

ДВИГАТЕЛИ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ УСТАНОВКИ ЛЕТАТЕЛЬНЫХ АППАРАТОВ

УДК 533.6.011

© Х.В. КЕСАЕВ, 2008

ТЕРМОДИНАМИКА РЕЗОНАНСНОЙ ТРУБЫ

Хозе Васильевич КЕСАЕВ родился в 1937 г. в городе Москве. Доцент МАИ, доцент. Кандидат технических наук. Основные научные интересы — процессы в камерах сгорания и зажигания топливных смесей в жидкостных ракетных двигателях. Автор более 100 научных работ.

Khoze V. KESSAEV, Ph.D., was born in 1937, in Moscow. He is an Associated Professor at the MAI. His research interests are associated with processes in combustion chambers, as well as ignition for liquid-propellant engines. He has published over 100 technical papers.

Применительно к задаче газодинамического зажигания ракетного топлива и в развитие работы [1] рассматривается механизм нагрева, связанный с колебаниями давления в глубокой полости (резонансной трубе), когда в неё втекает недорасширенная струя газа. Анализ обмена теплом между газом и стенками полости показывает, что нужно различать две стадии нагрева: на начальной стадии, отличающейся быстрым нарастанием температуры газа, тепловой эффект определяется преобладающим влиянием ударно-волновых колебаний давления (ударно-волновой механизм нагрева), на последующей, с замедленным нарастанием температуры, преобладает влияние теплообмена между газом и стенками (теплообменный механизм). Скорость и уровень нагрева на начальной стадии можно значительно повысить, если вход в полость выполнить в форме сверхзвукового диффузора. Полученные выводы подтверждаются результатами экспериментальных наблюдений. На этой основе даются рекомендации по созданию эффективного воспламенителя зажигания топливных смесей внутри резонансной трубы.

Нагрев при втекании недорасширенной струи в полость

Схема газодинамического нагрева внутри глубокой полости принципиально проста: недорасширенная струя газа втекает в полость, расположенную напротив сопла (рис. 1). Если перемещать полость вниз по потоку, то на некотором расстоянии от сопла, сразу за диском Маха, в полости возбуждаются устойчивые периодические колебания давления с частотой, близкой к основному тону. При этом амплитуда колебаний может превысить давление подачи, а температура вблизи дна полости может подняться намного выше температуры торможения струи. Дальнейшее перемещение полости приводит к замиранию колебаний и нагрева. Установлено, что периодическим колебаниям давления соответствует наибольший нагрев [1].

Газодинамический нагрев впервые был описан в 1954 г. — температура внутри глубокой цилиндрической полости с диаметром, равным диаметру сопла, оказалась на уровне 1000 °С [2]. Потребовалось много исследований, чтобы понять физическую природу необычного явления и оценить его практическую полезность, в частности для зажигания топлива в ракетных двигателях [3—7 и др.]. За цилиндрической полостью закрепилось название резонансной трубы или резонатора. Была предложена теоретическая модель резонансной трубы [8], где полость рассматривается как пульсирующая ударная труба, в которой периодическое сжатие одной и той же порции газа вызывает её разогрев. Тем не менее механизм нагрева в резонансной трубе до сих пор до конца не раскрыт. Нет, например, объяснения, почему в полости, снабжённой сужа-

сжатии от давления p_1 до давления p_3 газ нагревается до температуры T_3 (точка 3), а его энтальпия возрастает на величину $Q_{13} = C_F(T_3 - T_1)$, где C_F — теплоёмкость сжимаемого газа. Так как $T_3 > T_1$, между сжатым газом и стенкой будет происходить теплообмен, пока при температуре T_4 (точка 4) не наступит выравнивания температур газа и стенки. На TS -диаграмме охлаждению газа соответствует отвод тепла в изобарном процессе 3—4: $Q_{34} = C_F(T_3 - T_4)$. Если из состояния в точке 4 газ расширится до исходного давления p_1 (переход по линии 4—5), его температура понизится до значения $T_5 < T_4$, и теперь уже стенка на участке ΔL начнёт остывать, возвращая газу тепло. В момент, когда, получая тепло от стенки, расширенный газ нагреется до исходной температуры T_1 (точка 1), он завершит термодинамический цикл 1—3—4—5—1, работа которого определяется разностью теплот:

$$Q_{34} - Q_{51} = C_F(T_3 - T_4) - C_F^{\Delta L}(T_1 - T_5), \quad (1)$$

где $C_F^{\Delta L}$ — теплоёмкость расширенного газа на участке ΔL .

В последней формуле первое слагаемое — это тепло, полученное стенкой на участке ΔL от сжатого газа в процессе 3—4, а другое — то, что из полученного тепла стенка на этом же участке в процессе 5—1 вернула расширившемуся газу.

Особенность термодинамического цикла 1—3—4—5 состоит в том, что стенка на участке ΔL дважды участвует в его реализации как необходимый элемент, а именно: в процессе 3—4 стенка — это холодильник, в процессе 5—1 та же стенка — источник тепла. Из TS -диаграммы следует, что по абсолютной величине $Q_{34} > Q_{51}$, и в момент, когда газ в точке 1 завершает цикл, в стенке остаётся избыточное тепло в количестве $Q_{34} - Q_{51}$. Если затем при температуре T_1^1 (точка 1') на участке ΔL произойдёт выравнивание температур газа и стенки, избыточное тепло, накопленное стенкой, распределится между стенкой и расширенным газом пропорционально величинам их теплоёмкостей, т.е.

$$Q_{34} - Q_{51} = C_{\text{ст}}^{\Delta L}(T_1^1 - T_1) + C_F^{\Delta L}(T_1^1 - T_1), \quad (2)$$

где $C_{\text{ст}}^{\Delta L}$ — теплоёмкость стенки на участке; T_1^1 — равновесная температура расширенного газа на

участке ΔL . Из уравнений (1) и (2) температура T_1^1 выражается соотношением

$$T_1^1 = T_1 + \frac{C_F(T_3 - T_4) - C_F^{\Delta L}(T_1 - T_5)}{C_{\text{ст}}^{\Delta L} + C_F^{\Delta L}}. \quad (3)$$

Так как теплоёмкость газа в каждом участке полости пропорциональна плотности газа ρ и протяжённости занимаемого участка, то:

- теплоёмкость сжатого газа на участке ΔL : $C_F \sim \rho_3 \Delta L$;
- теплоёмкость расширенного газа на участке ΔL : $C_F^{\Delta L} \sim \rho_1 \Delta L$;
- теплоёмкость расширенного газа на участке L : $C_F^L \sim \rho_1 L$;
- теплоёмкость расширенного газа, заполняющего всю полость:

$$C_F = C_F^{\Delta L} + C_F^L \sim \rho_1 \Delta L + \rho_1 L = \rho_3 \Delta L,$$

откуда следует: $\frac{C_F}{C_F^{\Delta L}} = \frac{\rho_3}{\rho_1}$.

Здесь ρ_3 и ρ_1 — плотность сжатого и расширенного газа, соответственно.

Принимая во внимание последнее соотношение, обозначая $\frac{C_{\text{ст}}^{\Delta L}}{C_F^{\Delta L}} = \bar{C}$ и учитывая, что $\frac{T_3}{T_1} = \frac{T_4}{T_5}$,

из уравнения (3) можно получить

$$T_1^1 = T_1 + T_1 \frac{\rho_3 \left(\frac{T_3}{T_1} - 1 \right) \left(1 - \frac{T_4}{T_3} \right)}{\bar{C} + 1}. \quad (4)$$

Так как в процессе 3—4 реализуется связь $C_F^{\Delta L}(T_3 - T_4) = C_{\text{ст}}^{\Delta L}(T_4 - T_1)$, имеем

$$\frac{T_4}{T_3} = \frac{\bar{C} \frac{T_1}{T_3} + 1}{\bar{C} + 1}. \quad (5)$$

Тогда с учётом того, что $\frac{\rho_3}{\rho_1} = \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}} = \text{const}$ и

$\frac{T_3}{T_1} = \left(\frac{p_3}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}}$, соотношение (4) принимает вид

$$T_1^{1\Delta L} = T_1 + T_1 \frac{\left(\frac{p_3}{p_1} - 1\right)}{\bar{C} + 1} \left\{ 1 - \frac{\bar{C} \left(\frac{p_1}{p_3}\right)^{\frac{k-1}{k}} + 1}{\bar{C} + 1} \right\} = T_1 + T_1 K. \quad (6)$$

Из последнего выражения видно, что коэффициент $K = \text{const} > 0$, и, следовательно, выравнивание температуры в системе «стенка—газ» завершается при температуре $T_1^{1\Delta L}$ (точка I^1) более высокой, чем исходная T_1 . Если теперь повторить цикл и вторично сжать газ до давления p_3 , начиная процесс из точки I^1 , как изображено на рис. 2, то температура в точке 3^1 превысит температуру T_3 , достигнутую газом в предыдущем сжатии. Соответственно, выравнивание температур после сжатия газа также закончится при более высокой температуре в точке 4^1 . После расширения по линии 4^1-5^1 новая равновесная температура $T_1^{2\Delta L}$ (точка I^2), как и в предыдущем цикле, превзойдёт исходную: $T_1^{2\Delta L} > T_1^{1\Delta L}$. Получается, что каждый последующий цикл, протекающий по рассмотренной схеме, начинается процесс сжатия при более высокой исходной температуре газа, чем начинал предыдущий, и заканчивает выравнивание температур после расширения при температуре более высокой, чем исходная: $T_1 < T_1^{1\Delta L} < T_1^{2\Delta L} < \dots$

Так после первого цикла

$$T_1^{1\Delta L} = T_1 + T_1 K = T_1(1 + K);$$

после второго, третьего и т.д.

$$T_1^{2\Delta L} = T_1^{1\Delta L} + T_1^{1\Delta L} K = T_1^{1\Delta L}(1 + K) = T_1(1 + K) \cdot (1 + K) = T_1(1 + K)^2;$$

$$T_1^{3\Delta L} = T_1^{2\Delta L} + T_1^{2\Delta L} K = T_1^{2\Delta L}(1 + K) = T_1(1 + K)^2(1 + K) = T_1(1 + K)^3.$$

Очевидно, многократное повторение таких циклов позволяет неограниченно наращивать температуру адиабатически изолированной системы «стенка—газ». После N повторений циклов температура стенки и расширенного газа в глубине полости ΔL достигнет уровня

$$T_1^{N\Delta L} = T_1(1 + K)^N, \quad (7)$$

а температура сжатого газа в этом цикле T_3^N поднимется до ещё большей величины:

$$T_3^{N\Delta L} = T_1^N \left(\frac{p_3}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}}. \quad (8)$$

Уравнения (7) и (8) описывают нагрев газа в пространстве донного участка ΔL , независимо от характера колебаний давления в полости: колебания могут быть вызваны прохождением по газу как волн сжатия, так и ударных волн. В резонансной трубе сжатия происходят под воздействием и с участием втекающего в трубу внешнего газа. Поэтому полученное решение нуждается в некотором уточнении.

При пульсациях давления входная часть полости L в каждом цикле заполняется «холодным» внешним газом, после чего в этот участок из донной части полости поступает нагретый расширенный газ с температурой T_5 . Так как внешний газ имеет постоянную температуру $T = T_1$ и находится на участке L большую часть цикла, можно с приближением принять, что температура стенок на участке L сохраняется неизменной и равной температуре втекающего газа, т.е. $T_{\text{ст}} \approx T_1 \approx \text{const}$. Расширившийся из донной части газ принимает температуру $T_{\text{ст}}$ и, возвращаясь на участок ΔL в следующем цикле сжатия, смешивается с остающейся там частью газа. Если смешение полное, исходную температуру газа можно определить по уравнению

$$T_1^N = \frac{C_F^{\Delta L} T_1^{N\Delta L} + C_F^L T_{\text{ст}}}{C_F^{\Delta L} + C_F^L} = T_1(1 + K)^N \left(\frac{p_1}{p_3}\right)^{\frac{1}{k}} + T_{\text{ст}} \left(1 - \left(\frac{p_1}{p_3}\right)^{\frac{1}{k}}\right). \quad (9)$$

Скорость нагрева газа $T_{3\Delta L} = T_3$ по уравнению (8) совпадает со скоростью нагрева стенки $T_{1\Delta L} = T_1$. Из соотношений (6) и (9) видно, что при заданной степени сжатия $\frac{p_3}{p_1}$ нагрев можно ускорить, если снизить теплоёмкость стенок полости, например, за счёт уменьшения их толщины или подбора материала, из которого стенки изготовлены.

Соотношения (8) и (9) получены в предположении, что и в сжатом, и в расширенном состоянии температура газа сравнивается с температурой стенки. В реальных циклах, когда их продолжительность ограничена, теплообмен между газом и стенкой полости не успевает завершиться. Однако по мере нарастания количества сжатий и накапливания в стенке тепла происходит повышение её температуры. Поэтому после затраты какого-то числа циклов N температура стенки поднимется до величины $T_{ст}^N$, достаточной, чтобы нагреть расширенный газ по линии 5–1 (рис. 2) до температуры $T_1^1 \geq T_1$. Чтобы поднять температуру расширенного газа на следующие, более высокие уровни: $T_1^2 \geq T_1^1$; $T_1^3 \geq T_1^2$; ... $T_1^{N+1} \geq T_1^N$ и т.д., придётся каждый раз затрачивать дополнительное количество циклов.

Таким образом, в случае кратковременных изоэнтропийных сжатий газа разогрев в полости также возможен, но при затрате большего количества циклов. Нагрев происходит через обмен теплом между газом и стенками полости: сначала сжатый газ нагревает стенку, затем стенка нагревает расширенный газ, а это позволяет газу при последующем сжатии подняться на следующий температурный уровень. В рассмотренном механизме нагрева имеет место ступенчатое, от цикла к циклу, нарастание температуры газа, причём температура сжатого газа T_3 не может нарастать без параллельного нарастания температуры стенок. Количественная связь устанавливается через решение нестационарной задачи теплообмена.

Теплообмен и нагрев при ударно-волновых колебаниях давления

Рассмотрим случай, когда периодические сжатия вызываются прохождением по газу ударных волн. Примем, что стенка полости и газ в тепловом отношении образуют изолированную систему, а их температуры в начальный момент одинаковы и равны T_1 (точка 1 на TS -диаграмме рис. 3). При ударе сжатии от давления p_1 до давления p_3 , сначала в падающей, а затем в отражённой волне, нагрев газа происходит с возрастанием энтропии (условная линия 1–3), в то время как последующее расширение газа происходит с охлаждением по изоэнтропе (линия 3–1¹). Следующее сжатие пойдёт по линии 1¹–3¹, а расширение по линии 3¹–1². Как видно из диаграммы, различие в термодинамике процессов сжатия и расширения газа после каждой пульсации обеспечивает соответствующий прирост

температуры газа $\Delta T_1 = T_1^1 - T_1$; $\Delta T_2 = T_1^1 - T_1^2$ и т.д. Такую схему нагрева газа описывает ударно-волновая модель [8], но она построена без учёта возможных потерь тепла, например в стенку полости.

Потери не позволят получить предсказанный моделью темп нагрева, но замедлят его. Так, если газ, нагретый ударным сжатием до температуры T_3 (точка 3), отдаст какую-то часть тепла в стенку, его температура понизится до некоторого значения T_4 (точка 4). После изоэнтропного расширения по линии 4–5 и некоторого возврата тепла от стенки по линии 5–6 температура газа T_6 (точка 6) станет исходной для последующего цикла, но будет меньшей по сравнению с предсказанной T_1^1 (точка 1¹). В результате прирост температуры газа $\Delta T_6 = T_6 - T_1$ в таком единичном цикле также окажется меньшим по сравнению с ΔT_1 , и для достижения требуемой температуры потребуется большее количество циклов.

Уменьшить потери тепла и ускорить нагрев газа при ударно-волновых колебаниях можно, если сократить продолжительность сжатого состояния за счёт увеличения частоты колебаний. При высокой частоте, когда в каждом цикле потери тепла от сжатого газа снижены, нужно ожидать, что на первых циклах температура газа T_3 будет нарастать в приемлемом согласии с ударно-волновой моделью. Может оказаться, что уровень температуры сжатого газа T_3 , достигнутый за время первых ударно-волновых сжатий, будет достаточен для воспламе-

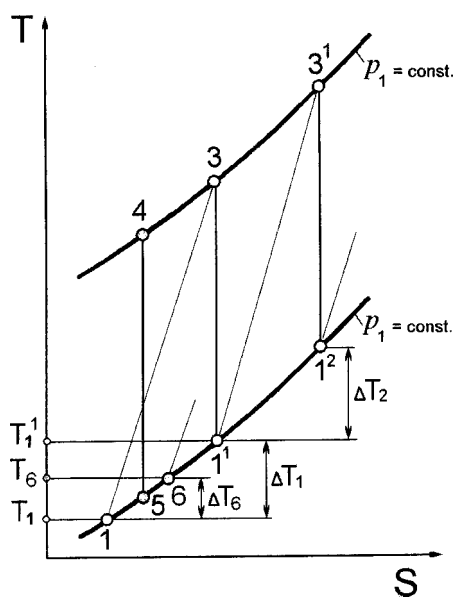


Рис. 3. TS -диаграмма, иллюстрирующая нагрев газа при ударно-волновых колебаниях давления в полости

нения в полости топливной смеси, например кислородно-водородной.

Также можно ускорить нагрев и одновременно уменьшить долю потерь, если увеличить диаметр полости. В этом случае при каждом сжатии в полости увеличится выделение тепла, но терять тепло будут слои газа, прилегающие к стенке. Центральные слои из-за недостатка времени не будут успевать вовлекаться в теплообмен. В результате температура сжатого газа вокруг оси полости будет сохраняться высокой, и доля такого газа в общем объёме будет тем больше, чем больше диаметр полости. Поэтому при расширении и смешении слоёв исходная температура газа перед каждым последующим сжатием будет выше. Однако нужно помнить, что увеличение диаметра полости потребует соответствующего увеличения диаметра сопла и, как следствие, увеличения расхода газа.

Но даже при очень высокой частоте пульсаций и увеличенном диаметре, по мере повышения температуры газа T_3 , с каждым новым циклом потери тепла от сжатого газа в стенку нарастают. Поступление тепла вызывает рост температуры стенки $T_{ст}$. Однако скорость нарастания температуры $T_{ст}$ сдерживается теплоёмкостью стенки и отстаёт от скорости нарастания температуры газа T_3 . Поэтому, если в N -м цикле $1^N-3^N-4^N-1^N$ (рис. 4) окажется, что температура стенки ещё недостаточно высока, чтобы обеспечить нагрев расширенного газа до температуры $T_1^{N+1} > T_1^N$, ударно-волновые колебания по циклу $1^N-3^N-4^N-1^N$ будут повторяться, пока стенка

за счёт сжатия газа в этих «дополнительных» колебаниях не нагреется до температуры $T_{ст}^N$, обеспечивающей начало нового цикла по линии $1^{N+1}-3^{N+1}$.

Таким образом, при ударно-волновых колебаниях, начиная с N -го цикла, в полости реализуется совершенно другой физический механизм нагрева, при котором быстрое нарастание температуры газа T_3 сменяется замедленным, которое совпадает с темпом нарастания температуры стенки $T_{ст}$. Нагрев по второму механизму, как и в случае изоэнтропных колебаний давления, реализуется через теплообмен между газом и стенкой: сначала сжатый и нагретый ударными волнами газ нагревает стенку, затем стенка нагревает расширенный газ и т.д. Однако по сравнению с изоэнтропными колебаниями скорость нагрева стенки при ударно-волновых колебаниях значительно выше вследствие большей тепловой мощности, выделяемой в единичном цикле.

Ускорить и усилить нагрев стенки можно повышением частоты колебаний давления, так как этим увеличивается тепловая мощность, которую втекающая струя оставляет в полости. Однако для повышения частоты требуется уменьшить глубину полости, а это, в свою очередь, уменьшает протяжённость участка ΔL и увеличивает долю потерь тепла за счёт турбулентного перемешивания нагретого газа с охлаждёнными порциями из входной части полости. Получается, что глубина полости имеет некую оптимальную величину, при которой достигается наибольший, хотя и не самый быстрый разогрев газа. Именно в такой цилиндрической полости с глубиной, эквивалентной 20–30 диаметрам, был впервые обнаружен аномальный газодинамический нагрев и получена температура на уровне $1000\text{ }^\circ\text{C}$ [2].

Помимо увеличения частоты колебаний, рассмотрим другой возможный путь ускорения нагрева по второму механизму: через интенсификацию теплообмена между газом и стенками полости. Как было установлено, интенсивный теплообмен способствует нагреву, ускоряя выравнивание температур газа и стенки. Чтобы за короткое время цикла температурное равновесие достигалось и в сжатом, и в расширенном состоянии газа, в теплообмен должен быть вовлечён не только пристенный слой, но и как можно большее количество газа, находящегося в объёме полости на участке ΔL . Задача решается, если на этом участке уменьшать поперечный размер полости, или диаметр резонансной трубы. Уменьшение поперечного размера увеличивает долю газа, вовлекаемого в теплообмен, а это повышает скорость и степень выравнивания темпе-

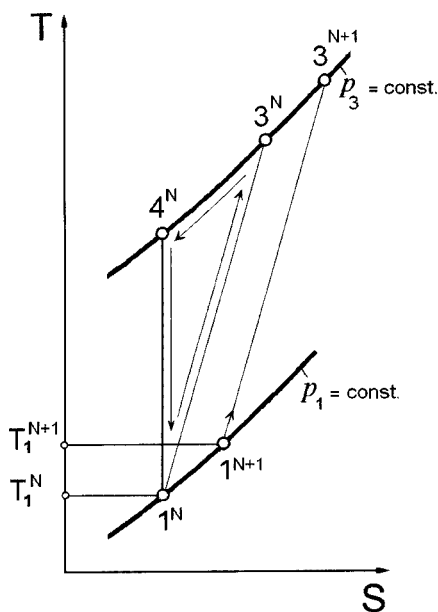


Рис. 4. TS -диаграмма, иллюстрирующая нагрев газа при ударно-волновых колебаниях давления в термодинамической системе «стенка—газ»

ратур газа и стенки на стадиях сжатия и расширения. Однако нужно помнить, что уменьшение поперечного размера сокращает количество сжимаемого газа и потому ведёт к снижению тепловой мощности, выделяемой в полости. Таким образом, диаметр резонансной трубы, как и её глубина, имеет оптимальный размер, при котором скорость нагрева за счёт «теплообменного механизма» будет наибольшей.

Следуя той же логике, диаметр входного участка полости, наоборот, желательно увеличить. Увеличение диаметра на входном участке L будет снижать потери тепла от расширенного газа в более холодные стенки, так как в теплообмен не будут вовлекаться центральные слои газа. С таких позиций контур полости, в принципе, должен принять вид контура, изображённого сплошной линией на рис. 5, причём диаметр входа в полость, чтобы происходили сжатия, не должен превышать внешний диаметр втекающей струи.

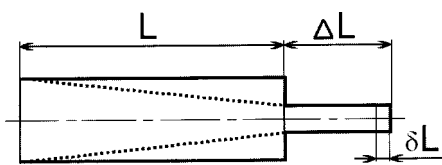


Рис. 5. К выбору оптимального контура резонансной трубы (резонатора)

Недорасширенная струя, окружённая на периферии сверхзвуковым потоком, втекая в цилиндрический канал, тормозится в скачках уплотнения, теряет часть полного давления и становится дозвуковой. Продвигаясь внутрь полости, внешний поток сжимает находящийся там газ до давления торможения, останавливается, перестраивает своё течение перед входом в полость и начинает обратное истечение. Таким образом, хотя в резонансной трубе с увеличенным диаметром входного участка втекание недорасширенной струи и сопровождается периодическими сжатиями газа с соответствующим тепловым эффектом, эти колебания давления на участке L происходят без участия ударных волн. Вместе с тем, если потери полного давления во входном участке полости будут не слишком велики, а запас давления в заторможенном газе достаточен для ещё одного ускорения, то порция газа, втекающая под давлением торможения в узкое сечение донной части полости, будет разгоняться до критической скорости. В результате на участке ΔL возникнут ударно-волновые колебания, способные вызвать заметный тепловой эффект.

Чтобы при торможении сверхзвукового потока свести к минимуму потери полного давления, вход-

ную часть полости L нужно выполнить в форме сверхзвукового диффузора с полным внутренним сжатием [11], как изображено пунктирной линией на рис. 5. Желательно также, чтобы канал диффузора имел как можно меньший угол наклона стенок к оси. Процесс торможения в таком диффузоре будет близок к изоэнтропному, т.е. будет происходить с минимальными потерями полного давления. Вместе с тем нужно учитывать, что уменьшение угла сужения вызывает увеличение глубины диффузора и, соответственно, понижает частоту пульсаций.

В диффузоре с малым углом сужения сверхзвуковой поток последовательно теряет скорость в большом количестве косых скачков уплотнения, пока в каком-то сечении диффузора после замыкающего слабого прямого скачка не станет дозвуковым. За замыкающим скачком дальнейшее течение в сужающемся канале диффузора идёт с нарастанием скорости, и в цилиндрическую полость ΔL газ втекает с критической скоростью, вызывая перед фронтом появление ударной волны. Таким образом, в резонансной трубе, снабженной сверхзвуковым диффузором, можно получить ударно-волновые колебания давления, сопровождаемые интенсивным разогревом. Ударно-волновые колебания будут происходить в донной части цилиндрического канала на участке протяжённостью по ранее описанной схеме.

Эксперимент, обсуждение и рекомендации

Экспериментальная проверка изложенных представлений выполнялась по схеме и на оборудовании, описанным ранее в [1]. Принципиальная схема экспериментального узла изображена на рис. 1. Узел представляет собой камеру, на боковых стенках которой друг напротив друга расположены круглое сопло для подачи в камеру сжатого газа и резонансная труба. Камера имеет отверстие для выпуска газа. Диаметр выпускного отверстия определяет величину давления в камере $p_H = p_1$ вокруг струи, истекающей из сопла. Задача эксперимента состояла в том, чтобы зарегистрировать при колебаниях давления динамику нагрева газа и динамику нагрева внутренней поверхности стенки вблизи дна полости.

Газодинамический нагрев исследовался в двух резонансных трубах. Одна из них представляла собой цилиндрический канал диаметром 3,0 мм, снабжённый сверхзвуковым диффузором с диаметром входа 6,0 мм и углом сужения 8° . Общая глубина полости составляла 45 мм. Контур другой резонансной трубы имел вид цилиндрической полости с диаметром 6,0 мм и глубиной 45 мм. Обе полости

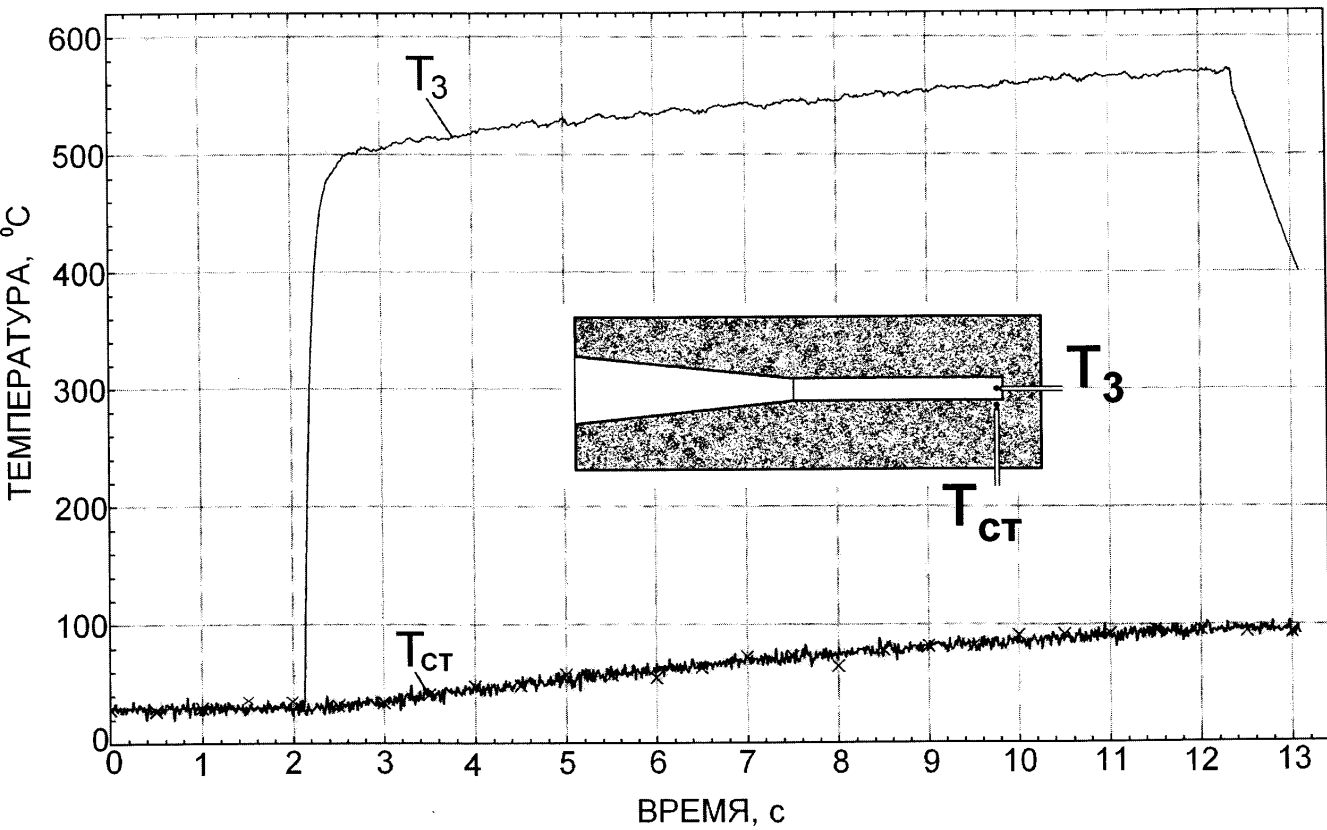


Рис. 6. Осциллографическая запись температуры стенки $T_{ст}$ и температуры сжатого газа T_3 в полости, снабжённой коническим диффузором

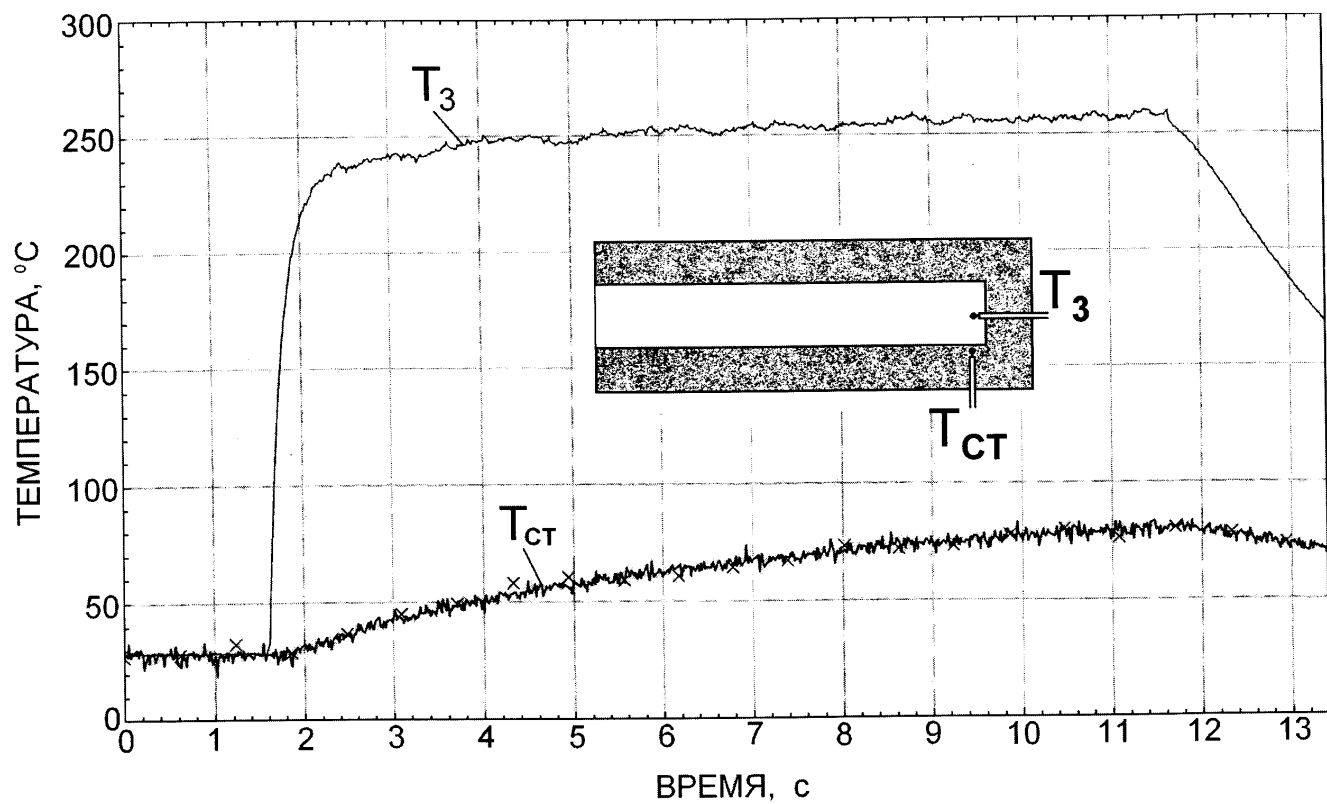


Рис. 7. Осциллографическая запись температуры стенки $T_{ст}$ и температуры сжатого газа T_3 в цилиндрической полости с диаметром, превышающим диаметр сопла

были выполнены внутри медной цилиндрической заготовки диаметром 15 мм.

Толстые стенки полостей позволяли замедлить процесс нагрева и зарегистрировать нарастание температуры с большей точностью и наглядностью. Для измерения температуры газа внутри полости на её оси и на удалении $\sim 1,5\text{--}2,0$ мм от дна размещалась хромель-копелевая термопара с диаметром спая $\sim 0,2$ мм. Такие же термопары были зачеканены в стенки каждой полости на расстоянии менее 1,0 мм от их внутренней поверхности и $\sim 1,5\text{--}2,0$ мм от дна полости. Высокая теплопроводность медных стенок с приемлемой точностью позволяла судить о температуре на внутренней поверхности полости.

Обе полости были испытаны при одинаковых условиях на одном режиме с максимальной амплитудой колебаний давления. В качестве рабочего газа использовался азот с полным давлением перед соплом $p_0 = 12,8$ бар и температурой $T_1 = 300$ К. Азот ускорялся в круглом сопле диаметром 3,8 мм и истекал в полость, установленную соосно с соплом на расстоянии 10,0 мм. Давление в камере вокруг истекающей струи при отсутствии колебаний составляло $p_H = p_1 = 2,1$ бар, т.е. отношение полного давления p_0 к давлению вокруг струи p_1 равнялось примерно 6,0.

На рис. 6 представлена одновременная запись нарастания температуры $T_{\text{ст}}$ стенки и температуры сжатого газа T_3 в полости, снабжённой диффузором, после включения подачи азота.

Из данных, представленных на рис. 6, видно, что:

— на графике температуры T_3 имеются две области: с быстрым нарастанием и с замедленным нарастанием температуры газа;

— замедленная скорость нарастания температуры T_3 равна скорости нарастания температуры стенки $T_{\text{ст}}$: за 9,4 с нагревания в этой области оба значения увеличились на одинаковое число градусов;

— в момент, когда быстрый рост температуры T_3 завершается и сменяется замедленным, температура стенки $T_{\text{ст}}$ практически остаётся на исходном уровне 300—305 К;

— быстрое нарастание температуры T_3 газа завершается на уровне 770—780 К, что превосходит исходную температуру стенки в 2,56 раза.

На рис. 7 представлена аналогичная запись нарастания температуры стенки $T_{\text{ст}}$ и температуры T_3 газа в цилиндрической полости с диаметром 6,0 мм после включения подачи азота. Из данных, представленных на рис. 7, видно, что:

— на графике температуры T_3 также имеются две области: область с быстрым нарастанием тем-

пературы плавно переходит в область с медленным нарастанием температуры газа;

— в области медленного нагрева температура стенки нарастает быстрее, чем температура газа: с 5-й по 10-ю секунду включения температура $T_{\text{ст}}$ выросла на 20° , а температура — на 10° ;

— быстрое нарастание температуры T_3 заканчивается на 4-й секунде включения при значениях $T_3 = 520$ К и $T_{\text{ст}} = 323$ К, т.е. температура газа превосходит температуру стенки в 1,61 раза; на 10-й секунде это отношение понизилось до 1,51.

Медленное нарастание T_3 имеет неустойчивый характер.

Выводы

1. В резонансной трубе, снабжённой диффузором, быстрое и значительное нарастание температуры T_3 в начальный период обусловлено ударно-волновым механизмом нагрева в условиях, когда влияние потерь тепла от газа в стенку ещё мало. Согласно ударно-волновой модели, когда нет потерь, газ (азот) в донной части полости после первого цикла сжатия нагревается до 589 К, после второго до 618 К и достигает 724 К после пятого цикла. При зафиксированной в эксперименте частоте колебаний 1350—1400 Гц такая температура в отсутствие потерь достигалась бы за 0,7 мс. Таким образом, подтверждается предположение, что температура, достаточная для воспламенения топливной смеси, может быть достигнута за время первых ударно-волновых сжатий.

2. В цилиндрической резонансной трубе, диаметр которой превышает диаметр критического сопла 1,58 раза, сжатия газа, как и предполагалось, происходят по изоэнтропе, а давление сжатия не превышает полного давления струи p_0 . Об этом свидетельствует соотношение между температурой газа T_3 и температурой стенки $T_{\text{ст}}$, которое лежит в диапазоне 1,61—1,51, что соизмеримо с нагревом газа в условиях адиабатного сжатия:

$$\left(\frac{p_0}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} = 6^{\frac{0,4}{1,4}} = \frac{T_3}{T_1} = 1,67.$$

3. В цилиндрической полости затяжной переход от быстрого подъёма температуры сжатого газа к медленному вызван тем, что при изоэнтропных колебаниях давления, в отличие от ударно-волновых, нагрев газа возможен только после того, как начнёт подниматься температура стенки. Без этого условия температура газа повышается только на момент сжатия, без последующего нарастания.

4. В цилиндрической полости большого диаметра стенка, нагреваясь, успевает передавать тепло только пристенным слоям расширенного газа, в то время как центральные слои в теплообмен не вовлекаются. В результате в следующем цикле сжатия перемешивание слоев снижает исходную температуру газа T_1 и, соответственно, температуру газа в сжатом состоянии. Поэтому нагрев газа T_3 замедлен по сравнению с $T_{ст}$. Турбулентным перемешиванием слоёв газа внутри полости можно также объяснить и неустойчивый характер нарастания температуры T_3 .

Таким образом, экспериментальная проверка подтверждает изложенные теоретические представления о механизмах, вызывающих тепловой эффект при втекании струи в полость. На основе этих представлений с целью ускорения нагрева до необходимой температуры можно сформулировать следующие основные рекомендации:

— полость (газодинамический резонатор) должна иметь расширенный вход в форме сверхзвукового диффузора, чтобы обеспечить нагрев газа за счёт ударно-волнового механизма;

— оптимальный диаметр и толщина стенок полости в донной части, а также материал стенок должны выбираться с учётом решения задачи нестационарного нагрева;

— для определения оптимальной протяжённости донного участка и угла сужения диффузора, необходимы эксперименты, в которых критерием эффективности, вместо температуры, будет служить период задержки воспламенения топливной смеси.

Summary

As applied to a problem of gas dynamic ignition of rocket propellant we analyze the heating-up mechanism inside a deep cavity (resonance tube) when a jet of underexpanded gas enters in it. Analysis of heat exchange between gas and cavity walls shows that there are two stages of the process: on initial stage with a swift temperature increasing the heating is governed by shock-wave oscillations inside the tube and an influence of heat exchange predominates on the next stage with slow temperature increasing. The speed and level of heating are increased when the resonance tube inlet is made in form of supersonic diffuser. Experiments confirm the analysis results. Recommendations for design of effective igniter are presented.

Библиографический список

1. Кесаев Х.В. Газовая динамика резонансной трубы // Вестник Московского авиационного института. 2003. Т. 10. № 2. С. 30 — 37.

2. Sprenger H.S. Über thermische Effekte in Resonanzrohren // Mitteilungen aus dem Institut für Aerodynamik ETF. 1954. № 21. P. 18 — 35.

3. Phillips B., Pavli A.J., Conrad E.W. A resonance igniter for hydrogen-oxygen combustors // J. of Spacecraft and Rockets. 1970. Vol.7. № 5. P.620 — 622.

4. Marchese V.P., Rakowsky E.L., Bement L.J. A fluid sounding rocket motor ignition system // J. of Spacecraft and Rockets. 1973. Vol.10. № 11. P.731 — 734.

5. Евсеев Г.А., Журавлёв Б.Н., Погребняк С.В., Сергиенко А.А. Воспламенитель топлива с газодинамическим ударно-волновым нагревателем // Изв. вузов. Авиационная техника. 1992. № 2. С. 98 — 101.

6. Niva M., Santana Jr.A. and Kessaev Kh. Modular ignition system based on resonance igniter // J. of Propulsion and Power. 2001. Vol. 17. № 5. P.1130 — 1133.

7. Кесаев Х.В. Особенности форкамерного зажигания в жидкостных ракетных двигателях // Вестник Московского авиационного института. 2004. Т.11. №2. С.15 — 21.

8. Кесаев Х.В. Теоретическая модель резонансной трубы // Изв. вузов. Авиационная техника. 1990. №2. С. 49 — 52.

9. Купцов В.М., Филлипов К.Н. Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в коническую полость // Изв.АН СССР, МЖГ. 1981. №3. С. 167 — 171.

10. Sarohia V., Back L.H. Experimental investigation of flow and heating in resonance tube // J. of Fluid Mechanics. 1979. Vol. 94. № 4. P. 649 — 672

11. Абрамович Г.Н. Прикладная газовая динамика. Ч.1. — М.: Наука, 1991.

Московский авиационный институт
Статья поступила в редакцию 10.12.2007