

участке горения. При выводе этой зависимости использовались уравнения сохранения

$$\rho_n (1 - k_{тр}) = \rho_k, \quad \frac{F_n}{F_k} = \frac{\rho_n}{\rho_k} \sqrt{\frac{T_k^*}{T_n^*}}$$

Оценка, сделанная без учета трения и теплоотвода в стенку канала на участке расширения, показала, что для полного сгорания водорода в режиме $\alpha = 2,23$ (см. [3, 7]), при котором на участке $F = \text{const}$ полнота сгорания $\psi = 0,5$, необходимо расширить канал под углом $\delta/2 = 1^\circ$. При этом длина зоны, необходимой для полного сгорания, равна 140 мм. Полученное значение угла раскрытия канала коррелируется с известными опытными данными.

В заключение отметим, что на основе полученных результатов целесообразно проведение экспериментальных исследований по созданию банка данных по скоростям тепловыделения различных топлив, который может быть использован для построения простого инженерного метода расчета геометрии проточной части камеры сгорания при реализации псевдоскачкового режима горения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Шетинков Е. С. О кусочноодномерных моделях сверхзвукового горения и псевдоскачка в канале // ФГВ.— 1973.— 9, № 4.— С. 473—483.
2. Зимонт В. Л., Левин В. М., Мещеряков Е. А. Горение водорода в сверхзвуковом потоке в канале при наличии псевдоскачка // ФГВ.— 1978.— 14, № 4.— С. 23—36.
3. Третьяков П. К. Определение теплоподвода к потоку в канале с псевдоскачком // ФГВ.— 1993.— 29, № 3.
4. Takefumi Jkui, Kazuyasu Matsuo, Minoru Nagai. The mechanism of pseud-shock waves // Bulletin of the JSME.— 1974.— 17, N 108.— P. 731—739.
5. Waltrup P. J., Billig F. S. Structure of shock waves in cylindrical ducts // AIAA J.— 1973.— 11, N 10.— P. 1404—1408.
6. Рожицкий С. И., Строкин В. Н. О торможении сверхзвукового потока в канале при горении. Пионеры освоения космоса и современность // Сб. науч. тр. — М.: Наука, 1988. — С. 57—61.
7. Барановский С. И., Левин В. М., Турищев А. И. Сверхзвуковое горение керосина в цилиндрическом канале. Структура газозфазных пламен.— ИТПМ СО АН СССР, Новосибирск, 1988. — Ч. I. — С. 114—120.
8. Mestre Andre, Viaud Louis. Combustion supersonique dans un canal cylindrique. Supersonic flow chemical processes and radiative transfer / Ed. by D. B. Olfe and V. Zakkay. — Pergamon Press, 1964. — P. 93—111.
9. Neumann E. P., Lustwerk F. Supersonic diffusers for wind tunnels // J. Appl. Mech. — 1949. — 16, N 2. — P. 195—202.
10. Острась В. Н., Пензин В. И. Экспериментальное исследование силы трения в канале при наличии псевдоскачка // Уч. зап. ЦАГИ. — 1974. — 5, № 2. С. 151—154.
11. Гимранов Н. Э., Лазарев Г. П. Экспериментальное исследование влияния на параметры псевдоскачка отбора массы газа. Вопросы теории и расчета рабочих процессов тепловых двигателей. — Уфа, 1987. — С. 79—90.

630090, г. Новосибирск,
Институт теоретической и
прикладной механики
СО РАН

Поступила в редакцию 29/III 1993

УДК 536.4

С. В. Сухинин, В. Ф. Ахмадеев

ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ИСТОЧНИКИ КОЛЕБАНИЙ В КАМЕРАХ СГОРАНИЯ

Показано, что низкочастотные источники колебаний в камерах сгорания твердо-топливных реактивных двигателей обусловлены гидродинамической неустойчивостью крупномасштабных контактных разрывов в основном потоке газа и не связаны с вибрационным горением. Проведены экспериментальные и численные исследования, подтверждающие этот вывод.

© С. В. Сухинин, В. Ф. Ахмадеев, 1993.

Камера сгорания (КС) современных твердотопливных двигателей характеризуется высокими значениями скорости горения и давления, сложным составом горящего топлива. В связи с этим практически невозможно прямое исследование процессов, и существенное значение приобретают косвенные методы.

Одно из опасных явлений в КС реактивных двигателей — колебания. Можно выделить два направления борьбы с ними: поглощение колебаний и ликвидация их источника. Наиболее эффективны методы, основанные на ликвидации источника колебаний, однако для этого необходимо знать механику его работы.

Процесс работы источника колебаний состоит из двух частей — возбуждение и генерация колебаний. Основная задача изучения этих процессов — исследование механизмов, как правило, нелинейных, организующих колебания в КС. Источником их энергии может быть нестационарное горение или гидродинамическая неустойчивость основного потока газа. В [1, 2] исследованы закономерности возбуждения и усиления колебаний давления за счет динамических характеристик горения, а также определен критерий возникновения акустических колебаний, обусловленных горением, в КС. Механика акустических колебаний, источником которых является нестационарное горение, представлена в схеме рис. 1.

Вихревые и турбулентные возмущения потока генерируют звуковые волны и служат дополнительными, гидродинамическими источниками акустической энергии в КС [3, 4]. Механика работы гидродинамических источников колебаний отражена на схеме рис. 2.

В связи с невозможностью прямого исследования газодинамики КС, утверждения о механике источника колебаний в большей мере есть выбор точки зрения, который должен быть обоснован при помощи косвенных экспериментальных данных. С точки зрения авторов настоящей работы основной источник низкочастотных колебаний в камерах сгорания твердотопливных двигателей — гидродинамическая неустойчивость контактных разрывов, обусловленных геометрией камеры сгорания. Необходимо отметить, что на начальном этапе развития, пока амплитуда мала, колебания можно считать акустическими [3].

Камера сгорания — обратный свисток

Характерные примеры колебаний в конкретных камерах сгорания приведены на рис. 3, 4. Отметим, что колебания в КС, длина которых значительно больше поперечных размеров, возникают, как правило, на частотах продольных мод [3]. В окрестности сопла наблюдается резкий поворот основного потока газа и переход через скорость звука, поэтому происходит сильная рефракция акустических волн и их полное отражение от сопла [3, 5]. Это определяет собственные частоты продольных колебаний в КС как собственные частоты продольных колебаний в закрытой трубе. Справедливо выражение для этих частот [3]

$$f_m^k = \frac{c}{2L} m \quad (m = 1, 2, \dots). \quad (1)$$

Здесь и далее L — длина камеры сгорания; c — скорость звука в камере; m — натуральное число, индекс k относится к камере.

Структура потока в твердотопливном двигателе и наличие резонансной полости (камеры сгорания) позволяют предположить, что механика колебаний в камере и механика работы обыкновенного свистка аналогичны. Один из основных механизмов, вызывающих колебания в резонансных полостях, — генерация вихрей, которая, в свою очередь, вызвана гидродинамической неустойчивостью контактного разрыва в основном потоке газа [3, 4]. Частота генерации вихрей f_n^a обычно называется вихревой частотой и определяется соотношением [4]

$$f_n^a = \kappa \frac{v}{d} n \quad (n = 0, 1, 2, \dots), \quad (2)$$

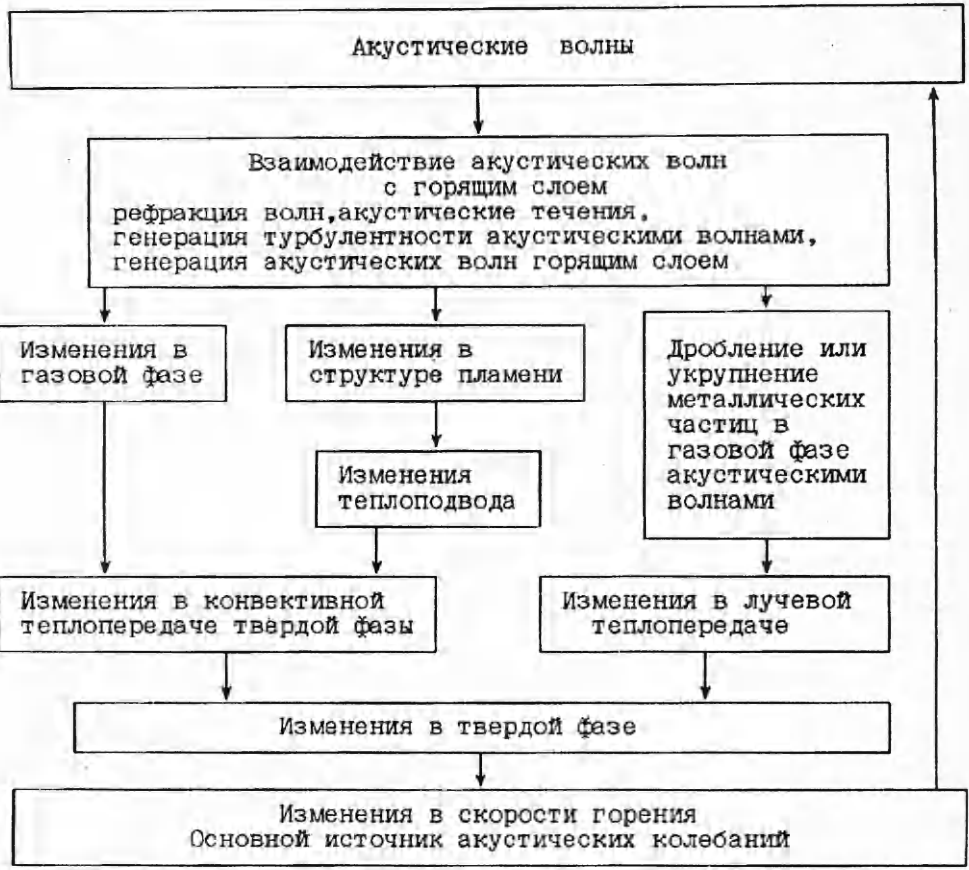


Рис. 1. Схема 1. Нестационарное горение как источник акустических колебаний.

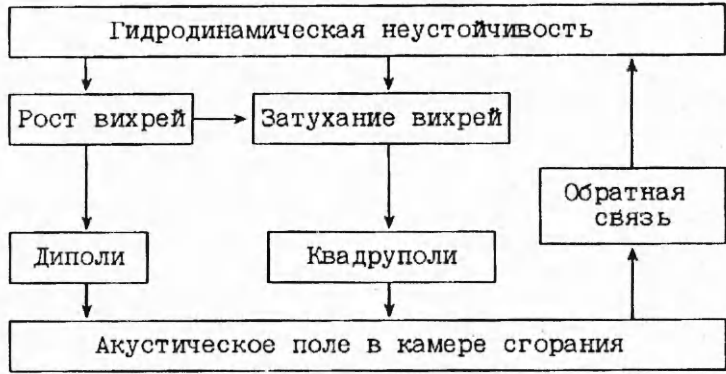


Рис. 2. Схема 2. Гидродинамические источники звука.

где v — скорость потока; d — характерный размер контактного разрыва; $\kappa = \kappa(Re)$ — безразмерный коэффициент (число Струхалья), зависящий от числа Рейнольдса. Наличие акустической резонансной полости может существенно повлиять на колебания, и в том случае, если вихревые частоты совпадают с собственными частотами акустической резонансной полости ($f_m = f_n$ для некоторых целых чисел m и n), наступает резонанс — существенное повышение амплитуды колебаний в КС. Ограничение роста амплитуды обусловлено только затуханием звука в камере и нелинейными эффектами [3, 4]. Целесообразно отметить, что близость вихревой частоты к собственной акустической частоте КС — необходимое условие существования колебаний. Точное совпадение необязательно, так как возможен

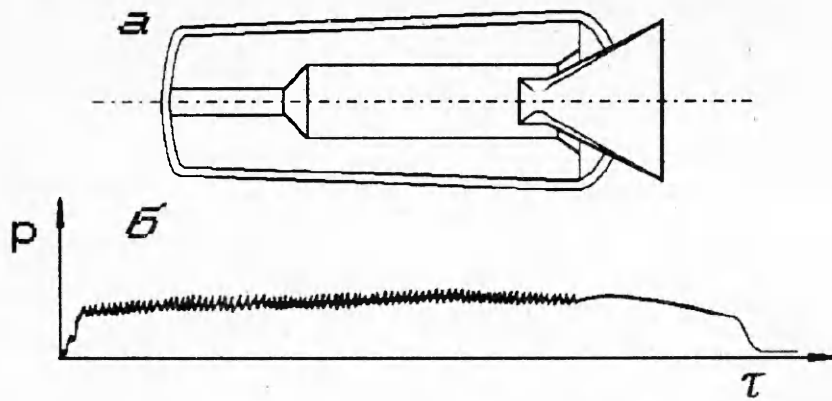


Рис. 3. Камера сгорания с неравномерным заполнением топливом (а) и зависимость давления в камере от времени (б).

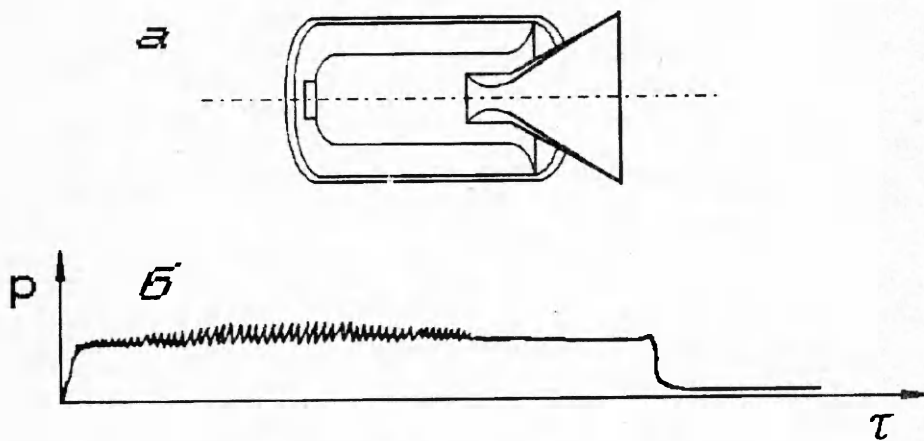


Рис. 4. Камера сгорания с равномерным заполнением топливом (а) и зависимость давления в камере от времени (б).

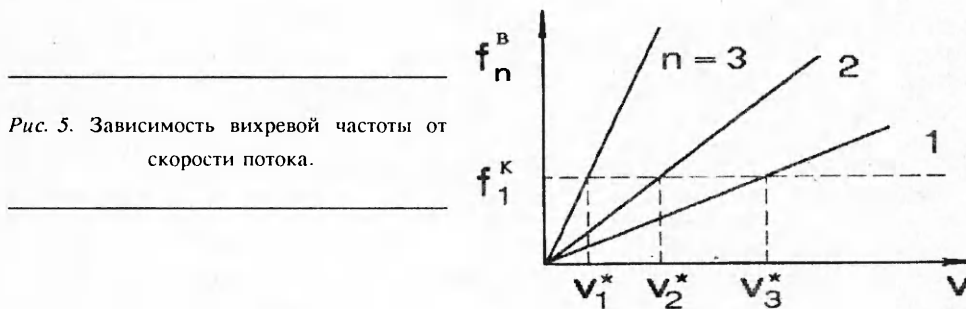


Рис. 5. Зависимость вихревой частоты от скорости потока.

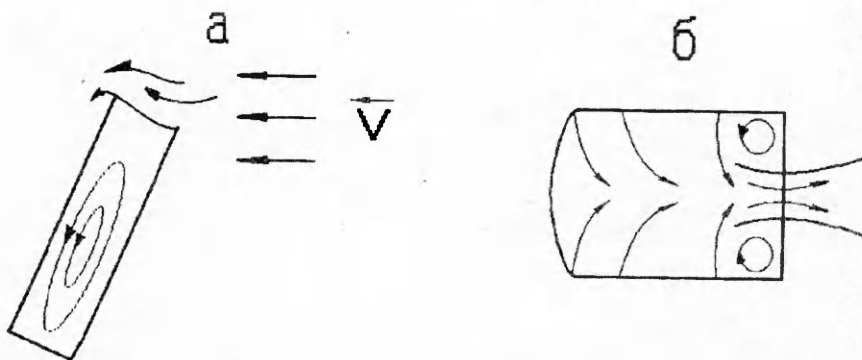


Рис. 6. Поле скоростей основного потока газа в свистке (а) и в камере сгорания (б).

«захват» частот, обусловленный нелинейной механикой источника колебаний (см. рис. 2).

На рис. 5 приведен качественный график зависимости вихревой частоты от скорости потока [4], звездочками отмечены значения скорости основного потока газа, при которых вихревые частоты совпадают с собственными значениями резонансной полости. На рис. 6 схематически показаны поля скоростей основного потока газа в свистке и в камере [3, 4]. В обоих случаях имеется контактный разрыв и замкнутые линии тока в застойной зоне. Отличие между свистком и КС состоит в разном направлении основного потока газа по отношению к резонансной полости. Газ обтекает устье резонансной полости свистка снаружи. В камере сгорания твердотопливного двигателя поток обтекает устье резонансной полости изнутри. Это позволяет рассматривать КС как обратный по отношению к потоку свисток.

Экспериментальные исследования

Цель экспериментальных исследований состояла в изучении влияния вихревых макроструктур в застойной зоне на устойчивость работы КС. Для выяснения влияния вихревых макроструктур и контактных разрывов на устойчивость работы типовых конструкций КС, приведенных на рис. 3 и 4, исследована работа этих же камер, но с конструктивными добавлениями, изменяющими застойную зону и параметры контактных разрывов. Рассмотрено влияние трех видов конструктивных изменений для двух указанных типовых конструкций КС. Все параметры основного потока, обуславливающие режим горения топлива, оставались неизменными.

В первом случае на входе в сопло устанавливалась разделительная решетка (рис. 7, а), во втором — разделительный козырек (рис. 7, б), которые обеспечили устойчивую работу (рис. 7, г, д) КС, представленных на рис. 3 и 4. Локально осредненные по времени значения давления в камерах сгорания с доработками и без них совпадают — достаточно сравнить рис. 3, 4 и рис. 7, г, д.

Влияние разделительных решеток и козырьков на устойчивость работы КС реактивных твердотопливных двигателей невозможно объяснить нестационарным горением (см. рис. 1). Эти конструктивные доработки могут изменить основной поток газа только в окрестности сопла, но не повлияют на процесс горения. Схема возбуждения колебаний горением ставится указанными экспериментами под сомнение. Однако влияние этих конструктивных доработок можно объяснить тем, что решетки и козырьки акустически активны. Они могут поглощать акустические колебания при помощи механизма преобразования акустических колебаний в вихревые возмущения основного потока газа [6]. Происходит преобразование акустической энергии колебаний в кинетическую энергию вихрей, образующихся в окрестности кромок схода основного потока с разделительных решеток или козырьков и движущихся с основным потоком газа. Влияние этого механизма поглощения колебаний на ликвидацию колебаний можно объяснить затягиванием развития колебаний по времени или их полной ликвидацией [6].

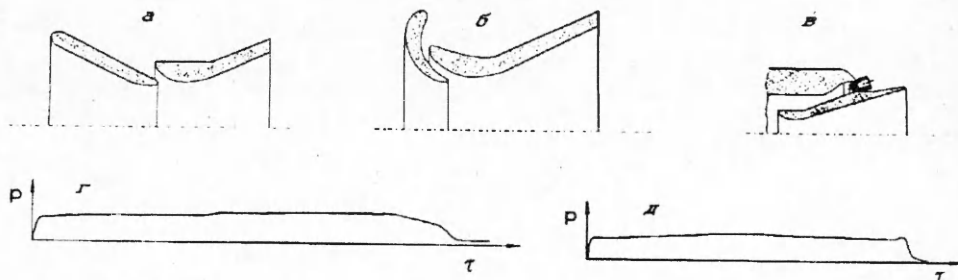


Рис. 7. Зависимость давления от времени в камерах сгорания после конструктивных доработок. а — разделительная решетка; б — козырек; в — отверстия в днище камеры сгорания; г — зависимость давления от времени в камере сгорания с неравномерным распределением топлива; д — с равномерным распределением топлива.

Однако объяснение не вполне удовлетворительно, так как кромки схода разделительных решеток и козырьков находятся в окрестности узла продольных акустических колебаний скорости. Поэтому в окрестности разделительной решетки или козырька колебаний скорости нет, и указанные конструктивные изменения акустически пассивны.

Наиболее существенное влияние разделительная решетка и козырек оказывают на линии тока основного потока газа в КС. Деформация линий тока приводит к изменениям характерных размеров контактных разрывов и застойных зон в камерах. Это приводит к сдвигу вихревых частот (2), которые определяют частоту источника колебаний. Частота гидродинамического источника акустических колебаний отстраивается от акустической собственной частоты КС, нарушается акустическая обратная связь (см. рис. 2) и колебания в камерах сгорания не возникают.

Третий вид конструктивной доработки камер приведен на рис. 7, г. Здесь в днищах КС были проделаны четыре отверстия, площадь сечения сопла уменьшена на величину, соответствующую суммарной площади отверстий. Эта доработка не изменила суммарный расход газа в КС, но обеспечила устойчивость работы (ср. рис. 3, 4 и рис. 7, г, д соответственно).

Динамические характеристики камеры не изменились, остались прежними условия горения топлива. Так как в окрестности отверстий в днище камеры наблюдается резкий поворот потока и, следовательно, полное отражение акустических волн, то сохранились и акустические свойства камеры [5, 6]. Поэтому эффективность этой конструктивной доработки невозможно объяснить неустойчивостью горения топлива и увеличением поглощения акустической энергии в КС.

Эффективность трех указанных конструктивных изменений для ликвидации колебаний в двух типах КС невозможно объяснить неустойчивостью горения топлива (см. рис. 1), но достаточно достоверно объясняется наличием в камерах гидродинамических источников колебаний (см. рис. 2).

Численные исследования

Как отмечено выше, практически невозможно экспериментальное изучение кинематики основного потока газа в КС. В связи с этим численные исследования основного потока становятся определяющими. В настоящей работе для этого использованы уравнения Навье — Стокса и уравнения газовой динамики, которые рассчитывались методами конечных разностей и конечных элементов.

Для точной диагностики и расчета контактных разрывов и зон образования вихрей в КС разработаны два метода расчета дозвуковых течений в рамках моделей вязкой несжимаемой жидкости и идеального сжимаемого газа. В расчете стационарных дозвуковых течений в рамках модели вязкой несжимаемой жидкости использованы уравнения Навье — Стокса, а для стационарных дозвуковых течений в рамках модели идеального сжимаемого газа — уравнения Эйлера.

Разрешающие уравнения метода конечных элементов получены на базе метода Галеркина. Численный алгоритм решения реализован с использованием модифицированного конечно-разностного итерационного метода. Метод реализован в виде комплекса программ, позволяющих находить стационарные дозвуковые вихревые и разрывные течения в областях сложной геометрии. По разработанным методикам проведен расчет стационарного потока в канале сложной формы. На рис. 8, а представлена схема дискретизации исследуемой области (2500 узлов) длиной $L = 0,4$ м, содержащей боковую поверхность конической формы с углом наклона 3° и утопленное центральное тело с диаметром выходного критического сечения $d_k = 0,04$ м.

Такая газовая полость типична для конструкций КС конусной формы, которые имеют прочнокрепленное с корпусом изделия топливо с центральным каналом и утопленное в КС сопло (см. рис. 3). При вычислении параметров потока задавался газоприход через проницаемую поверхность конического канала $G_1 = 0,56$ кг с и давление торможения потока $p_0 = 0,2$ МПа. Расчет проведен для конического канала с диаметрами со стороны сопла 0,08 и

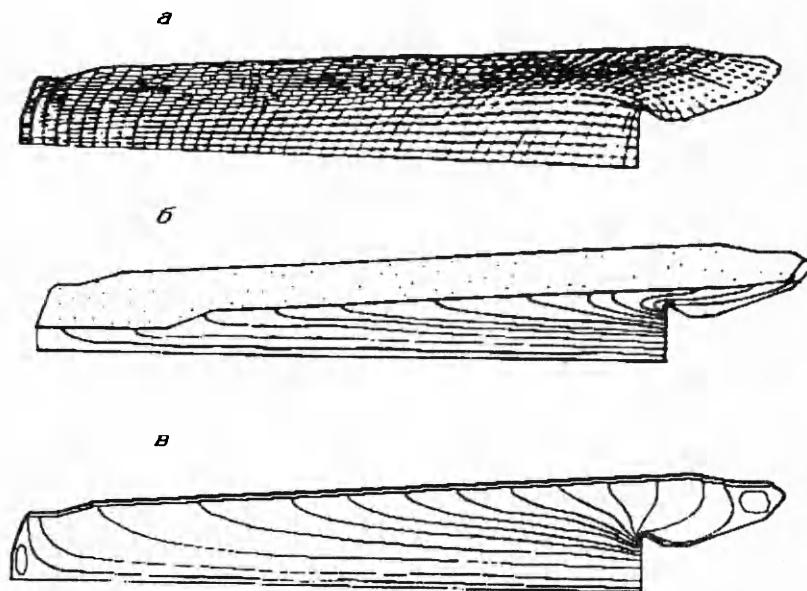


Рис. 8. Изолинии функций тока.

a — дискретизация исследуемой области; *б* — линии тока в начальный момент работы; *в* — в конце работы камеры сгорания.

0,125 м, определяющими местоположение горячей поверхности относительно утопленной части сопла в начале и в конце работы камеры сгорания. На рис. 8, *б*, *в* приведены найденные поля скоростей в исследуемой области в виде изолиний функций тока. Из них видно, что характер течения потоков качественно отличается друг от друга. В начале работы КС течение потенциально и неразрывно, в конце образуется замкнутый вихревой поток и застойная зона около утопленного сопла. Отсутствие застойной зоны в начале работы камеры объясняется недостаточной точностью счета.

Проведенные численные исследования подтверждают наличие крупномасштабного контактного разрыва, наличие застойной зоны и вихревой макроструктуры в окрестности сопла.

Для исследования влияния отверстий в днищах камер на контактные разрывы и застойную зону численно исследовано поле скоростей основного потока в окрестности сопел. На рис. 9, *а* показано расчетное поле скоростей основного потока в кормовой части КС (необходимо отметить наличие застойной зоны и слабо интенсивной вихревой макроструктуры). На рис. 9, *б*

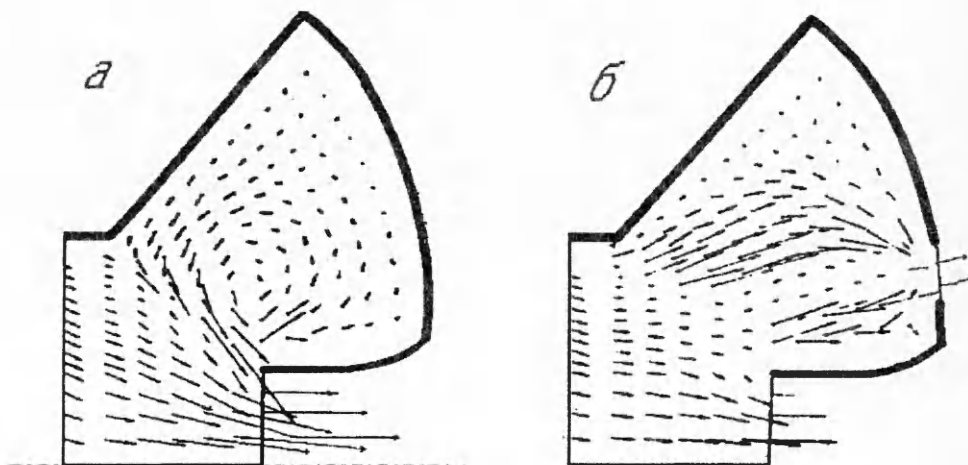


Рис. 9. Поле скоростей в окрестности сопла.

a — вихревая макроструктура в застойной зоне; *б* — разрушение застойной зоны при помощи отверстий в днище.

приведено поле скоростей того же потока для кормовой части, в которой проделаны дополнительные отверстия. Отверстия в днище камеры слабо влияют на течение в сопле и существенно влияют на течение в застойной зоне, а также уменьшают размеры застойной зоны и длину контактного разрыва.

Численные исследования поля скоростей и линий тока основного потока газа в камере сгорания позволяют сделать вывод о возможности существования застойной зоны со слабой завихренностью (замкнутыми линиями тока) и контактного разрыва между вихревым и потенциальным движением газа. Подтверждается существенное влияние на размеры застойной зоны указанных на рис. 7 конструктивных изменений КС.

Заключение

Конструктивные изменения в камерах сгорания, приведенные на рис. 7, не влияют на динамику горения топлива, может измениться только поле скоростей основного потока газа. Наиболее существенно влияют указанные конструктивные изменения на размеры застойной зоны, существование которой подтверждается численными исследованиями.

Рассчитав среднюю скорость течения на линии контактного разрыва вихревого и потенциального потоков и размеры самого вихря, можно оценить частоту звука, определяемую гидродинамической неустойчивостью контактного разрыва между вихревым и потенциальным движением, по формуле (2). Необходимо отметить, что уменьшение длины контактного разрыва приводит к повышению частоты источников акустических колебаний, определяемых контактным разрывом. Так как колебания с высокими частотами затухают быстрее, чем с низкими, и при изменении частоты колебаний источника может произойти отстройка от резонансных колебаний в камере (см. рис. 5), то влияние описанных конструктивных доработок на устойчивость работы КС может быть объяснено только изменением застойной зоны. Это позволяет сделать вывод, что гидродинамическая неустойчивость контактного разрыва в окрестности сопла может являться основной причиной неустойчивой работы камеры сгорания.

В силу приведенных фактов при расчете и проектировании КС твердотопливных двигателей необходимо учитывать возможность существования слабо завихренной застойной зоны.

Для устойчивой работы твердотопливных двигателей необходимо, чтобы для рабочих режимов вихревые частоты (1) не были близки к акустическим собственным частотам КС (2).

Изменение химического состава топлива может оказать влияние на устойчивость работы КС только в том случае, если меняется число Струхала.

Выводы

1. Показано, что основным источником низкотемпературных колебаний в камерах сгорания реактивных твердотопливных двигателей является гидродинамическая неустойчивость крупномасштабных вихревых структур, обусловленных сложной геометрией камеры.

2. Разработан качественный метод анализа гидродинамических источников акустических колебаний в камере сгорания.

3. Получены полуэмпирические выражения для частот колебаний, определяемые геометрией камеры сгорания и свойствами топлива.

Работа была частично доложена на семинарах [7, 8].

Авторы выражают искреннюю благодарность чл.-корр. РАН Л. Н. Козлову за внимание и помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Раушенбах Б. В. Вибрационное горение. — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит., 1961. — 500 с.
2. Неустойчивость горения в ЖРД/Под ред. Д. Т. Харье, Ф. Г. Рирдона. — М.: Мир, 1975.
3. Ахмадеев В. Ф., Гусева Г. Н., Козлов Л. Н. и др. Гидродинамические источники акустических колебаний в камерах сгорания. — М.: ЦНИИИТИ КПК, 1990. — 44 с.

4. Блохинцев Д. И. Акустика неоднородной движущейся среды. — М.: Наука, 1981.
5. Meier G. E. A., Szumowski A. P., Selerowicz W. C. Self-excited oscillations in internal transonic flows // Progr. Aerospace Sci.— 1990.— 27, № 2.— P. 145—290.
6. Ахмадеев В. Ф., Корляков В. Н., Козлов Л. Н. и др. Подавление акустических колебаний в камерах сгорания резонансными поглотителями. — М.: НПО «Информ ТЭИ», 1991.— С. 48.
7. Sukhinin S. V., Akhmadeev V. F. Hydrodynamics oscillation sources in combustion chamber/Int. seminar on flame structure.— Novosibirsk, 1992.
8. Sukhinin S. V., Akhmadeev V. F. Strouhal frequency due to flow contact discontinuities/Int. Workshop on Selected Problems of Solid Propellant Combustion and Chemical Gas dynamics.— Tomsk, 1992.

630090, Новосибирск,
Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева
СО РАН

Поступила в редакцию 31/III 1993

УДК 536.46

Б. Л. Копелиович

ВЛИЯНИЕ СЛАБОГО ТЕПЛОТВОДА НА ГОРЕНИЕ БЕЗГАЗОВОЙ СМЕСИ

Приводятся результаты численного исследования на пределе горения безгазовой смеси при слабом отводе тепла в термически толстую оболочку. Математическая модель, использующая сопряженную постановку задачи, позволяет изучать изменения динамики пульсирующего режима горения от внутренней области наполнителя к периферии.

Практическое применение безгазового горения топлива в узких трубах, щелевых каналах и других областях малых размеров связано с потерями тепла реагирующей системой в окружающую ее оболочку. В условиях теплоотвода проявляются характерные эффекты недогорания вещества, искривления фронта реакции, искажения структуры тепловой волны и др. [1, 2], а также пространственная перестройка режима горения смеси от внутренней области к периферии, на что указывают результаты экспериментальных исследований [3].

В настоящей работе с помощью численных методов прослеживаются изменения, происходящие в структуре волны горения и режиме ее распространения под действием слабого теплоотвода, на примере горения безгазового состава в полубесконечной термически толстой цилиндрической оболочке с такими же теплофизическими свойствами. В этом случае фронт реакции не отрывается от стенок канала и названные ранее эффекты не столь резко выражены, как при горении того же состава в оболочке с более высокой тепловой активностью [4]. Численное исследование проводится на пределе горения.

Математическая модель представляет собой систему двумерных сопряженных уравнений для смеси и оболочки:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \right) + \frac{1}{\gamma} \frac{\partial \eta}{\partial \tau}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial \tau} = \frac{a_i}{a_f} \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\zeta} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\zeta \frac{\partial \Theta}{\partial \zeta} \right) \right). \quad (2)$$

Тепловой источник в (1) обусловлен химической реакцией 1-го порядка

$$\frac{\partial \eta}{\partial \tau} = \gamma (1 - \eta) \exp(\Theta / (1 + \beta \Theta)).$$

Здесь используются безразмерные величины:

$$\begin{aligned} \Theta &= (T - T_*) E / RT_*^2, \quad \beta = RT_* / E, \quad \gamma = cRT_*^2 / QE, \\ \tau &= t / t_*, \quad \xi = x / l, \quad \zeta = y / l, \quad t_* = cRT_*^2 / QEk_0 e^{-E/RT_*}, \\ l &= (a_f t_*)^{1/2}, \quad T_* = T_r - RT_*^2 / E, \quad T_r = T_n + Q / c, \end{aligned}$$

© Б. Л. Копелиович, 1993.