

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОБОСНОВАНИЕ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПАРАМЕТРОВ ВНУТРИКАМЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ В ДЕТОНАЦИОННЫХ ДВИГАТЕЛЯХ

© 2006 В.Н. Федоренко

Михайловская военная артиллерийская академия, г. Санкт-Петербург

В работе рассматривается проблема, связанная с расчетом основных газодинамических параметров процессов, протекающих в камере детонационных двигателей (ДД), появившаяся в последнее время в ряде стран, занимающихся их разработкой, как одного из перспективных двигателей для летательных аппаратов.

Проблема, связанная с расчетом основных газодинамических параметров процессов, протекающих в камере детонационных двигателей (ДД), появилась в последнее время в ряде стран, занимающихся разработкой этого перспективного вида двигателей для летательных аппаратов. Решение проблемы сводится к определению параметров газового потока за движущейся в замкнутой с одного конца и заполненной взрывчатой смесью трубе детонационной волной (рисунок 1).

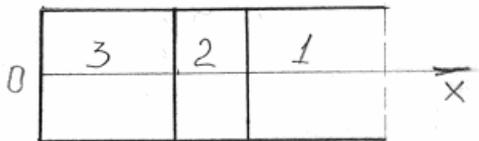


Рис.1. Детонационная труба

1. Постановка задачи. Детонационная волна (ДВ) возбуждается с замкнутого конца трубы длиной l и распространяется по взрывчатой смеси к свободному ее концу (рисунок 2). За ДВ движется падающая волна разрежения (ВР), которая занимает какую-то конечную область трубы в процессе своего движения в каждый момент времени. В момент выхода ДВ из трубы образуется отраженная от свободного конца его ВР, которая в дальнейшем перемещается к замкнутому концу (дну) по области неподвижного газа, образующейся в след за ней. При этом возникает область взаимного влияния падающей и отраженной ВР. После достижения отраженной ВР дна из трубы происходит отток продуктов детонации. Задача заключается в определении газодинамических параметров среды по длине трубы в промежутке времени от начала возбуждения детонации до завершения оттока ее продуктов из трубы.

2. Определение параметров течения

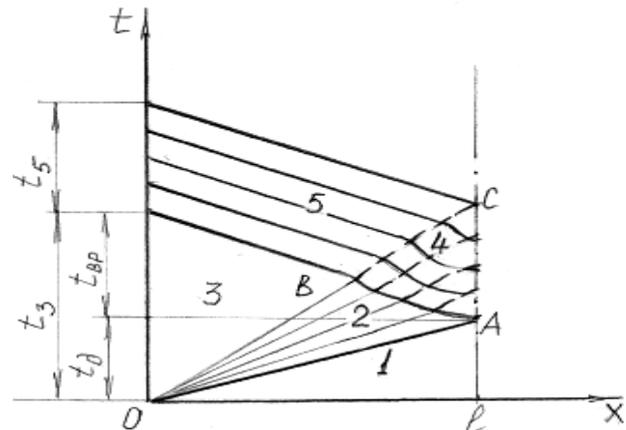


Рис.2. Картина течения газа в трубе на этапе распространения фронта детонации

Труба длиной l заполнена взрывчатой смесью газов с давлением p_1 плотностью ρ_1 , скоростью смеси $v_1 = 0$, отношением теплоемкости $\frac{C_p}{C_v} = \gamma_1$.

Направим ось Ox по оси трубы. Начало отсчета оси y закрытого конца трубы. Открытому концу соответствует значение $x = l$ (рисунок 2).

От закрытого конца трубы по взрывчатой смеси распространяется детонация Чепмена-Жуге. За фронтом детонации находится простая ВР, в которой скорость продуктов детонации убывает до нуля.

Картина течения газа в трубе на плоскости Oxt представлена на рис.2.

На фронте детонационной волны, который движется относительно взрывчатой смеси со скоростью U , выполняется следующее соотношение между параметрами течения газа перед фронтом и непосредственно за ним:

$$\rho_s (v_s - U) = -\rho_1 \cdot U,$$

$$p_s + \rho_s (v_s - U)^2 = p_1 + \rho_1 U^2, \quad (1)$$

$$\frac{(v_s - U)^2}{2} + \frac{\gamma_2}{\gamma_2 - 1} \frac{p_s}{\rho_s} = \frac{U^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\gamma_1 - 1} \frac{p_1}{\rho_1} + q,$$

Область 1 - исходная взрывчатая смесь, в которой еще не произошла химическая реакция.

Прямая ОА - фронт детонации Чепмена-Жуге.

Область 2 - простая центрированная ВР, в которой происходит уменьшение давления, плотности и скорости.

Прямая ОВ - задний фронт ВР.

Область 3 - область покоя в продуктах детонации.

Область 4 - область взаимодействия падающей ВР и отраженной от свободного конца трубы ВР.

Область 5 - область простой ВР, в которой скорость движения продуктов детонации увеличивается, и происходит их отток из трубы.

где γ_i , ρ_i , p_i - отношение теплоемкостей, плотность и давление в области исходной взрывчатой смеси;

γ_s , ρ_s , p_s , v_s - отношение теплоемкостей, плотность, давление и скорость движения продуктов детонации непосредственно за фронтом детонации;

q - количество тепла, которое выделяется при сгорании единицы массы взрывчатой смеси.

Соотношения (1) выражают законы сохранения массы, количества движения и энергии при переходе через фронт детонации.

Для удобства расчетов вводится безразмерная величина h^2 , которая определяется согласно выражения

$$h^2 = 2q \frac{\rho_1}{p_1}. \quad (2)$$

Скорость звука во взрывчатой смеси определяется из зависимости

$$a_1 = \sqrt{\gamma_1 \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (3)$$

Число Маха, связанное с U и a_1 выражением

$$M_1 = \frac{U}{a_1} = U \sqrt{\frac{\rho_1}{\gamma_1 p_1}} \quad (4)$$

удовлетворяет уравнению

$$M_1^4 - 2 \frac{M_1^2}{\gamma_1} \left[\frac{1}{2} h^2 (\gamma_1^2 - 1) + \frac{\gamma_2 - \gamma_1}{\gamma_1 - 1} \right] + \frac{\gamma_2^2}{\gamma_1^2} = 0 \quad (5)$$

и определяется по зависимости

$$M_1 = \sqrt{\frac{1}{\gamma_1} \left[\frac{1}{2} h^2 (\gamma_1^2 - 1) + \frac{\gamma_2^2 - \gamma_1}{\gamma_1 - 1} + \sqrt{\left[\frac{1}{2} h^2 (\gamma_1^2 - 1) + \frac{\gamma_2^2 - \gamma_1}{\gamma_1 - 1} \right]^2 - \gamma_2^2} \right]}. \quad (6)$$

После определения M_1 по зависимости (6) вычисляется скорость движения фронта детонации

$$U = M_1 a_1 = M_1 \sqrt{\gamma_1 \frac{p_1}{\rho_1}}. \quad (7)$$

Параметры движения продуктов детонации непосредственно за фронтом детонации вычисляются по зависимостям

$$p_s = \frac{p_1}{\gamma_2 + 1} (1 + \gamma_1 M_1^2), \quad (8)$$

$$\rho_s = \rho_1 \frac{\gamma_1 (\gamma_2 + 1) M_1^2}{\gamma_2 (1 + \gamma_1 M_1^2)}, \quad (9)$$

$$a_s = \sqrt{\gamma_2 \frac{p_s}{\rho_s}}, \quad (10)$$

$$v_s = U - a_s. \quad (11)$$

В области ВР 2, где скорость продуктов детонации изменяется от v_s на фронте детонации ОА до значения $v = 0$ на заднем фронте ВР ОВ, скорость звука a , плотность ρ и давление p определяются по следующим зависимостям

$$a = a_s + \frac{\gamma_2 - 1}{2} (v - v_s), \quad (12)$$

$$\rho = \rho_s \left[1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v - v_s}{a_s} \right]^{\frac{2}{\gamma_2 - 1}}, \quad (13)$$

$$p = p_s \left[1 + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v - v_s}{a_s} \right]^{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1}}. \quad (14)$$

Скорость v и независимые переменные x и t в области 2 связаны уравнением прямых характеристик в простой центрированной ВР

$$x = [v+q] \cdot t = \left[v + a_s + \frac{\gamma_2 - 1}{2} (v - v_s) \right] \cdot t = \left[\frac{\gamma_2 + 1}{2} v + a_s - \frac{\gamma_2 - 1}{2} v_s \right] \cdot t \quad (15)$$

Отсюда в области центрированной ВР

$$v = \frac{2a_s}{\gamma_2 + 1} \left[\frac{x}{a_s t} + \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v_s}{a_s} - 1 \right] \quad (16)$$

Область простой центрированной ВР определяется соотношением

$$\left[a_s - \frac{\gamma_2 - 1}{2} v_s \right] \cdot t \leq x \leq Ut \quad (17)$$

В области покоя 3 параметра продуктов детонации обозначим через p_3 – давление, ρ_3 – плотность, a_3 – скорость звука, $v_3 = 0$ – скорость продуктов детонации.

Тогда

$$p_3 = p_s \left[1 - \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v_s}{a_s} \right]^{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1}}, \quad (18)$$

$$\rho_3 = \rho_s \left[1 - \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v_s}{a_s} \right]^{\frac{2}{\gamma_2 - 1}}, \quad (19)$$

$$a_3 = a_s - \frac{\gamma_2 - 1}{2} v_s \quad (20)$$

Область покоя 3 определяется соотношением

$$0 \leq x \leq \left(a_s - \frac{\gamma_2 - 1}{2} v_s \right) \cdot t \quad (21)$$

Построенное решение в автомодельных переменных представляется в виде

$$\frac{p}{p_s} = \begin{cases} [f(\xi)]^{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1}}, & \text{если } \xi_* \leq \xi \leq 1; \\ b^{\frac{2\gamma_2}{\gamma_2 - 1}}, & \text{если } 0 \leq \xi < \xi_*; \end{cases} \quad (22)$$

$$\frac{\rho}{\rho_s} = \begin{cases} [f(\xi)]^{\frac{2}{\gamma_2 - 1}}, & \text{если } \xi_* \leq \xi \leq 1; \\ b^{\frac{2}{\gamma_2 - 1}}, & \text{если } 0 \leq \xi < \xi_*; \end{cases} \quad (23)$$

$$\frac{v}{v_s} = \begin{cases} \frac{2}{\gamma_2 + 1} \left[\frac{U}{v_s} \xi + \frac{\gamma_2 - 1}{2} - \frac{a_s}{v_s} \right], & \text{если } \xi_* \leq \xi \leq 1; \\ 0, & \text{если } 0 \leq \xi < \xi_*; \end{cases} \quad (24)$$

где

$$f(\xi) = 1 + \frac{\gamma_2 - 1}{\gamma_2 + 1} \left[\frac{U}{a_s} \xi - \frac{v_s}{a_s} - 1 \right]; \quad \xi = \frac{x}{Ut};$$

$$\xi_* = \frac{1}{U} \left[a_s - \frac{\gamma_2 - 1}{2} v_s \right]; \quad (25)$$

$$b = f(\xi_*) = 1 - \frac{\gamma_2 - 1}{2} \frac{v_s}{a_s}.$$

На рисунках 3, 4, 5 представлены зависимости $\frac{p}{p_s}$; $\frac{\rho}{\rho_s}$; $\frac{v}{v_s}$ от ξ , то есть, представлено решение для определения параметров течения газа в автомодельных переменных.

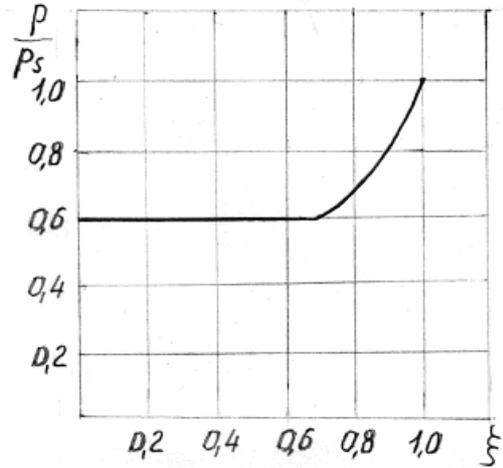


Рис.3. График зависимости $p/p_s(\xi)$

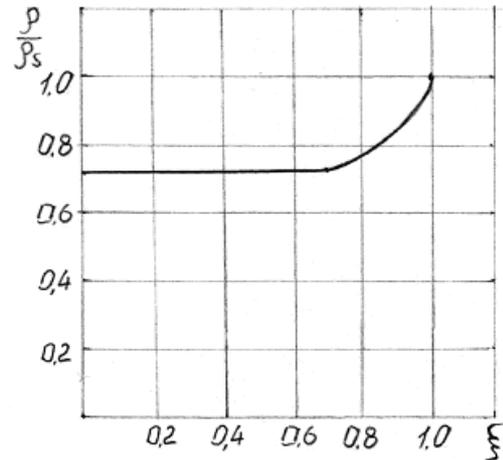


Рис.4. График зависимости $\rho/\rho_s(\xi)$

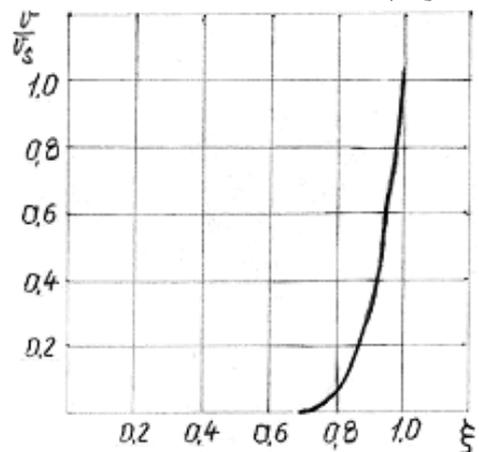


Рис.5. График зависимости $v/v_s(\xi)$

Соотношения (22-24) определяют распределение параметров течения газа в тот момент времени, когда фронт детонационной волны достиг выходного сечения трубы. Эти соотношения служат начальными условиями для численного решения задачи о по-

следующем движении продуктов детонации и определения суммарного импульса который действует на дно трубы за промежуток времени от возникновения детонационной волны до того момента, когда окружающий трубу газ начнет в нее затягиваться.

2. Расчет импульса тяги детонационного двигателя. Из теории жидкостных ракетных двигателей известно, что теоретическое значение тяги может быть определено из зависимости [1,2]

$$F = kA_{кр} p_k, \quad (26)$$

где F – тяга ракетного двигателя;

$A_{кр}$ – площадь проекции критического сечения на днище камеры двигателя;

p_k – давление в камере двигателя;

k – коэффициент, показывающий, во сколько раз тяга ракетного двигателя больше основной ее составляющей ($p_k A_{кр}$).

Произведение ($p_k A_{кр}$) еще называют импульсом давления. Он характеризует качество работы только цилиндрической части камеры двигателя, то есть камеры сгорания без учета качества работы его сопловой части. Подобным образом можно поступить и при расчете тяги детонационного двигателя, поскольку он состоит из детонационной камеры (ДК) (открытой с одного конца трубы) и соплового насадка.

Имея представленный выше математический аппарат можно перейти непосредственно к расчету значения основной составляющей импульса тяги детонационных двигателей, создаваемой только детонационной камерой (влияние соплового насадка на величину импульса в данной статье не рассматривается). Для этого изобразим график изменения избыточного давления на дне детонационной камеры [3].

Дадим необходимые объяснения к графику. Поскольку в детонационном двигателе рабочий цикл периодически повторяется с определенной частотой и является высокостабильным как по давлению, так и по времени для данных рабочей смеси и геометрических размеров ДК, то имеет смысл рассматривать только один рабочий цикл.

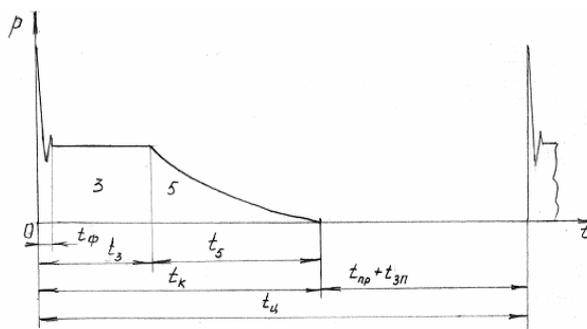


Рис.6. График изменения избыточного давления на дне детонационной камеры

Данный рабочий цикл изображен на рисунке 6, где:

t_ϕ - время существования детонационного фронта у дна ДК;

$t_3 = t_0 + t_\phi$ - время существования области 3 (рис. 2);

t_0 - время прохождения детонационным фронтом пути от точки возникновения до открытого конца ДК;

$t_{\phi p}$ - время прохождения отраженной ВР от открытого конца ДК до дна;

t_5 - время существования области 5 (время истечения продуктов детонации) (рис. 2);

t_k - конечное время детонационного цикла;

$t_{нр} + t_{зн}$ - время продувки ДК и заполнения ее свежей рабочей смесью, то есть время подготовки к следующему детонационному циклу;

t_ζ - время всего рабочего цикла (время следования импульсов).

Для расчета импульса тяги необходимо первоначально определить импульс давления I_p , которым будет являться площадь фигуры ограниченная графиком давления и осями O_p и O_t

$$I_p = \int_0^{t_\phi} p(t) dt + p_3(t_3 - t_\phi) + \int_{t_3}^{t_k} p(t) dt \approx p_3 t_3 + \int_{t_3}^{t_k} p(t) dt \quad (27)$$

Данное приближение можно допустить из условия малости временного интервала $t_\phi \leq 3 \cdot 10^{-5} c \ll t_3$ [4].

Выражение (27) рассчитывается в процессе решения приведенных выше зависимостей (2)...(24).

Теоретическое значение единичного импульса тяги I_1^t определяется формулой

$$I_1^t = I_p A_{дн}$$

Реальное значение импульса тяги определяется из зависимости

$$I_1 = K_n \cdot K_3 \cdot \alpha \cdot I_1^t,$$

где

- K_n коэффициент качества продувки ДК;
 K_3 коэффициент качества заполнения ДК;
 α коэффициент избытка окислителя.

Коэффициенты K_n , K_3 , α определены экспериментально.

3. Результаты расчетов. Для расчетов параметров течения газа в ДК на персональном компьютере на языке «PASCAL» составлена программа, в которой реализован метод Лакса-Вендроффа. Расчеты проводились для компонентов топлива и ДК, на которых проводился натурный эксперимент, включающий 106 детонационных циклов.

Исходные данные для расчета:

компоненты топлива – C_2H_2 + воздух;
длина ДК $l = 0,283$ м;
площадь дна ДК $A_{дн} = 0,0512$ м²;
 $\gamma_1 = 1,4$; $\gamma_2 = 1,28$; $\rho_1 = 1,35$ кг/м³; $h^2 = 60$.

Результаты расчетов:

$M_1 = 5,3087$; $p_s = 23,3476 \cdot 10^5$ Па;
 $\rho_s = 1,7478 \rho_1$; $a_2 = 1451,45$ м/с;
 $v_2 = 1014,54$ м/с; $p_3 = 6,5537 \cdot 10^5$ Па;
 $\rho_3 = 0,7979$ кг/м³; $U = 1762,47$ м/с;

$t_d = 0,0001606$ с; $t_{ep} = 0,0004327$ с;
 $t_3 = 0,0005933$ с; $t_k = 0,0013314$ с;
 $I_1^t = 17,97$ Н·с; $I_1 = 4,2265$ Н·с

(для $K_n = 0,42$; $K_3 = 0,56$; $\alpha = 1,0$).

При этом экспериментальное значение единичного импульса $I_1^g = 3,8475$ Нс.

4. Вывод. Развитая модель достаточно хорошо описывает газодинамические процессы в детонационной ЭСУ.

Список литературы

1. Алемасов В.Е., Дрегалин А.Ф., Тишин А.Н. Теория ракетных двигателей. Изд.4-е. Под ред. В.П. Глушко – М.: Машиностроение, 1989. – 484с.
2. Добровольский М.В. Жидкостные ракетные двигатели. Основы проектирования. М.: Машиностроение, 1968. – 396с.
3. Станюкович К.П. Неустановившиеся движения сплошной среды. Изд. 2-ое. – М.: «Наука», 1971. – 856с.
4. Курант Г., Фридрихс К. Сверхзвуковое течение и ударные волны, 1950. – 347с.

Работа выполнена по гранту Президента РФ № МК-2871.2005.10

THEORETICAL SUBSTANTIATION OF GASODYNAMIC PARAMETERS OF INTERNAL CHAMBER PROCESSES IN DETONATION ENGINES

© 2006 V.N. Fedorets

In the article there is presented a calculation scheme of the main gasodynamic parameters of the processes that take place in the chamber of detonation engines. The solution of this question is in the determination of the parameters of gas stream following the detonation wave in the tube that is blocked at the one side and filled with an explosive mixture at the other side.