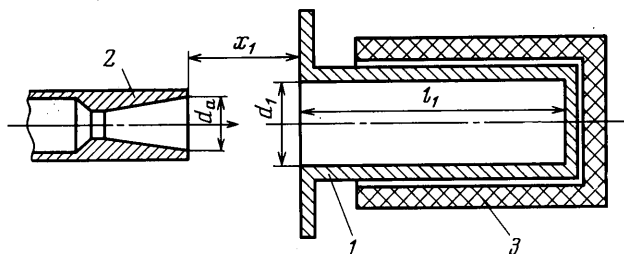


ПУЛЬСАЦИИ ДАВЛЕНИЯ И НАГРЕВ ГАЗА ПРИ ВТЕКАНИИ СВЕРХЗВУКОВОЙ СТРУИ В ЦИЛИНДРИЧЕСКУЮ ПОЛОСТЬ

В. М. КУПЦОВ, С. И. ОСТРОУХОВА, К. Н. ФИЛИПШОВ

(Москва)

Возникновение пульсаций давления при втекании струи в полость, или в так называемую резонансную трубку, было впервые обнаружено Гартманом. Дальнейшие исследования показали, что во время пульсаций происходит нагрев газа в полости [1, 2]. В работах [1, 2] было установлено, что при дозвуковых и небольших сверхзвуковых скоростях ($M < 2.0$) воздух в полости может быть нагрет до $500 \div 700^\circ\text{K}$. Дальнейшие исследования [4, 6] показали, что при использовании одноатомных газов внутри полости можно получить еще более высокие температуры ($T \approx 800 \div 900^\circ\text{K}$). Резонансные трубки находят применение в качестве мощных источников звука. Исследуется также вопрос об использовании их в термохимии, а также для создания плазмы [6]. В литературе отсутствуют данные по характеристикам резонансных трубок при больших числах M .



Фиг. 1

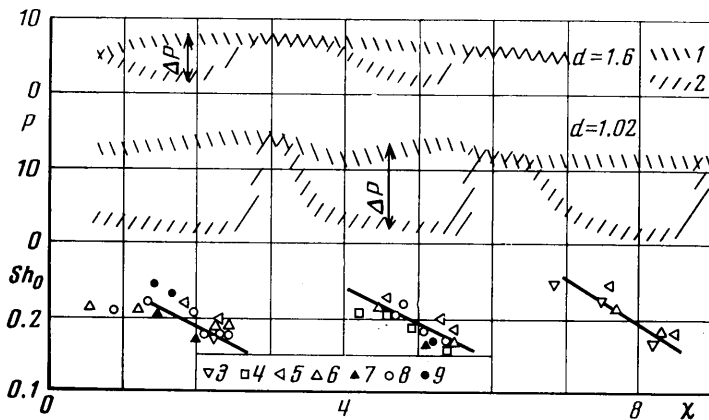
В настоящей работе проведены исследования резонансных трубок при $M = 3.2 \div 4.0$. Эти исследования показали, что при этих числах M в резонансной трубке могут быть созданы колебания давления с размахом (с удвоенной амплитудой) $\Delta P \approx 0.4 \cdot P_0$, где P_0 — полное давление в набегающей струе. В зависимости от зазора между соплом и полостью колебания могут возбуждаться как на низкой, так и на высокой частоте. Установлено, что наиболее интенсивный ударно-волновой нагрев газа происходит при высокочастотных пульсациях, несмотря на их меньшую амплитуду по сравнению с низкочастотными пульсациями. Показано, что холодный воздух в полости может быть нагрет посредством пульсаций до $T \approx 1600^\circ\text{K}$ и более высоких значений.

1. Схема установки для исследования пульсаций давления и нагрева газа в резонансной полости изображена на фиг. 1. Полость 1 устанавливалась соосно соплу 2 на подвижном столе, с помощью которого можно было как перед, так и во время эксперимента изменять зазор x_1 между соплом и полостью. Эксперименты были проведены при различных значениях числа Маха на срезе сопла $M_a = 3.2 \div 4.0$, полного давления в струе $P_0 = 7 \div 100 \text{ кг/см}^2$, относительного диаметра полости $d = d_1/d_a = 0.5 \div 2.0$, относительной длины полости $l = l_1/d_a = 9 \div 76$ и др. Основная часть экспериментов была проведена с соплом $d_a = 31.5 \text{ мм}$.

Для измерения пульсаций давления использовались емкостные датчики давления. Результаты измерения регистрировались на магнитофоне и на шлейфовом осциллографе. Спектральный анализ проводился по методу, изложенному в [3].

Исследование пульсационного нагрева было проведено на полостях, изготовленных из стальных тонкостенных труб. Относительная толщина стенок $b/d_1 \approx 0.05 \div 0.10$. Использование таких труб позволило уменьшить продольный перенос тепла по стенкам полости. Кроме этого для уменьшения тепловых потерь полости с наружной поверхности были обернуты толстым слоем стеклоткани 3 (см. фиг. 1). Для измерения температуры нагрева использовались хромель-алюмелевые термопары. Спай термопар располагался на $3 \div 5$ мм от внутренней поверхности полости. Обращалось особое внимание на герметичность мест ввода термопар в полость. Температура стенок полости измерялась с помощью зачеканенных в них термопар. Термопары в основном располагались в районе дна полости, там, где нагрев максимален.

Данные эксперименты показали, что при $M_a = 3.2 \div 4.0$, так же как и при меньших числах M_a , амплитуда пульсаций давления $1/2 \Delta P$ в зависимости от зазора между соплом и полостью x изменяется немонотонно. Для иллюстрации на верхней части фиг. 2 приведены типичные графики изменения давления в полости в зависимости от x для $M_a = 3.2$; $p_0 = 38$ и



Фиг. 2

$l=9 \div 70$ при двух относительных диаметрах полости ($d=1.6$ и 1.02). Здесь обозначено: 1 — максимальное относительное давление $p_m = P_m/P_H$ и 2 — минимальное относительное давление $p_m = P_m/P_H$ в полости при пульсациях, где P_H — атмосферное давление. Размах пульсаций $\Delta p = p_m - p_m$.

На кривых зависимости давления от x наблюдается ряд повторяющихся участков. Протяженность этих участков совпадает с длиной «бочек» в сверхзвуковой струе. На каждом участке, как видно из фиг. 1, имеются зоны с устойчивым и неустойчивым режимами течения. На устойчивом режиме течения колебания практически отсутствуют, происходят лишь случайные пульсации с небольшой амплитудой. Наоборот, на неустойчивом режиме течения пульсации периодические и имеют достаточно большую амплитуду. Как правило, наблюдаются два типа неустойчивых режимов течения, отличающихся частотой и амплитудой пульсаций.

При удалении полости от среза сопла в начале возникают высокочастотные колебания с относительно небольшой амплитудой; затем при дальнейшем удалении эти пульсации переходят в низкочастотные с существенно большей амплитудой (см. также [4]). Амплитуда низкочастотных пульсаций может достигать $1/2 \Delta P = 0.10 \div 0.20 P_0$. Следует заметить,

что размах пульсаций Δp в зависимости от χ изменяется в основном за счет изменения p_m . На режимах интенсивных пульсаций минимальное давление близко к давлению в окружающей среде P_H . В отличие от P_m максимальная величина давления P_M в большинстве случаев при изменении зазора χ изменяется относительно слабо.

2. Измерения показали, что на устойчивом режиме течения относительное давление в полости $p_T = P_T/P_H$ увеличивается при уменьшении диаметра полости d (см. фиг. 2) и числа M_a и при увеличении p_0 . Длина полости l практически не влияет на p_T . Было установлено, что на устойчивом режиме течения при $d > 1$ струя проникает в полость на некоторую глубину. При этом истечение газа из полости происходит по периферийной области. Исходя из этой схемы течения, давление p_T в полости может быть определено из уравнения неразрывности $G_1 = G_2$, где G_1 и G_2 — расходы газа, соответственно втекающего и вытекающего из полости. Результаты расчета p_T по этому уравнению, выполненные в предположении, что для вытекающего газа скорость на выходе из полости равна скорости звука, а коэффициент расхода $\varphi = 0.6$, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными при $d_i/d_j > 1.5$, где d_j — диаметр струи, образованной при изэнтропическом расширении газа от P_0 до P_H . Однако при меньших диаметрах d_i расчетные оценки дают завышенные значения p_T .

Так как максимальное давление P_M при пульсациях близко к давлению в полости на устойчивом режиме течения, т. е. к P_T , а минимальное давление $P_m \approx P_H$, то для оценок максимальных размахов пульсаций можно пользоваться формулой $(\Delta p)_m = P_T - P_H$. При уменьшении диаметра полости d максимальный размах пульсаций $(\Delta p)_m$ возрастает. Так, для $M_a = 3.2$, $l = 9.0$ и $p_0 = 38$ найдено, что при уменьшении d от 2 до 1.0 отношение $(\Delta p)_m/p_0$ увеличивается с 0.045 до 0.4. Полное давление p_0 в струе сильно влияет на $(\Delta p)_m$. Как показывают эксперименты, в широком диапазоне изменения p_0 максимальный размах $(\Delta p)_m$ увеличивается прямо пропорционально p_0 . Величина отношения $(\Delta p)_m/p_0$ зависит от M_a и d . Длина полости l относительно слабо влияет на $(\Delta p)_m$. При увеличении l наблюдается некоторое снижение $(\Delta p)_m$, обусловленное ростом p_m .

3. На нижней части фиг. 2 собраны данные по частотам низкочастотных пульсаций для $M_a = 3.2$ и $p_0 = 38$. Здесь по оси ординат отложено число Струхала $Sh_0 = fl/a$, где a — скорость звука для газа в полости. Цифрами 3÷6 обозначены данные для $d = 1.02$ и $l = 9$, 18.7, 28.7 и 38 соответственно; цифрой 7 — для $d = 1.28$ и $l = 9$; цифрами 8 и 9 — для $d = 1.6$ и $l = 9$ и 18.7 соответственно. Из фиг. 2 видно, что в исследованном диапазоне изменения l и d данные по числам Струхала образуют единые зависимости. В пределах каждого участка с неустойчивым режимом течения число Sh_0 при увеличении зазора χ уменьшается от 0.25 до 0.15. Аналогичные результаты по изменению частоты в зависимости от χ были получены в [5] при меньших числах M_a . Для акустически возбуждаемой трубы с одним закрытым концом резонансная частота основного тона соответствует $Sh = 1/4$. Как видно из фиг. 1, для полости числа Sh_0 , как правило, меньше $1/4$. Значения Sh_0 , близкие к $1/4$, реализуются только при χ , соответствующих наибольшим размахам пульсаций.

Была проведена высокоскоростная киносъемка тепловых картин течения на входе в полость. Анализ результатов этой киносъемки, а также результатов осциллограмм пульсаций в различных точках по длине полости показал, что низкочастотные пульсации в полости носят помпажный характер. Каждое колебание состоит из цикла наполнения полости от давления p_m до давления p_M и цикла опорожнения от p_M до p_m . Период колебания $t_0 = t_1 + t_2$, где t_1 и t_2 — время наполнения и опорожнения полости. Величины t_1 и t_2 могут быть определены из уравнения сохранения массы.

Результаты расчетов частоты $f_0 = t_0^{-1}$, выполненных на основе этого уравнения, удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными. При увеличении размаха колебаний Δp время наполнения полости t_1 от p_m до p_m и время ее опорожнения t_2 от p_m до p_m увеличиваются. Этим и объясняется, почему при возрастании Δp частота колебаний $f_0 = (t_1 + t_2)^{-1}$ снижается (см. фиг. 2).

Спектральный анализ показал, что на режимах с высокочастотными пульсациями характерные частоты пульсаций в первом приближении совпадают с частотой первого или второго резонансного тона колебаний в акустически возбуждаемой полузакрытой трубе. Следовательно, для высокочастотных пульсаций $Sh = fl_1/a = 3/4$ или $5/4$. Следует заметить, что высокочастотные колебания по своей форме близки к гармоническим. Этого нельзя сказать про низкочастотные колебания, форма которых определяется прохождением падающих и отраженных ударных волн, а также соответствующих волн расширения. Поэтому при спектральном анализе низкочастотных пульсаций в спектрах всегда присутствует несколько гармоник.

4. Нестационарные явления при взаимодействии сверхзвуковой нерасчетной струи с плоской преградой возникают вследствие поперечной неравномерности скоростных напоров в набегающей струе [7, 8]. Аналогичный механизм возникновения пульсаций, по-видимому, имеет место и при втекании сверхзвуковой струи в полость. Согласно этому механизму неустойчивый режим течения должен возникать при тех значениях χ , при которых $p_0' < p_T$, где p_0' — полное давление, измеренное трубкой Пито на оси струи вблизи входа в полость. Очевидно, что в этом случае центральная струйка тока не в состоянии проникнуть в полость. В то же время периферийные струйки тока, имеющие вследствие поперечной неравномерности более высокие скоростные напоры, проникают в полость. В результате происходит запираение центральной струйки. Вблизи оси начинает накапливаться газ. Это приводит к перекрытию полости и перестройке течения вблизи входа в полость.

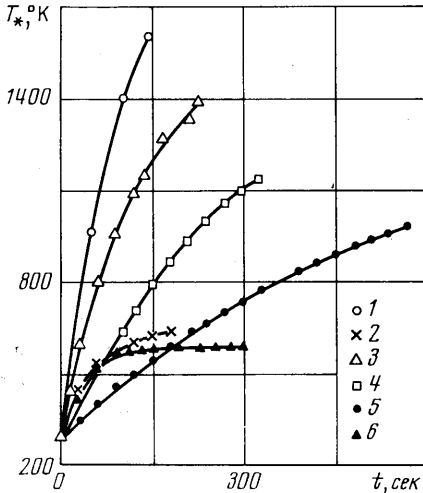
Были проведены измерения полей полных давлений в свободной сверхзвуковой струе. Сопоставление результатов этих измерений с пульсационными характеристиками в полости показало, что действительно пульсации в полости возникают примерно при тех χ , при которых $p_0' < p_T$. Поскольку при уменьшении диаметра полости d_1 давление p_T возрастает, а p_0' не меняется, то из условия $p_0' < p_T$ следует, что уменьшение d_1 должно сопровождаться возрастанием длины и числа участков с неустойчивым режимом течения, которые возникают при перемещении полости относительно сопла. Экспериментальные данные это подтверждают. Так, для $M_a = 3.2$ и $p_0 = 38$ при $d > 20$ течение при всех χ устойчиво; при $d = 1.6$ возникает два участка с неустойчивым режимом течения (см. фиг. 2), а при $d = 1.0$ таких участков уже три. Из фиг. 2 также видно, что при $d = 1.0$ участки с неустойчивым течением более протяженные, чем при $d = 1.6$.

5. Измерения показали, что температуры стенки полости и газа, расположенного вблизи стенки, отличаются несущественно. Поэтому данные по температурам стенки и газа ниже рассматриваются совместно. Температура сильно изменяется по длине полости. Так же как и при меньших числах M_a [2, 4, 6], наиболее высокие температуры наблюдались вблизи дна полости. В данных экспериментах длина придонного участка, внутри которого температура была близка к температуре дна полости, примерно равнялась $0.1 l_1$. Начальный же участок полости длиной $\sim 0.3 l_1$ во всех опытах оставался холодным.

Эксперименты показали, что температура нагрева T (температура газа вблизи дна полости) сильно зависит от длины l и диаметра d поло-

сти. При уменьшении d в диапазоне от 2.0 до 1.0 температура нагрева T_* в связи с ростом уровней пульсаций возрастает. Так, если для $M_a=3.2$ и $p_0=38$ при $d=2.0$ пульсации в полости не возникали и температура газа при всех χ оставалась комнатной, то при $d=1.02$, соответствующим интенсивным пульсациям, при некоторых χ и l холодный воздух нагревался до $T_* > 1300^\circ \text{K}$.

Наиболее высокий нагрев был получен в полости с $d=0.5$ и $l_1/d_1=18$ при $p_0=37$. Результаты измерения температуры дна на этой полости изображены на фиг. 3 (график 1).



Фиг. 3

Видно, что в этой полости была достигнута $T_*=1600^\circ \text{K}$. При $T_*=1600^\circ \text{K}$ произошло разрушение модели под воздействием вибрационных нагрузок. Судя по характеру зависимости T_* от t , величина $T_*=1600^\circ \text{K}$ не является предельной. В дальнейшем, чтобы исключить возможность поломки, испытания прекращались при $T_*=1000 \div 1400^\circ \text{K}$.

Результаты исследования влияния длины полости l на температуру дна полости с $d=1.02$ при $M_a=3.2$ и $p_0=38$ изображены на фиг. 3. Здесь обозначения 2÷6 соответствуют значениям $l=9, 18.7, 28, 37$ и 18.7 . Графики 2—5 получены при зазоре $\chi=3.5$, т. е. при высокочастотных пульсациях, а график 6 — при $\chi=1.3$, т. е. при низкочастотных пульсациях. Из фиг. 3 видно, что для на-

грева газа имеется оптимум по длине l . Для полости $d=1.02$ оптимальная длина $l \approx 18$. Полученные данные по влиянию длины l на нагрев газа в полости качественно согласуются с соответствующими данными при меньших числах M_a [2, 6]. Уменьшение скорости нагрева при удлинении полости в случае $l > 18$ объясняется возрастанием как массы металла стенок полости (эти массы для $l=9, 18.7, 28$ и 37 равны соответственно 0.5, 1.18, 1.85 и 2.5 кг), так и поверхности теплообмена между полостью и окружающей средой. С другой стороны, ухудшение нагрева при укорочении полости в случае $l < 18$ обусловлено поперечной неравномерностью в струе. Чем меньше l , тем сильнее эта неравномерность воздействует на массообмен между холодным и нагретым газом. В пределе при $l=0$ эффект нагрева вообще не наблюдается.

На фиг. 4 приведен типичный график (кривая 1) изменения максимальной температуры нагрева T_{\max} холодного воздуха в полости ($d=1.02$, $l=18.7$, $M_a=3.2$ и $p_0=38$) в зависимости от зазора χ . Здесь же для сравнения представлены результаты измерения амплитуды пульсаций $1/2 \Delta p$ (кривая 2). Видно, что максимумы нагрева не совпадают с максимумами пульсаций. На участках с интенсивными пульсациями максимальная температура нагрева не превышает 600°K . Аналогичный вывод следует из фиг. 3: график 6 получен при большей амплитуде, чем график 3. Спектральный анализ показал, что максимальный нагрев реализуется при высокочастотных пульсациях, соответствующих первому тону колебаний ($Sh=3/4$). На фиг. 4 участки с высокочастотными пульсациями обозначены заштрихованными прямоугольниками с цифрой 3. Видно, что наиболее высокие температуры реализуются как раз на этих участках.

Если пренебречь тепловыми потерями, то количество производимого тепла в полости может быть определено по формуле

$$Q = C_p m_1 \frac{dT}{dt} + C m_2 \frac{dT}{dt}$$

где C_p и m_1 — теплоемкость и масса нагреваемого газа, C и m_2 — теплоемкость и масса стенок полости. Так как $m_2 \gg m_1$, то $Q_1 \approx C m_2 dT/dt$. Предположим, что температура стенок по длине изменяется по линейному закону, тогда $Q_1 = 1/2 C m_2 dT_*/dt$, где T_* — температура дна полости (см. фиг. 3). Расчеты для полости $d=1.02$ ($d_1=32$ мм) и $l=18.7$ при $M_a=5.2$ и $p_0=38$ показывают, что в начальный момент $Q_1=700$ кал/сек, что составляет $\sim 2.5\%$ кинетической энергии струи.

Были проведены исследования пульсационного нагрева при выпуске небольшого количества нагретого воздуха из отверстий в дне полости. В этом случае после достижения стационарного режима по температуре все подводимое тепло Q_1 в основном расходуется на нагрев выпускаемого газа. Следовательно, $Q_1 \approx m_3 C_p (T_3 - T_0)$, где m_3 и T_3 — расход и температура нагретого воздуха, вытекающего из отверстий в дне. Оценки Q_1 по этой формуле дали тот же порядок величины, что и приведенные выше оценки на основе dT/dt .

При больших сверхзвуковых числах M_a основным механизмом нагрева является диссипация энергии в скачках уплотнения [2, 6]. Оценим Q_1 , исходя из этой концепции. Предположим, что сжатие газа в полости происходит в прямом скачке уплотнения. Тогда для идеального газа за один период колебания температура газа при отсутствии потерь должна возрасти в $T_2/T_1 = (\rho_2/\rho_1) (\rho_2/\rho_1)_g^{-1}$ раз, где ρ_2/ρ_1 и $(\rho_2/\rho_1)_g$ — отношения плотностей соответственно в изэнтропической волне расширения и в прямом скачке уплотнения. Указанные отношения плотностей могут быть определены по перепаду давления в полости $p_m/p_m = 1 + \Delta p/p_m$. Для полостей с $d=1.02$ на режиме высокочастотных колебаний $p_m/p_m \approx 3.0$, а на режиме низкочастотных $p_m/p_m \approx 5.0$. Количество произведенного тепла за один период колебания $Q^* = C_p m_1 \Delta T$, где $\Delta T = T_2 - T_1$, m_1 — масса газа, постоянно находящегося в полости. Отсюда количество производимого тепла за 1 сек $Q_1 = Q^* f$. Так как $m_1 \sim l_1$, а $f \sim l_1^{-1}$, то Q_1 не должно зависеть от l_1 .

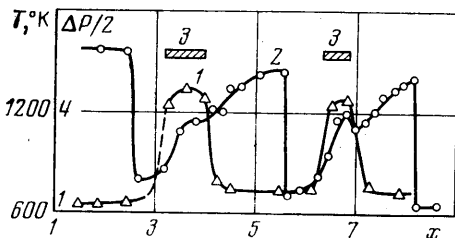
Расчеты для полостей с $d=1.02$ ($d_a=32$ мм) показывают, что Q_1 равны 960 и 1900 кал/сек соответственно для высокочастотных и низкочастотных колебаний. Расчетная оценка Q_1 для высокочастотных колебаний удовлетворительно согласуется с полученной выше величиной Q_1 по производной dT/dt . Из расчетов следует, что для низкочастотных колебаний тепловой эффект должен быть выше, чем для высокочастотных. Однако экспериментальные данные этого не подтверждают (см. фиг. 4).

Более слабый нагрев в опытах при низкочастотных колебаниях, по-видимому, объясняется тем, что при этих колебаниях массообмен между холодным и нагретым газом существенно выше, чем при высоких частотах. Поскольку при увеличении длины полости l этот массообмен в связи с выравниванием потока в поперечном сечении снижается, то для низкочастотных колебаний оптимальная длина должна быть больше, чем при высокочастотных. В экспериментах такая тенденция наблюдается. Так, если при $d=1.02$ для высокочастотных колебаний оптимум для нагрева наблюдается в районе $l=18$, то для низкочастотных колебаний температура нагрева продолжает увеличиваться с ростом длины вплоть до $l=37$. Однако даже при $l=37$ максимальная температура T_{\max} при низкочастотных колебаниях была заметно ниже, чем при высокочастотных.

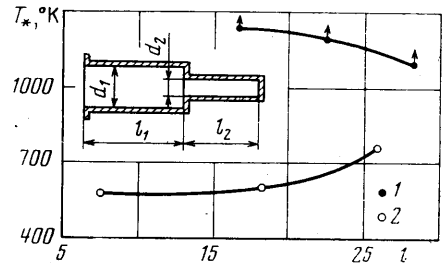
Путем поперечного выравнивания параметров потока на участке вблизи дна можно повысить эффективность нагрева газа в полости при низко-

частотных пульсациях. В частности, такое выравнивание может быть достигнуто с помощью сужения полости вблизи дна. С этой целью в данной работе было проведено исследование нагрева газа в так называемой составной полости, схема которой изображена на фиг. 5. Были испытаны полости, составленные из двух труб разного диаметра ($d_1=32$ мм и $d_2=16$ мм). Труба с $d_1=16$ мм всегда располагалась вблизи дна. Эксперименты были проведены при различных сочетаниях длин первой l_1 и второй l_2 трубы.

Эксперименты показали, что в составных полостях также могут реализоваться низкочастотные и высокочастотные пульсации. В большинстве случаев для составной полости частота основного тона определяется ее полным объемом, а частота первого тона — длиной начального участка.



Фиг. 4



Фиг. 5

Было установлено, что в составной полости газ вблизи дна достаточно эффективно нагревается не только при высокочастотных, но и при низкочастотных пульсациях.

На фиг. 5 приведено сравнение результатов измерения температур нагрева в составной (обозначены цифрой 1) и несоставной (обозначены цифрой 2) полости с $d=1.02$ при низкочастотных пульсациях. По оси абсцисс отложена относительная глубина полости; для составных полостей — относительная длина начального участка. На фиг. 5 для цилиндрической полости изображены данные по максимально полученным температурам нагрева. В отличие от этого для составной полости приведены достигнутые (но не максимальные) значения температур. Стрелки над экспериментальными точками указывают на то, что в составной полости при увеличении продолжительности эксперимента температура нагрева может быть еще повышена. Из рассмотрения фиг. 5 следует, что составные полости обеспечивают получения высоких температур нагрева также и при низкочастотных пульсациях. По полученным зависимостям $T_*(t)$ для составных полостей были проведены оценки к.п.д. преобразования кинетической энергии струи в тепловую. Эти оценки показали, что составные полости при низкочастотных пульсациях имеют такой же к.п.д., что и несоставные полости при высокочастотных пульсациях.

До сих пор рассматривались данные по нагреву холодного воздуха. Для холодного воздуха степень подогрева T_{\max}/T_0 может достигать 5 и более. Представляет интерес вопрос о влиянии температуры торможения струи T_0 на степень подогрева. Для выяснения этого вопроса были проведены измерения T_{\max} в полости $d=1.6$, $l=5.7$ при различных значениях $273^\circ \text{K} < T_0 < 500^\circ \text{K}$. Эти измерения показали, что в указанном диапазоне изменения T_0 степень подогрева остается неизменной. Следовательно, температура газа в полости изменяется прямо пропорциональ-

но T_0 . Таким образом при работе на горячих струях можно с помощью пульсаций достигнуть достаточно высоких температур. Заметим, что для получения высоких температур во многих случаях пульсационный ударно-волновой нагрев может оказаться предпочтительней электрического.

Поступила 2 IX 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Sprenger H. Über thermische effekte in Resonanzrohren. Mitt. Inst. Aerodynamik. Zurich, 1954, Nr 21.
2. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
3. Ануфриев В. М., Комаров В. В., Купцов В. М., Мельников Д. А., Сергиенко А. А. Дискретная составляющая в спектре шума сверхзвуковых струй. Изв. АН СССР, МЖГ, 1969, № 5.
4. Phillips B. R., Pavli A. J. Resonance tube ignition of hydrogen — oxygen mixtures. NASA TND-6354 1971, NrD-6354.
5. Борисов Ю. Я. Газоструйные излучатели звука гартмановского типа. В сб. «Источники мощного ультразвука». М., «Наука», 1967.
6. Brocher E., Maressa C. Etude des phenomenes thermiques dans un tube der Hartmann Sprenger. Intern. J. Heat and Mass Transfer, 1973, vol. 16, No. 3.
7. Гинзбург И. П., Семилетенко Б. Г., Терпигорьев В. С., Усков В. Н. Некоторые особенности взаимодействия сверхзвуковой недорасширенной струи с плоской преградой. Инж.-физ. ж., 1970, т. 19, № 3.
8. Губанова О. И., Лунев В. В., Пластичина Л. Н. О центральной срывной зоне при взаимодействии сверхзвуковой недорасширенной струи с преградой. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 2.