

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ КОНСТРУКЦИИ ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ДЕТОНАЦИОННОГО ДВИГАТЕЛЯ НА ТЯГОВЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

© 2009 В. А. Поршнева

ОАО «Конструкторское бюро «Электроприбор»

Рассмотрено влияние элементов конструкции (длины камеры, диффузора и эжектора), оказываемое на тяговые характеристики пульсирующего детонационного двигателя (ПДД). Изложена сущность вычислительного эксперимента, приведены его результаты. Кроме того приведены обобщенные результаты огневых испытаний демонстратора ПДД.

Детонационная волна, ударная волна, детонационная камера, диффузор, эжектор, фронт волны, режим Чепмена-Жуге.

С точки зрения математической модели пульсирующий детонационный двигатель (ПДД) представляет собой (рис.1) цилиндрическую камеру постоянного сечения, заполненную при давлении, равном давлению окружающей среды, взрывчатым веществом, соединенную с диффузором и эжектором, заполненным при том же давлении нейтральным газом (воздухом).

Длина цилиндрической камеры l_1 , диаметр d_1 , длина диффузорного участка l_0 , угол полураствора диффузора α . Эжектор характеризуют длины l_2, l_3 , диаметр d_2 , угол полураствора β . В камере находится взрывчатая смесь с давлением p_1 , плотностью ρ_1 . Скорость смеси $v_1=0$. Область камеры, где находится невозмущенная взрывчатая смесь, далее называется областью 1.

Давление воздуха в диффузорном участке p_0 , плотность ρ_0 , скорость $v_0 = 0$. Область диффузора и эжектора, где находится невозмущенный воздух, далее называется областью 0.

Ось OX направлена вдоль оси камеры, а ее начало совпадает с дном камеры. У дна камеры в момент времени $t=0$ инициируется детонационная волна (рис.1), которая распространяется по взрывчатой смеси в режиме Чепмена-Жуге. После того как в момент времени t_1 фронт волны детонации закончит движение по взрывчатой смеси, по воздуху от сечения $x=l_1$ пойдет ударная волна. Подвижная граница, разделяющая продукты детонации и воздух, будет представлять собой контактный разрыв, на котором плотность, температура и химический состав будут ис-

пытывать разрыв. Ударная волна, распространяясь по диффузорному участку, придет в сечения $x=l_1+l_0$, и далее будет происходить вытекание воздуха из диффузора. Когда контактный разрыв достигнет сечения $x=l_1+l_0+l_2$, начнется вытекание продуктов детонации из детонационного двигателя.

Задача состоит в том, чтобы определить изменение параметров течения продуктов детонации и газа в детонационном двигателе с течением времени и определить суммарный импульс тяги двигателя за счет действия давления продуктов детонации на дно его камеры, а затем воздуха и продуктов детонации на стенки диффузора и эжектора.

С точки зрения определения влияния диффузора и эжектора на тяговые характеристики ПДД следует рассмотреть второй этап его работы.

Второй этап работы двигателя начинается с момента t_1 , когда в сечении $x=l_1$ возникает ударная волна S, которая движется по воздуху и приводит его в движение, и контактный разрыв C, который разделяет продукты детонации и воздух, прошедший через ударную волну. Контактный разрыв ведет себя как поршень. Он поджимает воздух и создает ударную волну и в то же время в продуктах детонации создает волну разрежения с фронтом F₂, движущимся в отрицательном направлении оси OX (рис.1,d).

Движение продуктов детонации в камере и диффузоре можно описать системой уравнений газовой динамики идеального газа в двумерной постановке (зависимость от двух пространственных переменных и от времени) [1].

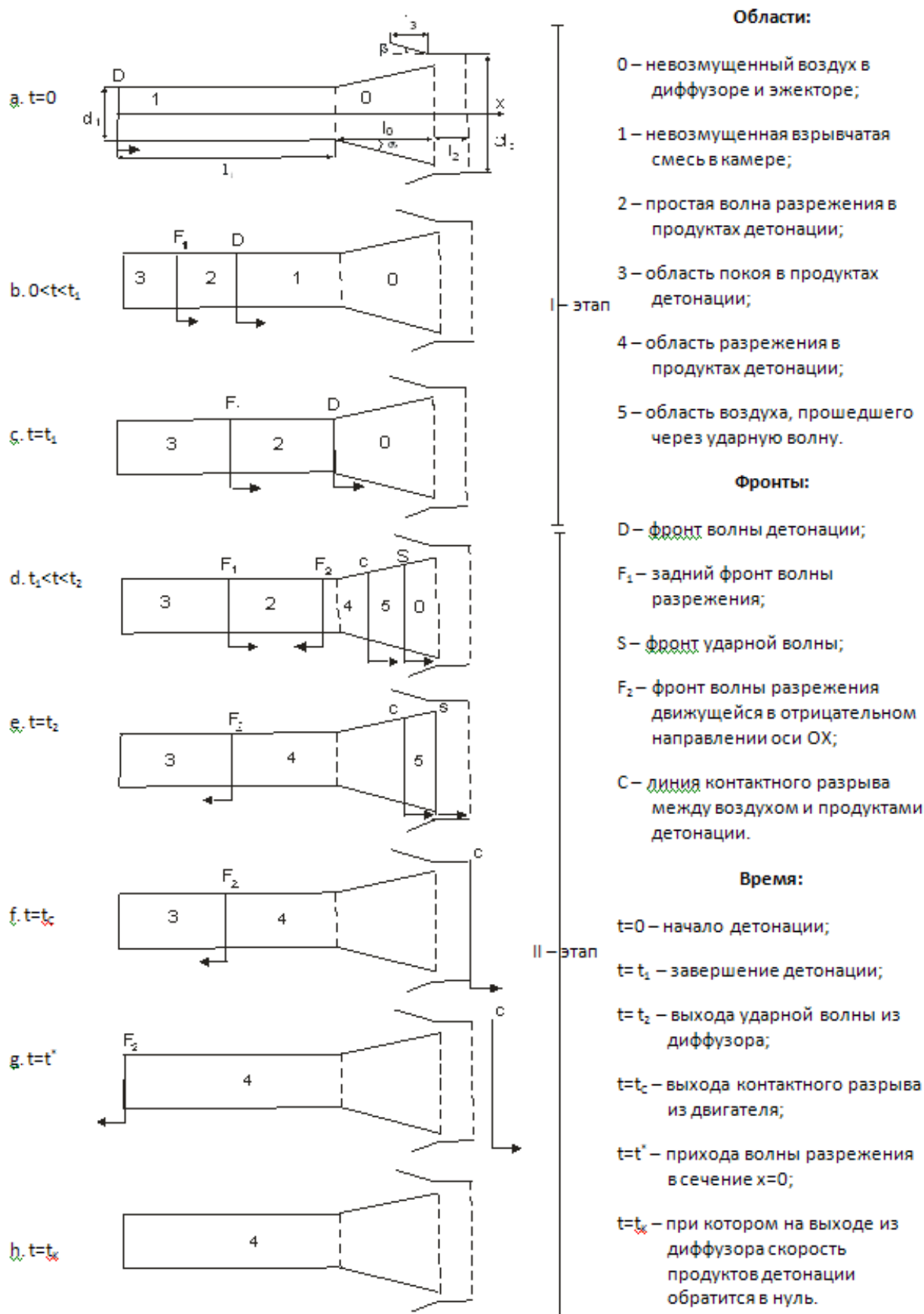


Рис.1. Режимы и этапы работы детонационного двигателя:
I – этап распространения фронта детонации по камере;
II – этап течения продуктов детонации и воздуха после завершения детонации

Выпишем эти системы для случаев плоской и осевой симметрии.

Плоская симметрия:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial((e + p)u)}{\partial x} + \frac{\partial((e + p)v)}{\partial y} &= 0, \\ p &= (\kappa - 1)\rho e, \\ E &= e + \frac{u^2 + v^2}{2}. \end{aligned} \right. \quad (1)$$

Здесь t, x, y - независимые переменные;

ρ - плотность;

u, v - компоненты вектора скорости вдоль осей x и y соответственно;

e - внутренняя энергия единицы массы газа;

p - давление;

E - полная энергия единицы массы газа;

κ - отношение удельных теплоёмкостей.

Осевая симметрия:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} &= -\frac{\rho v}{r}, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= -\frac{\rho uv}{r}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} &= -\frac{\rho v^2}{r}, \\ \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial((e + p)u)}{\partial x} + \frac{\partial((e + p)v)}{\partial y} &= -\frac{(e + p)v}{r}, \\ p &= (\kappa - 1)\rho e, \\ E &= e + \frac{u^2 + v^2}{2}. \end{aligned} \right. \quad (2)$$

Здесь t, x, r - независимые переменные.

Остальные параметры – те же, что и в плоском случае.

Граничные условия

Решения систем (1), (2) должны удовлетворять граничным условиям: на дне камеры, на стенках камеры, на стенках диффузора, на эжекторе и в выходном сечении двигателя. На поверхности детонационного

фронта, на контактном разрыве и на ударной волне граничные условия не ставятся, так как будет иметь место сквозной счёт.

На дне, стенках камеры, а также на стенках эжектора выполняется граничное условие для скорости: нормальная к дну и стенкам компонента скорости равна нулю. То же самое выполняется на оси (плоскости) симметрии. На остальных внешних границах производные по нормали от всех интегрируемых функций равны нулю.

Начальные условия

Состояние продуктов детонации и воздуха в момент $t=t_1$, т.е. в конце I этапа, служит начальным условием для II этапа. Начальные условия имеют следующий вид:

$v=v_1(x), \rho=\rho_1(x), p=p_1(x)$ при $t=t_1, 0 \leq x \leq l_1$;

$v=v_0, \rho=\rho_0, p=p_0$ при $t=t_1, l_1 < x \leq l_1 + l_0$.

Здесь $v_1(x), \rho_1(x), p_1(x)$ – функции распределения скоростей, плотностей и давлений в трубе в момент прихода фронта детонации D в сечение $x=l_1$. Эти функции определяются по известному аналитическому решению при $t=t_1$ [3]. Протяжённость волны разрежения в момент $t=t_1$:

$$x_{e.p.} = \left(a_d - \frac{\gamma_2 - 1}{2} \cdot v_d \right) \cdot t_1.$$

В момент $t=t_1$ определяется распределение v на промежутке $x_{e.p.} \leq x \leq l_1$. В области $0 \leq x \leq x_{e.p.}$ $v=0$. Параметры ρ и p определяются через v .

$$\rho = \rho_d \left[1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \cdot \frac{v - v_d}{a_d} \right]^{\frac{2}{\gamma_2 - 1}};$$

$$p = p_d \left[1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \cdot \frac{v - v_d}{a_d} \right]^{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1}}.$$

В расчёте начальных значений также участвовали такие параметры, как безразмерная величина $h^2 = 2q \frac{\rho_1}{p_1}$, $p_1 = p_0$, скорость контактного разрыва U_c и скорость ударной волны U_s .

Отметим, что хорошей и быстрой аппроксимацией полного начального условия является задание энергоперепада между цилиндрической частью камеры и всем остальным про-

странством. Через небольшое число шагов по времени решение краевой задачи выходит на нужный режим.

Определение суммарного импульса давления на дно камеры, стенки диффузора и стенки эжектора

В результате численного решения краевой задачи, описанной ниже, определяются: поля газодинамических параметров внутри и в окрестности детонационной камеры с диффузором и эжектором, давление $p(0, y, t)$, действующее на дно камеры, распределение давления p на участке диффузора $l_1 \leq x \leq l_1 + l_0$ и на участке эжектора, который составляет с детонационной камерой единое целое.

Теоретическое значение суммарного размерного импульса давления I_c (за промежутков времени $0 \leq t \leq t_k$) складывается из донного размерного импульса I_1 , дополнительного размерного импульса I_2 за счет диффузорного участка и дополнительного размерного импульса I_3 за счет эжекторного участка:

$$I_c = I_1 + I_2 + I_3, \quad (3)$$

$$\text{где: } I_1 = \int_0^{t_k} \int_0^{d_1/2} FP_1(y)(p(0, y, t) - p_0) dy dt; \quad (4)$$

$$I_2 = \int_0^{t_k} \int_{l_1}^{l_1+l_0} (p_D(x, y(x), t) - p_D^e(x, y(x), t)) \times$$

$$\times FP_D(x, y(x)) \cdot tg\alpha \cdot dx dt$$

$$I_3 = \int_0^{t_k} \int_{l_1+l_0-l_3}^{l_1+l_0} (p_9^e(x, y(x), t) - p_9(x, y(x), t)) \times$$

$$\times FP_9(x, y(x)) \cdot tg\beta \cdot dx dt. \quad (6)$$

Здесь $FP_1(y) = 2\pi y$; $0 < y < d_1/2$;

$FP_D(x, y(x))$ - периметр сечения канала на диффузорном участке;

$FP_9(x, y(x))$ - периметр сечения канала на эжекторном участке в точке x ;

$$FP_D(x) = \pi(d_1 + 2(x - l_1) \cdot tg\alpha);$$

$$l_1 \leq x \leq l_1 + l_0.$$

$$FP_9(x) = \pi(d_2 + 2(l_1 + l_0 - x) \cdot tg\beta),$$

$$l_1 + l_0 - l_3 \leq x \leq l_1 + l_0.$$

$p_D(x, y(x), t), p_D^e(x, y(x), t)$ - давление на внутренней и внешней стенках диффузора;

$p_9(x, y(x), t), p_9^e(x, y(x), t)$ - давление на внутренней и внешней стенках эжектора.

Внутренние интегралы в (4), (5) и (6) вычисляются по методу трапеций [2], внешние интегралы вычисляются по методу левых прямоугольников [2].

Численный метод крупных частиц (метод Давыдова) решения краевых задач

Численные методы в поставленных задачах применяются по причине сложной нелинейной природы исходных систем уравнений, которые не поддаются аналитическому решению.

В отчёте [3] приведено решение подобных задач при отсутствии эжектора как функции от одной пространственной переменной x и от времени t . Этого достаточно, чтобы исследовать течение на этапе 1 аналитически, а на этапе 2 – численно с помощью метода Лакса-Вендроффа. Учёт двух измерений (x, y) по пространству в настоящем исследовании заставляет применять более сложные системы уравнений и более мощные численные методы для их решения на II этапе. К числу таких методов относится метод крупных частиц (метод Давыдова). Расчётная область разбивается на простые геометрические фигуры (прямоугольники, треугольники и т.д.), прилегающие друг к другу. Газ, попавший в каждую такую фигуру, объявляется крупной частицей. Решение получается продвижением небольшими шагами по времени. Основной идеей этого метода является идея расщепления «по физическим факторам», когда сначала «работают» силы давления, затем происходит перетекание газа из одной крупной частицы в другую, и в конце происходит объединение результатов двух первых этапов в исходные уравнения, но уже на новом временном шаге.

Две системы (1), (2) будут численно интегрироваться, используя метод Давыдова (крупных частиц) [1,4,5], модифицированный на случай произвольной треугольной сетки [6].

Выпишем разностные схемы метода Давыдова для случая плоской симметрии. Для случая осевой симметрии разностные схемы аналогичны.

Расчётное поле с помощью алгоритма триангуляции разбивается на множество треугольников. Достоинство треугольной сетки – в её быстрой адаптации к произвольным границам.

Все вычисляемые газодинамические параметры (плотность, скорость, полная энергия, давление) относятся к геометрическим центрам треугольников.

Расчёт одного временного шага разбивается на три этапа. На первом, *эйлеровом этапе*, пренебрегают дивергентными членами. Укороченные дифференциальные уравнения Эйлера этапа дискретизируются на треугольной сетке:

$$\begin{cases} \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ \rho \frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial pu}{\partial x} + \frac{\partial pv}{\partial y} = 0. \end{cases}$$

В частности, члены с давлением можно заменить через контурные интегралы (применяются теорема Грина и теорема о среднем [7]):

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &= \oint_{\Delta} p dy / \oint_{\Delta} x dy, \\ \frac{\partial p}{\partial y} &= -\oint_{\Delta} p dx / \oint_{\Delta} x dy, \\ \frac{\partial pu}{\partial x} + \frac{\partial pv}{\partial y} &= [\oint_{\Delta} p u dy - p v dx] / \oint_{\Delta} x dy. \end{aligned}$$

Контурные интегралы при численных расчётах обходятся по сторонам треугольника против часовой стрелки:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial x} &\approx \frac{\sum_{j=1}^3 (p_{j+1} + p_j)(y_{j+1} - y_j)}{\sum_{j=1}^3 (x_{j+1} + x_j)(y_{j+1} - y_j)}; \\ \frac{\partial p}{\partial y} &\approx \frac{-\sum_{j=1}^3 (p_{j+1} + p_j)(x_{j+1} - x_j)}{\sum_{j=1}^3 (x_{j+1} + x_j)(y_{j+1} - y_j)}; \end{aligned}$$

$$\frac{\partial(pu)}{\partial x} + \frac{\partial(pv)}{\partial y} \approx \frac{\sum_{j=1}^3 \{ (p_{j+1}u_{j+1} + p_ju_j)(y_{j+1} - y_j) - (p_{j+1}v_{j+1} + p_jv_j)(x_{j+1} - x_j) \}}{\sum_{j=1}^3 (x_{j+1} + x_j) \cdot (y_{j+1} - y_j)}.$$

Здесь: $p_4=p_1$, $x_4=x_1$, $y_4=y_1$; p_1, p_2, p_3 – значения давления в трёх соседних треугольниках; $(x_1, y_1), (x_2, y_2), (x_3, y_3)$ – координаты центров этих треугольников.

Граница заменяется виртуальными ячейками, чтобы сохранить единую схему расчёта.

После аппроксимации производных с давлением величины с «волнами» определяются обычным образом, как это принято в классическом методе Давыдова [4,5]:

$$\begin{cases} \tilde{u}_i^n = u_i^n - \frac{\Delta t}{\rho_i^n} (\partial p / \partial x)_i^n, \\ \tilde{v}_i^n = v_i^n - \frac{\Delta t}{\rho_i^n} (\partial p / \partial y)_i^n, \\ \tilde{E}_i^n = E_i^n - \frac{\Delta t}{\rho_i^n} [(\partial(pu) / \partial x)_i^n + (\partial(pv) / \partial y)_i^n]. \end{cases} \quad (7)$$

На *лагранжевом этапе* учитывают то, что было опущено на эйлеровом этапе, то есть члены, описывающие перенос массы, импульса, энергии.

Выберем произвольную сторону треугольника, например, отрезок $(x_1, y_1) - (x_2, y_2)$.

Выпишем формулу для потока массы через выбранную границу:

$$\Delta M_{k_{1,2}}^n = \rho_p^n \frac{\tilde{u}_{i(\text{норм})}^n + \tilde{u}_{k_{1,2}(\text{норм})}^n}{2} \Delta t L((x_1, y_1), (x_2, y_2)), \quad (8)$$

где $\Delta M_{k_{1,2}}^n$ – поток массы через сторону $(x_1, y_1) - (x_2, y_2)$. ρ_p^n – плотность в текущем треугольнике, если поток вытекает из него, и плотность в соседнем через указанную сторону треугольнике, если поток втекает; $\tilde{u}_{i(\text{норм})}^n$ – нормальная составляющая вектора скорости для текущего треугольника; $\tilde{u}_{k_{1,2}(\text{норм})}^n$ – нормальная составляющая вектора скорости для соседнего треугольника; Δt – шаг по времени;

$$L((x_1, y_1), (x_2, y_2)) = \sqrt{(x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2} - \text{длина стороны } (x_1, y_1) - (x_2, y_2).$$

На заключительном этапе

$$\left\{ \begin{aligned} \rho_i^{n+1} &= \rho_i^n + \sum_{j=1}^3 \Delta M_j^n / S_i \\ u_i^{n+1} &= (\tilde{u}_i^n \rho_i^n + \sum_{j=1}^3 \Delta M_j^n \tilde{u}_p^n / S_i) / \rho_i^{n+1} \\ v_i^{n+1} &= (\tilde{v}_i^n \rho_i^n + \sum_{j=1}^3 \Delta M_j^n \tilde{v}_p^n / S_i) / \rho_i^{n+1} \\ E_i^{n+1} &= (\tilde{E}_i^n \rho_i^n + \sum_{j=1}^3 \Delta M_j^n \tilde{E}_p^n / S_i) / \rho_i^{n+1} \end{aligned} \right. , \quad (9)$$

где S_i - площадь текущего (i -го) треугольника.

Нижний индекс p у переменных \tilde{u}_p^n , \tilde{v}_p^n , \tilde{E}_p^n , равен номеру текущего треугольника, если поток вытекает из него через указанную сторону, в противном случае, этот индекс равен номеру соседнего треугольника с общей указанной стороной. В процессе триангуляции номера соседних треугольников не обязательно образуют упорядоченную последовательность, поэтому, хотя задача двумерная по пространству, целесообразно применять векторную запись для хранения искомым газодинамических параметров.

На теле ставится условие *непротекания*:

$$u_{гр.(норм)}^n = u_{вирт.(норм)}^n \quad (10)$$

На внешних границах ставятся обычные условия «мягкого» сопряжения (равенство нулю производных от интегрируемых функций по нормали к границе).

Таким образом, формулы (7), (8), (9), (10) представляют метод Давыдова для случая произвольной треугольной сетки.

Результаты оформлены в виде таблиц, графиков и полей распределения газодинамических параметров (давление и число Маха).

На рис.2 и в табл.1 представлены результаты вычислений превышения донного давления над давлением окружающей среды во времени ($0 < t < t_k$). Время завершения решения краевой задачи t_k . Угол $\alpha = 15^\circ$; длина диффузорного участка $l_0 = 0.050$ м; длина цилиндрического участка $l_1 = 0.450$ м; длина эжекторного участка $l_3 = 0.400$ м; угол $\beta = 15^\circ$, $h^2 = 120$.

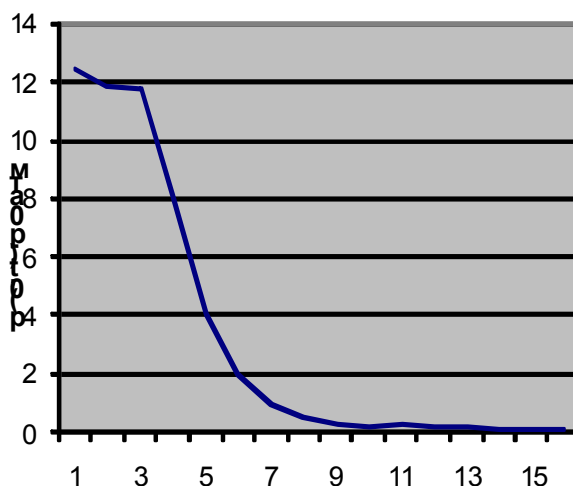


Рис. 2. Превышение донного давления

Таблица 1- Превышение донного давления

Время, мс	Давление, бар	Время, мс	Давление, бар
0.0	12.5	0.8	0.31
0.1	11.9	0.9	0.19
0.2	11.7	1.0	0.25
0.3	8.21	1.1	0.21
0.4	4.11	1.2	0.16
0.5	2.00	1.3	0.14
0.6	1.01	1.4	0.12
0.7	0.47	1.5	0.10

Интегральные импульсы (н*сек)

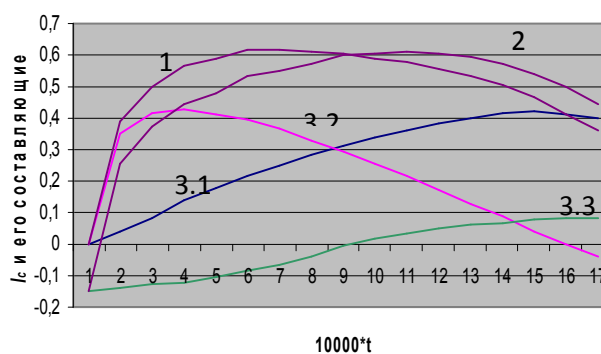


Рис. 3. Размерные интегральные импульсы

На рис. 3 представлены зависимости суммарного интегрального импульса I_c от времени: 1-без эжектора; 2-с эжектором; 3-отдельные компоненты суммарного интегрального импульса: 3.1 - донный импульс, 3.2 - диффузорный импульс, 3.3-эжекторный импульс.

Эжектор повышает отношение превышения донного давления над давлением окружающей среды на 19%, причём в начальные

моменты времени это отношение меньше (кривые 1 и 2), чем без эжектора (через эжектор уходит газ за счёт перепада давления), зато в конце расчёта эжектор начинает выполнять свою основную функцию – засасывать воздух из окружающей среды.

На рис.4 представлены поля давления в детонационном двигателе в фиксированные моменты времени $t=0.10t_k$, $0.25t_k$, $1.00t_k$. Как видно из приведенных результатов, поток существенно перестраивается при изменении времени. Если в начальные моменты времени ($t=0.1t_k$, $0.25t_k$) масса газа выбрасывается через эжектор, то в последующие моменты ($t>0.5t_k$) воздух из окружающей среды засасывается через эжектор, что создаёт дополнительный положительный суммарный импульс I_3 эжектора (для нашего варианта расчёта 19% при $t = t_k$).

Физические закономерности, отмеченные в результате расчётов

В результате аналитического (этап 1) и численного (этап 2) решения были получены распределения параметров продуктов детонации и воздуха после завершения детонации ($t=t_f$), определены при численном решении положение контактного разрыва и ударной волны в фиксированные моменты времени (для выделенных номеров итераций), а также значения давления продуктов детонации на дно камеры, донный и суммарный размерный импульсы. Определены зависимости этих импульсов по времени за один цикл работы двигателя, характеризующие работу отдельных элементов (цилиндрической, диффузорной и эжекторной частей) двигателя.

Вычисление каждого варианта заканчивалось, как только значение скорости в выходном сечении диффузора становилось отрицательным.

На рис. 2, иллюстрирующем превышение давления в донной части над давлением окружающей среды (в расчётах - атмосферным), начальный участок превышения представляет собой слабо изменяющуюся линию, так как соответствует области покоя продуктов детонации (с постоянным давлением). После прихода в эту область волны разрежения давление у дна камеры начинает падать и становится ниже давления окружающей среды.

Как видно из графика для полного интегрального импульса, а также составляющих полный импульс донного, диффузорного и эжекторного импульсов (рис. 3), он имеет качественно тот же вид, что и в одномерном нестационарном случае. Добавление третьего слагаемого неоднозначно влияет на вид графика, хотя в конечные моменты времени, превышающие $0.5t_k$ расчёта эжектор начинает выполнять свою основную функцию – засасывать воздух из окружающей среды.

На рис. 4 изображены поля давления p/p_0 в три момента времени ($t=0.10t_k$, $0.25t_k$, $1.00t_k$). Первые два момента иллюстрируют отрицательное действие эжектора, когда избыточное давление выдавливает газ наружу. На третьем рисунке газ начинает засасываться.

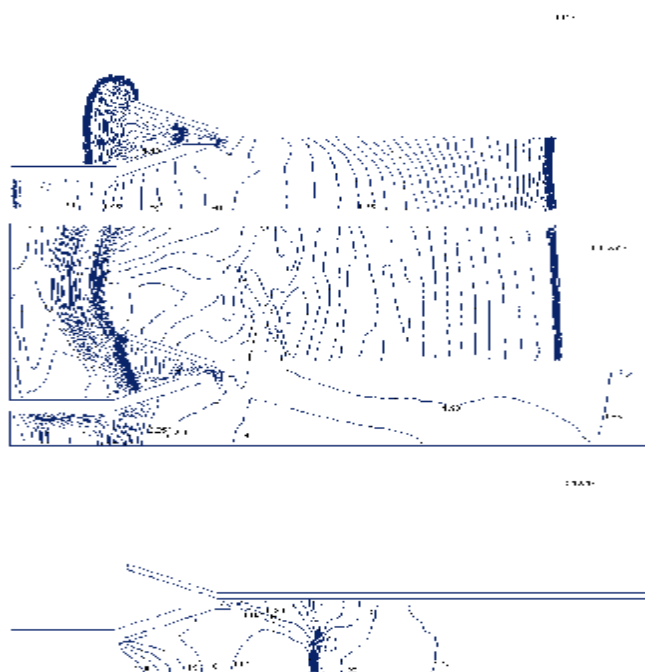


Рис. 4. Поля давления в детонационном двигателе в различные моменты времени

Определение влияния элементов конструкции на тяговые характеристики ПДД в процессе огневых испытаний

Огневые испытания проводились на частотах следования детонационных импульсов 20...30 Гц. В процессе испытаний исследованы несколько вариантов конструкции демонстратора ПДД:

- с цилиндрической ДК внутренним диаметром $d = 25$ мм и длиной $L_{ДК} = 320, 400, 500$ мм;
- с цилиндрической ДК внутренним диаметром $d = 25$ мм и длиной $L_{ДК} = 320, 400, 500$

мм, диффузором с углом раскрытия $\alpha = 30, 40, 45^\circ$;

- с цилиндрической ДК внутренним диаметром $d = 25$ мм и длиной $L_{ДК} = 320, 400, 500$ мм, диффузором с углом раскрытия $\alpha = 30, 40, 45^\circ$, эжектором диаметром $d_{эж} = 56$ мм и длиной $L_{эж} = 85, 170, 255, 340$ мм.

Всего проведено 20 серий огневых экспериментов по 3-5 в каждой серии. В статье приведены результаты исследований, проводимых на рабочей частоте следования детонационных импульсов 30 Гц при постоянном расходе для всех серий.

В качестве основной тяговой характеристики был исследован удельный импульс

$I_y = \frac{P}{\dot{m}_o + \dot{m}_z}$, где $\dot{m}_o + \dot{m}_z$ - массовый расход рабочей смеси.

Кроме этого определялась скорость распространения детонационной волны по длине ДК.

Скорость детонационной волны определена как отношение расстояния к времени прохождения ДВ между датчиками давления 014МТ и составляет $D = (1547,0 - 1739,1)$ м/с. (Расстояние между датчиками составляет 0,2; 0,28; 0,3 м, время прохождения измеряется при помощи цифрового осциллографа АСК-3107).

Основные результаты исследований представлены в виде диаграммы на рис. 5.

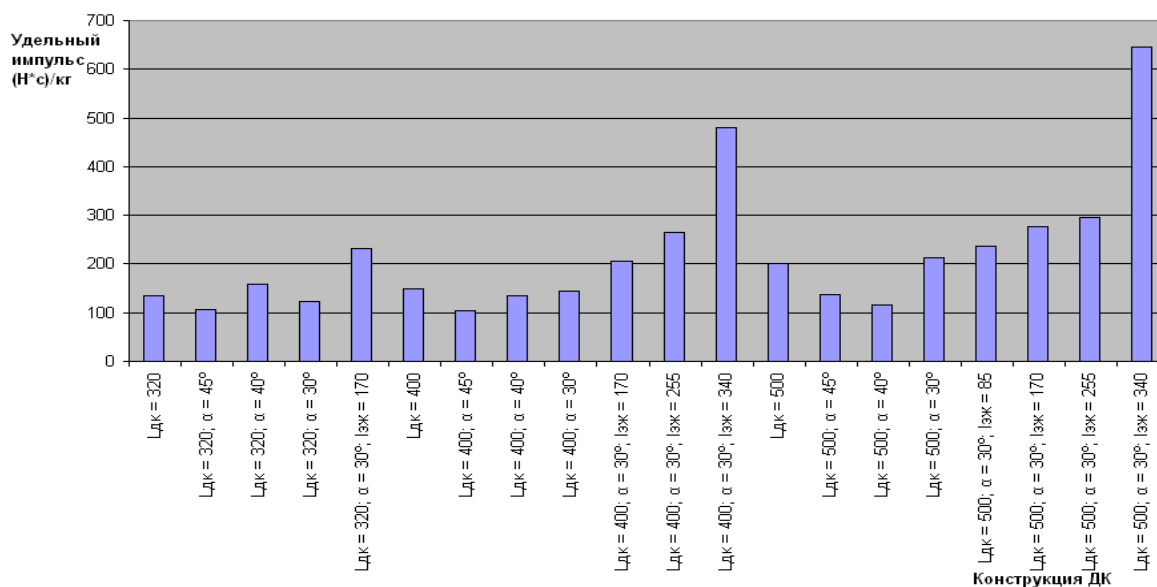


Рис. 5. Диаграмма результатов исследований

В пределах проведенных исследований наибольший прирост удельного импульса тяги при работе демонстратора ПДД в земных статических условиях дают увеличение длины цилиндрической части ДК до 20 калибров и длины эжектора до 6-7 калибров.

Удельный импульс тяги демонстратора ПДД (среднее его значение на измеряемом промежутке времени) достигает необходимых в сравнении с ТРД значений

$I_y = 0,6...0,8 \frac{кН \cdot с}{кг}$ при условии, что длина цилиндрической части ДК составляет 20 калибров, длина эжектора – 6,07 калибра, угол раскрытия диффузора $\alpha = 30^\circ$, при частоте следования детонационных импульсов $f = 30$ Гц и суммарном массовом расходе ком-

понентов 0,0143 кг/с. В этом случае

$$I_y = 0,646 \frac{кН \cdot с}{кг}$$

Наиболее эффективным является диффузор с углом раскрытия не более 30° .

Исследования проводятся в рамках гранта МО РФ.

Библиографический список

1. Белоцерковский, О.М. Численное моделирование в механике сплошных сред / О.М. Белоцерковский. - М.: Наука. - 1984.
2. Гутер, Р.С. Элементы численного анализа и математической обработки результатов опыта / Р.С. Гутер, Б.В. Овчинский. - М.: Наука. - 1970.

3. Исследование и разработка пульсирующих детонационных двигателей для перспективных образцов вооружения и военной техники. Шифр «Почин» (II этап): науч.-техн. отчет ОАО «КБ «Электроприбор». Вып. по Гос. Контр. № 5144 от 31.05.2004. 2005 г.

4. Математическая энциклопедия. -Т.3. М.: Сов. энцикл., 1982.

5. Математический энциклопедический словарь. - М.: Сов. энцикл., 1988.

6. Шевырёв, С.П. Разностные схемы метода Давыдова на произвольной сетке. - Математика. Механика: сб. науч. трудов. / С.П. Шевырёв. - Саратов: Изд-во Сарат. ун-та, 2005. -С. 205-209.

7. Фихтенгольц, Г.М. Курс дифференциального и интегрального исчисления / Г.М. Фихтенгольц.- М.: Наука. - 1970. Т.3.

References

1. Belotserkovsky O.M. Chislennoe modeling in a mechanics of continua. M: Nauka. The main edition of the physical and mathematical literature, 1984.

2. Guter R. S, Ovchinsky B.V. Element of a numerical analysis and mathematical machining of results of experience. - M: Nauka. The main edition of the physical and mathematical literature, 1970.

3. The Technological report of «Electropribor» Design Bureau. «Research and working out of pulsing detonation engine for perspectiv samples of armament and the military engineering», the code «Pochin» (II stage). It is executed on the state contract № 5144 from 31.05.2004. 2005 year.

4. The mathematical encyclopaedia. Volume 3. M: the Soviet encyclopaedia, 1982.

5. The mathematical encyclopaedic dictionary. M: the Soviet encyclopaedia, 1988.

6. Shevyrev S.P. Difference of the circuit design of a method of Davidov on any grid. - Mathematics. Mechanics. The collector of proceedings. Publishing house Saratov Univercity, 2005, page 205-209.

7. Fihntengolts G.M. Kurs differential and integral calculus. Volume III. M: Nauka. The main edition of the physical and mathematical literature, 1970.

AGENCY OF MEMBERS OF THE PULSE DETONATION ENGINE ON THRUST CHARACTERISTICS

© 2009 V. A. Porshnev

«Electropribor» Design Bureau, Saratov

In paper agency of members (depth of the room, a diffusor and an ejector), rendered on tractive characteristics of the pulse detonation engine (PDE) is observed. The essence of computing experiment is stated, its results are resulted. Besides the generalised results of fire tests of demonstrator PDE are resulted.

A detonation wave, a shock wave, a detonation chamber, a diffusor, an ejector, wave front, regime Chepmena-Zhughe

Информация об авторах

Поршнев Владимир Александрович, кандидат технических наук, начальник научно-исследовательского центра ОАО «КБ Электроприбор», г. Саратов, 410065, 2-й Красноармейский тупик, д. 3. E-mail: pva@kbep.ru. Область научных интересов: детонация, детонационный двигатель, конструкция, рабочий процесс, статические и динамические характеристики, испытания.

Porshnev Vladimir Alexandrovich, candidate of technical science, the chief of the research centre, «Electropribor» Design Bureau, 410065, Saratov, 2-i Krasnoarmeiskii Tupik, 3. E-mail: pva@kbep.ru. Area of research: Detonation, a detonation engine, design, working process, static and dynamic characteristics, tests.