

УДК 533.6.01.6

© 1995 г. С.А. Егорушкин, Ф.А. Слободкина

НЕСТАНЦИОНАРНЫЕ ПРОЦЕССЫ В АЭРОКОСМИЧЕСКИХ ДВИГАТЕЛЯХ ПРИ РАЗДЕЛЕНИИ СТУПЕНЕЙ

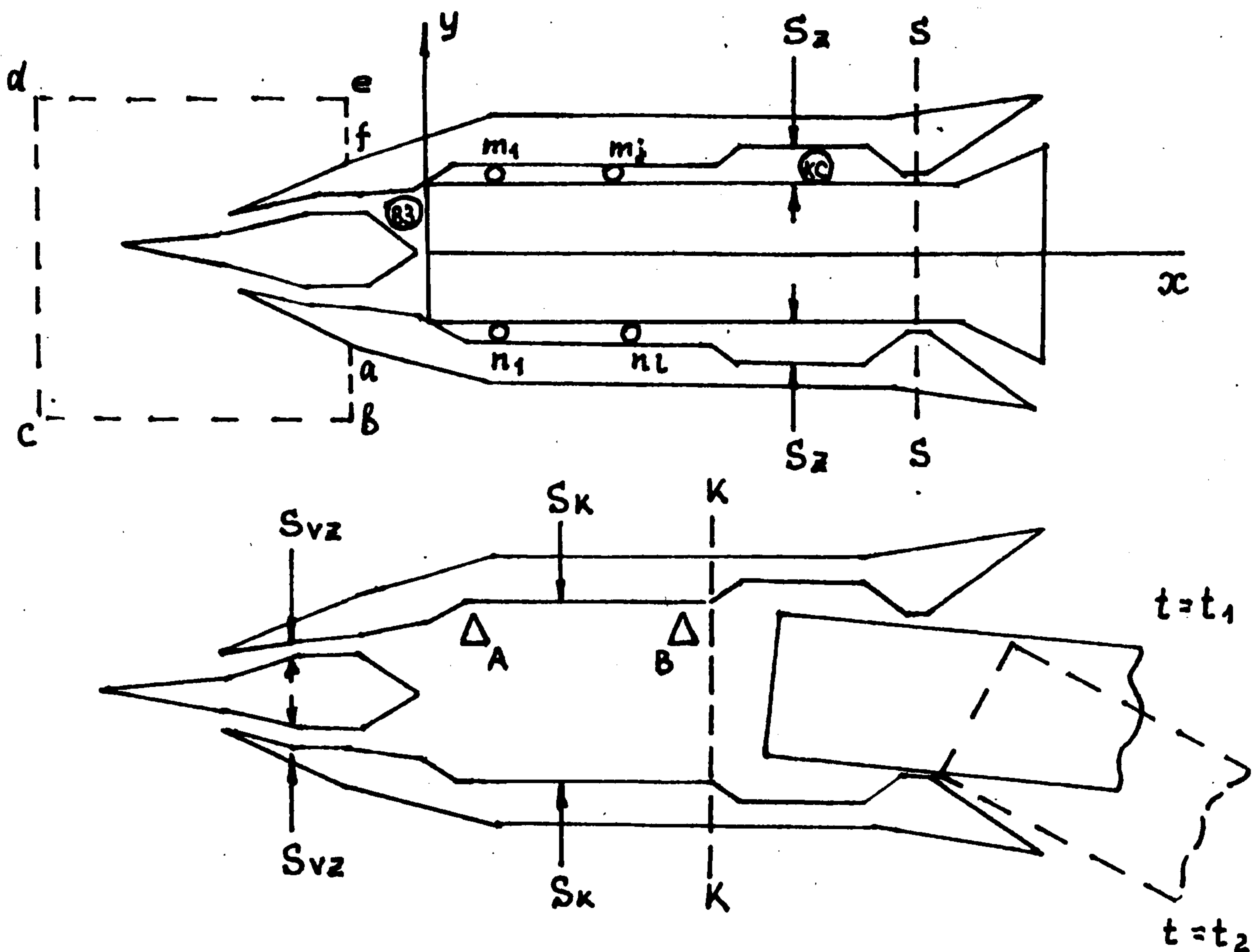
Моделируется процесс выброса корпуса стартового двигателя (СД) из проточной части прямого воздушного реактивного двигателя (ПВРД), который используется в качестве маршевой ступени. Корпус СД выбрасывается набегающим газодинамическим потоком после выгорания топлива. Предлагается математическое описание движения корпуса СД и сопровождающего газодинамического течения в освобождающейся проточной части канала с последующим установлением течения перед запуском камеры сгорания (КС) маршевого двигателя. Проблема сводится к совместному интегрированию уравнений нестационарной газодинамики в канале, форма которого меняется со временем, и уравнений движения твердого тела под действием сил, зависящих от времени и получаемых при решении газодинамической задачи. Выявляются основные факторы, влияющие на выброс корпуса СД, строится в пространстве определяющих параметров область безопасного разделения ступеней, определяются динамические нагрузки на стенки в процессе установления течения и рассчитывается стационарное состояние в канале перед запуском КС. Рассчитывается время, затраченное на разделение ступеней, необходимое при решении траекторной задачи. Математическая модель учитывает также изменение проточной части канала ПВРД вследствие сужения критического сечения сопла, выдвижения стабилизаторов пламени и т.п.

Изучение нестационарных течений, сопровождающих процесс выброса СД, представляется важным при разработке конструкции, испытаниях и модернизации ПВРД. Кроме рассматриваемых нестационарных течений в тракте двигателя при движении его по траектории возникают и при запуске КС, смене режимов подачи топлива, падении на вход в двигатель ударной волны и других воздействиях. Некоторые из них рассмотрены авторами в [1].

1. Постановка задачи. Расположение корпуса СД и его движение по каналу ПВРД при разделении ступеней представлено на фиг. 1. В большинстве конструкций корпус СД в первоначальном положении полностью перекрывает своим торцом поперечное сечение воздухозаборника (ВЗ) и покоится на опорах (n_i, m_j) , расположенных в переходном канале между ВЗ и камерой сгорания (КС) (фиг. 1, а).

Начало движения корпуса СД совпадает с моментом, когда сила давления на торец становится равной силе тяги и силе трения на опорах. Пока корпус СД не покинул опоры, его движение прямолинейно, после прохождения верхних опор на прямолинейное движение накладывается вращение корпуса вокруг последней нижней опоры, в результате чего может произойти соударение корпуса СД с внутренними стенками канала ПВРД (фиг. 1, б) и повреждение последних.

В связи с этим встает задача об определении области параметров полета (высоты, числа Маха, вертикальных перегрузок, угла атаки и др.), где разделение ступеней происходит без соударения, могущего привести к аварии. Таким образом, оптимальные



Фиг. 1

условия выброса корпуса СД должны способствовать его прямолинейному движению внутри канала ПВРД. Необходимо добавить, что по мере выдвигания СД из канала на него начинают действовать силы, вызванные обтеканием выдвинувшейся части корпуса. Часто величины этих сил получают из эксперимента.

Движение корпуса СД по каналу ПВРД сопровождается заполнением высоконапорным газом освобождающегося объема и зазоров между стенками СД и канала ПВРД и развитием течения в нем.

Рассмотрим течение, возникающее в проточной части канала ПВРД, начиная с момента, когда корпус СД сдвинулся из первоначального положения, и одновременно движение этого корпуса под действием различных сил. Направим ось x вдоль оси канала ПВРД, считая его осесимметричным, ось y перпендикулярно к оси x в меридиональной плоскости, ось z — перпендикулярно меридиональной плоскости. Начало координат поместим в плоскости торца СД в первоначальном положении.

Выпишем уравнения движения совершенного невязкого газа в канале ПВРД, а также уравнения движения корпуса СД, которые после освобождения от связей сводятся к описанию поступательного движения центра масс как материальной точки и вращения вокруг центра масс [2]:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \mathbf{U}) = 0, \quad \rho \frac{\partial \mathbf{U}}{\partial t} + \rho(\mathbf{U} \nabla) \mathbf{U} + \nabla p = 0 \quad (1.1)$$

$$\frac{\partial \rho e}{\partial t} + \text{div}[\mathbf{U}(\rho e + p)] = 0; \quad e \frac{|\mathbf{U}|^2}{2} + \varepsilon(p, \rho), \quad \mathbf{U} = \{u, v, w\}$$

$$\frac{d\mathbf{r}}{dt} = \mathbf{V}, \quad \frac{d\varphi}{dt} = \omega, \quad m \frac{d\mathbf{V}}{dt} = \mathbf{f}, \quad J \frac{d\omega}{dt} = M_c, \quad \mathbf{r} = \{X, Y\} \quad (1.2)$$

$$\begin{aligned}
\mathbf{f} = \{f_x, f_y\}, \quad \mathbf{V} \{V_x, V_y\}, \quad f_x = \{[F - R(t)] \cos \varphi + \\
+(E_x - Q) \cos \alpha - N_n (\sin \varphi + k_n \cos \varphi) - k_m N_m - E_y \sin \alpha + \\
+n_y P_g \sin(\alpha + \theta)\}, \quad f_y = \{[F - R(t)] \sin \varphi + (E_x - Q) \sin \alpha + \\
+N_n (\cos \varphi - k_n \sin \varphi) - N_m + E_y \cos \alpha - n_y P_g \sin(\alpha + \theta)\} \\
M_c = \{(k_n N_n \sin \varphi - N_n \cos \varphi)(X - X_n) - (k_n N_n \cos \varphi + N_n \sin \varphi) \times \\
\times (Y - Y_n) + N_m (X - X_T) + k_m N_m (Y_m - Y) + (E_x \sin \alpha + \\
+E_y \cos \alpha)(X_b - X) + (\dot{E}_x \cos \alpha - E_y \sin \alpha)(Y - Y_b)\}
\end{aligned} \tag{1.3}$$

Здесь ϵ , U , p , ρ – внутренняя энергия, вектор скорости, давление и плотность газа; \mathbf{r} , \mathbf{V} – радиус вектор и вектор скорости центра масс СД; φ , ω – угол между осью СД и осью x , угловая скорость вращения СД вокруг его центра масс; m – масса корпуса СД; J – момент инерции корпуса СД относительно его центра масс; $F = pS_T$ – сила давления газа на торец СД; S_T – площадь торца СД; $R(t)$ – закон изменения тяги СД, обусловленный выгоранием топлива; $\mathbf{E} = (E_x, E_y)$ – аэродинамическая сила, действующая на выдвинувшуюся часть СД и пропорциональная площади выдвинувшейся части и скоростному напору набегающего на нее потока; Q – инерционная сила, обусловленная торможением ракеты в атмосфере и неинерционностью системы координат, в которой рассматривается движение СД; N_n, N_m – силы реакции нижних (n_1, \dots, n_i) и верхних (m_1, \dots, m_j) направляющих опор (фиг. 1, а); k_n, k_m – соответствующие коэффициенты трения; P_g – сила тяжести; n_y – коэффициент вертикальной перегрузки; α – угол атаки; θ – угол наклона скорости движения летательного аппарата к горизонту; X_n, Y_n – координаты последней нижней опоры (n_i); X_m, Y_m – координаты последней верхней опоры (m_j) (фиг. 1, а); X_T – абсцисса верхней кромки торца СД; X_b, Y_b – координаты центра масс, выдвинувшейся части корпуса СД.

Величины \mathbf{E} , Q , N_n, N_m содержат эмпирические коэффициенты, определяемые в эксперименте. Величина J может быть вычислена по форме корпуса СД.

Для интегрирования системы (1.1) – (1.3) необходимо задать начальные и граничные условия. Началу движения соответствует момент времени t_0 , когда в силу уменьшения тяги СД обращается в нуль сила f_x . При этом

$$\mathbf{V}(t_0) = 0, \quad \varphi(t_0) = \omega(t_0) = 0, \quad \mathbf{r}(t_0) = \mathbf{r}_0 \tag{1.4}$$

Величины V_y , φ , ω остаются равными нулю до тех пор, пока центр тяжести СД не перейдет за последнюю нижнюю опору, а торец корпуса СД – за последнюю верхнюю опору. Последняя верхняя опора всегда расположена левее последней нижней опоры во избежание заклинивания корпуса СД (фиг. 1, а).

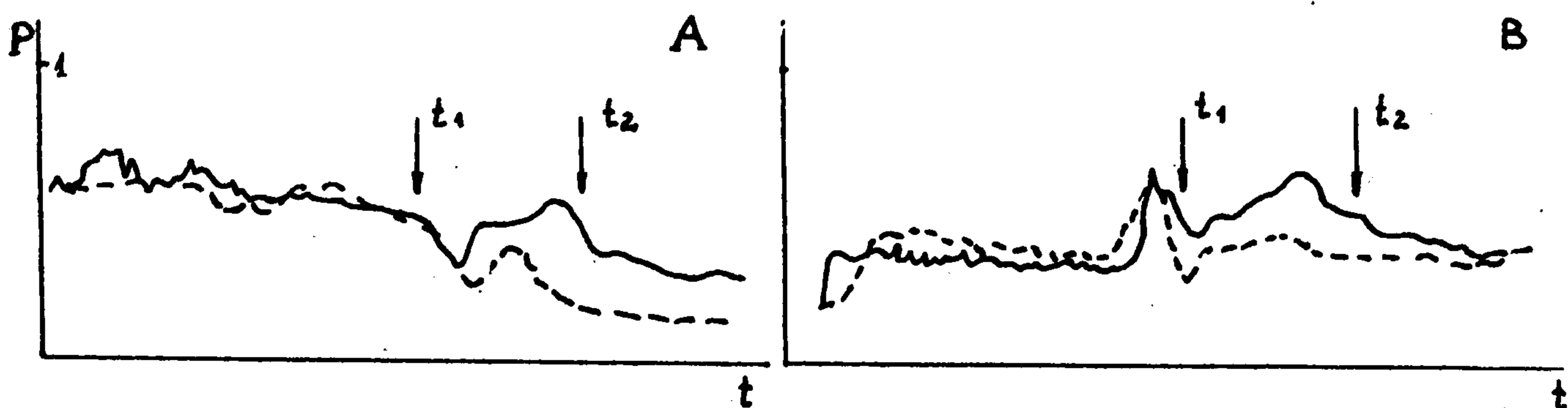
Начальные распределения газодинамических величин определяются из решения задачи об обтекании летательного аппарата с ВЗ, перекрытым СД (фиг. 1, а).

Расчетная область для системы уравнений газовой динамики (1.1) включает в себя часть канала ПВРД, не занятую СД, от входа в ВЗ до среза сопла, и область внешнего течения $abcdef$ перед входом в ВЗ (фиг. 1, а). Включение в расчет области внешнего течения позволяет учитывать движение головной ударной волны, инициированное постепенным освобождением ВЗ после начала движения СД.

На левой границе расчетной области (линия cd на фиг. 1, а) задаются параметры набегающего сверхзвукового потока; на твердых стенках ставятся условия непроте-

кания, учитывающие скорость движения СД; на срезе сопла ставится условие постоянства давления, которое сохраняется до тех пор, пока местная скорость газа остается дозвуковой ($M_s < 1$) и заменяется при $M_s > 1$ на условия сверхзвукового вытекания. На участках cb и de области $abcdef$ (фиг. 1, a) ставятся условия отсутствия отражения возмущений, а на линиях ef и ab – условия сверхзвукового вытекания.

Расчет по времени продолжается до тех пор, пока торец корпуса СД не пройдет через критическое сечение сопла и не произойдет установления течения в соответствии с условиями полета и сформированной проточной частью канала (при освобождении КС опускаются стабилизаторы пламени, после освобождения критического сечения сопла может меняться его площадь).



Фиг. 2

Особенностью поставленной задачи является необходимость совместного решения уравнений (1.1) – (1.3), так как давление p входит в выражение (1.3) для сил и моментов сил, действующих на СД, а границы расчетной области и граничные условия для системы (1.1) меняются в соответствии с движением СД. Последнее обстоятельство чрезвычайно осложняет численный алгоритм, ибо движение (особенно вращение) СД может сильно деформировать расчетную сетку, которая из соображений точности и удобства вычислений должна быть связана с поверхностью СД. Подчеркнем также, что несмотря на осесимметричность канала ПВРД, газодинамическое течение трехмерно в силу вращения корпуса СД относительно его центра масс и необходимости учета угла атаки.

Приведем некоторые соображения и оценки, упрощающие поставленную задачу.

Отметим прежде всего, что в рассматриваемых конструкциях отношение максимальной площади зазора S_z между корпусом СД и стенками канала ПВРД к площади критического сечения ВЗ S_{vz} не превышает 20%, а отношение S_z к характерной площади поперечного сечения канала ПВРД S_k не превышает 10% (см. фиг. 1, a). С началом движения СД зазор между стенками СД и стенками канала заполняется высоконапорным воздухом, а перед входом в КС, где канал ПВРД расширяется (сечение kk на фиг. 1), устанавливается течение с переходом через скорость звука, оканчивающееся замыкающим скачком уплотнения. При звуковой скорости течения газа в зазоре между стенками СД и каналом ПВРД число Маха M_k в освобождающейся части канала ПВРД, оцениваемое по формуле

$$\frac{S_z}{S_k} = M_k \left[\frac{\gamma + 1}{2 + (\gamma - 1)M_k^2} \right]^\xi, \quad \xi = \frac{\gamma + 1}{2(\gamma - 1)}$$

имеет порядок 0, 1, а число Маха в горле ВЗ $M_v \sim 0,2$. Следовательно, для изменения давления перед СД, вызванного истечением газа в зазор при движении СД, имеем

$$\frac{\Delta p}{p} \sim 1 - \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_k^2 \right)^\xi \sim 7 \cdot 10^{-3}$$

Исключение составляет сравнительно короткий (по расчетам менее 10%) промежуток времени, когда торец СД входит в КС (фиг. 1, б). Начало освобождения объема КС сопровождается кратковременным падением давления на 20–30% (см. кривую B на фиг. 2, демонстрирующую изменение давления в сечении КК в течение всего времени движения СД по каналу ПВРД). Падение давления при входе торца СД в КС происходит в момент времени t_1 . При этом объем КС заполняется высоконапорным воздухом, а критическое сечение свободной от СД части канала ПВРД перемещается от сечения КК в критическое сечение сопла SS . Понижение давления перед торцом СД происходит также за счет увеличения со временем скорости движения СД. Оценки и расчеты показывают, что максимальная скорость СД такова, что среднее значение числа Маха в освобождающейся части канала ПВРД не превышает $M_k \sim 0,2$, а давление понижается примерно на 3%. Резкое снижение давления в канале ПВРД наблюдается только после того, как СД проходит критическое сечение сопла, полностью освобождая канал (фиг. 1, б). Однако изучение движения СД после прохождения критического сечения сопла не представляется интересным с практической точки зрения, так как оно не влияет на развитие течения в тракте ПВРД. Итак, скорость газа и градиенты давления на участке между входом в ВЗ и торцом СД остаются малыми в течение всего процесса разделения ступеней.

Вторая важная особенность рассматриваемой задачи состоит в том, что угол поворота φ и скорость вращения СД остаются малыми в процессе движения. Это связано с тем, что к моменту прохождения последней верхней опоры, после которой и начинается вращение, СД успевает набрать значительную продольную скорость, так что время его движения до критического сечения сопла составляет небольшую часть от общего времени движения по каналу.

Как отмечалось выше, сверхкритический перепад давления между заторможенным перед торцом СД потоком и атмосферным воздухом за срезом сопла создает околосвуковое течение в зазорах между корпусом СД и стенками переходного канала ПВРД. Большую часть переходного канала СД проходит, опираясь на опоры, т.е. без вращения. Как показывают расчеты, к моменту выхода торца СД в КС угол поворота СД очень мал. Поэтому создаваемая за счет поворота неравномерность поля давления, действующего на боковую поверхность СД, крайне незначительна. В КС, где площадь зазоров увеличивается почти на порядок, а скорость газа падает, эффектом неравномерности можно также пренебречь.

Приведенные оценки показывают, что при расчете течения газа в канале ПВРД движение СД можно считать одномерным, а само течение – осесимметричным (при нулевом угле атаки α).

Таким образом, задача (1.1) – (1.3) "расщепляется" на три существенно более простые задачи.

Задача 1. Проводится одновременный расчет течения газа и прямолинейного движения СД до момента прохода торца СД через критическое сечение сопла. Левая граница расчетной области совпадает с входом в ВЗ, так как согласно сделанным выше оценкам во все моменты времени скорость газа в ВЗ остается малой, а смещение головной ударной волны – незначительным. С учетом того, что, как было показано выше, неравномерностью газодинамических параметров по сечению можно пренебречь, и длина расчетной области l много больше ее характерного диаметра d ($l/d \sim 10+15$), расчет течения можно вести в квазиодномерном приближении.

Квазиодномерное приближение позволяет существенно упростить алгоритм решения задачи в области с подвижными границами. В результате решения определяются закон изменения давления на торце СД, распределение газодинамических величин по всему тракту канала ПВРД в процессе движения СД и, в частности, в момент освобождения критического сечения сопла, а также динамические нагрузки на стенки канала ПВРД.

Задача 2. При найденном из задачи 1 законе изменения давления $P_T(t)$ на торце СД рассчитывается двумерное движение СД (по уравнениям (1.2), (1.3) и определяются области безопасного разделения ступеней.

Задача 3. При найденном из задачи 1 распределении газодинамических величин в момент освобождения критического сечения сопла рассчитывается установление течения в канале ПВРД, вызванное внезапным открытием критического сечения сопла. Расчетная область в этой задаче включает область $abcdef$ перед входом в двигатель и освободившуюся проточную часть канала до среза сопла. Определяются динамические нагрузки на стенки канала и параметры течения перед запуском КС. Задача решается в приближении двумерных нестационарных уравнений Эйлера. В отличие от задачи 1 использование здесь двумерных уравнений необходимо, так как при сверхзвуковых скоростях натекания на двигатель влияние сложной формы ВЗ (фиг. 1) может сказываться на качественном характере установившегося течения. Кроме того, становится возможным корректное описание движения головной ударной волны, в частности, ее заход в ВЗ.

2. Результаты расчетов. Численное решение задач 1–3 проводилось методами С.К. Годунова [3] и А.В. Родионова [4,5] (задача 1), Рунге–Кутта четвертого порядка точности с автоматическим выбором шага (задача 2), А.В. Родионова (задача 3). При решении задачи 1 использовались подвижные деформируемые сетки.

Рассмотрим задачу 1. На фиг. 2 представлено изменение со временем давления $p(t)$ в канале ПВРД в процессе разделения ступеней. Положение точек A и B , где расположены "датчики давления", указано на фиг. 1, b треугольниками. Штриховая кривая соответствует данным эксперимента, сплошная – результатам расчетов. Наибольшие различия ($\sim 10\%$) расчетных и экспериментальных данных, наблюдаемые в последней фазе движения СД, связаны с тем, что в расчете не учитывался дополнительный отбор воздуха из канала ПВРД для системы охлаждения.

Резкое повышение давления в начале движения СД объясняется тем, что после открытия зазора между корпусом СД и стенками канала ПВРД зазор заполняется высоконапорным воздухом, находившимся при $t \leq 0$ в перекрытом ВЗ. Течение газа в зазоре близко к звуковому, поэтому величина давления в зазоре $p_z \cong 0,5 p_T$, где p_T – давление на торце СД.

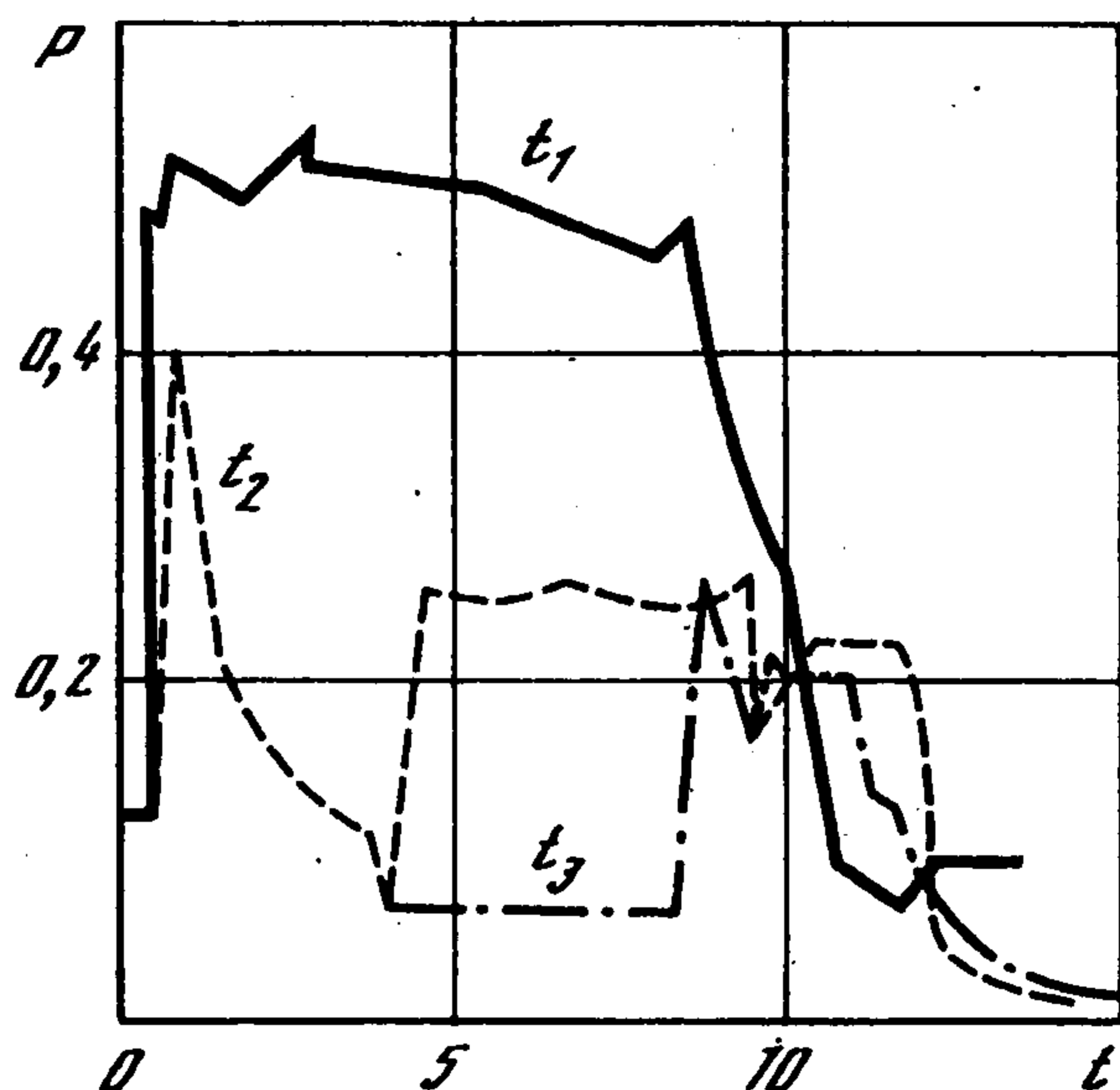
Повышение давления в точке B в момент перед $t = t_1$ (на правом графике фиг. 2) соответствует прохождению торца СД через сечение $x = B$, когда "датчик давления" попадает в зону медленного течения с почти постоянным давлением p_T . Последующий кратковременный спад давления совпадает по времени с началом заполнения КС высоконапорным воздухом после того, как торец СД входит в КС и критическое сечение освобождающегося канала с учетом зазоров перемещается в горло сопла. Далее давление опять повышается, что связано с окончанием заполнения КС высоконапорным воздухом. Последующий монотонный спад давления есть следствие увеличения скорости СД, а затем освобождения сопла ПВРД.

В некоторых конструкциях в ВЗ, открытом навстречу потоку и перекрытом СД, развиваются колебания, эволюционирующие в процессе выброса. Причины возникновения колебаний в перекрытых полостях подробно описаны (см., например, [6–8]). Расчет изменения давления по времени на торце СД при его движении по каналу при учете развитых колебаний давления в перекрытом ВЗ на стартовом режиме полета показывает, что среднее по времени давление практически не меняется, а амплитуда колебаний быстро убывает. Это связано с тем, что движение СД меняет длину, а вместе с ней и основную акустическую частоту полости, в которой происходят колебания, в результате чего колебания затухают.

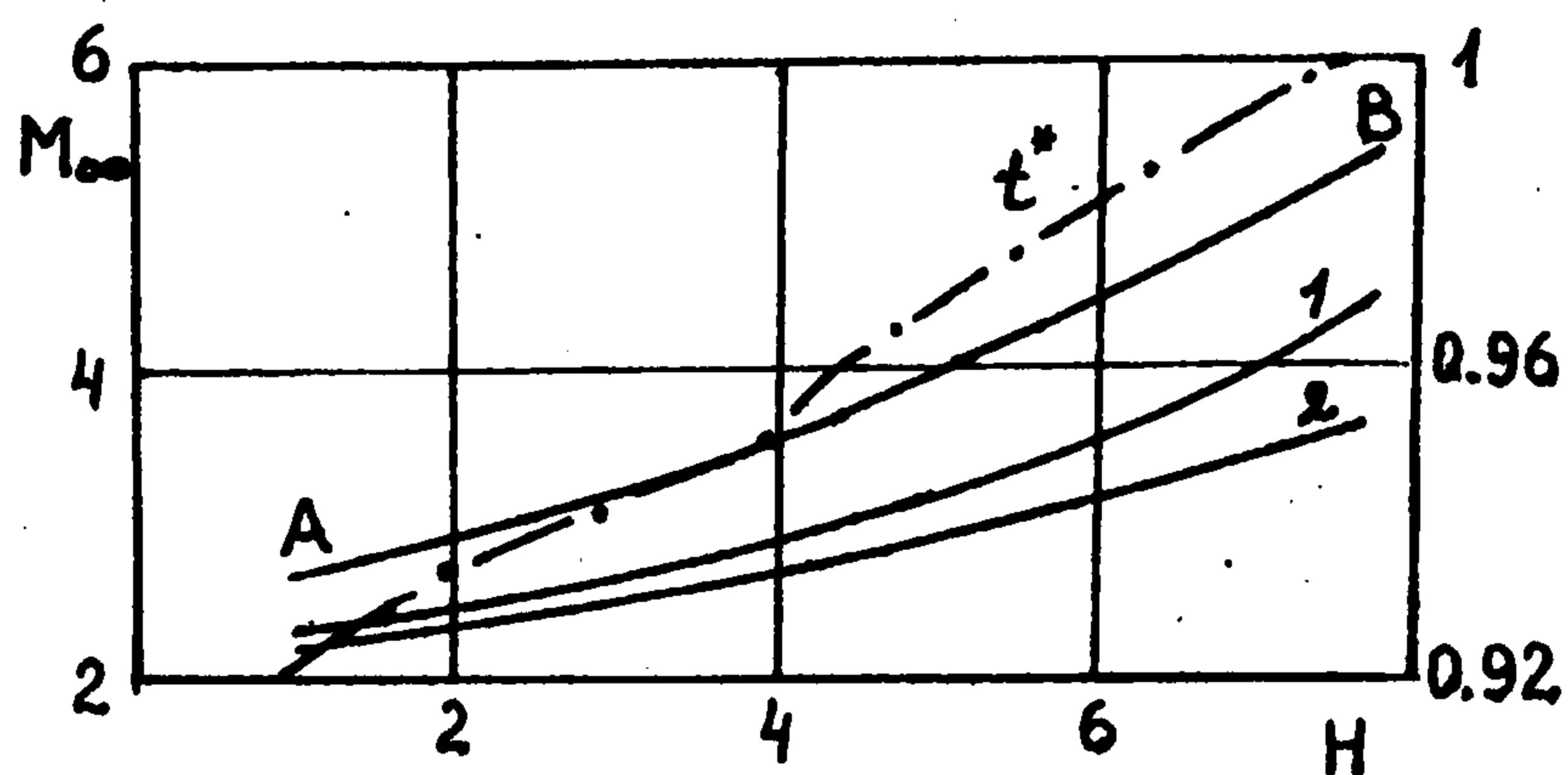
Рассмотрим задачу 3. После раскрытия сопла начинается волновой процесс установления течения в канале, сопровождающийся распространением волны разрежения вверх по потоку. Начальная стадия этого процесса, проходящего при $t > t_2$, также изображена на фиг. 2. Пройдя горло ВЗ, волна разрежения уменьшает давление за

головной ударной волной, которая начинает двигаться к входу в ВЗ. Одновременно в горле ВЗ происходит разгон газа, приводящий к образованию местной сверхзвуковой зоны, завершающейся системой скачков. Размер этой зоны зависит от числа Маха набегающего потока M и геометрии канала ПВРД.

В процессе установления замыкающий скачок уплотнения может стабилизироваться либо непосредственно перед КС, либо в некотором сечении ВЗ. Если головная ударная волна не успевает войти в ВЗ до того, как за горлом ВЗ установится сверхзвуковое течение, то она стабилизируется перед входом в ВЗ и реализуется течение с двумя скачками – перед входом в ВЗ и в самом ВЗ. В противном случае, когда скорость движения ударной волны обгоняет процесс установления сверхзвукового течения в



Фиг. 3



Фиг. 4

горле ВЗ, головная ударная волна проходит в канал ПВРД и за ней устанавливается сверхзвуковое течение во входном участке ВЗ. Реализация того или другого варианта течения зависит от условий полета (высоты, числа Маха и т.д.) в момент разделения ступеней.

На фиг. 3 представлено распределение давления в разные моменты времени вдоль оси канала ПВРД в процессе установления течения с двумя скачками уплотнения.

Отделение газодинамической части задачи позволяет провести многопараметрическое исследование системы (1.2), (1.3) и в пространстве определяющих параметров построить область безопасного разделения ступеней, пример которой приведен на фиг. 4. По оси ординат отложено число Маха, а по оси абсцисс – высота полета H (в условных единицах). Верхняя граница (АВ) области безопасности определяется тем, что при увеличении числа Маха полета растет величина $(p_T - p_H)$, где p_T – давление в перекрытом ВЗ, а p_H – атмосферное давление. Если $(p_T - p_H) > p^*$, определяемого прочностными характеристиками конструкции, двигатель может быть поврежден при выбросе СД давлением заторможенного потока. Таким образом, линия АВ представляет собой кривую, определяемую соотношением

$$p_T(H, M_\infty) = p^* + p_H$$

С уменьшением числа M_∞ (при фиксированном H) падает динамический напор на торец СД, что приводит к уменьшению продольной скорости движения СД и увеличению времени выброса. С другой стороны, угловая скорость движения СД, определяемая в основном силой тяжести и коэффициентом перегрузки n_y , на уменьшение M_∞ реагирует слабо. В результате, предельный угол поворота ϕ корпуса СД растет с уменьшением M_∞ и при некотором M_∞^* достигает критического значения,

соответствующего удару СД о стенки канала ПВРД. Таким образом, зависимость M_{∞}^* ($H, n_y, \alpha, \theta, \dots$) определяет нижнюю границу области безопасного разделения ступеней при заданных значениях параметров H, n_y, α, \dots . На практике разделение может происходить в некотором диапазоне изменения параметров H, n_y, α, \dots . Поэтому нижняя граница области безопасного разделения ступеней в плоскости (M_{∞}, H) определяется из соотношения

$$M^-(H) = \max M_{\infty}^*(H, n_y, \alpha, \theta, \dots) \quad (2.1)$$

Аргументы в (2.1) изменяются в диапазонах

$$n_y^- \leq n_y \leq n_y^+, \quad \alpha^- \leq \alpha \leq \alpha^+, \quad \theta^- \leq \theta \leq \theta^+$$

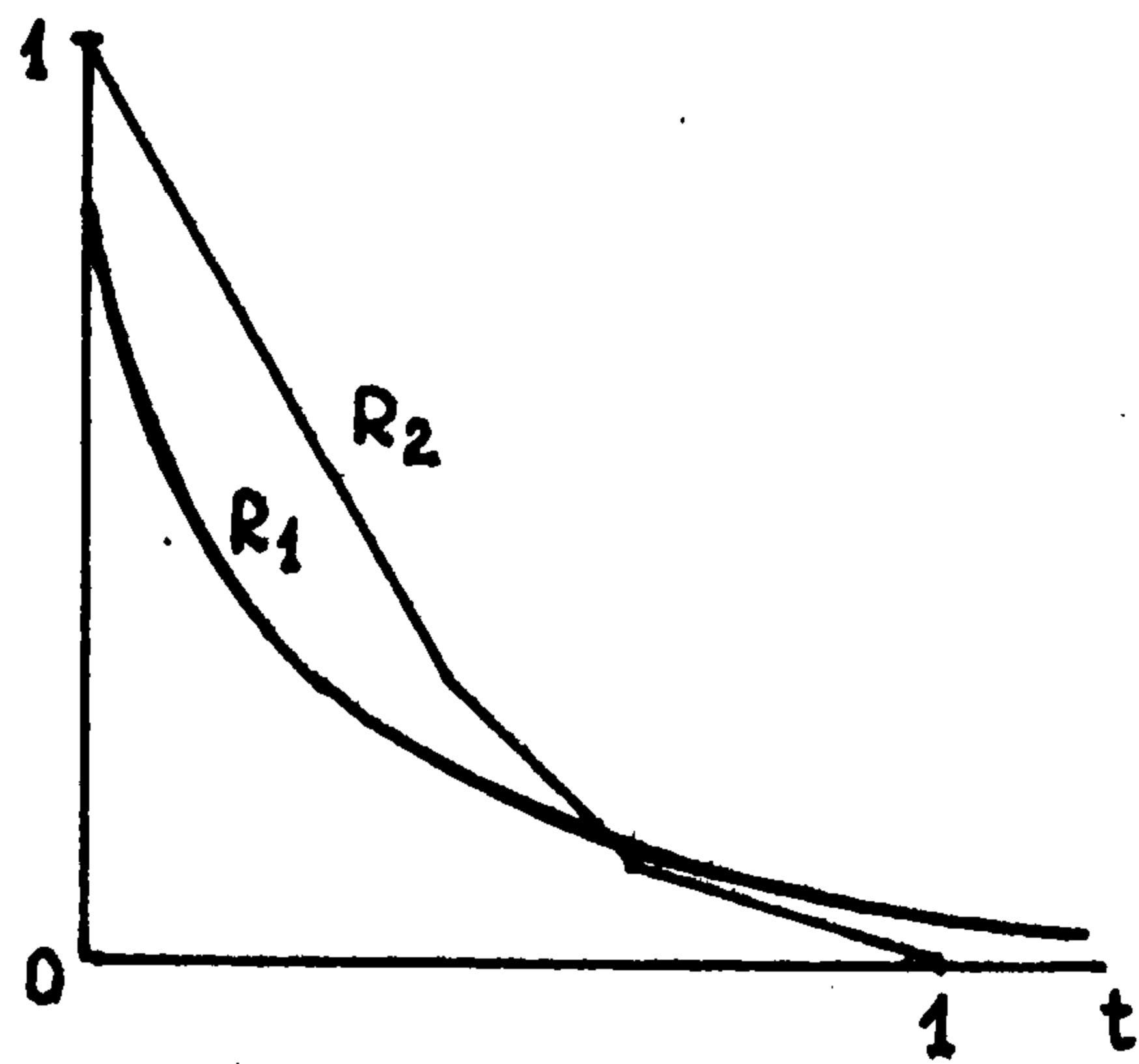
Зависимость (2.1) представляет собой, как правило, кусочно-гладкую кривую, состоящую из отрезков гладких кривых $M^-(H, n_y, \alpha, \theta)$, где n_y, α, θ принимают какое-либо одно из граничных значений.

Область безопасного разделения ступеней также существенно зависит от закона падения тяги СД $R(t)$, определяемого составом топлива стартовой ступени и рядом параметров, характеризующих процесс изготовления СД. Чем быстрее падает тяга при догорании топлива, тем быстрее нарастает продольная скорость СД и тем ниже расположена кривая (2.1).

Полезно также знать момент срыва пламени в стартовом двигателе при догорании топлива. На фиг. 5 представлены два закона падения тяги: $R_1(t)$ – теоретический, $R_2(t)$ – экспериментальный. Для R_2 указан момент срыва пламени ($t = 1$). В соответствии с двумя этими законами на фиг. 4 нанесены нижние границы области безопасного разделения ступеней (кривые 1 и 2 для $R_1(t)$ и $R_2(t)$ соответственно). Видно, что закон $R_2(t)$ дает большую область безопасности, чем $R_1(t)$. Это связано с тем, что в момент сдвига СД из первоначального положения закон $R_2(t)$ дает меньшие значения тяги, чем $R_1(t)$, и, кроме того, известен момент срыва пламени, т.е. момент, когда тяга обращается в нуль.

Важным параметром для решения траекторных задач является отрезок времени от начала движения корпуса СД до момента запуска КС маршевой ступени. В этот отрезок времени летательный аппарат движется по инерции (тяга двигателей равна нулю), меняется его сопротивление (открывается протока – освобождается канал ПВРД), включается система подачи топлива, устанавливаются стабилизаторы пламени ПВРД и т.д. Этот отрезок времени складывается из времени движения СД по каналу, времени установления стационарного течения в ПВРД и времени выхода КС на заданный режим работы. Все перечисленные времена определяются при решении задач, приведенных в данной работе, а последнее – из работы [1].

На фиг. 4 показана зависимость времени t^* (шкала справа) разделения ступеней от высоты полета H , полученная вдоль нижней границы области безопасности для закона тяги $R_2(t)$. Видно, что время, необходимое на выброс СД, растет с высотой, что является следствием уменьшения скоростного напора, действующего на торец СД. Некоторые времена t^* разделения ступеней могут оказаться неприемлемыми с точки зрения траекторной задачи (t^* слишком велико), тогда



Фиг. 5

эти ограничения также должны быть учтены при построении области безопасности.

Авторы благодарят Б.В. Карцева и В.В. Перезовова за внимание к работе, А.В. Щекарева за составление некоторых программ расчета, Л.В. Старостину за помощь при оформлении статьи и коллег по работе за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Егорушкин С.А., Слободкина Ф.А. Нестационарные газодинамические процессы в прямооточных воздушно-реактивных двигателях // Изв. РАН. МЖГ. 1993. № 4. С. 140–144.
2. Воронков И.М. Курс теоретической механики. М.: Физматгиз, 1961. 596 с.
3. Годунов С.К., Забродин А.В., Иванов М.Я., Крайко А.Н., Прокопов Г.П. Численное решение многомерных задач газовой динамики. М.: Наука, 1976. 400 с.
4. Родионов А.В. Монотонная схема второго порядка аппроксимации для сквозного расчета неравномерных течений // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 4. С. 585–593.
5. Родионов А.В. Повышение порядка аппроксимации схемы С.К. Годунова // Журн. вычисл. математики и мат. физики. 1987. Т. 27. № 12. С. 1853–1860.
6. Купцов В.М., Остроухова С.И., Филлипов К.Н. Пульсации давления и нагрев газа при втекании сверхзвуковой струи в цилиндрическую полость // Изв. АН СССР. МЖГ. 1977. № 5. С. 104–111.
7. Ваграменко Я.А., Ляхов В.Н., Устинов В.М. Пульсирующий режим при натекании стационарного неоднородного потока на преграду // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 5. С. 64–71.
8. Дулов В.Г., Максимов В.П. Термоакустика полузамкнутых объемов: Препринт Ин-та теорет. и прикладной механики СО АН СССР № 28. Новосибирск, 1986. 19 с.

Москва

Поступила в редакцию
19.VII.1994