УДК 532.5

АНАЛИТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ АВТОКОЛЕБАНИЙ ПЛОСКОГО ПРЕДОХРАНИТЕЛЬНОГО КЛАПАНА

© 2010 В.Я. Свербилов[1], Г.М. Макарьянц[1], М.В. Макарьянц[2], Д.М. Стадник[1]

[1] Самарский государственный аэрокосмический университет
[2] Федеральное государственное унитарное предприятие "Государственный научно-производственный ракетно-космический центр "ЦСКБ-Прогресс", г. Самара

Поступила в редакцию 15.12.2009

В статье представлена аналитическая модель динамики плоского предохранительного клапана. При разработке модели учитывалось влияние скорости перемещения тарели на газодинамические параметры истекающего потока. Модель позволяет определять наличие автоколебаний в клапане на этапе его проектирования.

Ключевые слова: плоский клапан, аналитическое моделирование, подъёмная сила.

Определению аэродинамической подъемной силы, действующей на тарель клапана, посвящено много работ, большая часть которых носит прикладной характер и относится к изучению динамики регуляторов давления [1, 2, 3, 4, 5].

Так как законы распределения давления в щели и на поверхности мало изучены, то аэродинамические силы определяют обычно экспериментально [1], используя в расчетах коэффициент φ подъемной силы

$$P_{аэр} = \varphi(p_1 - p_a)F_1. \quad (1)$$

Величина коэффициента подъемной силы φ зависит от формы тарели клапана, высоты подъема, отношения давлений до и после дросселирующего сечения, диаметра седла и т.д.

В некоторых работах [2, 5] отдельно выделяются статическая и динамическая составляющие подъемной силы в виде:

$$P_{аэр} = P_{ст} + P_{дин}, \quad (2)$$

где $P_{дин} = \psi F_1 \dfrac{\rho W^2}{2}$.

Коэффициент ψ зависит от угла выхода потока из дросселирующей щели.

В работе [2] приводятся значения φ для клапанов различной конфигурации при изменении h/d_1 от $0,1$ до $0,4$ и получена эмпирическая зависимость $\varphi = \varphi(h/d_1)$. В работе [1] исследовалось действие потока воздуха на тарель клапана при малых $h/d_1 \le 0,1$. Установлено, что давление на входе не меняется вдоль радиуса тарели и практически не отличается от давления в ёмкости.

Однако, в процессе свободного движения тарели в потоке обтекающего её газа необходимо учитывать влияние скорости движения тарели на величину подъемной силы. В этом случае коэффициент φ подъемной силы представляет собой нелинейную функцию не только геометрических параметров и параметров режима течения, но и других переменных состояния: высоты подъема и скорости течения.

Рассмотрим свободное движение тарели клапана с учетом зависимости коэффициента подъемной силы от высоты подъема тарели.

Уравнение движения тарели клапана при отсутствии трения запишем в виде:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} = \varphi F_1(p_1 - p_a) - \left(P_{пр0} + Jx\right). \quad (3)$$

Анализ свободного движения тарели проведем, используя линеаризованное уравнение при помощи формулы Тейлора, раскладывая нелинейную функцию φ по степеням малых приращений:

$$M\delta\ddot{x} + \left[J - \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)F_1\left(p_1 - p_a\right)\right]\delta x = \varphi F_1 \delta p_1 - \varphi F_a \delta p_a. \quad (4)$$

Переходя к относительным значениям параметров и коэффициентов, имеющих размерность времени, и принимая $\delta p_a = 0$, получим уравнение в операторной форме:

$$\left(T_2^2 s^2 + 1\right)\tilde{x} = K_2 \tilde{p}_1, \quad (5)$$

где $T_2^2 = \dfrac{M}{J - (d\varphi/dx)F_1\left(p_1 - p_a\right)}$,

Свербилов Виктор Яковлевич, кандидат технических наук, доцент кафедры "Автоматические системы энергетических установок". E-mail: v.sverbilov@mail.ru.
Макарьянц Георгий Михайлович, кандидат технических наук, доцент кафедры "Автоматические системы энергетических установок". E-mail: mak-georgy@yandex.ru.
Макарьянц Михаил Викторович, начальник отдела.
Стадник Дмитрий Михайлович, студент. E-mail: @mail.ru

$$K_2 = \frac{\varphi F_1}{J - (d\varphi/dx) F_1 (p_1 - p_a)} \frac{p_1}{x}.$$

Переходная функция тарели клапана определяется временной характеристикой $x = x(t)$, значение которой можно получить, воздействуя на тарель единичным импульсом $p_1 = 1(t)$ при нулевых начальных условиях $x = \dot{x} = \ddot{x} = 0$. Решение уравнения (5) зависит от знака и величины постоянной времени T_2^2.

Случай 1.

$$T_2^2 > 0, \; x = K_2 \left[1 - (\cos t / T_2)\right]. \quad (6)$$

В этом случае тарель будет совершать незатухающие гармонические колебания (рис. 1, кривая 2) с амплитудой $K_2 x$ и собственной частотой

$$f = \frac{1}{2\pi T_2} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{J}{M} - \frac{d\varphi}{dx} \frac{F_1 (p_1 - p_a)}{M}}. \quad (7)$$

Как следует из формулы (7), собственная частота колебаний существенно зависит от скорости и характера нарастания подъемной силы клапана. При $df/dx > 0$ частота колебаний увеличивается при уменьшении массы подвижных частей и рабочего давления; при $df/dx < 0$ частота колебаний клапана увеличивается с ростом давления p_1.

Расчеты собственной частоты колебаний клапанов, имеющих различные формы (типы) тарелей (конус, тарель, шарик и др.), показали, что использование приближенного коэффициента подъемной силы клапана приводит к ошибкам в определении собственной частоты колебаний клапана примерно в 2 раза.

Случай 2.

$$T_2^2 = 0, \; \tilde{x} = K_2 \tilde{p}_1. \quad (8)$$

В этом случае движение клапана протекало бы идеально (прямая 5). Такой клапан обладал

Рис.1. Переходные функции клапана при свободном движении:
1 – “зависание клапана”, 2 – незатухающие гармонически колебания, 3 – клапан недодемпфирован, 4 – клапан передемпфирован, 5 – идеальная характеристика

бы параметрами $J \to \infty; M \to 0; (d\varphi/dx) \to \infty$, что практически не осуществимо.

Случай 3.

$$T_2^2 < 0, \; \tilde{x} = -K_2 \left[(ch\tau / T_2') - 1 \right], \text{ где } T_2' = iT_2. \quad (9)$$

Клапан находится в неустойчивом равновесии и после нарушения равновесия двигается на расчетную высоту. Быстродействие определяется величиной T_2', а зависание клапана – неравенством

$$J - (d\varphi/dx) F_1 (p_1 - p_a) < 0. \quad (10)$$

Это условие должно выполняться при любом значении x (рис. 1, кривая 1).

При составлении математической модели рассматриваемого взаимодействия примем следующие допущения:

- тарель, плоская пластина, обладает только одной степенью свободы – в направлении оси набегающего потока;
- жидкость – идеальный газ;
- входной импеданс отводящей присоединенной системы равен нулю ($p_a = const$).

В общем случае тарель имеет собственную динамическую жесткость, которая может быть представлена механическим импедансом

$$Z_M(S) = \frac{\delta \tilde{P}_\Sigma}{\delta \tilde{x}}, \quad (11)$$

где $\delta \tilde{P}_\Sigma$ – изображение по Лапласу равнодействующей внешних сил, действующих на тарель в направлении оси x.

Акустические характеристики подводящей магистрали со стороны набегающего потока определяется её входным импедансом в сечении $1-1$ (рис. 2):

$$Z_1(s) = \frac{\delta P_1}{\delta G_1}. \quad (12)$$

Сечение $1-1$ расположено достаточно близко от пластины, чтобы можно было пренебречь гидравлическими потерями и инерционностью потока на этом участке. Площадь сечения $1-1$ достаточно велика в сравнении с максимальной площадью дросселирующего сечения

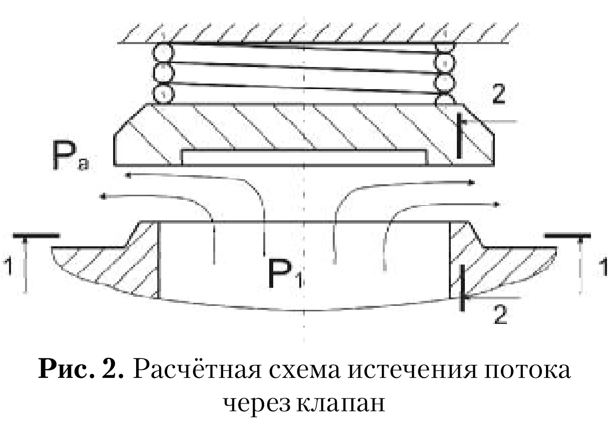

Рис. 2. Расчётная схема истечения потока через клапан

$2-2$, то есть число Маха $M_1 << 1$ даже при установлении критического режима течения в сечении $2-2$.

Для определения связи между переменными уравнений (11) и (12) используем уравнение неразрывности и изменения количества движения.

Уравнение неразрывности потока между сечениями $1-1$ и $2-2$ с учетом движения тарели имеет вид:

$$G_1 = G_2 + F_1\rho_1 \frac{dx}{dt}. \qquad (13)$$

Отсюда скорость потока в сечении $1-1$:

$$V_1 = \frac{G_1}{F_1\rho_1} = \frac{G_2}{F_1 P_1} + \frac{dx}{dt}. \qquad (14)$$

Полагая, что скорость потока в сечении $2-2$ направлена перпендикулярно оси x, запишем уравнение количества движения среды, ограниченной стенкой подводящего канала, сечениями $1-1$ и $2-2$ и плоскостью тарели:

$$P_\Sigma = F_1(p_1 - p_a) + G_1(V_1 - \frac{dx}{dt}). \qquad (15)$$

Подставляя в последнее выражение уравнение (13) и (14), получим силу воздействия среды на тарель в виде:

$$P_\Sigma = F_1(p_1 - p_a) + G_2(\frac{G_2}{F_1 P_1} + \frac{dx}{dt}). \qquad (16)$$

Расход газа через дросселирующее сечение $2-2$ выражается формулами Сен – Венана - Ванцеля:

$$G_2 = \mu_2 f_2 p_1 \sqrt{\frac{2}{RT_0}\frac{k}{k-1}\left[\left(\frac{p_a}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p_a}{p_1}\right)^{\frac{k+1}{k}}\right]},$$

при $\dfrac{p_a}{p_1} > \beta_{кр}$, (17)

$$G_2 = \mu_2 f_2 p_1 \sqrt{\frac{k}{RT_0}}\left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k+1}{2(k-1)}},$$

при $\dfrac{p_a}{p_1} \le \beta_{кр}$. (18)

При малом перепаде давлений ($p_a / p_1 > \beta_{кр}$) расход газа можно определять по более простой формуле:

$$G_2 = \mu_2 f_2 \sqrt{2\rho_a(p_1 - p_a)}. \qquad (19)$$

Критическое отношение давлений $\beta_{кр}$, при котором достигается наибольший весовой расход, определяется конфигурацией проточной части.

В соответствии с рекомендациями в работе [1] можно принять $\beta_{кр} = 0{,}945(\beta_{кр})_c$ при $x/d < 0.25$ или $\beta_{кр} = 0{,}57(\beta_{кр})_c$ для $x/d \ge 0.25$, где $(\beta_{кр})_c = \left(\dfrac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}}$ – критическое отношение давлений, соответствующее соплу Лаваля.

Подставляя выражение для расхода G_2 в уравнение (16), получим замкнутую систему уравнений (11), (12) и (16), описывающую свободное движение тарели в потоке рабочей среды при заданных динамической жесткости тарели $Z_M(s)$ и акустической характеристики потока $Z_1(s)$ в сечении $1-1$.

Рассмотрим простейший вариант данной системы в сосредоточенных параметрах: тарель массой M подвешена на упругой связи, обладающей жесткостью J и линейным демпфированием D. На входе расположена пневматическая ёмкость V. Расход газа устанавливается дросселем на входе в ёмкость F_0 со сверхкритическим перепадом давления.

Полагая, что состояние газа в ёмкости изменяется по политропическомы закону, можем записать:

$$C\frac{dp_1}{dt} = G_0 - G_1, \qquad (20)$$

где $C = \dfrac{V}{nRT_0}$ – пневматическая ёмкость.

Уравнение равновесия пластины, как динамического звена с сосредоточенными параметрами M, J, D представим в виде:

$$M\frac{d^2x}{dt^2} + D\frac{dx}{dt} + Jx + P_0 - P_\Sigma = 0. \qquad (21)$$

При сверхкритическом перепаде давления $p_a/p_1 < \beta_{кр}$, полагая $G_2 = Axp_1$, из соотношений (16) и (20) получим:

$$P_\Sigma = (p_1 - p_a)F_1 - Axp_1\left(\frac{A}{F_1}x + \frac{dx}{dt}\right), \qquad (22)$$

$$C\frac{dp_1}{dt} = G_0 - Axp_1 - F_1\rho_1\frac{dx}{dt}. \qquad (23)$$

Полученная система уравнений (21), (22) и (23) описывает свободное движение системы тарель–ёмкость с учетом изменения количества движения. Её исследование с использованием Matlab/Simulink проведено ниже.

Исследование динамических процессов проводилось с использованием программного комплекса Matlab/Simylink. В качестве математической модели рассмотрены два варианта:

1) математическая модель с известным распределением давления по поверхности пластины (с известным коэффициентом подъемной силы, определенным экспериментально);

2) модель с неизвестной подъемной силой, построенная с учетом изменения количества движения.

В тех случаях, когда отсутствуют достаточные экспериментальные данные о величине подъемной силы, целесообразно использовать модель (рис. 3). Математическая модель подвижного блока учитывает возможность соударений клапана и седла и приведена на рис. 4.

С помощью модели исследовалось влияние демпфирования подвижного блока и гидравлического сопротивления на входном участке.

Исходные данные для расчета приведены в табл. 1.

На рис. 5 показаны графики изменения высоты подъема тарели над седлом (рис. 5а) и давления в ёмкости (рис. 5б) по времени при постоянном расходе газа. Как следует из рис. 5а, при малом гидравлическом сопротивлении ($R \le 10^4$ $Па \cdot c/кг$) при открытии клапана устанавливаются незатухающие колебания с амплитудой, равной величине x_0. Эти колебания сопровождаются колебаниями давления P_1 в ёмкости.

При увеличении гидравлического сопротивления на входе в клапан амплитуда колебаний уменьшается. При $R = 2 \cdot 10^4$ $Па \cdot c/кг$ колебания становятся незатухающими.

На рис. 6 показано влияние коэффициента демпфирования подвижного блока на динамические свойства системы. При отсутствии демпфирования ($\zeta = 0$) в системе устанавливаются незатухающие автоколебания. С ростом ζ колебания затухают, и процесс стабилизируются.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Бугаенко В.Ф.* Пневмоавтоматика ракетно-космических систем. М.: Машиностроение, 1979. 168 с.
2. *Кондратьева Т.Ф.* Предохранительные клапаны. Л.: Машиностроение, 1976. 232 с.
3. *Дмитриев В.Н., Градецкий В.Г.* Основы пневмоавтоматики. М.: Машиностроение, 1973. 360 с.
4. *Цай Д.Г., Касиди Е.Ц.* Динамические характеристики воздушного редуктора давления // Труды Американского общества инженеров механиков. (пер. с англ.). Серия Д. 1961. № 2. С. 57-80.

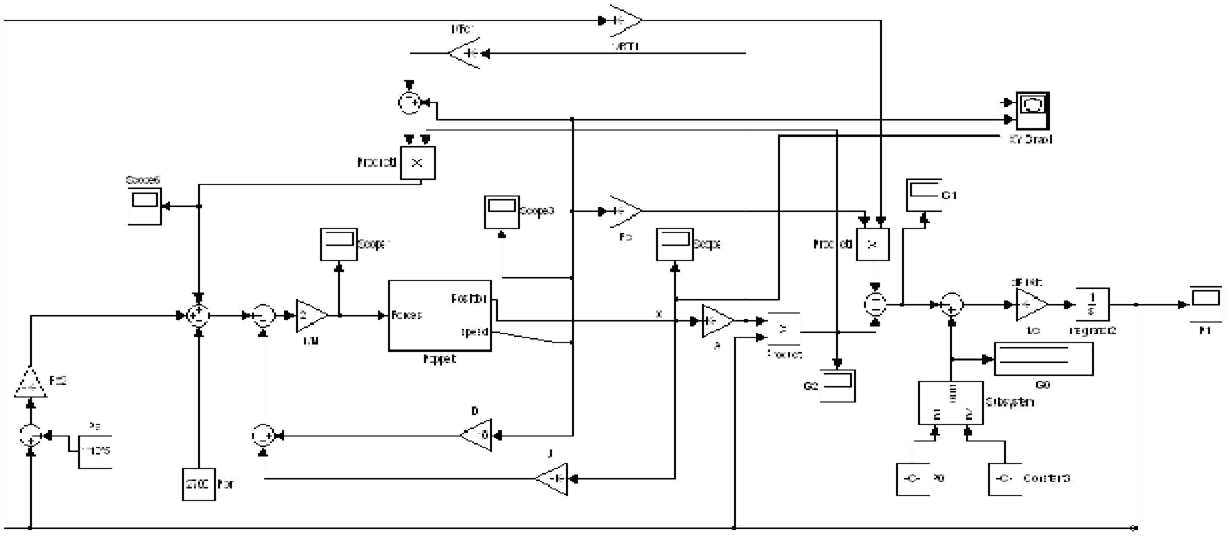

Рис. 3. Модель движения тарели с учетом изменения количества движения потока рабочей среды

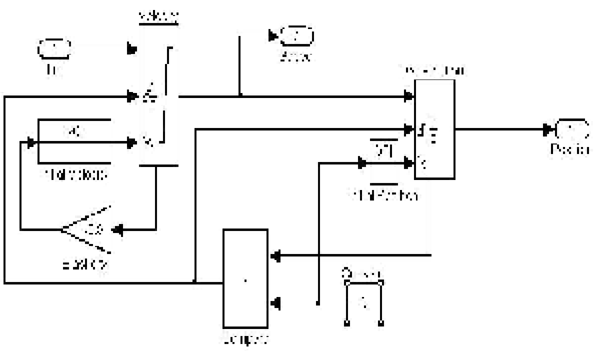

Рис. 4. Модель механического звена системы

Таблица 1. Исходные данные

Масса	M	*0,5кг*
Жесткость пружины	y	$20 \cdot 10^3$ $Н/м$
Площадь седла	F_1	$0,007235$ $м^2$
Усилие пружины	$P_{пр0}$	*2700Н*
Давление перед расходной шайбой	P_0	*0,9МПа*
Давление на выходе	P_a	*0,1МПа*
Коэффициент расхода	μ	*0,6*

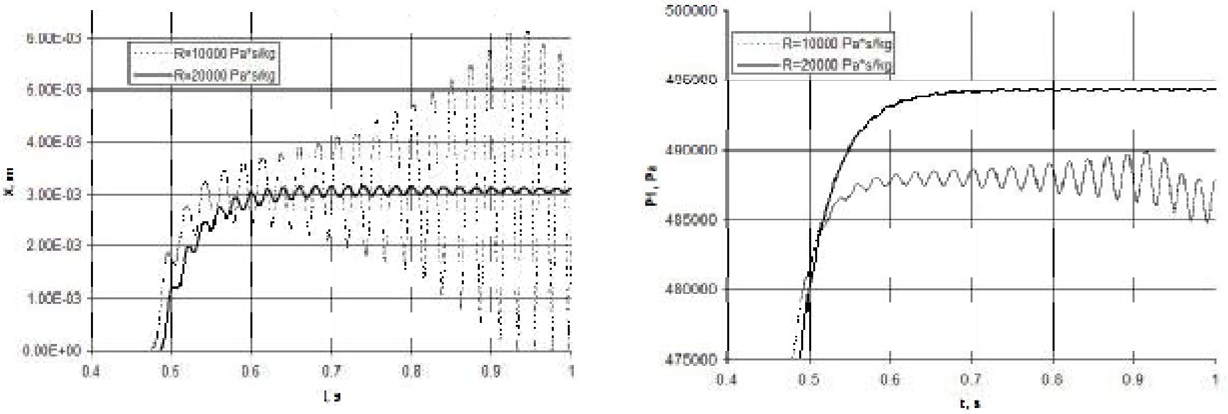

Рис. 5. Влияние гидравлического сопротивления на входном участке на динамику системы: а – на изменение высоты подъема тарели; б – на изменение давления в ёмкости

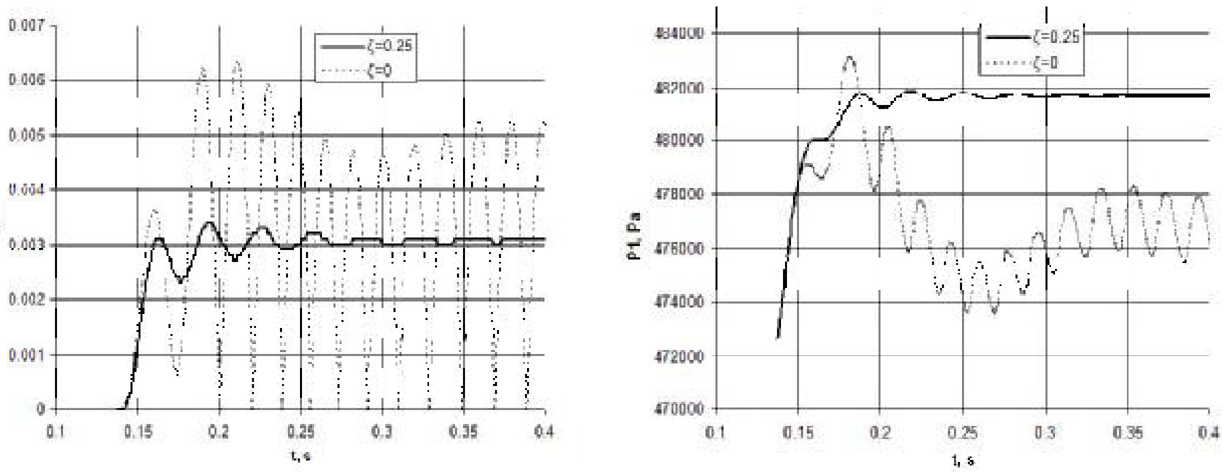

Рис. 6. Влияние линейного демпфирования подвижного блока на динамику системы: а – на изменение высоты подъема тарели; б – на изменение давления в ёмкости

5. *Макарьянц Г.М., Прокофьев А.Б.* Математическая модель динамики системы с дозирующим предохранительным клапаном // VIII Міжнародна молодіжна науково-практична конференція “Людина і Космос”: Збірник тез. Дніпропетровськ, Украина. НЦАОМУ, 2007. С. 19.

ANALYTIC DYNAMIC MODEL OF POPPET VALVE

© 2010 V.Ya. Sverbilov[1], G.M. Makariyants[1], M.V. Makariyants[2], D.M. Stadnik[1]

[1] Samara State Aerospace University
[2] Federal State Unitary Enterprise TsSKB-Progress, Samara

An analytic dynamic model of poppet valve was presented. An influence of planes velocity on gas dynamic parameters of injection stream was focused during the model creating. A model allowed of calculating self-oscillating in poppet valve through it’s design period.
Keywords: poppet valve, analytic modeling, gas force

Viktor Sverbilov, Candidate of Technics, Associate Professor. E-mail: v.sverbilov@mail.ru
Georgy Makariyants, Candidate of Technics, Associate Professor. E-mail: mak-georgy@yandex.ru.ru.
Mikhail Makariyants, Chief of Division.
Dmitry Stadnik, Student. E-mail: @mail.ru