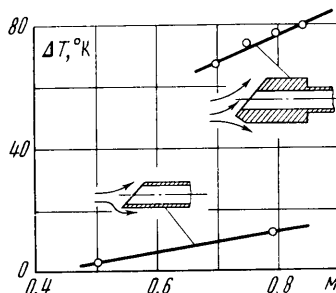
Фиг. 9. Зависимость предельной избыточной температуры у дна полости от амплитуды пульсаций давления; $d = 16$ мм, $\alpha = 17.5^\circ$, кривая — $\Delta T = 22\Delta p^3$

ния (диска Маха) возникали, как в акустическом генераторе Гартмана, интенсивные колебания в струе и внутри трубки, причем наблюдалось значительное повышение температуры воздуха и стенок трубки.

Автор очень интересной работы [12], по-видимому, впервые наблюдавший нагрев газа при колебаниях давления в полости, в качестве возбудителя колебаний также использовал периодическую структуру недорасширенной струи, вытекавшей



Фиг. 10. Зависимость амплитуды пульсаций и предельной избыточной температуры воздуха от числа M в потоке

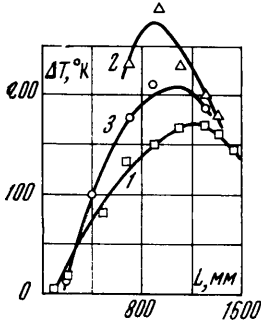


Фиг. 11. Изменение величины предельной избыточной температуры у дна полости в зависимости от формы передней части модели

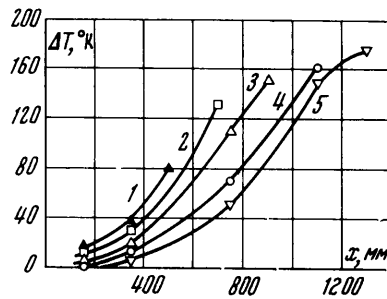
из сопла с выходным диаметром, близким к диаметру трубки, или вносил возмущения в струю нитями, расположенными на срезе сопла. Авторы заметки [13] добивались аналогичного эффекта подбором формы, размеров и места установки между соплом и моделью специального кольцевого профиля.

Существенным отличием описываемых здесь экспериментов является то, что ударно-волновые процессы и нагрев внутри полости наблюдались как при $M > 1$, так и при $M < 1$ в практически неограниченном, равномерном невозмущенном потоке; это свидетельствует о возможности проявления этих эффектов в естественных условиях, например в каких-либо углублениях на лобовой или боковой поверхности движущегося в атмосфере летательного аппарата.

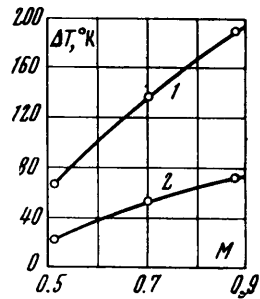
Поворот модели относительно потока (изменение угла атаки) в пределах $\sim 25^\circ$ практически не изменял амплитуду пульсаций давления и температуру газа на установившемся тепловом режиме при сверхзвуковой скорости набегающего потока. В области дозвуковых скоростей при повороте модели эффекты усиливались, когда уменьшался угол между плоскостью входного сечения и направлением набегающего потока; наибольший нагрев газа обычно наблюдался при расположении плоскости входного сечения параллельно потоку. Наряду с отмеченным выше влиянием величины угла α это, по-видимому, свидетельствует о том, что интенсивность рассматриваемого эффекта зависит от величины составляющей скорости потока вдоль поверхности отрыва.



Фиг. 12. Зависимость предельной избыточной температуры от глубины полости; кривые 1, 2, 3 получены при значениях числа M в потоке 0,68, 0,75 и 0,86; $d = 76$ мм, $\alpha = 17,5^\circ$



Фиг. 13. Изменение избыточной температуры воздуха по глубине полости для моделей различной длины; крайние правые точки кривых — у дна полости; $d = 76$ мм, $M = 0,68$



Фиг. 14. Влияние прогона воздуха через полость на предельную избыточную температуру; 1 — исходная модель, 2 — та же модель с отверстием $d_0 = 10$ мм у дна; $d = 76$ мм

Эксперименты с моделями различной длины показали, что пульсации давления и особенно нагрев газа существенно зависят от относительной глубины полости $l = L/d$.

При $l = 1-2$ эти явления практически отсутствуют, затем с ростом глубины до $l \approx 12-15$ на модели диаметром 76 мм пульсации и температура газа на стационарном тепловом режиме увеличивались при всех числах M . Дальнейшее увеличение глубины приводило к уменьшению как пульсаций, так и температуры газа (фиг. 12). Правые ветви кривых $\Delta T = f(L)$ согласуются с изложенной выше схемой явления и соотношениями (6) и (8). Снижение эффекта при $l < 12-15$, по-видимому, связано с неучтенными в схеме факторами, в частности:

а) в коротком канале может полностью реализоваться волновая картина процесса — образование ударных волн в результате наложения волн сжатия,

б) при малой глубине полости могут оказывать существенное влияние массообмен с внешним потоком и повышенная циркуляция газа в полости вблизи поверхности раздела.

Измерения температуры газа на различных удалениях x от входного сечения показали, что при всех значениях длины полости L максимальный подогрев газа получается вблизи ее дна (фиг. 13). Причины этого можно установить лишь детальным анализом процессов взаимодействия волн и движения газа в канале. Некоторые данные, в частности отмеченное в опытах слабое изменение амплитуды пульсаций давления в различных сечениях полости, указывают на то, что значительное изменение температуры газа по длине канала может быть связано с интенсивной теплопередачей по столбу газа к открытому концу полости и массообменом с внешним потоком — выбросом части нагретого газа из полости в каждом цикле колебаний.

Температура стенок модели также увеличивалась по мере удаления от входного сечения, причем перепад температур между стенкой и газом в соответствующем сечении составлял $\sim 50\%$ общего перепада температуры от газа к внешнему потоку. Это означает, что на процесс теплоотдачи от газа к внутренним стенкам модели приходится примерно половина общего термического сопротивления $1/\alpha_z$. Действительно, в хорошем соответствии с (8) удаление внешней теплоизоляции (5-миллиметрового слоя асбеста) привело к уменьшению предельной температуры газа внутри полости примерно в два раза.

Подогрев газа внутри полости в некоторых случаях может быть нежелательным. Из схемы явления и изложенных выше экспериментальных данных очевидны по крайней мере два способа уменьшения этого эффекта — укорочение полости и увеличение угла между плоскостью входного сечения и направлением потока; известный результат может дать улучшение условий теплоотвода через стенки во внешний поток.

Выше было указано также, что термический эффект может заметно уменьшиться, если полость будет негерметичной. Эксперименты показали, что утечка воздуха из полости через отверстие диаметром 10 мм в боковой стенке трубы диаметром 76 мм (что составляет ~1% по эффективной площади) приводит к снижению подогрева газа почти в три раза (фиг. 14). Это хорошо согласуется с данными предварительной расчетной оценки по формуле (9).

Была также экспериментально проверена возможность снижения термического эффекта путем нарушения колебательного процесса в газе. Для этого внутри модели на расстоянии ~2.5 калибра от входа устанавливалась диафрагма с отверстием, по площади равным примерно 30% площади сечения трубы. Эксперименты показали, что при этом частота колебаний давления значительно возросла, амплитуда уменьшилась, а подогрев газа у дна полости снизился примерно в четыре раза. Можно, однако, ожидать, что количественные результаты будут существенно зависеть от места расположения диафрагмы по длине полости.

В заключение был проведен простой, но весьма наглядный эксперимент. В стационарный дозвуковой ($M \approx 0.8$) поток воздуха с температурой торможения 20°С на 10 мм была помещена деревянная модель — прямоугольный брусок с клиновидной передней поверхностью и глухим отверстием диаметром 16 мм и глубиной ~250 мм. После эксперимента дно полости и прилегающие к нему боковые стенки на длине примерно одного калибра оказались обугленными на глубине до 3—4 мм.

Поступило 28 X 1970

ЛИТЕРАТУРА

1. Абрамович Г. Н. Прикладная газовая динамика. М., «Наука», 1969.
2. Вулис Л. А., Кашкаров В. П. Теория струй вязкой жидкости. М., «Наука», 1965.
3. Hann M. Experimental investigation of separated flow over a cavity at hypersonic speed. *AJAA Journal*, 1969, vol. 7, No. 6.
4. Вулис Л. А. Об эффекте Ранка. Изд. АН СССР, ОТН, 1957, № 10.
5. Дубинский М. Г. Вихревой энергоразделитель потока. Изв. АН СССР, ОТН, 1955, № 6.
6. Карпов Ю. Л., Семенкевич Ю. П., Черкез А. Я. К расчету отрывного течения между двумя телами. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 3.
7. Морозов М. Г. Акустическое излучение полостей, обтекаемых сверхзвуковым потоком воздуха. Изв. АН СССР, Механика и машиностроение, 1960, № 2.
8. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковые течения и ударные волны. М., Изд-во иностр. лит., 1950.
9. Зельдович Я. Б. Теория ударных волн и введение в газовую динамику. Изд. АН СССР, 1946.
10. Chester W. Resonant oscillations in closed tubes. *J. Fluid Mech.*, 1964, vol. 18, No. 1.
11. Hall I. M., Berry C. J. On the heating effect in a resonance tube. *J. Aero/Space Sci., Readers' Forum*, 1959, vol. 26, No. 4.
12. Sprenger H. Über thermische Effekte in Resonanzröhren. *Mitteilung aus dem Inst. für Aerodynamik, ETH, Zürich*, 1954, Nr 21.
13. Sibulkin M., Vrebalovich T. Some experiments with a resonance tube in a supersonic wind tunnel. *J. Aeronaut. Sci., Readers' Forum*, 1958, vol. 25, No. 7.