

УДК 621.43.056

МЕТОДИКА РАСЧЕТА ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ ПРЯМОТОЧНОГО ДЕТОНАЦИОННОГО ПУЛЬСИРУЮЩЕГО ДВИГАТЕЛЯ

© 2011 В. А. Поршнева

ОАО «КБ Электроприбор», г. Саратов

Рассматривается методика расчета основных параметров прямооточного детонационного пульсирующего двигателя (ПДПД) для малоразмерного беспилотного летательного аппарата. Приведен алгоритм расчета.

Прямоточный детонационный пульсирующий двигатель, основные параметры, коэффициент тяги, коэффициент лобового сопротивления, импульсный детонационный двигатель (ИДД).

Введение

За последние годы во многих странах, особенно в США, стали форсироваться работы по созданию перспективных гиперзвуковых беспилотных летательных аппаратов (БЛА). Уже сейчас можно предположить, что использование в БЛА гиперзвуковых прямооточных воздушно-реактивных двигателей (ГПВРД) или ракетно-прямоточных двигателей позволило бы значительно улучшить их характеристики.

Другим принципиально новым направлением в развитии ракетодвигателестроения является разработка двигателей, работающих на детонационном принципе преобразования энергии рабочего тела.

Расчет основных параметров (тяговых характеристик)

ПДПД относится к классу ВРД прямой реакции. Тяговыми характеристиками ПДПД являются [2]:

- интегральное значение тяги P_u , кН;

$$P_u = I_l \cdot f, \quad (1)$$

где I_l – импульс единичного детонационного процесса, Н·с; f – частота следования детонационных процессов, Гц;

- удельная тяга $P_{y\partial}$ (удельный импульс I_y), Н·с/кг;

$$P_{y\partial} = \frac{P_u}{\dot{m}_e}, \quad (2)$$

где \dot{m}_e – секундный расход воздуха;

$$I_y = \frac{P_u}{\dot{m}_\Sigma}, \quad (3)$$

где \dot{m}_Σ – секундный расход воздуха и горючего, кг·Н/с;

- $c_{y\partial\Gamma}$ – удельный расход горючего:

$$c_{y\partial\Gamma} = \frac{\dot{m}_\Gamma}{P_u} \leq 0,07 - 0,1 \text{ кг/Н·с}, \quad (4)$$

где \dot{m}_Γ – секундный массовый расход горючего, кг/с;

- P_F – лобовая тяга двигателя:

$$P_F = \frac{P_u}{F_{mid}} = 80 - 100 \text{ кН/м}^2, \quad (5)$$

где F_{mid} – площадь миделевого сечения;

- C_P – коэффициент тяги:

$$C_P = \frac{2P_u}{F_{mid} \cdot \rho \cdot V_n^2}, \quad (6)$$

где V_n – скорость полета летательного аппарата; ρ – плотность воздуха на заданной высоте;

- сила лобового сопротивления R_X , кН:

$$R_X = C_X F_{mid} \frac{\rho V_n^2}{2}, \quad (7)$$

где C_X – коэффициент лобового сопротивления;

- избыточная тяга, идущая на разгон ракеты:

$$\Delta P = P_e - R_X = (C_P - C_X) F_{mid} \frac{\rho V_n^2}{2}. \quad (8)$$

Расчет коэффициента лобового сопротивления C_X и коэффициента подъемной силы C_y

При малых углах атаки величины местных коэффициентов давления для тонких слабоизогнутых профилей могут быть вычислены в принятой системе координат [1]:

$$\bar{p}_e = \frac{2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \cdot \frac{dy_e}{dx}, \quad \bar{p}_n = -\frac{2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \cdot \frac{dy_n}{dx}. \quad (9)$$

Учитывая также, что для рассматриваемого класса профилей

$$y_e = y_c + h, \quad y_n = y_c - h, \quad (10)$$

где $y_c(x)$ – уравнение средней линии (дужка профиля), а $h(x)$ – функция, характеризующая симметричное распределение толщины, получаем следующие приближенные выражения для коэффициентов подъемной силы и сопротивления:

$$c_y = \frac{4 \cdot i}{\sqrt{M_1^2 - 1}}, \quad (11)$$

$$c_x = i \cdot c_y + \frac{4}{b \cdot \sqrt{M_1^2 - 1}} \int_0^b \left[i_c'^2 + \left(\frac{dh}{dx} \right)^2 \right] dx. \quad (12)$$

Здесь i_c – угол между касательной к средней линии и хордой.

Коэффициент подъемной силы, так же как и при дозвуковых скоростях, является линейной функцией угла атаки. Наклон зависимости $c_y(i)$ не зависит от формы профиля и определяется только числом Маха набегающего потока

$$\frac{dc_y}{di} = \frac{4}{\sqrt{M_1^2 - 1}} \quad (13)$$

и значительно меньше соответствующей величины для дозвуковых потоков, значение которой в случае несжимаемой жидкости имеет порядок 2π . При возрастании числа M_1 наклон зависимости $c_y(i)$ уменьшается.

Так, при $M_1 = 1,5$ $\frac{dc_y}{di} = 3,58$; при $M_1 = 2$ это значение равно 2,3 и при $M_1 = 4$ оно составляет всего 1,03.

Влияние формы тонкостенного сверхзвукового профиля сказывается только на величине его коэффициента сопротивления, который, согласно (12), можно разбить на три части: сопротивление за счет подъемной силы, за счет кривизны и за счет толщины.

Для ромбовидного профиля $\frac{dy_c}{dx} = 0$, что означает равенство нулю части сопротивления, связанного с кривизной профиля. Производная $\frac{dh}{dx} = \pm tg\omega = \pm \bar{c}$ и, следовательно, часть сопротивления, вызванная толщиной профиля, равна

$$c_{xh} = \frac{4 \cdot \bar{c}^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}}. \quad (14)$$

Суммарное сопротивление ромбовидного профиля

$$c_x = \frac{4 \cdot i^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} + \frac{4 \cdot \bar{c}^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}}. \quad (15)$$

Полагая здесь $i = 0$, получаем выведенную ранее формулу для коэффициента сопротивления ромбовидного профиля при нулевом угле атаки.

Для профиля, образованного из двух дуг круга одинакового радиуса (чечевица),

$$c_x = \frac{4 \cdot i^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}} + \frac{16 \cdot \bar{c}^2}{3 \cdot \sqrt{M_1^2 - 1}}. \quad (16)$$

При $\bar{c} = 0$ выражения (15) и (16) представляют собой формулы для коэффициента сопротивления плоской пластинки. Поэтому выражения для коэффициента сопротивления ромбовидного профиля и чечевицы можно записать соответственно так:

$$c_{x \text{ ромб}} = c_{x \text{ пл}} + \frac{4 \cdot \bar{c}^2}{\sqrt{M_1^2 - 1}}; \quad (17)$$

$$c_{x \text{ чеч}} = c_{x \text{ пл}} + \frac{16 \cdot \bar{c}^2}{3 \cdot \sqrt{M_1^2 - 1}}. \quad (18)$$

Пластинка по сравнению с другими тонкими сверхзвуковыми профилями при том же угле атаки имеет наименьший коэффициент волнового сопротивления. В общем случае добавочное слагаемое к коэффициенту волнового сопротивления пластинки для данного профиля зависит от его относительной толщины $\bar{c} = c/b$ и его кривизны.

Результаты экспериментального исследования ромбовидного несимметричного профиля с относительной толщиной $\bar{c} = 10\%$ в сверхзвуковом потоке с числом $M_1 = 2,13$ подтверждают наличие во всем исследованном диапазоне углов атаки, линейного характера зависимости $c_y(\alpha)$. При этом экспериментальная зависимость коэффициента подъемной силы от угла атаки оказывается несколько более пологой, чем теоретическая, посчитанная по формуле (11).

Экспериментально подтвержден также и полученный теоретически, в соответствии с формулой (12), квадратичный характер зависимости коэффициента сопротивления от угла атаки. Сами величины коэффициентов c_x оказываются при этом весьма близкими к их расчетным значениям.

Аналогичное сравнение результатов расчета и эксперимента для чечевицеобразного профиля с тем же значением относительной толщины $\bar{c} = 10\%$ и при том же числе Маха набегающего потока приведено в [1] и целиком подтверждает общность сделанных выводов о соответствии между теоретическими и опытными данными. Так же, как и при продувках ромбовидного профиля, экспериментальная зависимость $c_y(\alpha)$ для чечевицеобразного профиля остается практически линейной во всем исследованном диапазоне углов атаки, вплоть до $\alpha \approx 30^\circ$.

В этой связи чрезвычайно интересно отметить, что линейный характер зависимости $c_y(\alpha)$ для симметричного дозвукового профиля той же относительной толщины ($\bar{c} = 10\%$) при обтекании его при малых числах $M_1 < 1$ остается справедливым только до $\alpha \approx 10^\circ$, а при $\alpha \approx 12^\circ$ коэффициент подъемной силы дозвукового профиля достигает максимального $dc_y/d\alpha = 0$ значения.

Сравнение расчетного и экспериментального распределения давлений по чечевицеобразному профилю при различных углах атаки и $M_1 = 2,13$ приведено в [1]. На нижней поверхности профиля теоретические и опытные данные по распределению давления практически полностью совпадают между собой при всех углах атаки. Это связано с относительно небольшим влиянием вязкости на косой скачок, поскольку он здесь возникает у передней кромки профиля, где толщина пограничного слоя еще очень мала.

Иначе обстоит дело на верхней поверхности, где взаимодействие образующегося вблизи задней кромки косого скачка происходит уже с максимально развитым пограничным слоем. В результате этого взаимодействия и возникающего здесь отрыва пограничного слоя экспериментальное разрежение у задней кромки профиля становится меньше теоретического. С увеличением угла атаки скорость перед косым скачком увеличивается, соответственно увеличивается и разница между расчетной и экспериментальной эпюрой давлений на верхней части профиля и расширяется вверх по потоку область поверхности, где эта разница наблюдается.

Однако даже существенное изменение в распределении давления по верхней поверхности профиля весьма слабо сказывается на величинах c_y и c_x . Это является следствием того, что в сверхзвуковом потоке, в отличие от дозвукового, интегральная величина равнодействующей сил давления определяется в основном не разрежением на верхней поверхности профиля, а повышением давления на его нижней поверхности.

Расчет импульса единичного детонационного процесса I_I на основе использования результатов математического моделирования внутрикамерных процессов

Импульс единичного детонационного процесса в данном случае определяется из результатов вычислительного эксперимента, в процессе которого решается система уравнений газовой динамики идеального газа в двумерной постановке.

Представим эти системы для случаев плоской и осевой симметрии.

Плоская симметрия:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} &= 0, \\ \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial((e + p)u)}{\partial x} + \frac{\partial((e + p)v)}{\partial y} &= 0, \\ p &= (\kappa - 1)\rho e, \\ E &= e + \frac{u^2 + v^2}{2}. \end{aligned} \right\} (19)$$

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 теплоемкостей;
- Осевая симметрия:

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho v)}{\partial r} &= -\frac{\rho v}{r}, \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(p + \rho u^2)}{\partial x} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial y} &= -\frac{\rho uv}{r}, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho uv)}{\partial x} + \frac{\partial(p + \rho v^2)}{\partial y} &= -\frac{\rho v^2}{r}, \\ \frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \frac{\partial((e+p)u)}{\partial x} + \frac{\partial((e+p)v)}{\partial y} &= -\frac{(e+p)v}{r}, \\ p &= (\kappa - 1)\rho e, \\ E &= e + \frac{u^2 + v^2}{2}. \end{aligned} \right. \quad (20)$$

Здесь t, x, r - независимые переменные.

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

Расчет импульса единичного детонационного процесса I_{II} с использованием приведенного импульса давления

ПДПД является разновидностью ИДД, следовательно, результаты исследований, приведенные для ИДД, могут быть использованы в методике расчета основных параметров ПДПД. Импульс I_I идеального ИДД определяется произведением приведенного импульса давления на площадь тягового днища. Исследования по определению приведенного импульса давления I_{II} проводились рядом научно-исследовательских лабораторий и научно-исследовательских институтов, в частности, Институтом химической физики РАН и Стэнфордским университетом. Результаты исследований приведены на рис. 1, 2, 3, 4.

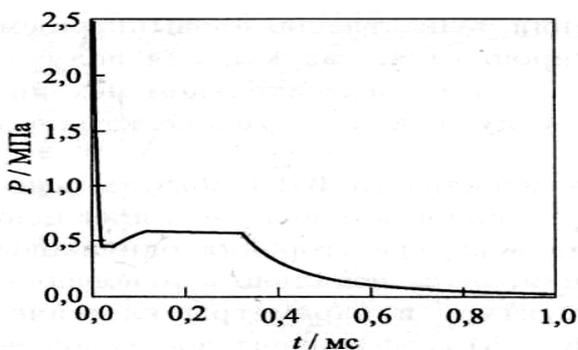


Рис. 1. Расчетная динамика изменения давления на тяговой стенке идеального ИДД длиной 200 мм (стехиометрическая водородно-воздушная смесь)

Из рис. 1 видно, что начальный пик давления соответствует инициированию де-

тонации. Постоянное давление на стенке держится до тех пор, пока волна разрежения, возникшая на срезе сопла после выхода детонационной волны в атмосферу, не достигнет тяговой стенки.

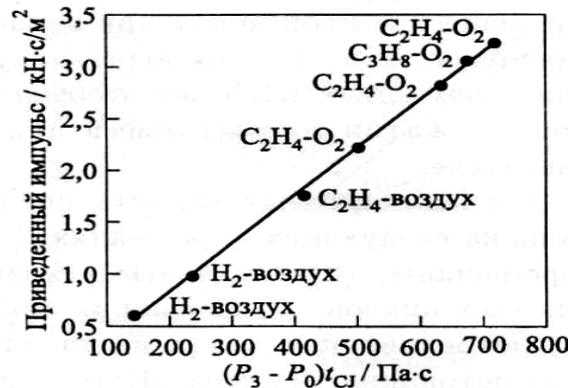


Рис. 2. Приведенный импульс идеального ИДД, работающего на разных горючих смесях

Точки на рис. 2 получены в результате численного решения нестационарной одномерной задачи. Аппроксимация прямой: $I_{II} = 4,65(p_3 - p_0) t_{CJ}$. Несколько точек для одинаковых смесей соответствуют разным длинам камеры сгорания ИДД.

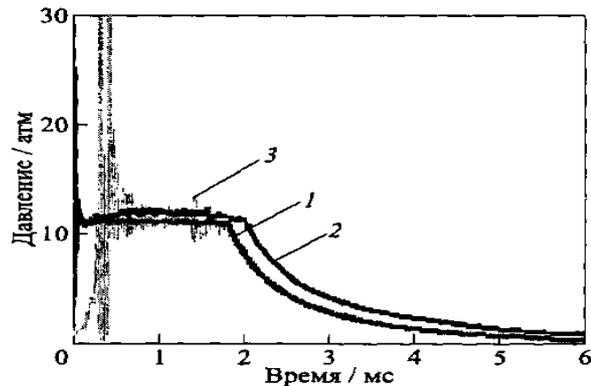


Рис. 3. Сравнение расчетных кривых давления на тяговой стенке идеального ИДД, работающего на этилено-кислородной смеси, полученных с помощью двухступенчатого кинетического механизма (1), детального кинетического механизма (38 реакций) (2) и измерений (3) на ИДД Стэнфордского университета

На рис. 4, а показаны кривые давления для четырех ТВС: водородно-воздушной, ацетиленовоздушной, этиленовоздушной и пропановоздушной. Для водородно-воздушной смеси значения давления на горизонтальном участке кривой (плато) $p_3 = 6,2$ атм. Это значение на 5% превышает аналитическую оценку (5,9 атм). Из рисунка также видно, что для углеводородно-воздушных смесей расчетные значения p_3 отличаются не более чем на 2%. Для рассмотренных нами

углеводородных топлив расчетное среднее значение p_3 (6,75 атм) хорошо согласуется с аналитической оценкой (6,85 атм).

На рис. 4,б показаны кривые полного импульса идеального ИДД. Как и следовало ожидать, полный импульс идеального ИДД,

работающего на водородно-воздушной смеси, приблизительно на 25% ниже импульса идеального ИДД, работающего на углеводородно-воздушных смесях.

Последовательность расчета основных параметров ПДПД представлена на рис.5.

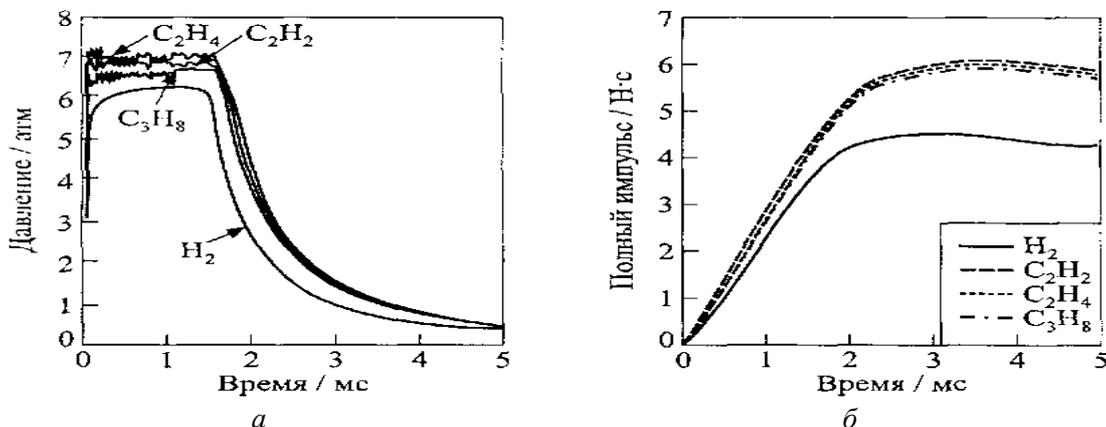


Рис. 4. Расчетные кривые давления на тяговой стенке идеального ИДД для разных стехиометрических ТВС (а) и расчетные кривые импульса для идеального ИДД, работающего на разных топливах (б)

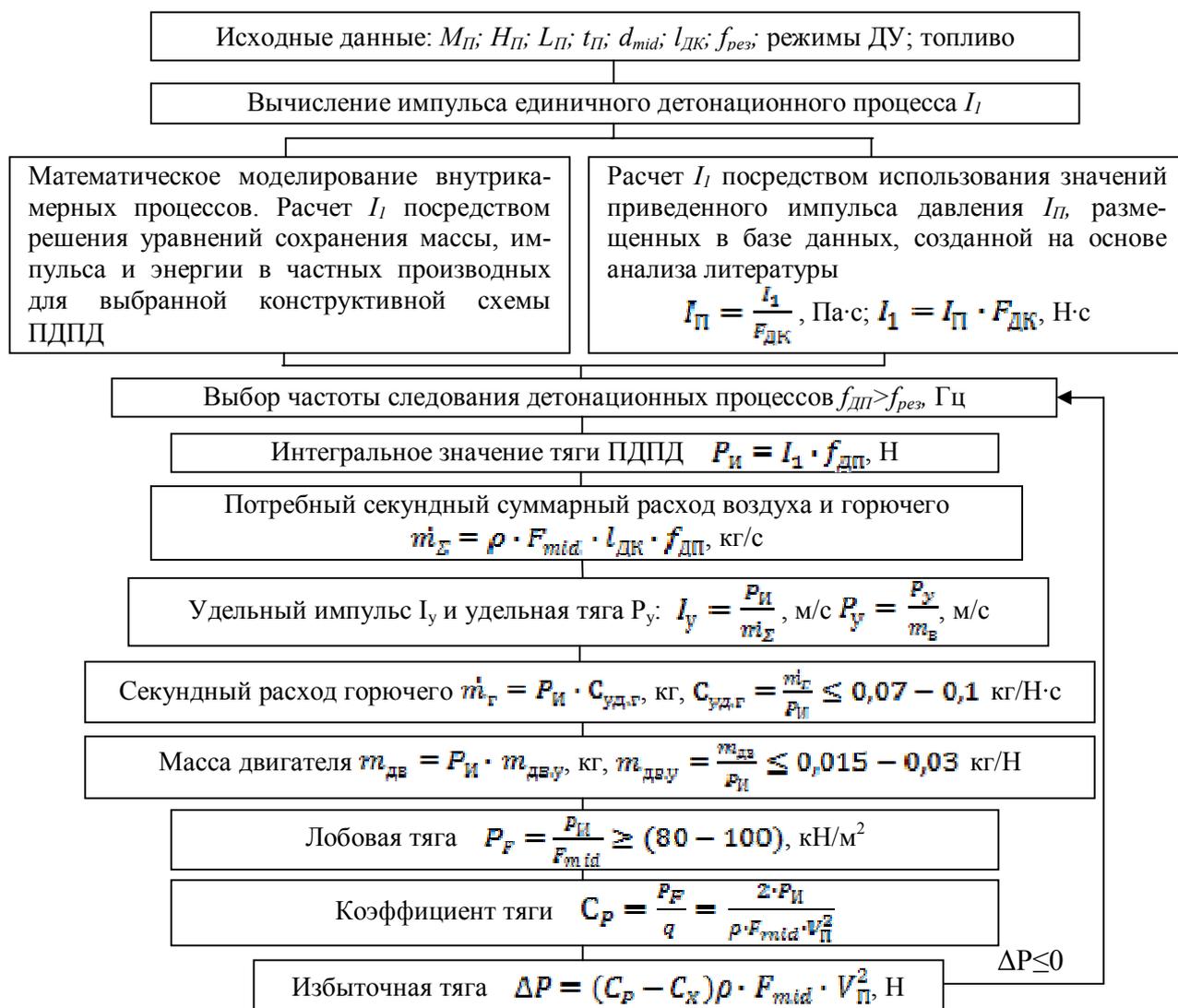


Рис. 5. Алгоритм расчета основных параметров ПДПД:

$M_{П}$ – число Маха полета; $H_{П}$ – высота полета; $L_{П}$ – дальность полета; $t_{П}$ – время полета; d_{mid} – диаметр миделевого сечения; $l_{ДК}$ – длина детонационной камеры; $f_{рез}$ – резонансная частота летательного аппарата

Заключение

В данной статье приведена методика расчета основных параметров прямого детонационного пульсирующего двигателя для малоразмерного беспилотного летательного аппарата с использованием вычислительного эксперимента и значений приведенного импульса давления. В процессе вычислительного эксперимента определяется величина импульса единичного детонационного процесса. База данных приведенного импульса давления создается по результатам анализа отечественной и зарубежной литературы.

Библиографический список

1. Абрамович, Г.Н. Прикладная газовая динамика [Текст]: изд. 3-е., перераб. и доп. / Г.Н. Абрамович – М.: Наука, 1969. – 824 с.
2. Алемасов, В.Е. Основы теории физико-химических процессов в тепловых двигателях и энергетических установках [Текст]: учеб. пособие для вузов / В.Е. Алемасов, А.Ф. Дрегалин, А.С. Черенков – М.: Химия, 2000. – 520 с.
3. Импульсные детонационные двигатели / под ред. С.М. Фролова – М.: ТОРУС ПРЕСС, 2006. – 592 с.
4. Иностранные авиационные двигатели, 2005 [Текст]: справочник ЦИАМ/ общ. ред. В.А. Скибин, В.И. Солонин – М.: Изд-во. Дом «Авиамир», 2005. – 592 с.

DESIGN PROCEDURE OF FUNDAMENTAL PARAMETERS OF THE DIRECT-FLOW DETONATION PULSING ENGINE

© 2011 V. A. Porshnev

JSC «KB Electropribor»

The design procedure of fundamental parameters of the direct-flow detonation pulsing engine (DDPE) for small dimensional the pilotless flying machine is considered. The algorithm of calculation is presented.

The direct-flow pulse detonation engine, fundamental parameters, thrust coefficient, front resistance coefficient, impulse detonation engine (IDE).

Информация об авторах

Поршнеv Владимир Александрович, кандидат технических наук, начальник научно-исследовательского центра ОАО «КБ Электроприбор», г. Саратов. E-mail: pva@kber.ru. Область научных интересов: системный анализ, энергосиловые установки летательных аппаратов, детонация, гиперзвук.

Porshnev Vladimir Aleksandrovich, Candidate of technical Sciences, Head of Sciences Centre of JSC «KB Electropribor», Saratov. E-mail: pva@kber.ru. Area of research: direct-flow detonation pulsing engine.