

ЧИСЛЕННЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ НЕСТАЦИОНАРНЫХ ПРОЦЕССОВ ПРИ ЗАПУСКЕ РАКЕТНОГО ДВИГАТЕЛЯ

**В. П. Зюзликов, Б. Е. Синильщиков, В. Б. Синильщиков,
М. В. Ракитская**

*Балтийский государственный технический университет «ВОЕНМЕХ» им. Д. Ф. Устинова,
г. Санкт-Петербург, Российская Федерация*

Рассматриваются нестационарные процессы в сопле и развитие нестационарной струи при запуске ракетного двигателя; определяются нестационарные газодинамические нагрузки, действующие на донную часть ракеты космического назначения при старте. Численно решаются нестационарные уравнения Навье–Стокса с использованием алгебраических моделей турбулентности. Учитываются отрывные течения в сопле, которые, как показали авторы, оказывают существенное влияние на величины нагрузок. Проведено исследование двух вариантов выхода двигателя на режим: с малым временем выхода и с временем выхода, характерным для современных двигателей, используемых на ракетах космического назначения. Приводятся результаты расчетов: поля температур газа, статического давления, чисел Маха, а также графики давления на днище ракеты. Показано, что для обоих вариантов запуска из-за перехода от истечения воздуха из сопла к истечению продуктов сгорания и отрывных течений в сопле массовый расход через плоскость среза сопла вначале достигает максимума, а потом резко падает. Это приводит к формированию волн разрежения, существенно влияющих на величины нагрузок. Через некоторое время начинается фаза пульсационного воздействия. Показано, что начало фазы определяется приближением точки пересечения последней (пограничной) характеристикой течения Прандтля–Майера с диском Маха к оси струи. Это сопровождается перестроением волновой структуры, в результате чего диск Маха перестраивается в криволинейный выпуклый скачок. Расчетные частоты колебаний, как и частоты, измеренные в натуральных условиях, оказываются несколько ниже частоты пауэлловских колебаний, определенных по длине первой бочки струи.

Ключевые слова: ракетный двигатель, сопло, пусковые волны, отрыв, давление, разрежение.

При запуске ракетного двигателя (РД) в окружающем пространстве распространяются пусковые волны (ПВ). Первоначально из сопла выходит ударная волна и последующий пакет волн сжатия, догоняющих ее. Далее происходит отражение этих волн от элементов пусковой установки (ПУ). Фаза сжатия заканчивается переходом к нестационарному знакопеременному колебательному процессу. Амплитуды давлений в таких волнах при открытом старте ракет космического назначения (РКН) с ЖРД обычно не превышают 0,15–0,3 кг/см² (при использовании РДТТ – выше), и они, как правило, не представляют опасности для элементов ПУ, но их воздействие на днище и нижнюю часть боковой поверхности РКН может быть опасным. Впервые на эту проблему обратили внимание при создании шахтных пусковых

установок, когда отраженные от стенок шахты ПВ стали представлять опасность для ракеты [1]. При исследовании этих процессов первоначально основное внимание уделялось внешнему течению, и первые численные методики расчета ПВ не учитывали процессов отрыва течения от стенок сопла, которые, как будет показано ниже, оказывают существенное влияние на уровни ударноволновых нагрузок.

Отрывным течениям в сопле посвящено достаточно много как экспериментальных, так и численных исследований [2, 3]. Однако во всех этих работах рассматриваются стационарные или квазистационарные режимы работы сопла, в то время как при запуске течение – существенно нестационарное.

Ранее авторами была разработана математическая модель и программа численного расчета ПВ при запуске РД, в которой турбулентность в пограничном слое не учитывалась, для определения точки отрыва течения в сопле использова-

лось эмпирическое соотношение, связывающее число Маха перед точкой отрыва с отношением давлений перед точкой отрыва в сверхзвуковом потоке и в зоне отрыва, а для моделирования отрыва использовалась соответствующая структура сетки [4]. Расчеты показали, что после прохождения пусковых волн возникает фаза пульсационных процессов. Наличие экрана (контейнера или проема оголовка) может заметно увеличить уровень нестационарного воздействия на днище РКН.

Следует отметить, что задача расчета ПВ, сопряженная с нестационарным расчетом отрывных течений в сопле с учетом пограничного слоя на большом промежутке времени (от запуска РД до выхода на предварительную или главную ступень тяги), является крайне ресурсоемкой. Это связано, в частности, с необходимостью введения малых пристеночных ячеек, причем необходимость учета нестационарных эффектов, связанных с отрывом, делает невозможным существенное увеличение для таких ячеек числа Куранта при использовании неявной схемы. С другой стороны, корректный расчет ПВ во внешней среде с учетом их отражения от элементов ПУ требует включения в расчетную область достаточно большого пространства. Нестационарный трехмерный расчет для всего газодинамического тракта требует неприемлемо больших ресурсов. Для проведения достаточно большой серии расчетов на доступных ЭВМ приходится идти на значительные упрощения. Из расчетной области исключается газоотводящий тракт и рассматривается запуск РД в свободном пространстве. Задача решается в осесимметричной постановке (не учитываются трансверсальные колебания). Учитывая, что применение методологии LES невозможно из-за высокой ресурсоемкости, а использование даже современных моделей RANS при расчете отрывных течений, как показано в [5–7], может привести к значительным погрешностям, в данной работе использовались наименее ресурсоемкие алгебраические модели (модель Болдуина–Ломакса – в пограничном слое и разработанная авторами и описанная в [8] модель турбулентности в слое смешения). Повышение точности достигается посредством корректирующего коэффициента для турбулентности в области отрыва по согласованию с экспериментально измеренными значениями донного давления. В остальном математическая модель и метод расчета аналогичны описанным в [8] (параметры, относящиеся к капельной фазе, принимаются нулевыми).

Для лучшего понимания нестационарных процессов сначала рассмотрим «пушечный» запуск РД (с малым временем выхода на режим) – вариант 1. На рис. 1–3 приведены результаты расчета запуска РД с параметрами на срезе, соответствующими параметрам двигателя РД-191. Время выхода РД на режим выбрано очень малым – 0,08 с;

закон роста давления в камере сгорания (КС) – линейный. На этом и последующих рисунках отсчет времени ведется с момента достижения давления в камере РД уровня $p = 1,1$ ата. На рис. 1, а цветом показано поле температуры газа T в момент времени $t = 0,004$ с (абсолютное давление в КС – 9,4 ата). На этом и последующих рисунках линиями показаны изолинии числа Маха ($M = 0,01$ – линия черного цвета; 0,05 – розового; 0,2 – черного; 0,5 – зеленого; 0,7 – черного; 1,0 – синего; 1,2, 1,4, 1,6 и 1,8 – черного; 2,0 – красного, 2,2, 2,4, 2,6 и 2,8 – черного; 3,0 – розового, 3,2, 3,4, 3,6, 3,8 – черного. На рис. 2 приводятся временные зависимости расхода газа через срез сопла

$$G = \int \rho_a U_a dF_a$$

и условной (без учета нестационарных эффектов) тяги РД

$$R = \int_{F_a} (\rho_a U_a^2 + \Delta p_a) dF_a$$

(здесь dF_a – элемент площади среза r_a , Δp_a и U_a – плотность, избыточное давление и осевая проекция скорости газа на срезе). На рис. 3 приводятся графики избыточного давления в численных датчиках 1 и 2 на наружной поверхности сопла у среза и на днище РКН – см. рис. 1, а.

Повышение давления в КС вызывает расширение волн сжатия в сторону среза и одновременно повышение скорости (по мере прохождения пусковых волн). Вначале течение во всем сопле дозвуковое, сопло заполнено холодным воздухом. По мере прохождения пусковых волн скорость увеличивается, и в какой-то момент в критическом сечении сопла она становится звуковой. После этого в расширяющейся части сопла воздух начинает разгоняться до сверхзвуковой скорости (с одновременным падением давления при расширении). Воздух, прошедший критическое сечение раньше этого момента, течет в сопле еще с дозвуковой скоростью. Сверхзвуковое течение догоняет дозвуковое, что приводит к образованию между сверхзвуковым и дозвуковым потоками скачка уплотнения. На рис. 1, а видно, что первичная ударная волна достигла середины расширяющейся части сопла. Давление за ней поднялось до 1,21 кг/см² (здесь и ниже в расчетной области приводятся значения избыточных давлений). Максимальное число Маха в пока еще холодной струе достигло $M = 2,3$. За критическим сечением струя оторвалась от стенок, что видно из изолинии $M = 1,0$ (синий цвет) с образованием зоны обратного течения. Течение посредине сопла остается безотрывным.

На рис. 1, б показано поле температур в момент времени $t = 0,008$ с (давление в КС 17,8 ата). Достаточно четко выделяется диск Маха (скачок

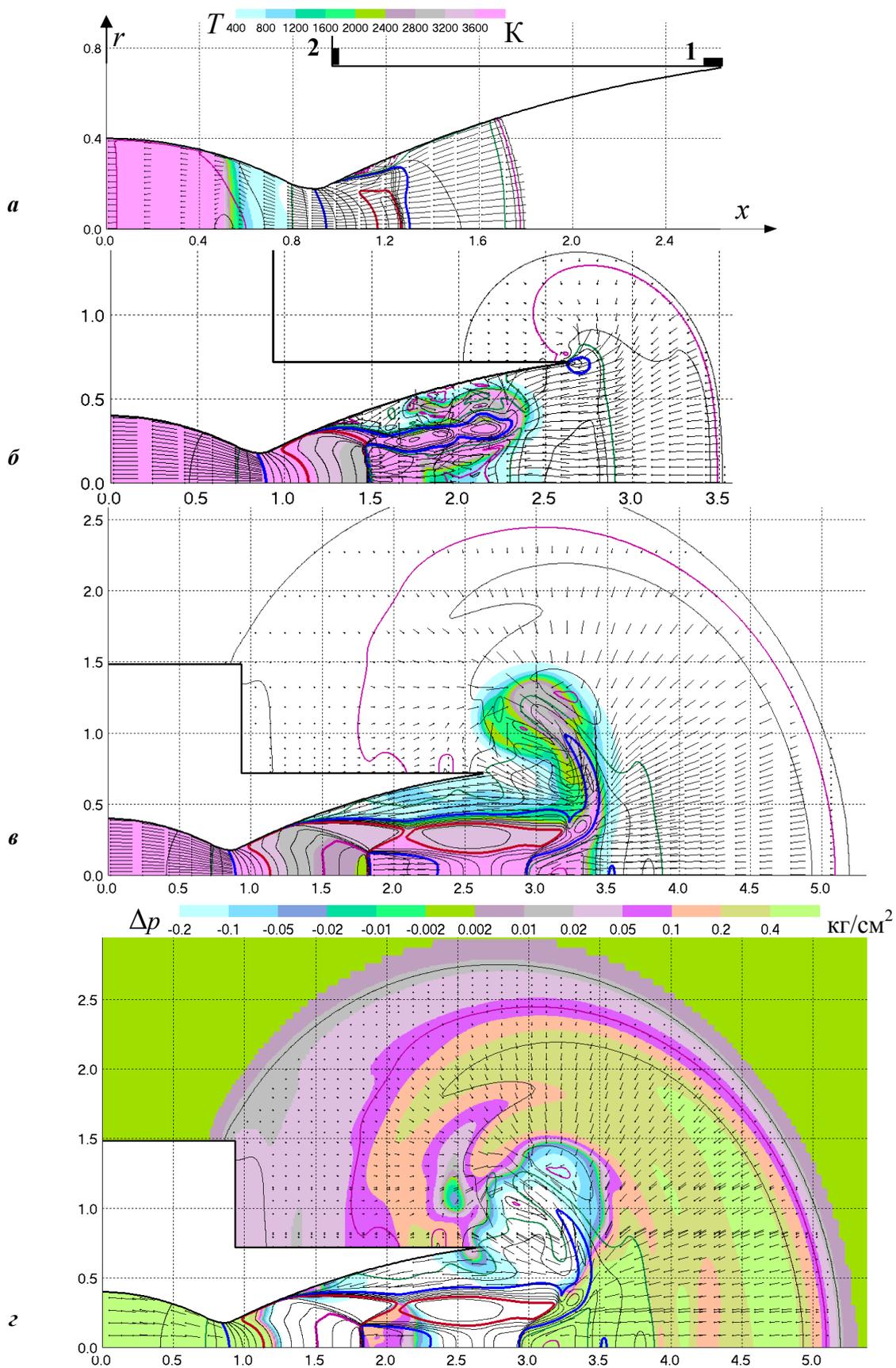


Рис. 1. *a–в* Вариант 1: *a–в* – поля температуры для $t = 0,004$ с, $t = 0,008$ с и $t = 0,012$ с, *г* – поле избыточного давления для $t = 0,012$ с

уплотнения в приосевой части струи в сечении $x \approx 1,5$ м по форме близок к прямому) и отходящие от тройной точки косые скачки. Продукты сгорания прошли через диск Маха и приближаются к срезу сопла, а пакет пусковых волн вышел из сопла. Поток, прошедший через два косых скачка (отходящих от тройной точки), имеет сверхзвуковую скорость и распространяется в виде тонкой кольцевой сверхзвуковой струи ($1,5 \text{ м} \leq 2,3 \text{ м}$, $r \approx 0,3 \text{ м}$). Данный момент приблизительно соответствует максимумам расхода газа через срез сопла и условной тяги – см. рис. 2. Последующее резкое падение расхода и тяги (в 3–6 раз) связано с уменьшением плотности после того, как через срез начинают истекать высокотемпературные продукты сгорания, а также с затеканием воздуха из внешней среды в циркуляционную область после отрыва потока от стенок сопла.

Пока расход возрастает, фронт первичной ударной волны, вышедшей из сопла, имеет подпитку за счет пакета последующих волн сжатия, что частично компенсирует падение давления на фронте при его сферическом расширении. После падения расхода подпитка прекращается и вслед за волнами сжатия начинают распространяться волны разрежения.

На рис. 1, в показано поле температур, а на рис. 1, г – избыточного статического давления при $t = 0,012$ с (давление в КС 26,3 ата). Давление на срезе сопла в области отрыва падает до $-0,4 \text{ кг/см}^2$, при этом в районе самой точки отрыва остается еще небольшая область с положительным давлением. И в дальнейшем давление в области отрывного течения существенно изменяется в пространстве и времени.

На рис. 1, д показано поле давлений в момент времени $t = 0,016$ с (давление в КС $34,6 \text{ кг/см}^2$). Формы скачков, их положения и положение точки отрыва существенно изменились в сравнении с рис. 1, г. Вместо диска Маха, близкого по форме к прямому скачку, образовался криволинейный скачок, распадающийся в его периферийной части на два косых. Подобный эффект описан в [9]. Это связано с приближением точки пересечения последней (пограничной) характеристики Прандтля–Майера (на рис. 1, д она показана пунктирной линией) со скачком к оси струи. До этой характеристики (между характеристикой и осью) скорости практически не меняются по радиусу; после характеристики – быстро падают по мере увеличения радиуса. Это приводит к образованию новой конфигурации скачка выпуклой формы, причем после перестройки он смещается в сторону критического сечения. На рис. 1, д видно, что скорости газа за скачком в данный момент времени направлены в сторону критического сечения (при этом скорость самого скачка, перемещающегося также в сторону критического сечения, боль-

ше скорости газа за ним). Причина связана с тем, что поток, прошедший два косых скачка (на радиусах $r \approx 0,2\text{--}0,4 \text{ м}$ – см. рис. 1, д), имеет большее статическое давление, чем полное давление газа, прошедшего прямой скачок в районе оси. Разница давлений оказывается настолько существенной, что газ, текущий в обратном направлении в районе оси, разгоняется до небольших сверхзвуковых скоростей ($x \approx 2,5 \text{ м}$). Такая конфигурация ударных волн с обратным направлением течения газа в приосевой области за центральным скачком была численно исследована в работе [9]. Показано, что эта конфигурация является неустойчивой и скачок может совершать колебания с определенной частотой, что сопровождается изменением давления в приосевой области. Структура сверхзвуковой струи при этом также постоянно деформируется: изменяет свое положение как граница внутренней дозвуковой зоны, так и наружная граница струи. Изменяется и положение точки отрыва, причем скорость перемещения точки отрыва изменяется в диапазоне от 25 м/с в направлении среза сопла до 10 м/с в противоположном направлении, а обратные перемещения точки отрыва за один полупериод достигают 0,25–0,3 м. Изменение структуры течения сопровождается интенсивным излучением акустических волн, которые накладываются на пусковые волны. Как показано на рис. 1, д, пусковая волна прошла донный срез ракеты. Численный датчик 2 на донном срезе фиксирует максимум давления $\Delta p = 0,39 \text{ кг/см}^2$ при $t = 0,0153$ с (см. рис. 3). Большое значение максимума объясняется малым временем выхода РД на режим.

Быстрое нарастание и последующее (при $t = 0,008$ с) быстрое уменьшение расхода через срез сопла в некоторой степени аналогично течению при взрыве. Классический взрыв сопровождается выбросом в пространство большого объема газа, после чего расход резко падает и наступает фаза разрежения. В данной задаче также можно выделить фазу разрежения при $t = 0,17\text{--}0,24$ с – см. рис. 3. На эти процессы накладываются описанные выше пульсации давления. При развитии нестационарной струи образовались мощные пусковые вихри. В процессе перестройки и изменения ударно-волновой структуры струя взаимодействует с этими вихрями, что также оказывает влияние на ее структуру. На рис. 1, е показаны поля статического давления в моменты времени $t = 0,027$ с (давление в КС $57,7 \text{ кг/см}^2$). Повышение давления в камере РД привело к восстановлению традиционной волновой структуры с диском Маха.

На рис. 1, ж–з показаны поля статического давления в моменты времени 0,041 с и 0,043 с (давления в КС 87 кг/см^2 и 91 кг/см^2). Точка отрыва приближается к срезу сопла. В сечении $x = 4,3\text{--}4,6$ м около границы струи имеются области, в которых происходит быстрое изменение давления, что со-

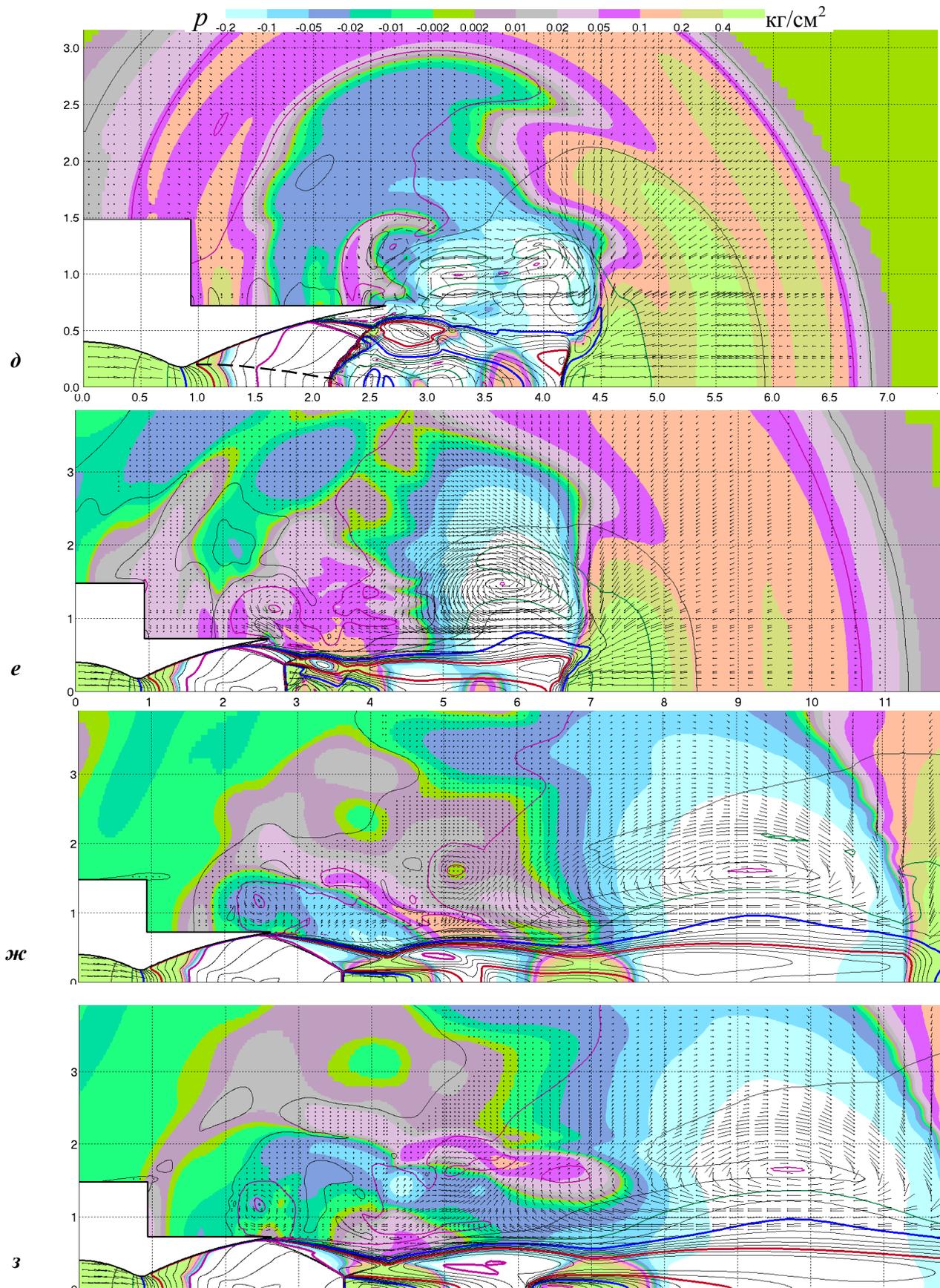


Рис. 1. δ - z Вариант 1. Поля избыточного давления для $t = 0,016$ с, $t = 0,027$ с, $t = 0,041$ с и $t = 0,043$ с

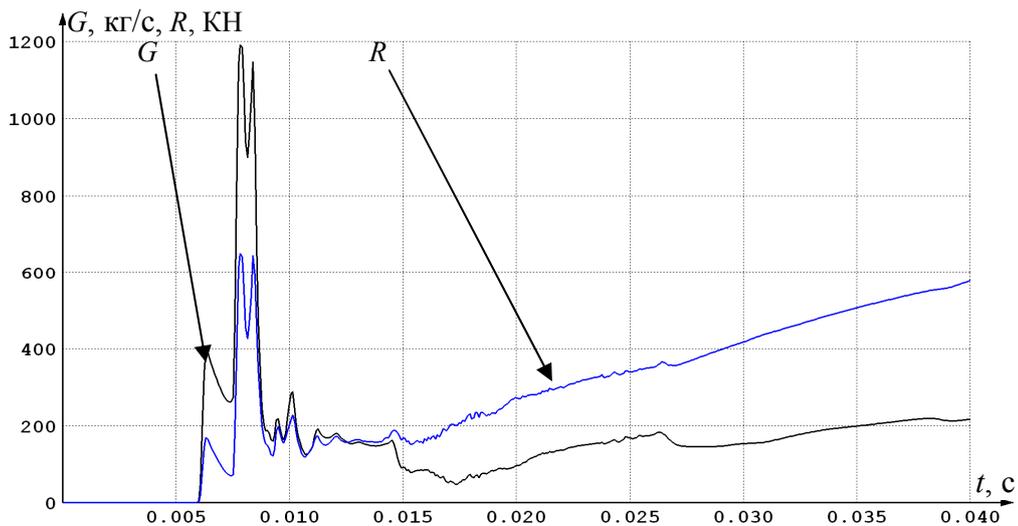


Рис. 2. Вариант 1. Зависимости расхода, условной тяги и давления в КС от времени

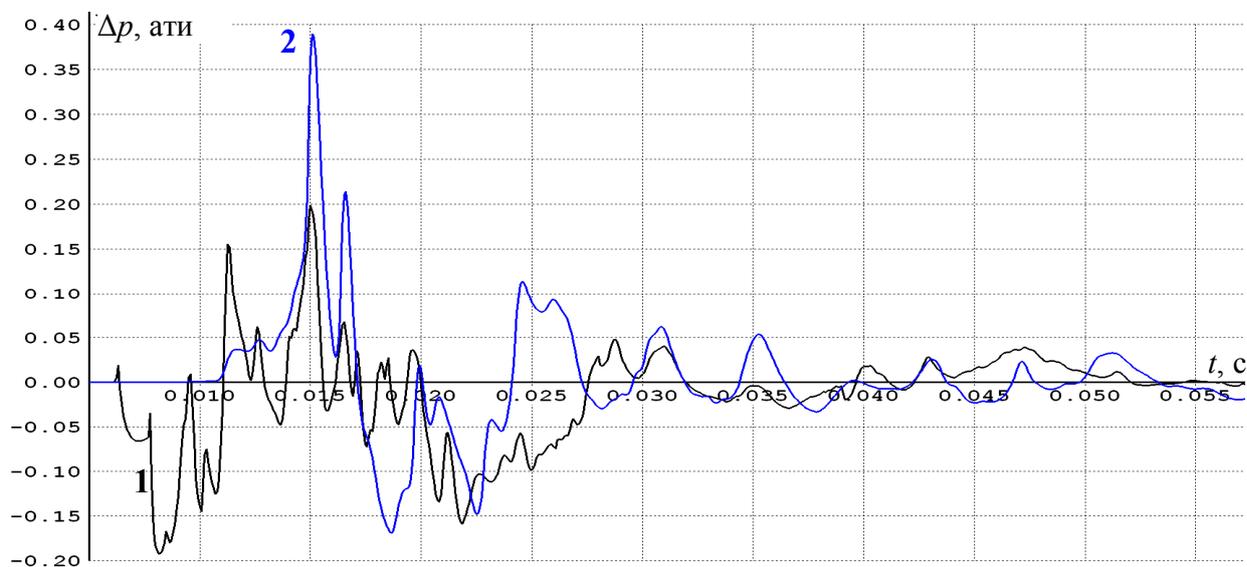


Рис. 3. Вариант 1. Показания численных датчиков давления 1 и 2

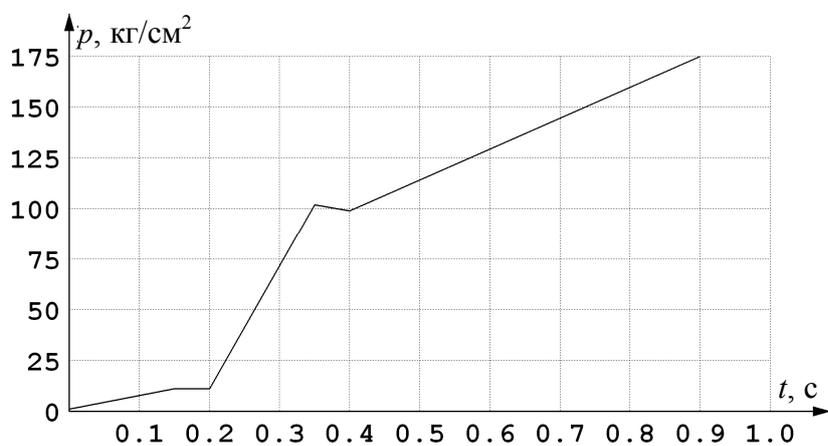


Рис. 4. Вариант 2. Закон изменения давления в КС

проводается излучением акустических волн. На рис. 3 видно, что начиная с $t = 0,03$ с на днище и срезе сопла наблюдаются колебания, которые, по-видимому, связаны с механизмом Пауэлла. Согласно [1, 10] период таких колебаний определяется по формуле $\tau_{\text{п}} = l/c_{\text{н}} + l/u_{\text{к}}$, где l – расстояние от среза сопла (в данном случае – от точки отрыва) до источника излучения на границе струи; $c_{\text{н}}$ – скорость звука во внешней среде (воздухе); $u_{\text{к}} \approx 0,8u_{\text{экр}}$ – скорость распространения возмущений в струе, $u_{\text{экр}}$ – скорость эквивалентной изобарической струи с такими же тягой и расходом, что и реальная. В качестве источника излучения обычно принимают границу первой и второй бочки, в которой происходят интенсивные колебания границы струи (сечение $x = 4,2$ м на рис. 1, ж–з). Возмущения, дошедшие по воздуху до точки отрыва, вносят возмущения в сверхзвуковую струю (изменяют давление за точкой отрыва и положение самой точки) и далее распространяются по струе. Если принять расстояние от области излучения до точки отрыва 1,5–1,6 м, то пауэллаовская частота окажется равной 200–225 Гц. По рис. 3 частоту колебания для $0,03 \text{ с} < t < 0,045 \text{ с}$ можно оценить как 220–280 Гц.

По мере роста давления в камере размер диска Маха уменьшается и струя становится более устойчивой, поэтому к $t = 0,055$ – $0,06$ с колебания давления прекращаются.

Далее рассмотрим запуск РД типа РД-191, приняв закон изменения давления в КС подобным реальному – рис. 4 (вариант 2). На рис. 5 приводятся поля избыточного статического давления для этого варианта, на рис. 6 – временные зависимости расхода газа через срез сопла и условной тяги РД, на рис. 7 – графики избыточного давления на днище РКН (см. численный датчик 2 на рис. 1, а).

На рис. 5, а показано поле статического давления для $t = 0,010$ с (давление в КС 1,76 ата). Течение в сопле в районе критического сечения – слабое сверхзвуковое. ПВ выходят из сопла, их интенсивность не превышает $0,1 \text{ кг/см}^2$. Зона отрыва в сопле имеет малую протяженность, в остальной части сопла течение безотрывное. Как показано на рис. 6, расход газа (на первом этапе воздуха) через срез сопла начинается при $t = 0,0075$ с и достигает максимума при $t = 0,0175$ с.

На рис. 5, б цветом показано поле давления для $t = 0,016$ с (давление в КС 2,2 ата). Протяженность зоны отрыва увеличилась, однако в районе среза течение пока безотрывное и истекает холодный воздух. Как видно на рис. 7, давление на днище РКН при достижении фронта ПВ ($t = 0,015$ с) не превышает $0,009 \text{ кг/см}^2$ (в варианте 1 – $0,04 \text{ кг/см}^2$). Максимальная скорость в струе соответствует $M = 1,2$. Давление в области между оторвавшейся струей и стенкой сопла существенно неравномерное.

На рис. 5, в показано поле давления при $t = 0,024$ с (давление в КС 2,68 ата). К этому времени давление на донном срезе ракеты достигает $0,022 \text{ кг/см}^2$ – см. рис. 7. При $t = 0,03$ – $0,05$ с имеет место фаза разрежения, затем ($t = 0,05$ – $0,1$ с) колебания, связанные с прохождением пусковых волн, затухают. Далее до $t = 0,2$ с в расчете регистрируются только высокочастотные колебания с малой амплитудой и частотой около 500 Гц.

Начиная с $t = 0,2$ с скорость роста давления в КС существенно повышается. На рис. 5, г приведено поле давления для $t = 0,202$ с (давление в КС 12,8 ата). Как видим, из сопла истекает кольцевая струя с относительно небольшой скоростью ($M < 2,0$). При $t = 0,214$ с точка пересечения последней характеристики Прандтля–Майера с диском Маха приближается к оси сопла (см. пояснение к рис. 1, д), что приводит к образованию криволинейного скачка, имеющего выпуклую форму, и неустойчивости течения. В качестве иллюстрации такой неустойчивости на рис. 5, д–е приведены поля статического давления для $t = 0,231$ с и $t = 0,233$ с (давления в КС 29,8 ата и 31,0 ата). Сравнив их, можно сделать вывод, что за промежуток времени 0,002 с происходит существенное изменение границ струи, границ внутренней дозвуковой зоны, положения криволинейного скачка и точки отрыва струи от сопла. В данном случае мы имеем более сложную, чем в механизме Пауэлла, колебательную систему, в которой реализуются совместные осевые и радиальные колебания. К $t = 0,234$ с восстанавливается конфигурация с диском Маха, однако колебания продолжают.

Согласно рис. 7 частота колебаний при $t = 0,24$ – $0,28$ с оценивается в 100–160 Гц, что согласуется и с измерениями при натурном пуске (120–140 Гц). Отметим, что данная частота существенно ниже пауэллаовской. На рис. 5, ж–з показаны поля статического давления при $t = 0,261$ с и $t = 0,269$ с (давления в КС 47,9 ата и 49,2 ата). На рисунках видно, что основной источник излучения находится на границе струи в сечении $x \approx 3,6$. Расчетная (пауэллаовская) частота колебаний в данном случае определяется совокупностью более сложных процессов. На колебания могут оказывать влияние нестационарное течение в узкой области отрыва между границей струи и стенкой сопла, неустойчивая область течения за диском Маха (его размеры в данном случае составляют более половины от радиуса струи) и ряд других факторов.

При $t = 0,3$ с точка отрыва выходит на срез сопла, после чего колебания давления становятся нерегулярными и затухают.

Таким образом, для современных РКН, имеющих растянутую циклограмму выхода РД на режим, при запуске РД можно выделить две харак-

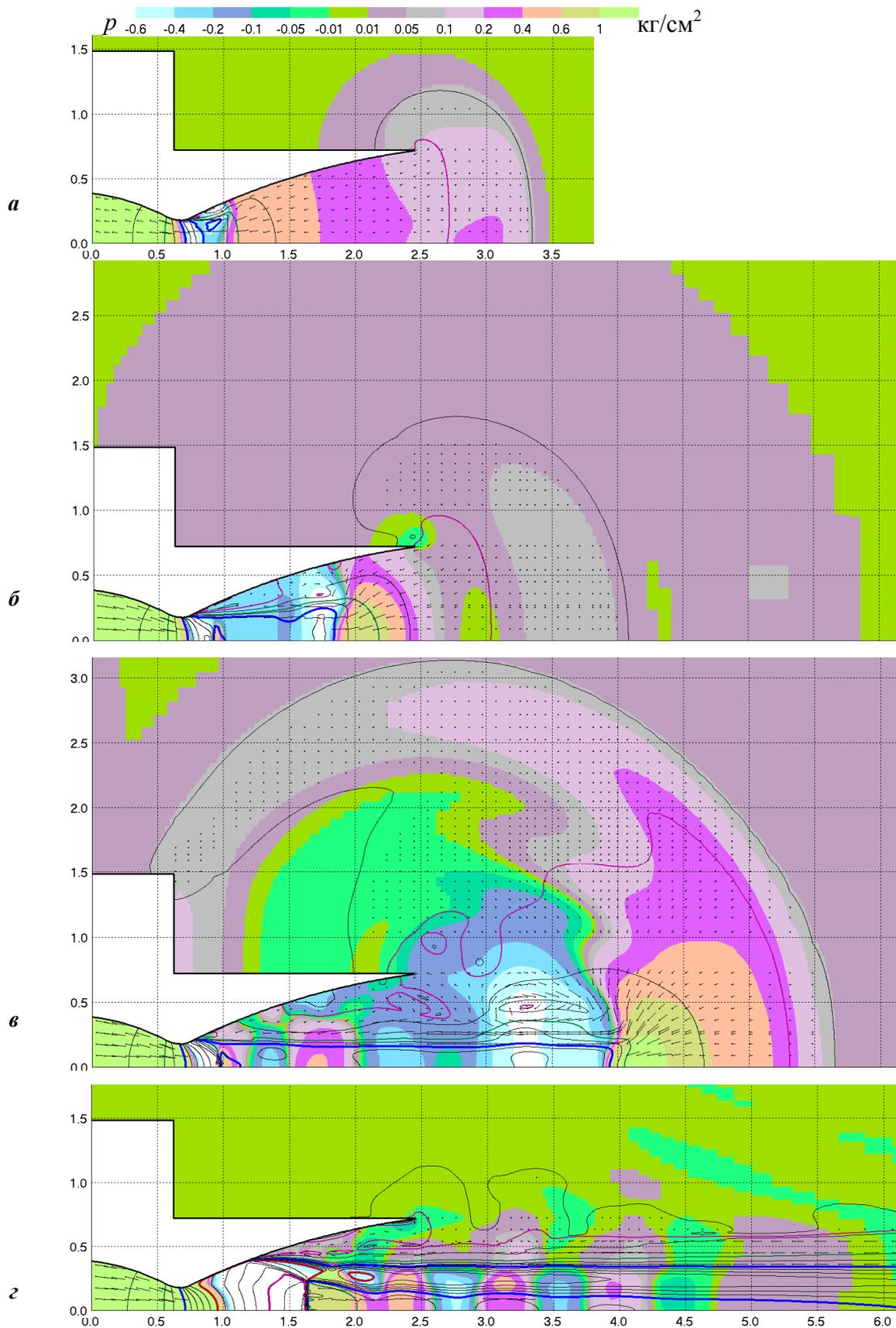


Рис. 5. *a-г* Вариант 2. Поля избыточного давления для $t = 0,01$ с, $t = 0,016$ с, $t = 0,024$ с и $t = 0,202$ с

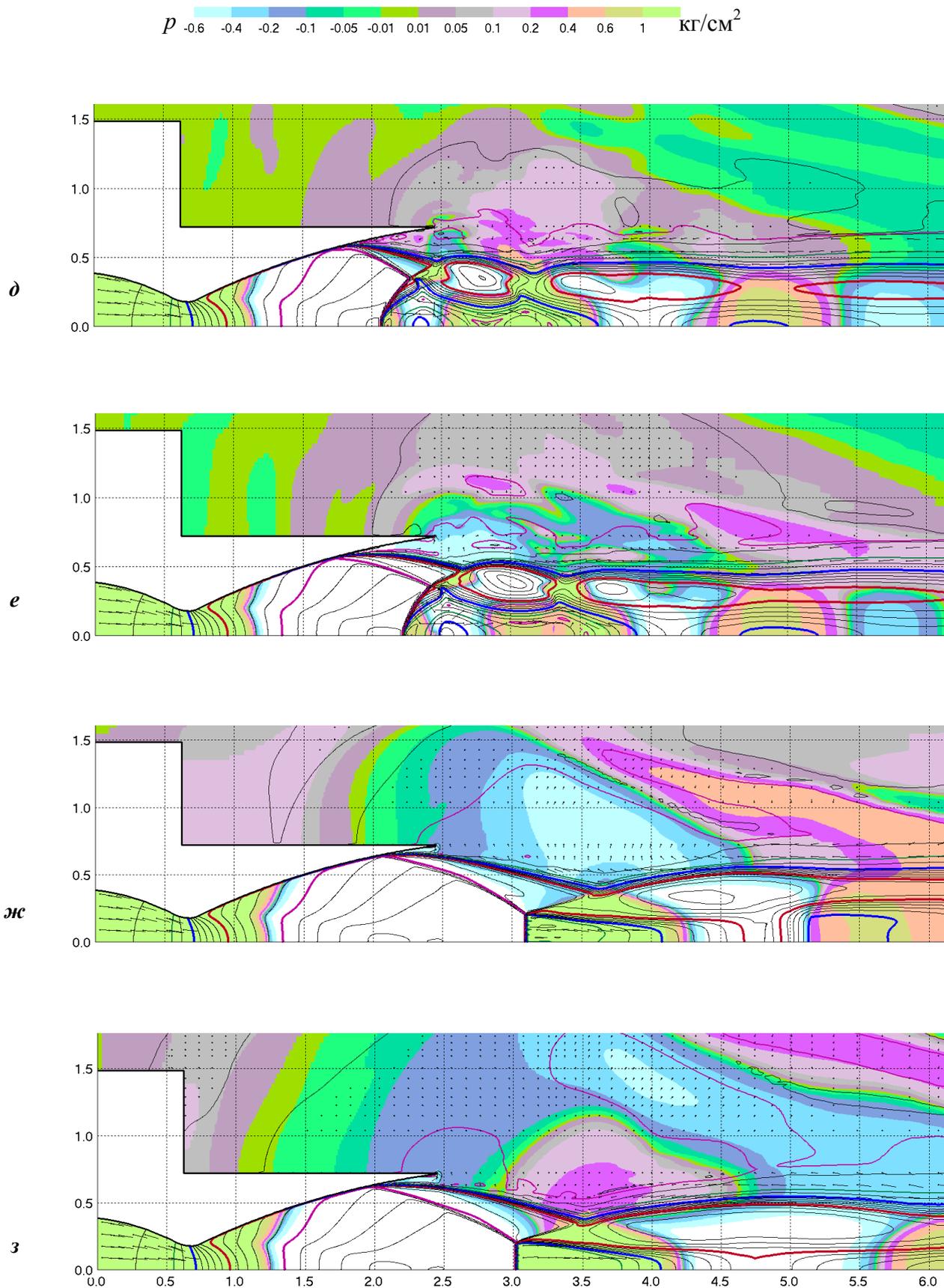


Рис. 5. *д-з* Вариант 2. Поля избыточного давления для $t = 0,231$ с, $t = 0,233$ с, $t = 0,261$ с и $t = 0,269$ с

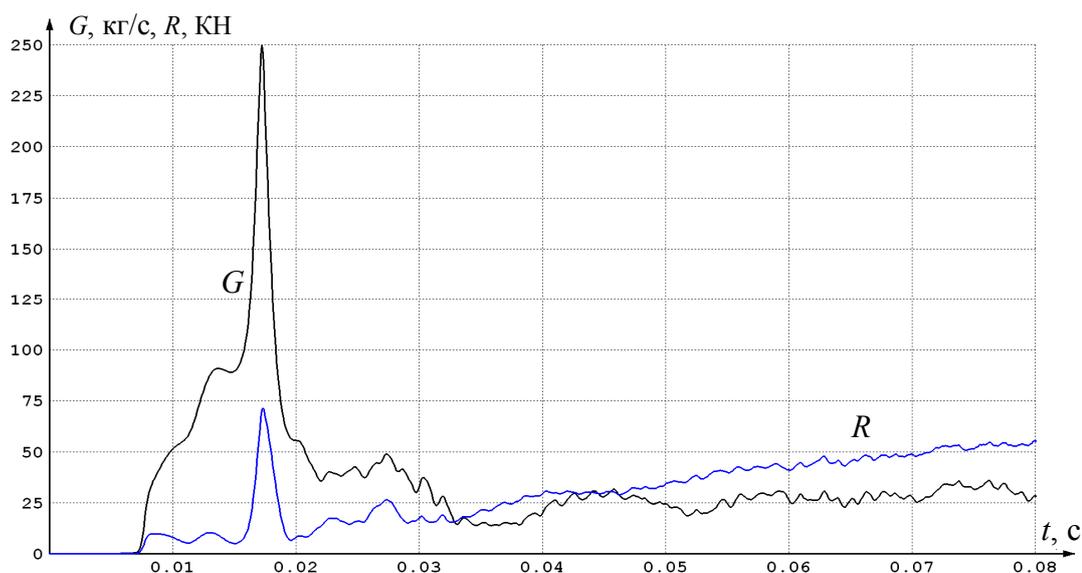


Рис. 6. Вариант 2. Временные зависимости расхода и условной тяги

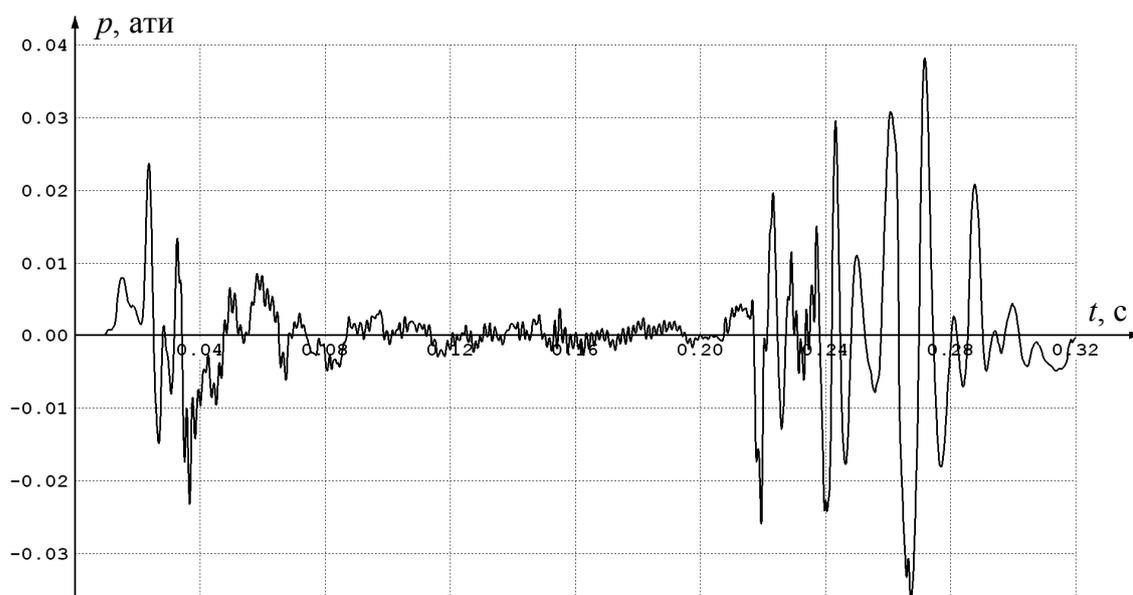


Рис. 7. Вариант 2. Давление на днище РКН (численный датчик 2)

терных фазы волнового воздействия на РКН и ПУ: фазу, связанную с распространением пусковых волн, и фазу пульсационного воздействия. Начало второй фазы определяется приближением точки пересечения последней (пограничной) характеристики течения Прандтля–Майера с диском Маха к оси струи. При этом реальные частоты колеба-

ний могут оказаться заметно ниже частоты пауэлловских колебаний, определенных по длине первой бочки струи. Амплитуда колебаний давления на участке пульсационного воздействия оказывается выше амплитуды пусковых волн. При наличии экрана амплитуда колебаний давления может дополнительно увеличиться.

Список литературы

1. Газодинамика стартовых комплексов / Г. П. Бирюков, А. Б. Бут, В. А. Хотулев, А. С. Фадеев. М. : Рестарт, 2012. 364 с.
2. Hunter C. A. Experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows // AIAA Pap. 98-3107, 1998.

3. Глушко Г. С., Иванов И. Э., Крюков И. А. Численное моделирование отрывных течений в соплах // Физико-химическая кинетика в газовой динамике. 2010. № 1. С. 172–179.
4. Нестационарные струйные течения при запуске РД / В. П. Зюзликов, Б. Е. Синильщиков, В. Б. Синильщиков, О. В. Андреев // Сб. трудов НТК «Четвертые Уткинские чтения». СПб. : БГТУ, 2009.
5. Волков К. Н., Емельянов В. Н. Моделирование крупных вихрей в расчетах турбулентных течений. М. : Физматлит, 2008. 368 с.
6. Федорова Н. Н., Федорченко И. А. Расчет взаимодействия падающего косоугольного скачка уплотнения с турбулентным пограничным слоем на пластине // Прикладная механика и техническая физика. 2004. Т. 45, № 3. С. 61–71.
7. Липатов И. И., Тугазаков Р. Я. Механизм образования пульсаций давления при падении ударной волны на пограничный слой // Ученые записки ЦАГИ. Т. XLIV. 2013. № 1. С. 62–75.
8. Синильщиков Б. Е., Синильщиков В. Б. Исследование термосилового нагружения газоотражателей стартовых комплексов ракет космического назначения при работе систем водоподачи // Исследования наукограда. 2017. Т. 1, № 2. С. 61–71.
9. Карпов А. В., Васильев Е. И. Численное моделирование истечения перерасширенного газа из короткого осесимметричного сопла // Вестник ВолГУ. 2005. Серия 1. Вып. 9. С. 81–87.
10. Антонов А. Н., Купцов В. М., Комаров В. В. Пульсации давления при струйных течениях. М. : Машиностроение, 1990. 271 с.

История статьи

Поступила в редакцию 29 мая 2017 г.

Принята к публикации 27 июня 2017 г.

113

COMPUTATIONAL INVESTIGATION OF NONSTATIONARY PROCESSES AT LAUNCH OF THE ROCKET ENGINE

V. P. Zyuzlikov, B. E. Sinilshchikov, V. B. Sinilshchikov,
M. V. Rakitskaya

*Baltic State Technical University «VOENMEH» named after D. F. Ustinov,
Saint Petersburg, Russian Federation*

Nonstationary processes in the nozzle and the development of a nonstationary jet at launch of the rocket engine are considered, nonstationary gas-dynamic loads acting on the bottom part of the space rocket at launch are determined. Nonstationary Navier–Stokes equations completed with algebraic models of turbulence are solved numerically. Separated flows in the nozzle which, as is shown by the authors, essentially influence on the load values are taken into consideration. Two variants of build-up time are studied: for a short build-up time and for the build-up time that is typical of modern engines used in the space rockets. The computational results for the gas temperature field, static pressure, the Mach numbers, as well as graphs of pressure on the rocket bottom are presented. It is shown that for the both versions of the launch due to the transition from the air outflow from the nozzle to the combustion products outflow and due to separated flows in the nozzle, the mass flow through the nozzle section first reaches its maximum and then decreases sharply. This leads to formation of rarefaction waves that essentially influence the load values. In a certain time a phase of oscillatory action begins. It is shown that the beginning of the phase is determined by approach of the intersection point of the last (boundary) characteristic Prandtl–Mayer flow and the Mach disc to the jet axis. This is accompanied with reformation of wave structure, as the result of which the Mach disc rearrange itself in a curvilinear convex shock wave. Theoretical frequencies of oscillation, as well as the frequencies measured at launch, are considerably lower than the frequencies of Powell oscillation.

Keywords: rocket engine, nozzle, shock wave, separation, pressure, rarefaction.

References

1. Biryukov G. P., But A. B., Khotulev V. A., Fadeev A. S. *Gazodinamika startovykh kompleksov* [Gas dynamics of launching complexes]. Moscow, Restart, 2012, 364 p. (In Russian)
2. Hunter C. A. Experimental, theoretical, and computational investigation of separated nozzle flows // AIAA Pap. 98-3107, 1998.
3. Glushko G. S., Ivanov I. E., Kryukov I. A. *Chislennoe modelirovanie otrivnykh techeniy v soplakh* [Numerical modeling of detachment flows in nozzles]. Physicochemical kinetics in gas dynamics, 2010, no. 1, pp. 172–179. (In Russian)

4. Zyuzlikov V. P., Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B., Andreev O. V. *Nestatsionarnye struynnye techeniya pri zapuske RD* [Unsteady jet streams at the launch of a rocket engine] / Sb. trudov NTK «Chetvertye Utkinskie chteniya», Saint Petersburg, BSTU, 2009. (In Russian)
5. Volkov K. N., Emel'yanov V. N. *Modelirovanie krupnykh vikhrey v raschetakh turbulentnykh techeniy* [Modeling of large eddies in calculations of turbulent flows]. Moscow, Fizmatlit, 2008, 368 p. (In Russian)
6. Fedorova N. N., Fedorchenko I. A. *Raschet vzaimodeystviya padayushchego kosogo skachka uplotneniya s turbulentnym pogranchnym sloem na plastine* [Calculation of the interaction of an incident oblique shock wave with a turbulent boundary layer on a plate] / Prikladnaya mekhanika i tekhnicheskaya fizika. 2004, vol. 45, no. 3, pp. 61–71. (In Russian)
7. Lipatov I. I., Tugazakov R. Ya. *Mekhanizm obrazovaniya pul'satsiy davleniya pri padenii udarnoy volny na pogranchnyy sloy* [The mechanism of formation of pressure pulsations with the impact of a shock wave on the boundary layer] / Uchenye zapiski TSAGI. 2013, vol. XLIV, no. 1, pp. 62–75. (In Russian)
8. Sinilshchikov B. E., Sinilshchikov V. B. Investigation of force and thermal loading of jet deflectors of launch complexes of space rockets during the work of water supply systems. The Research of the Science City, 2017, vol. 1, no. 2, pp. 61–71. (In Russian)
9. Karpov A. V., Vasil'ev E. I. *Chislennoye modelirovanie istecheniya pererasshirennogo gaza iz korotkogo osesimmetrichnogo sopla* [Numerical simulation of overexpanded gas outflow from a short axisymmetric nozzle]. Vestnik VolGU. 2005, part. 1, issue. 9, pp. 81–87. (In Russian)
10. Antonov A. N., Kuptsov V. M., Komarov V. V. *Pul'satsii davleniya pri struynnykh techeniyakh* [Pulsation of pressure in jet streams]. Moscow, Mashinostroenie, 1990, 271 p. (In Russian)

Article history

Received 29 May 2017

Accepted 27 June 2017