

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ АНОМАЛЬНОГО
АЭРОДИНАМИЧЕСКОГО НАГРЕВА ТЕЛ
С ГЛУБОКОЙ ПОЛОСТЬЮ**

[Ю. Б. ЕЛИСЕЕВ], А. Я. ЧЕРКЕЗ

(Москва)

Анализируются результаты экспериментов с полыми моделями различной формы, помещенными в стационарный дозвуковой или сверхзвуковой поток под различными углами атаки. Уточнены представления о физических условиях возникновения эффекта нагрева газа внутри полости сверх температуры торможения набегающего потока.

В работе авторов [1] были изложены некоторые результаты опытов, проведенных в аэродинамической трубе с моделями, имевшими глубокую цилиндрическую полость, открытый конец которой выходил на скошенную лобовую или боковую поверхность тела. При обтекании таких моделей невозмущенным дозвуковым или сверхзвуковым потоком наблюдался нагрев газа и отдельных элементов конструкции до температуры, значительно, иногда на 250–300° С, превышающей температуру торможения набегающего потока.

Было показано, что это явление, необъяснимое с точки зрения обычных представлений об аэродинамическом нагреве тела в стационарном потоке газа, связано с тем, что при отрывном обтекании открытого конца полости возникает автоколебательный процесс с частотой, близкой к собственной частоте колебаний столба газа в полости. От колеблющейся поверхности отрыва в разных фазах ее движения внутрь полости распространяются волны разрежения и сжатия, причем последние на некотором расстоянии от входа, налагаясь, образуют ударную волну конечной амплитуды. Прохождение по столбу газа прямой и отраженной от дна полости ударных волн проявляется в интенсивных колебаниях давления внутри полости и сопровождается ростом энтропии, т. е. необратимым выделением тепла, которое приводит к росту температуры газа.

Установившийся тепловой режим соответствует балансу между выделением в газе тепла и отводом его через стенки во внешний поток. Эксперименты показали, что количественные показатели эффекта — амплитуда пульсаций давления A , характеризующая интенсивность ударных волн, и величина избыточной (сверх температуры торможения потока) температуры газа у дна полости ΔT °С — определяются параметрами набегающего потока и геометрическими параметрами модели, в первую очередь относительной глубиной полости $l=L/d$ и углом α между плоскостью среза открытого конца модели и осью полости.

Следует отметить, что физические процессы, происходящие в газе внутри полости, в рассматриваемых опытах по существу аналогичны явлениям, наблюдавшимся многими авторами при исследованиях так называемых резонансных трубок; однако условия возникновения и существования этих явлений различны.

В резонансных трубках [2–6] колебания искусственно вызывались внешними источниками нестационарности и наблюдались в узком диапазоне внешних условий и геометрических параметров модели. Открытый, срезанный перпендикулярно оси ($\alpha=90^\circ$) конец резонансной трубки обычно помещался в первую «бочку» недорасширенной сверхзвуковой струи в область сжатия непосредственно за скачком уплотнения; колебания последнего возбуждали колебания столба газа в трубке.

Необходимое положение резонансной трубки относительно сопла подбиралось экспериментально, и даже небольшие его изменения, так же как и любое различие между диаметрами трубки и сопла, существенно меняли эффект, вплоть до полного его исчезновения.

В отличие от этого описанные в [1] автоколебания, ударные волны и нагрев газа сверх температуры торможения наблюдались в условиях, когда полая модель помещалась в однородный, невозмущенный, практически неограниченный сверхзвуко-

вой или дозвуковой поток газа. Это означает, что указанные эффекты могут возникнуть и при полете тела с полостью в атмосфере.

Ни одна из исследованных ранее резонансных трубок в этих условиях не работает и не дает даже слабого термического эффекта.

Основной целью второго этапа исследований, результаты которых приводятся ниже, было изучение физических особенностей процессов, приводящих к аномальному аэродинамическому нагреву полых тел, и выяснение условий, необходимых для его возникновения.

Эксперименты проводились на двух аэродинамических трубах непрерывного действия (см. [1]). Дозвуковая труба с диаметром сопла 200 мм и камерой Эйфеля работала с всасыванием воздуха из атмосферы ($p_0 \approx 1 \text{ ата}$). Сверхзвуковая труба с закрытой рабочей частью размером $180 \times 180 \text{ мм}^2$ и регулируемым соплом ($M=1.9-3.5$) работала при переменной плотности ($p_0=0.5-9 \text{ ата}$). Во всех опытах температура торможения потока $15-20^\circ \text{C}$. Измерялись параметры набегающего потока, температура газа внутри полостей моделей, средние величины давлений в полостях, а в ряде опытов — пульсации давления с помощью емкостных датчиков.

С помощью прибора Теплера ИАБ-451 можно было наблюдать и фотографировать картину течения. При фотографировании применялась стробоскопическая аппаратура, снабженная импульсным источником света с регулируемой частотой вспышек ($1-500 \text{ гц}$ при длительности вспышки 5 мксек), а также искровой источник света с однократной вспышкой длительностью 3 мксек .

Рассмотрим некоторые результаты стробоскопических наблюдений. Модель (стальная трубка $d=16 \text{ мм}$, $l=14.5$, угол среза $\alpha=17.5^\circ$) была установлена по оси потока, задний торец заглушен. При натекании дозвукового потока ($M=0.6$) на модель со стороны ее открытого конца термодпары регистрировали нагрев газа у дна полости на величину $\Delta T=80^\circ$ сверх температуры торможения набегающего потока, т. е. существовал достаточно выраженный эффект аномального нагрева газа. Частота автоколебаний 320 гц .

Устанавливая частоту вспышек равной частоте процесса, можно было «остановить» и фотографировать течение в любой фазе, а при небольшом отклонении от этой частоты наблюдать процесс в замедленном темпе. На фиг. 1 приведены некоторые характерные фазы процесса: втекание газа в полость (а), появление выходящей из полости отраженной от дна ударной волны и начало вытекания сжатого газа навстречу потоку (б), продвижение ударной волны вверх по набегающему дозвуковому потоку и мощный выплеск газа из полости (в, г). Поскольку время экспонирования было примерно в 5 раз больше периода колебаний, то на фотографиях получалось наложение ряда близких, но не строго одинаковых фаз процесса и поэтому картина течения несколько размыта.

Более полное представление о процессе можно было получить при визуальном наблюдении, которое показало, что в каждом цикле колебаний из полости выбрасывается в поток значительная часть объема газа, т. е. имеется существенный массообмен между областью отрыва и внешним потоком. Этим, в частности, объясняется отмеченное в [1] резкое падение избыточной температуры газа по длине полости от дна к ее открытому концу.

Аналогичная модель с полостью квадратного сечения $12 \times 12 \text{ мм}^2$ ($l=14.5$; $\alpha=17.5^\circ$) с боковыми стенками из оптического стекла позволяла наблюдать течение внутри полости. На фиг. 2 приведены фотографии, полученные на этой модели с помощью искрового источника света.

Первый снимок (а) соответствует начальному периоду сжатия — втеканию газа внутрь полости; ударная волна еще не образовалась. На сним-

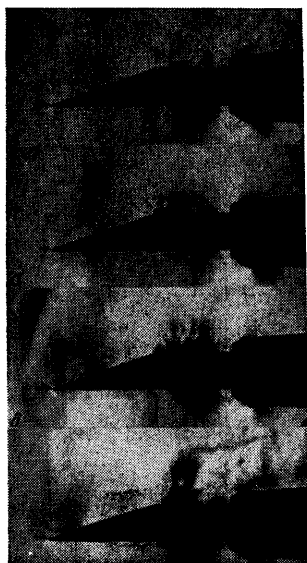
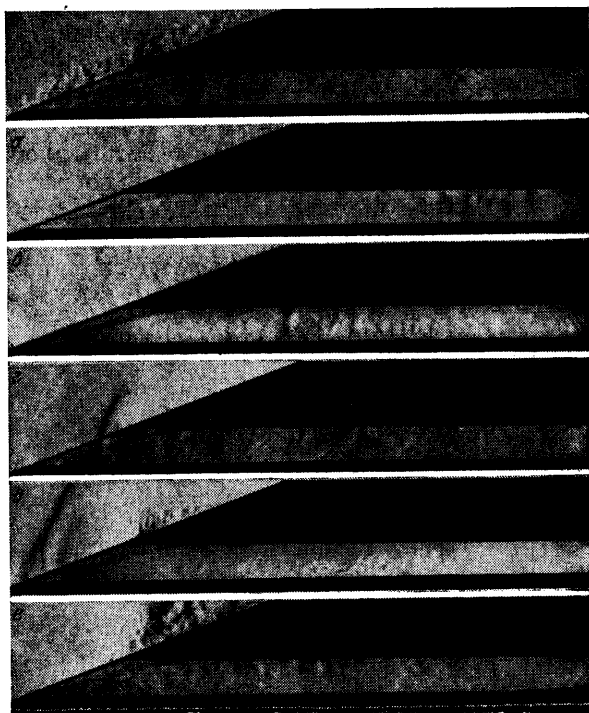


Рис. 1



Фиг. 2

ке (б) продолжается втекание газа, но внутри полости видна движущаяся ко дну ударная волна (направление движения определялось по светлой полосе, находящейся позади темного фронта волны). После отражения от дна ударная волна, продолжая усиливаться за счет наложения волн сжатия, возвращается к открытому концу (снимок в) и выходит из канала навстречу потоку (г, д), после чего начинается вытекание сжатого газа из полости, деформирующее внешний поток (е).

Таким образом, оптические наблюдения убедительно подтвердили ударно-волновую природу эффекта аномального аэродинамического нагрева.

Ранее (см. [1]) обсуждалось предположение о том, что повышенный нагрев полых тел в стационарном потоке газа может быть следствием вихревого энергоразделения (эффекта Ранка), возникающего в результате закрутки потока у несимметричного открытого конца полости. Проведенные прямые измерения с помощью комбинированного Т-образного насадка, установленного в плоскости, перпендикулярной оси полости ($d=76$ мм, $l=14.5$, $\alpha=17^\circ$), как и следовало ожидать, опровергли это предположение. Они показали, что в газе внутри полости закрутки нет, а температура постоянна по радиусу; при этом у дна полости температура газа превышала температуру торможения набегающего потока ($M=0.8$) на 170° .

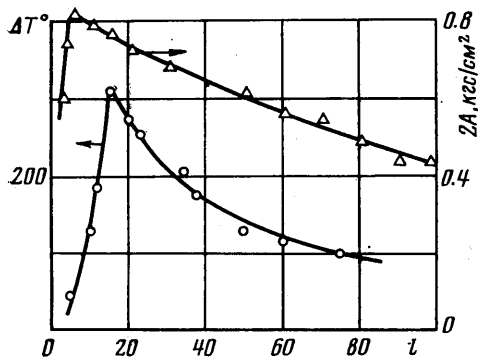
Основная часть опытов в данной работе, а также в [1] проводилась с полыми моделями в виде прямых цилиндрических труб со скошенным открытым концом. Чтобы выяснить, существует ли рассматриваемый эффект в полостях более сложной формы, была поставлена следующая серия опытов.

Из текстолита была изготовлена плоская модель с клиновидной передней поверхностью ($\alpha \approx 20^\circ$), на которую выходила открытым концом по-

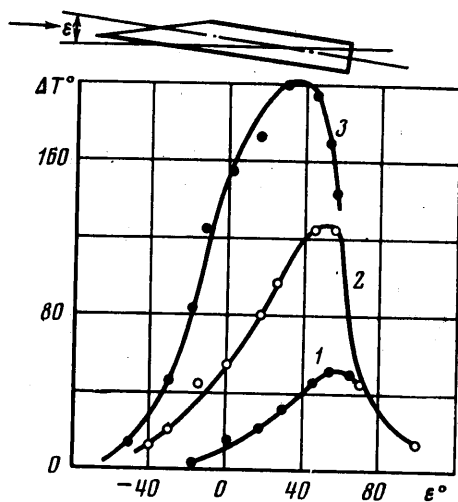
лость прямоугольного поперечного сечения высотой $h=10$ мм, изменяемой шириной $b=10-90$ мм и глубиной $L=400$ мм. При дозвуковых скоростях потока ($M=0.7\div 0.9$) при всех значениях b/h от 1 до 9 внутри полости регистрировалось значительное повышение температуры газа — до 100° сверх температуры торможения потока.

Отсюда следует, что эффект аномального аэродинамического нагрева может возникать в полостях с сильно вытянутым поперечным сечением (в том числе в щелях и зазорах между деталями), даже если ширина сечения соизмерима с глубиной полости.

Чтобы определить, сохраняются ли описанные эффекты в криволинейных каналах, была испытана модель в виде цилиндрической трубки



Фиг. 3



Фиг. 4

($d=16$ мм, $L=230$ мм, $\alpha=18^\circ$), изогнутой по дуге окружности на угол $\sim 70^\circ$. Повышение температуры у дна этой модели при $M=0.5$ и 0.9 оказалось в пределах точности измерений таким же, как в прямолинейной трубке тех же размеров. Таким образом, искривление оси полости (во всяком случае, плавное) не повлияло на интенсивность процесса.

Значительный нагрев газа сверх температуры торможения ($\Delta T \approx 260^\circ$ при $M=0.9$) наблюдался и при испытании модели со ступенчатым изменением площади сечения по длине: модель была составлена из срезанной под углом $\alpha=18^\circ$ трубки $d=16$ мм, $L=100$ мм и трубки $d=8$ мм, $L=100$ мм, заглушенной с торца.

Существенное влияние на интенсивность ударно-волновых процессов в полости и величину нагрева газа оказывает относительная глубина полости $l=L/d$; некоторые данные по этому вопросу были приведены в [1]. Для определения характеристик процессов в более широком диапазоне изменения длины была испытана модель ($d=30$ мм, $\alpha=17.5^\circ$) с подвижным дном (поршнем), положение которого могло меняться в процессе эксперимента. На фиг. 3 приведены результаты измерений избыточной температуры и размаха (двойной амплитуды) колебаний давления у дна полости при работе трубы с всасыванием воздуха из атмосферы ($p_0 \approx 1$ кгс/см², $M=0.75$) при различной относительной длине l . Период колебаний во всех случаях соответствовал длине волны, равной учетверенной эффективной длине полости $L_e=L+0.5d \operatorname{ctg} \alpha+0.4d$.

При малой относительной глубине полости еще не полностью реализуется наложение волн сжатия, и ударная волна становится интенсивной лишь в конце своего движения к выходу из полости.

Хотя при $l=5-7$ амплитуда пульсаций давления уже достигает максимума, нагрев газа невелик, поскольку в каждом цикле колебаний из полости во внешний поток выбрасывается значительная часть сжатого и нагретого газа. После достижения максимума ΔT при $l=12-15$ подогрев газа с возрастанием l начинает снижаться в связи с увеличением массы столба газа, воспринимающей выделяемое тепло, а также из-за уменьшения амплитуды пульсаций давления. Последнее соответствует приближенной теоретической зависимости $A \sim l^{-0.5}$, полученной в [1].

Приведенные выше результаты получены при расположении оси модели по направлению вектора скорости набегающего потока; это положение соответствует нулевому углу атаки ϵ . На фиг. 4 показаны результаты измерений температуры у дна модели ($d=8$ мм, $l=21$, $\alpha=18^\circ$) при изменении угла атаки на режимах $M=0.32$ (1), 0.52 (2) и 0.86 (3). Видно, что увеличение угла атаки ϵ не только не препятствует возникновению аномального нагрева, но и увеличивает его интенсивность. Характерно, что нагрев газа продолжает возрастать при повороте модели на угол атаки, превышающий $\epsilon=18^\circ$ (в этом положении плоскость среза передней части параллельна набегающему потоку). Максимальный эффект наблюдается при $\epsilon=40-50^\circ$, т. е. в таком положении, когда полость сообщается с подветренной стороной тела.

Анализ данных, приведенных на фиг. 4, позволил расширить представления об условиях, необходимых для существования эффекта аномального аэродинамического нагрева. Можно полагать, что физической предпосылкой для возникновения ударно-волновых процессов и нагрева газа сверх температуры торможения потока является сообщение достаточно глубокой полости с замкнутой (на поверхности тела) областью отрыва, когда небольшие колебания поверхности отрыва сопровождаются изменением давления в области отрыва и инициируют процесс автоколебаний.

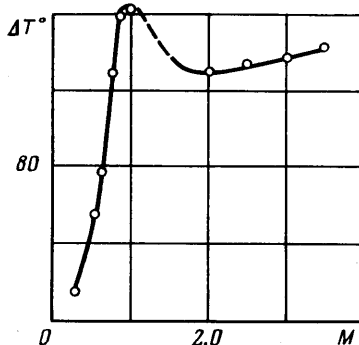
С этой точки зрения понятно увеличение интенсивности эффекта при переходе от $\epsilon=0$ к $\epsilon=40^\circ$. Во втором случае больше размеры поверхности отрыва, больше и работа, совершаемая внешним потоком при ее колебаниях. При дальнейшем увеличении угла атаки поверхность отрыва уже не присоединяется к поверхности тела, область отрыва становится незамкнутой, резко ослабляется взаимная связь между положением поверхности отрыва и давлением газа в полости. При этом исчезает и аномальный нагрев газа.

Указанный критический угол атаки в свете изложенной гипотезы должен при $d=\text{const}$ зависеть от размера тела. Действительно, он увеличивался при удлинении подветренной поверхности модели (установке на ней пластины), чтобы область отрыва замыкалась на теле.

Еще один эксперимент для проверки изложенной гипотезы был проведен с моделью (трубкой $d=8$ мм), открытый конец которой был срезан перпендикулярно оси. Как уже указывалось в [1], в таких полостях, установленных навстречу потоку, эффекта аномального нагрева не обнаруживалось. Однако если перед прямым срезом трубки установить небольшую тонкую пластину (сохранялась выступающая от среза вперед на 20 мм часть стенки трубки, занимающая $\sim 30^\circ$ окружности), то обтекание модели существенно меняется. На передней кромке выступающей пластины, как на игле, возникает отрыв потока, замыкающийся на кромках переднего торца трубки. У открытого прямого среза полости образуется, таким образом, замкнутая область отрыва и возникают все описанные выше явления, в том числе и повышение температуры газа внутри полости.

Аналогичный эффект — повышение температуры у дна трубки с прямым срезом — был отмечен также в случае, когда ее открытый конец выходил на боковую поверхность острого конуса; здесь отрыв потока начинался на вершине конуса и замыкался на кромках выступающего торца трубки.

Неожиданный результат был получен при испытании модели с полостью, выходящей открытым концом на плоский донный торец. При $M \leq 0.9$ нагрева газа в полости не было. При увеличении числа M сверх 0.9 в некоторый момент (по-видимому, соответствующий появлению местных звуковых скоростей на кромках донного торца) температура газа в полости внезапно начинала быстро возрастать. Можно полагать, что это также обусловлено возникновением у открытого конца полости замкнутой области отрыва — сверхзвукового донного течения, отличающегося тесной взаимной



Фиг. 5

связью между углом поворота потока, т. е. положением границ области отрыва, и давлением газа в ней; в дозвуковом донном следе с постепенно размывающимися границами такой связи нет. Таким образом, рассмотренный эффект при околозвуковых и сверхзвуковых скоростях может возникать в глухих каналах, выходящих на донную часть тела.

Из всех проведенных опытов последний был единственным, в котором наблюдалось качественное различие явлений при дозвуковых и сверхзвуковых скоростях. Во всех других экспериментах не только физическая картина процесса, но и основные количественные результаты

несущественно менялись с переходом через скорость звука.

Испытания одной и той же модели ($d=8$ мм, $l=14.5$, $\alpha=18^\circ$) при различных числах M и различном полном давлении p_0 позволили установить зависимость количественных показателей процесса от параметров набегающего потока.

При $M=\text{const}$ увеличение полного давления потока p_0 приводило к повышению амплитуды пульсаций давления, возрастанию избыточной температуры ΔT (примерно пропорционально $p_0^{0.5}$) и одновременно к росту средней (измеряемой манометром) величины давления у дна полости. Среднее давление p_c было наряду с величиной подогрева газа ΔT характерным показателем процесса: во всех случаях (изменение давления p_0 , числа M , угла установки модели), когда увеличивалось давление p_c , возрастала и избыточная температура ΔT .

Заметим, что среднее давление газа в полости p_c при наличии автоколебательного процесса всегда значительно превышало статическое давление в набегающем потоке, а также давление на поверхности тела, куда выходил открытый конец полости. При дозвуковых скоростях среднее давление p_c было практически равно полному давлению потока. При $M > 1$ давление p_c было заметно ниже полного давления потока p_0 и при $p_0 = \text{const}$ снижалось с ростом M ; одновременно уменьшалась избыточная температура ΔT . При этом величина p_c с ростом числа M снижалась несколько быстрее, чем полное давление p_0 за прямым скачком уплотнения в набегающем потоке.

Сравнение характеристик $\Delta T=f(p_0)$, снятых при различных числах M , показало, что в точках, соответствующих одинаковому среднему давлению p_c , избыточная температура ΔT мало менялась в зависимости от M в пределах $M=0.8-3.5$ (см. фиг. 5, $p_c \approx 1$ кг/см²).

С уменьшением полного давления газа при $M = \text{const}$ избыточная температура у дна полости во всех случаях сначала плавно снижалась, а затем при достижении некоторого, различного для разных чисел M и разных моделей критического значения p_0 эффект внезапно полностью исчезал: прекращались пульсации давления, среднее давление у дна снижалось до величины, близкой к величине статического давления на поверхности у открытого конца полости, температура сравнивалась с температурой торможения потока. При длительной работе на этом критическом значении p_0 наблюдалось периодическое самопроизвольное восстановление и прекращение автоколебательного процесса; при дальнейшем снижении давления эффект не проявлялся.

Сравнение указанных предельных режимов, полученных при различных условиях эксперимента и на моделях различного размера, показало, что во всех случаях эффект прекращался при достижении примерно одинакового значения числа $Re \approx 10^4$ (рассчитанного по характерной длине, равной расстоянию от передней кромки модели до оси входного сечения полости).

Это позволяет считать, что предельный режим соответствует переходу к ламинарному течению в пограничном слое на поверхности отрыва и что для моделей рассматриваемого типа турбулентное течение с присущими ему поперечными пульсациями является необходимым условием возбуждения автоколебательного процесса.

В заключение авторы благодарят О. Ю. Пивоварову и В. А. Шилову за помощь в проведении экспериментов.

Поступила 9 VIII 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Елисеев Ю. Б., Черкез А. Я. Об эффекте повышения температуры торможения при обтекании газом глубоких полостей. Изв. АН СССР, МЖГ, 1971, № 3.
2. Sprenger H. Über thermische Effekte in Resonanzröhren. Mitteil. Inst. Aerodyn. ETH. Zürich, 1954, Nr 21.
3. Sibulkin M., Vrebalovich T. Some experiments with a resonance tube in a supersonic wind tunnel. J. Aeronaut. Sci., 1958, vol. 25, No. 7.
4. Hall I. M., Berry C. J. On the heating effect in a resonance tube. J. Aero/Space Sci., 1959, vol. 26, No. 4.
5. Wilson J., Resler E. L. A mechanism of resonance tubes. J. Aero/Space Sci., 1959, vol. 26, No. 7.
6. Manning J. R. Some resonance tube experiments. Paper Amer. Soc. Mech. Engng, 1968, No. FE-37.