

УДК 533.17, 534.612

Экспериментальные исследования нетипичного отрыва потока газа в сопле с коническим насадком

В. В. Комаров, А.А. Пономарев, Н. Б. Пономарев

Аннотация

При наземных испытаниях модельного сопла большой степени расширения с установленным на его срезе сужающимся коническим насадком с полууглом раскрытия 45° был экспериментально обнаружен нетипичный отрыв потока в сопле. При увеличении и уменьшении полного давления потока газа исследован переход от обычно наблюдающегося отрыва потока к нетипичному и наоборот. Использовались как измерения статического давления и пульсаций давления вдоль внутренней поверхности сопла, так и масляные картины, полученные на поверхности сопла в зоне отрыва. Кроме того, с помощью прибора Теплера получены теневые картины перерасширенной струи из сопла, на которых видна структура скачков, характерная для нетипичного отрыва потока в сопле.

Ключевые слова

газовая динамика; сопло; отрывные течения; ударные волны.

Проведение наземных испытаний жидкостных ракетных двигателей (ЖРД) с соплами большой степени расширения всегда сопряжено с определенными трудностями [1]. Изготовление и эксплуатация газодинамических труб, позволяющих создавать разрежение у среза сопла, для больших (в особенности многокамерных) ЖРД требуют огромных затрат, поэтому часто наземные испытания проводятся без понижения внешнего давления. В этом случае поток газа в сопле отрывается от стенки сопла, причем формируется либо типичный отрыв потока [1], либо нетипичный отрыв потока [2-10]. Впервые нетипичный отрыв потока был обнаружен в США при испытаниях модельного сопла двигателя J2S [2], а затем при запуске и останове двигателей SSME и Vulcain [3-10]. В СССР и России такой отрыв не наблюдался ни в штатных, ни в модельных соплах и, соответственно, не исследовался.

Если давление внешней среды существенно выше статического давления истекающего газа на внутренней поверхности сопла, то поток газа отрывается от этой поверхности. Отношение этих давлений, при котором происходит отрыв потока, зависит от числа Маха потока и определяет протяжённость участка внутренней

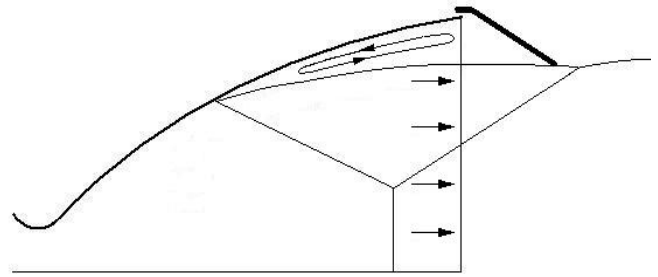


Рис. 1. Схематическое изображение сопла большой степени расширения с сужающимся коническим насадком и типичным отрывом внутри сопла

поверхности сопла, на котором статическое давление остаётся меньше внешнего и создаёт таким образом отрицательную тягу. Невысокая точность определения местоположения отрыва, а также давления на внутренней поверхности сопла ниже по потоку от места отрыва, затрудняет определение удельного импульса по измеренной при таком отрыве тяге [1]. При нетипичном отрыве оторвавшийся поток присоединяется к стенке сопла и движется вдоль нее с небольшой сверхзвуковой скоростью [8]. В ЖРД это приводит к существенному повышению тепловых потоков в стенку сопла на этом участке, что может повредить неохлаждаемую часть стенки. Поскольку место отрыва потока колеблется, то также возникает нестационарная боковая сила, действующая на сопло и способная в некоторых случаях разрушить камеру ЖРД. Данные эффекты существенно ограничивают степень расширения сопел ЖРД, используемых в широком диапазоне изменения внешнего давления (например, ЖРД второй ступени РН, работающей со старта), соответственно ограничивает эффективность таких ЖРД [1].

Один из предлагавшихся способов повышения эффективности таких ЖРД – установка на срезе сопла сужающегося конического насадка, отбрасываемого на определённой высоте полёта (рис.1). Предполагалось, что он повысит давление в отрывной зоне, что приведет к сдвигу места отрыва ближе к критическому сечению, соответственно к уменьшению зоны безотрывного перерасширенного течения, и, возможно, фиксации места отрыва и уменьшению амплитуды боковой силы.

В 1980-х годах с измерением тяги и 1990-х годах с измерением боковой силы были проведены экспериментальные исследования эффективности такого насадка. В этих исследованиях было показано, что такой насадок даёт прирост тяги, но увеличивает действующую на сопло нестационарную боковую силу при выходе давления перед соплом на рабочий режим, причём непонятно было, из-за чего это происходит. При этом распределение давления на внутренней поверхности сопла вдоль зоны отрыва не измерялось

и предполагалось, что картина течения имеет вид, показанный на рис.1. В настоящей работе измерены распределение статического давления и пульсации давления на внутренней поверхности сопла с таким коническим насадком, что позволило восстановить действительную картину течения в сопле с таким насадком.

Исследуемое модельное сопло большой степени расширения ($\varepsilon = F_a / F_* = 198$, где F_a , F_* - соответственно площади выходного и критического сечений сопла) было

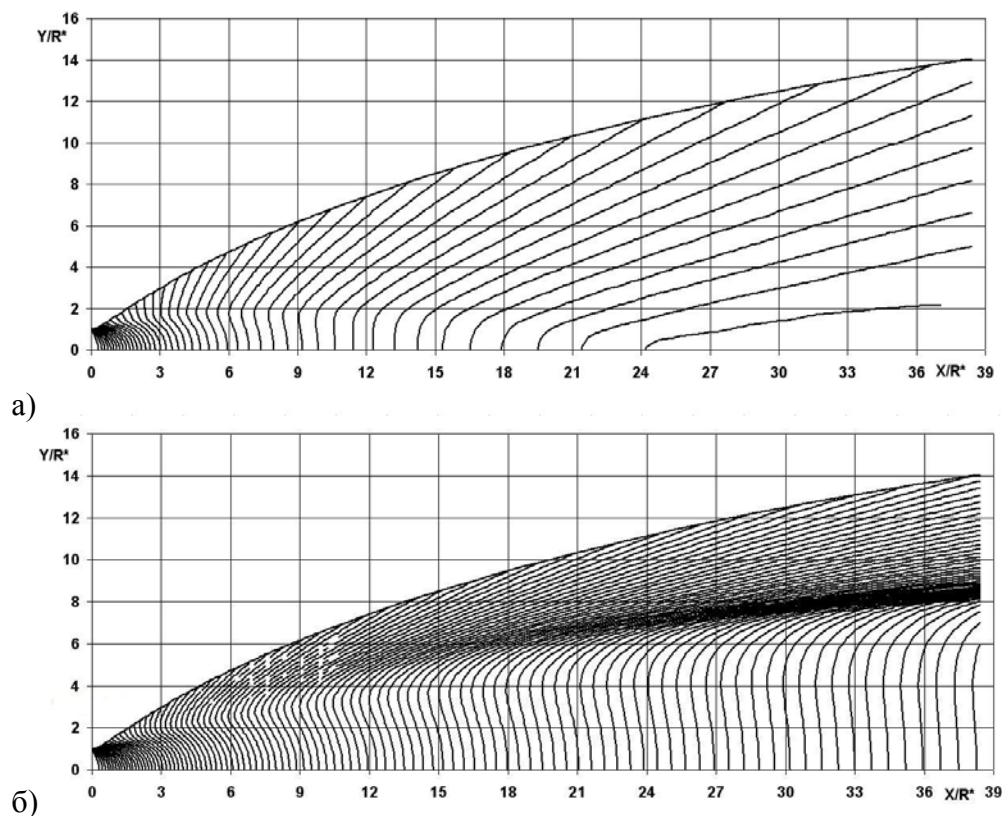


Рис. 2. Изолинии числа Маха с шагом 0,1, начиная с $M=1,1$, для модельного сопла при а) $n=1,17$; б) $n=1,4$.

спрофилировано методом характеристик с заданием начального участка сверхзвуковой части сопла дугой окружности и с равномерной выходной характеристикой [1] для идеального газа с показателем изэнтропы $n=1,17$. В экспериментах, проведенных на холодном воздухе, $n=1,4$, поэтому изолинии числа Маха в сопле (без насадка) существенно отличаются от рассчитанных при $n=1,17$ (рис. 2). Очевидно, что при таких числах Маха возможна конденсация холодного воздуха (составляющих его газов) в сопле, но влияние этого эффекта на отрыв потока в сопле пренебрежимо мало.

Исследуемое модельное сопло имеет радиус критического сечения $r_* = 5$ мм и радиус выходного сечения $y_a = 70$ мм (рис. 3). На срез сопла был установлен сужающийся

конический насадок с углом наклона контура к оси сопла 45° (рис. 1). В ходе исследований радиус его выходного сечения y_H постепенно увеличивался, так что геометрическая степень расширения сопла с насадком увеличилась от

$$\varepsilon_H = \left(y_H / r_* \right)^2 = 81,5 \text{ до } \varepsilon_H = 139,2.$$

В каждом эксперименте измерялось статическое давление на внутренней поверхности сопла p_w в 18 точках, приблизительно равномерно распределенных с шагом $\Delta x / r_* = 1,5 \dots 2,0$ вдоль образующей сопла (в шахматном порядке, с отклонением 5 мм от образующей) в диапазоне от $x / r_* = 8,5$ до выходного сечения сопла. Расположение измерительных точек указано в табл.1.

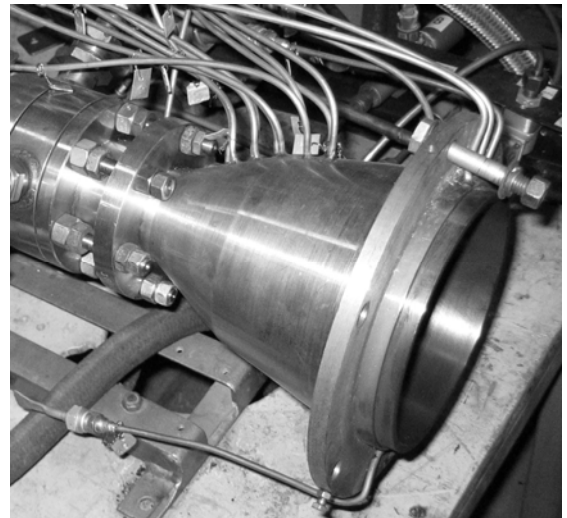


Рис. 3. Модель сопла большой степени расширения

Таблица 1.

Расположение точек для измерения статического давления

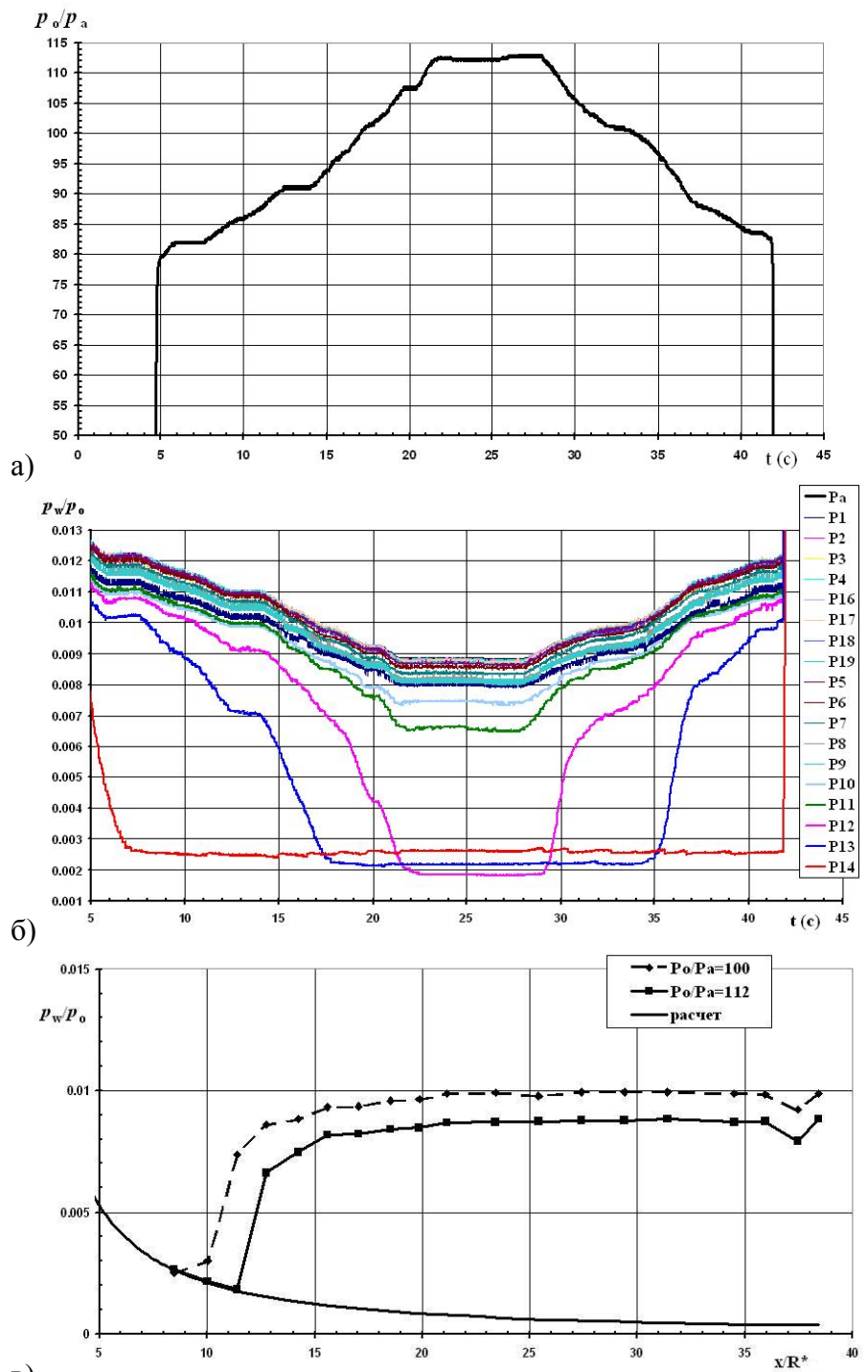
№ точки	P14	P13	P12	P11	P10	P9	P8	P7	P6
x / r_*	8,49	10,01	11,39	12,77	14,23	15,62	17,06	18,51	19,86
№ точки	P5	P19	P18	P17	P16	P4	P3	P2	P1
x / r_*	21,16	23,4	25,4	27,4	29,4	31,4	34,5	35,92	37,44

Кроме того, измерялось внешнее давление p_a около выходного сечения насадка (сопла, если насадок отсутствовал), условно показанное на представленных здесь графиках при $x / r_* = 38,4$. Построенные по экспериментальным данным распределения относительного статического давления по внутренней поверхности сопла p_w / p_0 , где p_0 – полное давление газа, измеренное перед соплом, показаны на рис. 4в, 5в, а изменение p_w / p_0 в точках измерения в ходе эксперимента – на рис. 4б, 5б. Для измерений использовались датчики абсолютного давления с диапазоном $1 \dots 760$ Торр, а также датчики избыточного давления с диапазонами $0 \dots 0,5$ МПа и $-0,1 \dots 0,1$ МПа; погрешность измерения составляла 2% от верхней границы диапазона.

Кроме того, в 8 точках (см. табл. 2) на внутренней поверхности сопла с коническим насадком со степенью расширения $\varepsilon_H = 139,2$ и без него измерялись пульсации статического давления с помощью высокочастотных датчиков давления Endevco 8306A-50. Расположение этих точек было выбрано так, чтобы захватить место отрыва потока и его окрестности. Частота опроса автоматической системы сбора данных и размер выборки позволяли анализировать пульсации давления в диапазоне 50 Гц...25 кГц.

В каждом эксперименте полное давление p_0 холодного

воздуха постепенно или резко увеличивалось до 10...11 МПа и также измерялось (рис.4-6).



в) Распределение относительного давления вдоль стенки сопла

Рис. 4. Результаты эксперимента без использования насадка: а) изменение во времени отношения полного давления газа перед соплом к внешнему давлению; б) изменение во времени в измерительных точках статического давления на стенке сопла, отнесенного к полному давлению газа перед соплом; в) распределение относительного давления вдоль стенки сопла

Все эксперименты проводились при внешнем атмосферном давлении $p_a \approx 750$ мм. рт. ст. Всего было проведено 45 экспериментов: 7 без насадка и 38 с коническим насадком: 19 с насадками с $\epsilon_H < 139,2$, и 19 с насадком с $\epsilon_H = 139,2$.

Для визуализации картины течения в зоне отрыва были получены масляные картины на внутренней поверхности сопла в специально организованных экспериментах с очень резким увеличением и последующим уменьшением давления перед соплом.

Также на стенде БМР ФГУП «Центр Келдыша» были получены теньевые картины струи около выходного сечения сопла без насадка, на которых видны ударно-волновые структуры, характерные для типичного и нетипичного отрывов потока.

Во всех экспериментах без насадка распределение давления по стенке сопла соответствовало типичному отрыву потока (рис. 4), хотя безотрывное течение при $n=1,4$ существенно отличается от расчетного для $n=1,17$ (рис. 2). Во

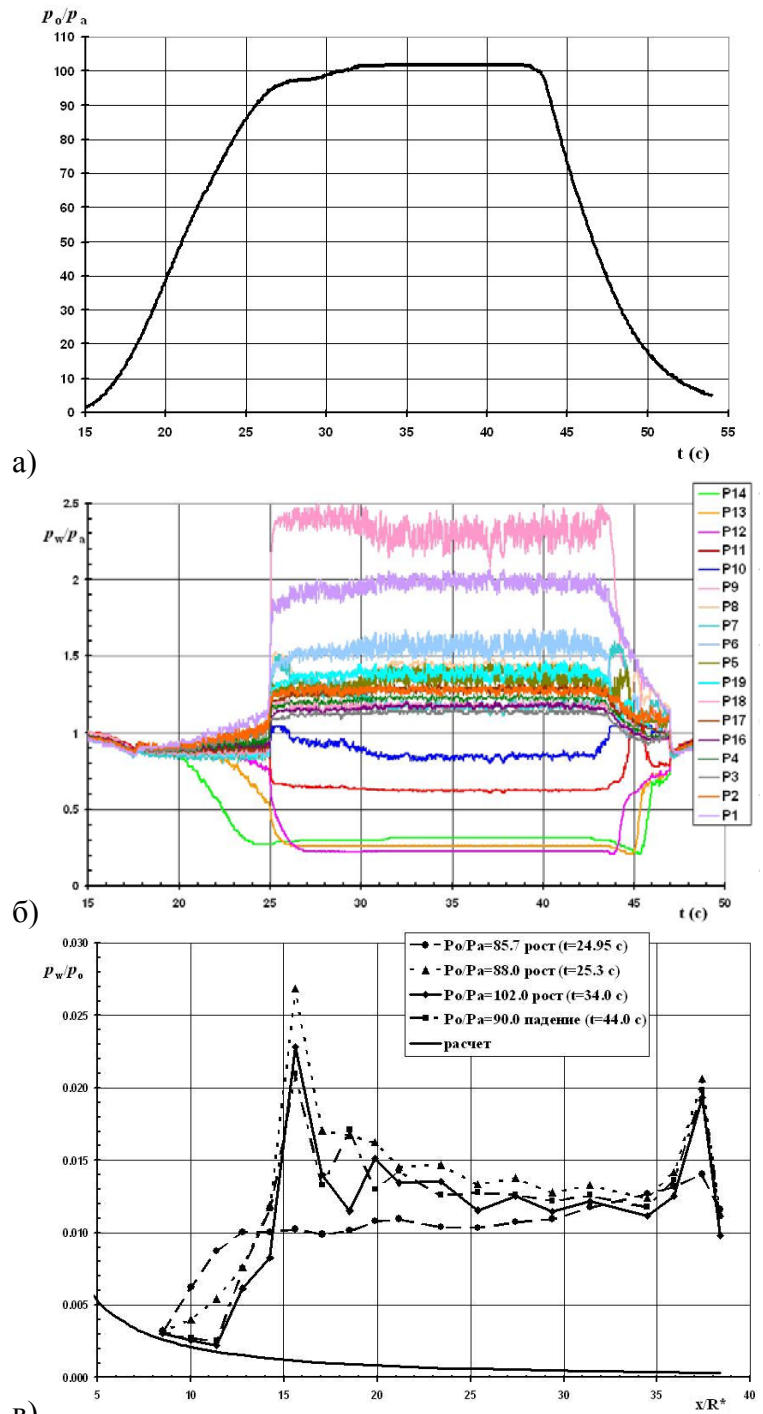


Рис. 5. Результаты эксперимента с использованием насадка с $\epsilon_H = 81$: а) изменение во времени отношения полного давления газа перед соплом к внешнему давлению; б) изменение во времени в измерительных точках статического давления на стенке сопла, отнесенного к полному давлению газа перед соплом; в) распределение относительного давления вдоль стенки сопла

Во

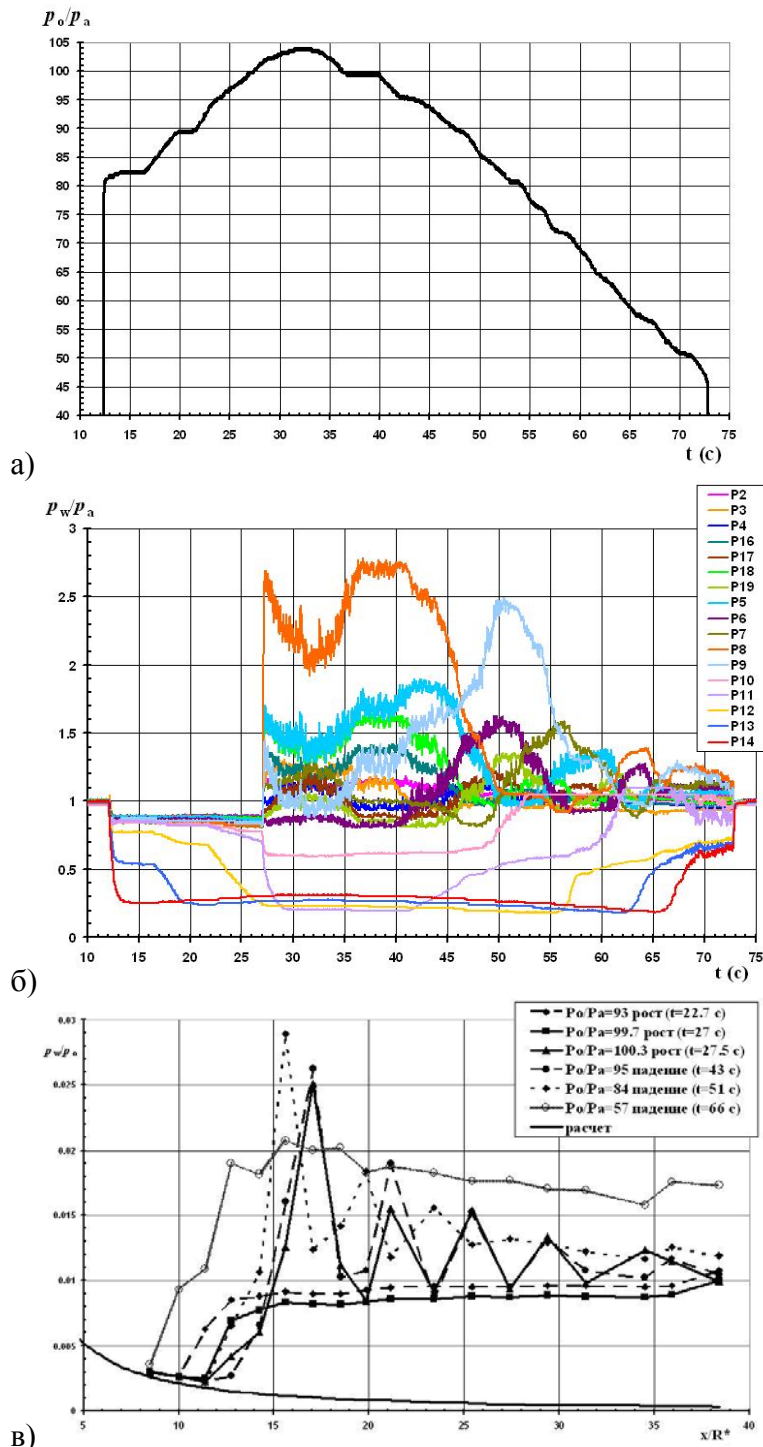


Рис. 6. Результаты эксперимента с насадком с $\epsilon_H = 139,2$: а) изменение во времени отношения полного давления газа перед соплом к внешнему давлению; б) изменение во времени давления на стенке сопла в разных точках, отнесенного к давлению в камере сгорания; в) распределение относительного давления вдоль стенки сопла

Полученные в настоящей работе распределения статического давления вдоль стенки сопла ниже по потоку от места нетипичного отрыва (рис.5в, 6в) в отличие от показанного в

всех экспериментах с коническим насадком при увеличении относительного полного давления p_0/p_a отрыв потока был типичным при $p_0/p_a < (p_0/p_a)^*$ и нетипичным при $p_0/p_a \geq (p_0/p_a)^*$, где $(p_0/p_a)^*$ - некоторое граничное значение (рис. 5, 6). Обратный переход от нетипичного отрыва к типичному происходил при $p_0/p_a = (p_0/p_a)^{**} < (p_0/p_a)^*$, т.е. с некоторым гистерезисом.

Влияние относительного радиуса выходного сечения насадка y_H/r_* на $(p_0/p_a)^*$ и $(p_0/p_a)^{**}$, а также на значение $(p_0/p_a)_{14}$, при котором течение около ближайшей к минимальному сечению сопла измерительной точки №14 становится безотрывным, показано на рис. 7. Уменьшение $(p_0/p_a)_{14}$ при увеличении y_H/r_* от 9,0 до 11,8 объясняется ростом давления в отрывной зоне (см. рис. 5б и 6б).

[3-10] распределения имеют, кроме основного пика, расположенного около места отрыва, еще 5 пиков меньшей амплитуды. Все эти пики давления стабильны, их величина и местоположение при одном и том же насадке зависят только от p_0/p_a .

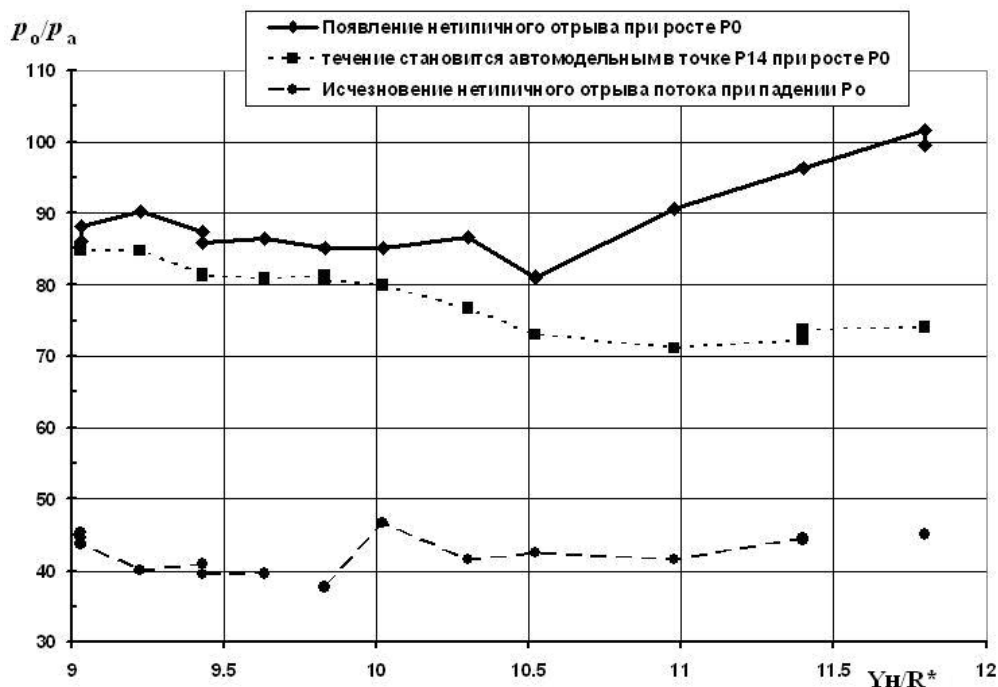


Рис. 7. Влияние относительного радиуса выходного сечения конического насадка на переход от типичного отрыва к нетипичному и наоборот, а также на величину перепада давлений, при котором реализуется безотрывное обтекание точки №14

Для прояснения полученной картины течения рассмотрим измеренные пульсации статического давления на внутренней поверхности сопла в точках, указанных в табл.2.

Таблица 2.

Расположение точек для измерения пульсаций давления

x/r_*	10.0	10.7	11.4	12.2	12.8	14.2
№ точки по образующей А	6А	5А	4А	3А	2А	1А
№ точки по образующей Б				3Б		1Б

Пульсации давления в точках 4А, 5А, 6А в сопле без насадка при увеличении относительного полного давления потока от $p_0/p_a = 80$ до $p_0/p_a = 112$ (при этом место отрыва перемещается через эти точки) показаны на рис. 8а. Когда поток отрывается от стенки в районе измерительной точки, давление в этой точке p_w пульсирует от $p_w/p_a = 0,25$

(значение, соответствующее безотрывному течению) до $p_w/p_a = 0,6...0,7$ (значения, соответствующие как дозвуковому течению при типичном отрыве потока, так и сверхзвуковому течению с низким числом Маха при нетипичном отрыве потока). Соответственно видно, что при увеличении p_0/p_a при $p_0/p_a \approx 98...102$ поток отрывается до точки 6А, при $p_0/p_a \approx 102...106$ поток присоединен к стенке в точке 6А и отрывается в точке 5А, а при $p_0/p_a > 106$ поток полностью присоединен к стенке в точках 5А и 6А и отрывается в точке 4А. При уменьшении p_0/p_a место отрыва потока проходит через эти точки в обратном порядке, но при величинах p_0/p_a на $\Delta p_0/p_a = 2...3$ больше, чем при увеличении p_0/p_a .

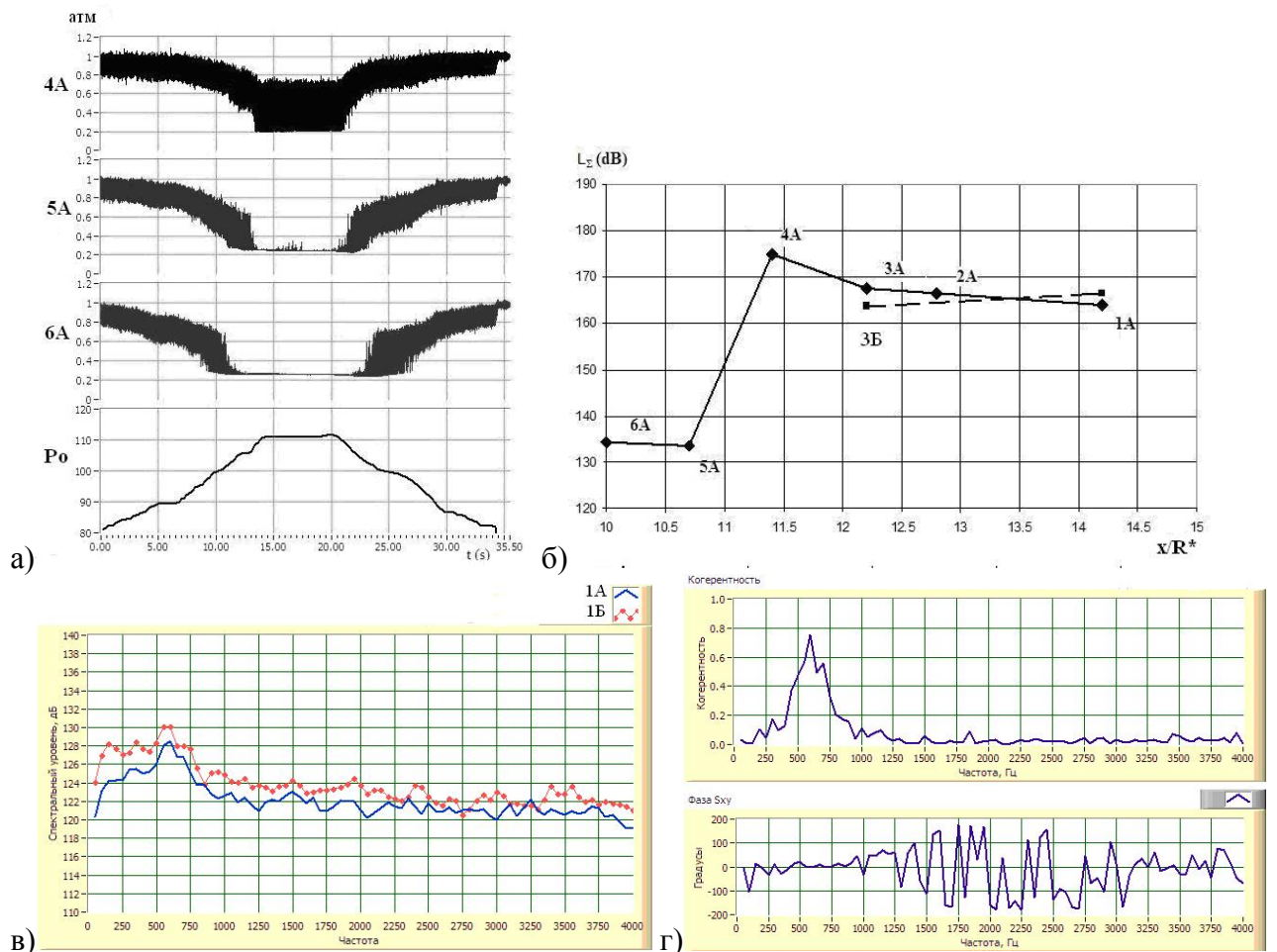


Рис. 8. Пульсации давления в эксперименте без насадки (а), их суммарный (б) и спектральный (в) уровни, когерентность и фаза (г)

Показанные на рис.8, 9 суммарный и спектральный уровни, когерентность и фаза пульсаций давления определялись следующим образом [11]. Если пульсации давления $p'(t)$ на интервале T_n их измерения имеют автокорреляционную функцию

$R_{pp}(\tau, T_n) = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} p'(t) p'(t-\tau) dt$, то спектральная плотность этих пульсаций

$S(\omega, T_n) = \frac{1}{2\pi T_n} \int_0^{T_n} R_{pp}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$, где $\omega=2\pi f$ - круговая частота. Тогда среднеквадратичный

уровень пульсаций давления во всем измеряемом диапазоне частот

$\sigma_\Sigma = \sqrt{\int_0^\infty S(\omega) d\omega} = \sqrt{R_{pp}(0)}$ и $\sigma_{1\Gammaц} (f) = \sqrt{S(f)}$ в полосе шириной $\Delta f = 1$ Гц. Суммарный

уровень пульсаций давления (в диапазоне частот от 50 Гц до 25 кГц) $L_\Sigma = 20 \cdot \log \frac{\sigma_\Sigma}{\sigma_0}$, где σ_Σ -

среднеквадратическое значение пульсаций давления (в Па), а $\sigma_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ Па - порог

слышимости человеческого уха, а $L_{1\Gammaц} = 20 \cdot \log \left(\frac{\sigma_{1\Gammaц}}{\sigma_0} \right)$ - спектральный уровень пульсаций

давления в полосе 1 Гц. Если пульсации давления p'_i, p'_j в точках i и j их измерения в

интервале времени T_n имеют пространственно-временную взаимнокорреляционную

функцию $R_{ij}(\tau) = \frac{1}{T_n} \int_0^{T_n} p'_i(t) p'_j(t-\tau) dt$, то их взаимная спектральная плотность

$S_{ij}(\omega) = \frac{1}{2\pi T_n} \int_0^{T_n} R_{ij}(\tau) e^{-i\omega\tau} d\tau$, а их функция когерентности $\gamma^2(f) = \frac{|S_{ij}(f)|}{\sqrt{S_i(f)S_j(f)}}$, где $f = \frac{\omega}{2\pi}$

- частота.

Из рис. 8б видно, что при безотрывном сверхзвуковом обтекании стенки $L_\Sigma = 134$ дБ, а отрыв потока увеличивает L_Σ до 175 дБ, т.е. σ_Σ увеличивается приблизительно в 100 раз.

Спектральный уровень пульсаций давления $L_{1\Gammaц}$ в диаметрально противоположных точках

1А и 1Б показан на рис. 8в. Функция когерентности, осредненная по 50...100 реализациям и

разность фаз пульсаций давления представлены на рис. 8г. Видно, что $L_{1\Gammaц}$ имеет максимум

на частотах 550...600 Гц, на которых когерентность между пульсациями давления в этих

точках максимальна и достаточно велика (0,6...0,7), а сдвиг фаз близок к нулю. На частотах

выше 1000 Гц пульсации давления не коррелируют друг с другом. Подобный резонансный

характер колебаний в отрывной зоне похож на колебания в трубе с одним закрытым концом,

длина которой равна длине зоны отрыва.

Результаты измерения пульсаций давления в эксперименте с коническим насадком с $\epsilon_H = 139,2$ показаны на рис. 9. Видно, что конический насадок существенно изменил влияние

p_0/p_a на отрыв потока в сопле: при увеличении p_0/p_a поток отрывается в точке 6А при $p_0/p_a \approx 82$, а при $p_0/p_a \approx 95$ место отрыва мгновенно сдвигается от точки 6А к точке 1А. Течение мгновенно становится безотрывным и сверхзвуковым в точках 6А, 5А, 4А, 3А, при этом статическое давление в точке 1А уменьшается до $p_w/p_a \approx 0,65$.

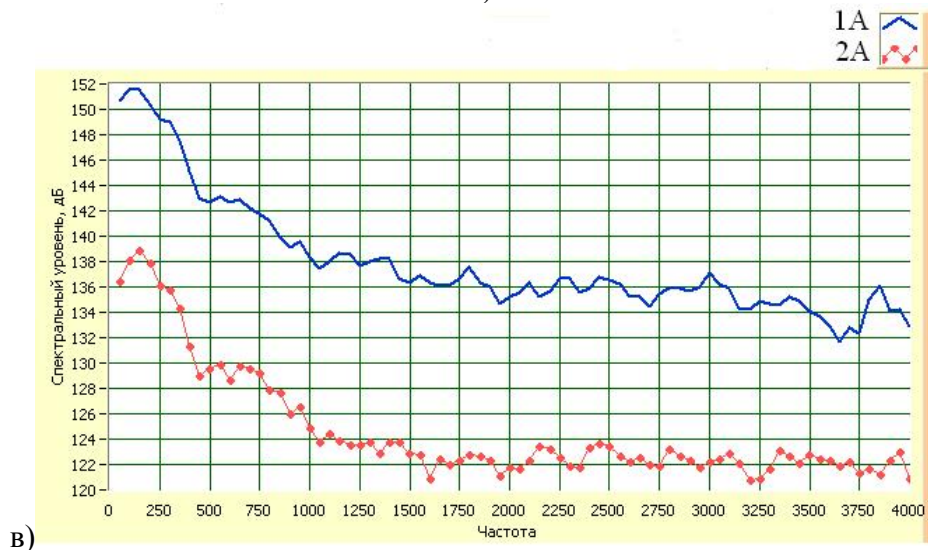
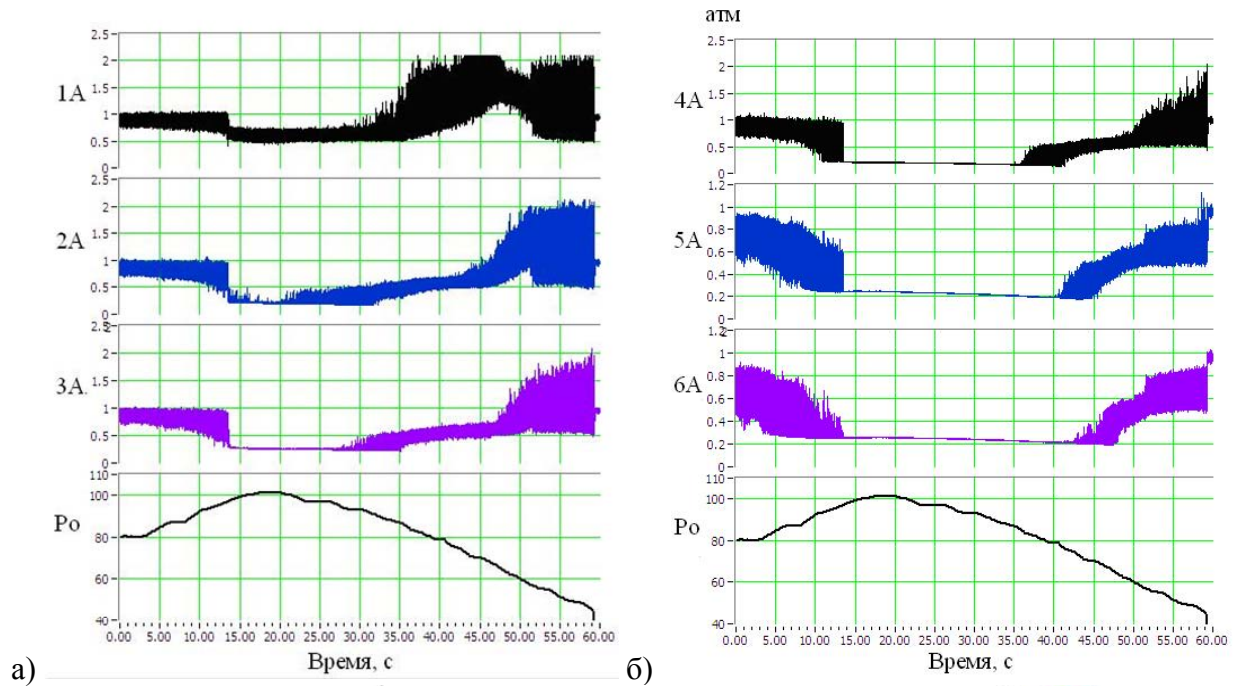


Рис. 9. Пульсации давления (а, б), измеренные в эксперименте с коническим насадком с $\epsilon_H = 139,2$ и их спектральный уровень (в)

При уменьшении p_0/p_a поток отрывается от стенки в точке 2А при $p_0/p_a \approx 90 \dots 100$, в точке 3А – при $p_0/p_a \approx 87 \dots 90$, в точке 4А – при $p_0/p_a \approx 80 \dots 85$, в точке 5А – при $p_0/p_a \approx 70 \dots 80$, в точке 6А – при $p_0/p_a \approx 65 \dots 70$, т.е. обратного резкого перестроения потока не происходит.

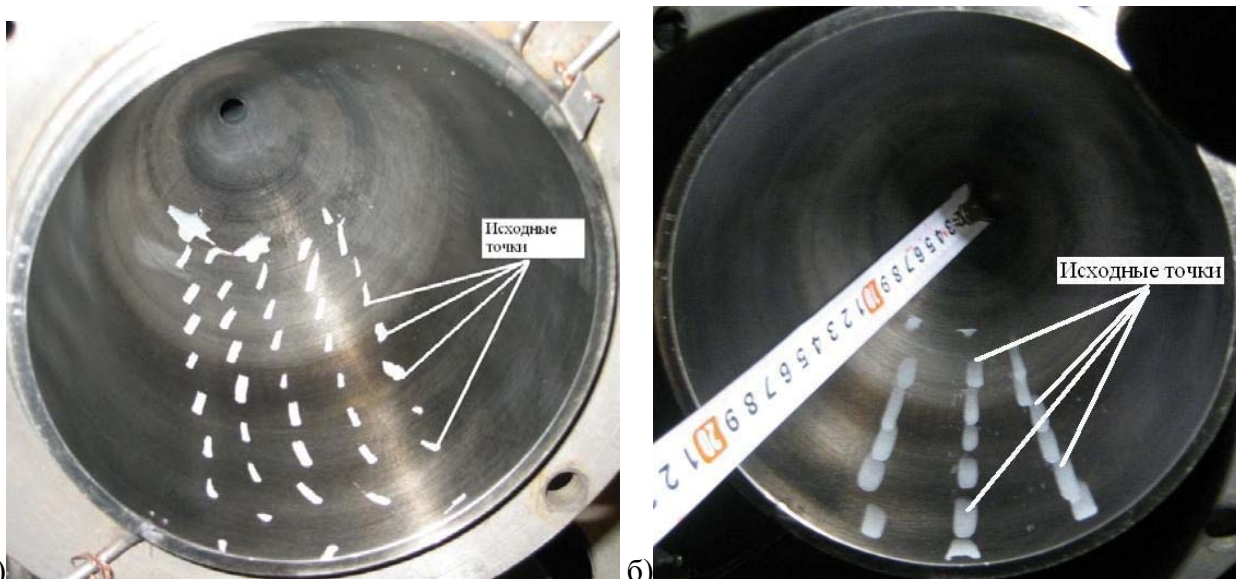


Рис. 10. Масляные картины в отрывной зоне модельного сопла при типичном (а) и нетипичном (б) отрывах

При увеличении p_0/p_a до ~ 93 поток отрывается в точке 5А так же, как и в эксперименте без насадки. Спектральные уровни пульсаций давления в точках 1А, 1Б и 5А имеют максимум на частотах 550...600 Гц, пульсации хорошо коррелируют друг с другом с нулевой разностью фаз. При уменьшении p_0/p_a амплитуда пульсаций давления в точке 1А увеличивается, их максимальные значения превышают $p_w/p_a \approx 1,5$, а среднее значение давления составляет $p_w/p_a \approx 1,0...1,2$. При этом давления в точках 1А и 4А пульсируют синфазно, но максимум в районе 550 Гц отсутствует. Когда p_0/p_a падает до 70, статическое давление в точке 1А увеличивается до $p_w/p_a \approx 1,5...1,6$, а в точке 2А уровень пульсаций начинает расти. При этом пульсации в точке 2А хорошо коррелируют с нулевой разницей фаз с пульсациями в точках 1А, 3А, 4А на частотах около 200 Гц. Начиная с $p_0/p_a \approx 64$, картина течения около точек 1А и 2А существенно меняется. Давления в этих точках начинают пульсировать в противофазе, а их когерентность уменьшается до 0,2...0,4 во всем диапазоне частот. Следовательно, линия растекания присоединяющегося к стенке потока находится между этими точками, колебания этой линии повышают давление в одной из этих точек и понижают в другой. Таким образом, увеличение статического давления до $p_w/p_a \approx 1,5...1,6$, рост $L_{1\text{Гц}}$ до 152 дБ и L_Σ до 178,5 дБ (рис. 9б) в точке 1А являются следствием присоединения потока к стенке в этой точке. Пульсации давления в зоне отрыва между точками 2А и 6А низкочастотные и высококогерентные (максимум функции когерентности равен 0,6 с нулевой разностью фаз).

Таким образом, спектральный анализ пульсаций давления показывает, что суммарный спектральный уровень пульсаций в отрывной зоне при нетипичном отрыве на 10 дБ (т.е. более, чем в 3 раза по амплитуде) больше, чем при типичном отрыве. При этом, относительно небольшая отрывная зона при нетипичном отрыве замкнута присоединяющимся к стенке потоком.

Из показанных на рис.10 масляных картин течения в отрывной зоне сопла при типичном отрыве (в сопле без насадка) и при нетипичном отрыве (в сопле с коническим насадком) видно, что при типичном отрыве воздух из окружающей среды втекает в отрывную зону и течет вдоль стенки сопла к месту отрыва, а при нетипичном отрыве поток присоединяется к стенке сопла после небольшой отрывной зоны и течет вдоль стенки к выходному сечению сопла.



Рис. 11. Теневая картина ударно-волновой структуры в истекающей из модельного сопла струе (срез сопла слева)

Теневая картина ударно-волновой структуры струи данного сопла, сфотографированная на стенде БМР ФГУП «Центр Келдыша» показана на рис.11. Она аналогична описанной в [3-10] ударно-волновой структуре при нетипичном отрыве потока, хотя сопло спроектировано методом характеристик и нетипичный отрыв потока при этом не возникает.

Из-за появления так называемого нетипичного отрыва потока вместо обычно реализующегося типичного отрыва в сопле с сужающимся коническим насадком, который предполагалось применять для стабилизации отрыва потока в наземных испытаниях и штатной работе ЖРД, использование подобных конических насадков для данных целей нецелесообразно.

Такая же, как при нетипичном отрыве потока, ударно-волновая структура истекающей из сопла струи может появляться у сопел большой степени расширения, спроектированных методом характеристик, но не обязательно приводит к возникновению в них нетипичного отрыва потока.

Рекомендовано к публикации программным комитетом XVI Международного симпозиума «Динамические и технологические проблемы механики конструкций и сплошных сред» им. А.Г. Горшкова

Библиографический список

1. Н.Б. Пономарев, И.Г. Лозино-Лозинская, А.Л. Воинов. Расчетные и экспериментальные методы определения удельного импульса тяги нового двигателя. – Глава 1 в книге «Рабочие процессы в жидкостном ракетном двигателе и их моделирование», под ред. академика РАН А.С. Коротева. М.: Машиностроение, Москва, 2008, 512 с.
2. Nave, L.H., Coffey, G.A. Sea Level Side Loads in High-Area-Ratio Rocket Engines. AIAA Paper 73-1284, 1973.
3. Chen, C.L., Chakravarthy, S.R., Hung, C.M. Numerical Investigation of Separated Nozzle Flows. AIAA Journal, Vol.32, No.9, 1994, pp. 1836-1843.
4. Frey, M., Hagemann, G. Status of Flow Separation Prediction in Rocket Nozzles. AIAA Paper 98-3619, 1998.
5. Frey, M., Hagemann, G. Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles. AIAA Paper 99-2815, 1999.
6. Preuss, A. An analytical Approach for the Flowfield Analysis of Overexpanded Rocket Nozzles. International Astronautical Congress, Paper IAF-00-W.2.08, 2000.
7. Hagemann, G., Terhardt, M., Frey, M., Reijasse, P., Onofri M., Nasuti, F., Ostlund, J. Flow Separation and Side-Loads in Rocket Nozzles. Proceedings of the 4th International Symposium on Liquid Space Propulsion, DLR Lampoldshausen, March 12-15, 2000.
8. Hagemann, G., Alting, J., Preclik, D. Scalability for Rocket Nozzles Flows Based on Subscale and Full-Scale Testing. Journal of Propulsion and Power, Vol.19, No.3, 2003, pp. 321-331.
9. Nasuti, F., Onofri, M. Flow Structures and Separation in Overexpanded Rocket Nozzles. Proceedings of the European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), 2006.
10. Reijasse, P., Poutrel, R. Flow Separation Regimes Induced by Cap-Shock in Over-Expanded Optimized Propulsive Nozzles. Proceedings of the European Conference for Aerospace Sciences (EUCASS), 2006.
11. А.Н. Антонов, В.М. Купцов, В.В. Комаров. Пульсации давления при струйных и отрывных течениях. - М.: Машиностроение, 1990, 272 с.

Сведения об авторах

Комаров Владимир Всеволодович, главный метролог ФГУП «Центр Келдыша», к.т.н., тел.: +7 495 459-93-91.

Пономарев Александр Александрович, младший научный сотрудник ФГУП «Центр Келдыша», аспирант Московского физико-технического института (государственного университета), тел.: +7 916 577-82-42; e-mail: ponomar_aa@mail.ru.

Пономарев Николай Борисович, начальник сектора ФГУП «Центр Келдыша», к.т.н., й тел.: +7 495 456-00-56, e-mail: ponomarevnb@mail.ru.