

УДК 621.865.8

Я.Проць, канд.техн.наук; В.Савків, канд.техн.наук; О.Данилюк
Тернопільський державний технічний університет імені Івана Пулюя

ДОСЛІДЖЕННЯ ВИТРАТНИХ І ДИНАМІЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК СТРУМЕНЕВИХ ЗАХОПЛЮВАЧІВ АВТОМАТИЧНИХ ПРИСТРОЇВ ЗАВАНТАЖЕННЯ

Подані теоретичні дослідження витратних характеристик струменевих захоплювачів, що дозволяють визначити тиск у камері захоплювача для статичного режиму залежно від магістрального тиску та параметрів соплових і дросельних елементів. Методика дослідження динамічних характеристик дозволяє визначити час захоплення об'єктів маніпулювання з певної відстані й оцінити параметри руху об'єкта в процесі захоплення.

У виробничих умовах при зміні виробничої програми виникає необхідність регулювання силових характеристик струменевих захоплювачів [1]. Для цього на корпусі захоплювача доцільно змонтувати регульований турбулентний дросель (рис. 1). Його використання у захоплювачах соплового типу [2] знижує масові витрати повітря в момент захоплення об'єктів маніпулювання і зменшує реактивну силу струменя стиснутого повітря, що витікає із сопла.

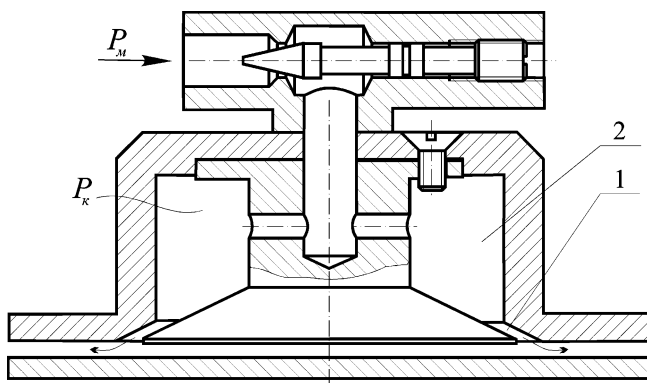


Рис. 1. Струменевий захоплювач

Рух стиснутого повітря у дроселі та соплових елементах струменевих захоплювачів має турбулентний характер, тому можливі чотири різних поєднання режимів витікання: 1) докритичне витікання через дросель і щілину 1 (Д-Д); 2) надкритичне витікання через дросель і докритичне витікання через щілину (Н-Д); 3) докритичне витікання через дросель і надкритичне витікання через щілину (Д-Н); 4) надкритичне

витікання через дросель і щілину (Н-Н).

Термодинамічний процес зміни стану повітря у магістралі та камері 2 захоплювача близький до ізотермічного, тобто $T_m = T_k = T_a$, де T_m , T_k , T_a – відповідно абсолютні температури повітря в магістралі, камері захоплювача та навколишньому середовищі. Процес зміни стану повітря в дроселі і щілині близький до адіабатичного.

Рівняння статичних характеристик камери захоплювача можна отримати із умови рівності масових витрат повітря G_1 і G_2 через дросель і щілину в усталеному режимі. Масові витрати G_1 , G_2 обчислюються за наближеними формулами для адіабатичного процесу [3]:

для докритичного режиму

$$G_1 = f_{dp} \sqrt{\frac{2}{RT_a} P_k (P_m - P_k)}; \quad G_2 = f_{щ} \sqrt{\frac{2}{RT_a} P_a (P_k - P_a)}; \quad (1)$$

для надкритичного режиму

$$G_1 = f_{dp} P_m \sqrt{\frac{1}{2RT_a}}; \quad G_2 = f_{щ} P_k \sqrt{\frac{1}{2RT_a}}, \quad (2)$$

де $f_{dp} = \mu_{dp} S_{dp}$, $f_{щ} = \mu_{щ} S_{щ}$ – ефективні площі дроселя і щілини відповідно, що є добутками площі прохідного перерізу на коефіцієнти витрати; P_m , P_k , P_a – відповідно

магістральний тиск, тиск у камері захоплювача та атмосферний тиск; $R=287,14$ Дж/(кг·К) – газова стала для повітря.

Для поєднання режимів витікання Д-Д рівняння статичної характеристики, якщо скористатися спрощеними формулами 1 і 2, можна записати у вигляді

$$f_{\text{др}} \sqrt{\frac{2}{RT_a} P_{\kappa} (P_m - P_{\kappa})} = f_{\text{щ}} \sqrt{\frac{2}{RT_a} P_a (P_{\kappa} - P_a)}. \quad (3)$$

Позначивши $\frac{P_a}{P_m} = q$, $\frac{P_{\kappa}}{P_m} = q_1$, $\frac{P_a}{P_{\kappa}} = q_2$ та враховуючи, що $q = q_1 q_2$, отримаємо для поєднання режимів витікання Д-Д таке рівняння:

$$\left(\frac{f_{\text{др}}}{f_{\text{щ}}}\right)^2 = q_2 q \frac{1 - q_2}{q_2 - q}; \quad q_1 \geq 0,5; \quad q_2 \geq 0,5. \quad (4)$$

Аналогічно знаходять рівняння і для інших поєднань режимів витікання через дросель і щілину:

для Н-Д $\left(\frac{f_{\text{др}}}{f_{\text{щ}}}\right)^2 = 4q^2 \left(\frac{1 - q_2}{q_2}\right), \quad q_1 \leq 0,5, \quad q_2 \geq 0,5;$

для Д-Н $\left(\frac{f_{\text{др}}}{f_{\text{щ}}}\right)^2 = \frac{q}{4(q_2 - q)}, \quad q_1 \geq 0,5, \quad q_2 \leq 0,5;$ (5)

для Н-Н $\frac{f_{\text{др}}}{f_{\text{щ}}} = \frac{q}{q_2}, \quad q_1 \leq 0,5, \quad q_2 \leq 0,5.$

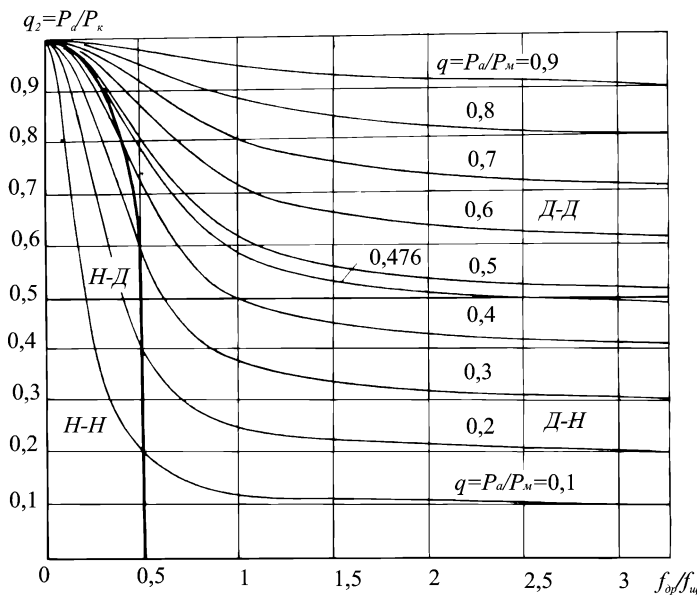


Рис. 2. Графіки для визначення режимів витікання повітря через дросель і щілину

Розрахунок статичних характеристик камери захоплювача спрощується завдяки графікам, побудованим на основі рівнянь (4) і (5) (рис. 2). Графіки поділені на чотири зони, кожна з яких відповідає одному з можливих поєднань режимів витікання через дросель і щілину. Користуючись ними, можна визначити абсолютний тиск P_{κ} у камері 2 захоплювача, якщо відомі ефективні площі $f_{\text{др}}$, $f_{\text{щ}}$ і магістральний тиск P_m .

При використанні дроселя для обмеження масових витрат витікаючого із сопла захоплювача повітря в момент захоплення об'єкта ефективне

значення $\frac{f_{\text{др}}}{f_{\text{щ}}}$ становить 0,8...1,2 [2]. У даному випадку $f_{\text{щ}} = \mu 2\pi r_c h$, де μ – коефіцієнт витрати повітря; r_c – радіус сопла струменевого захоплювача; h – висота радіального зазору. Якщо при цьому $P_{\kappa} > 0,15$ МПа, то спостерігається поєднання режимів Д-Н. Тоді, користуючись формулами (1) і (2), отримаємо залежність між тисками P_m і P_{κ} :

$$P_m = \left(1 + \frac{\mu^2 \pi^2 r_c^2 h^2}{\mu_{\text{др}}^2 S_{\text{др}}^2}\right) P_{\kappa}.$$

Максимальний час t_{\max} захоплення об'єкта маніпулювання попередньо підведеним до нього струменевим захоплювачем із максимальної відстані h_{\max} визначається за формулою

$$t_{\max} = t_1 + t_2 + t_3 + t_4, \quad (6)$$

де t_1 – час спрацювання розподільного пристрою; t_2 – час поширення хвилі тиску від розподільного пристрою до камери захоплювача; t_3 – час перехідного процесу, тобто час наповнення робочої камери струменевого захоплювача до тиску рівного тиску P_k у цій камері в усталеному режимі; t_4 – час руху об'єкта до торця струменевого захоплювача.

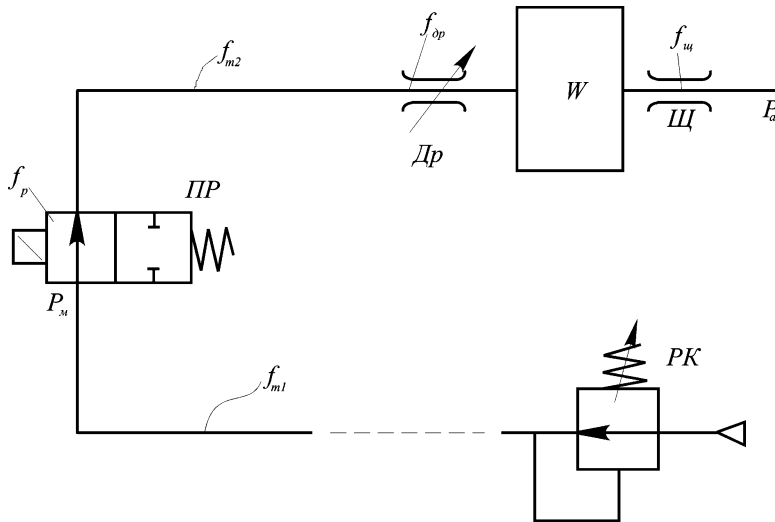


Рис. 3. Пневматична схема живлення струменевого захоплювача стисненим повітрям.

Після спрацювання розподільного механізму (рис. 3) повітря з магістралі подається трубопроводом до камери захоплювача. Рух стиснутого повітря починається відразу ж після моменту початку відчинення отвору в розподільнику. Якийсь час обидва процеси (відчинення отвору розподільника та поширення хвилі тиску стиснутого повітря до камери захоплювача) відбуваються одночасно та закінчуються в різні моменти часу.

Для спрощення задачі припустимо, що хвиля тиску виникає після повного відкриття отвору, що дозволяє окремо визначити інтервали часу t_1 і t_2 цих процесів.

Час спрацювання t_1 розподільного пристрою визначають залежно від його конструкції. Його можна знайти як час руху золотника розподільника під дією пружини, електромагніта та ін. [3, 4].

Час поширення хвилі тиску від розподільного механізму до камери захоплювача визначається за формулою

$$t_2 = \frac{l_{m2}}{a}, \quad (7)$$

де l_{m2} – довжина підвідного трубопроводу від розподільника до камери захоплювача; a – швидкість поширення звуку у повітрі, що при $T=290$ °К (17 °С) дорівнює 341 м/с.

При наповненні стиснутим повітрям робочої камери захоплювача вважатимемо тиск на його вході сталим і рівним магістральному P_m , а втрати від тертя при переміщенні повітря трубопроводом врахуємо за допомогою коефіцієнта витрати. Таке припущення дозволяє замінити процес переміщення повітря трубопроводом процесом наповнення стиснутим повітрям сталого об'єму, еквівалентного об'ємові трубопроводу.

Для визначення часу наповнення робочої камери струменевого захоплювача виведемо диференціальне рівняння зміни тиску в цій камері як функцію часу. Як і досі вважатимемо, що $T_m = T_k = T_a$, процеси руху повітря через дросель та щілину – квазістатичними, а термодинамічні процеси зміни стану повітря в дроселі та щілині – адіабатичними.

Маса повітря в камері захоплювача

$$M = W_p \rho_k, \quad (8)$$

де W_p – розрахунковий об'єм камери захоплювача; ρ_k – густина повітря в камері захоплювача.

Диференціюючи рівняння (8) за часом, використовуючи рівняння стану

ідеального газу та враховуючи, що величина $\frac{dM}{dt}$ – це масові витрати повітря в камеру і з камери захоплювача в динамічному режимі, тобто

$$\frac{dM}{dt} = G_1 - G_2,$$

отримаємо

$$\frac{W_p}{RT_a} \frac{dP_{кт}}{dt} = G_1 - G_2. \quad (9)$$

На відміну від статички камери захоплювача в динамічному режимі існують такі поєднання режимів руху повітря через дросель та щілину із плином часу t :

$H - Д \rightarrow H - H \rightarrow Д - H$ при $\frac{f_{op}}{f_{ц}} > 0,5$. Наявність в початковий момент часу в дроселі

надкритичного режиму руху повітря при $\frac{f_{op}}{f_{ц}} > 0,5$ пояснюється тим, що абсолютне

значення магістрального тиску P_m у виробничих умовах становить (0,4...0,7) МПа, а при $t=0$ $P_{кт}=P_a=0,1$ МПа, тобто в цілому $\frac{P_{кт}}{P_m} < 0,5$. Підставляючи в рівняння (9) вирази

(1) і (2), що відповідають вище поданому поєднанню режимів руху повітря у дроселі й щілині, отримаємо три диференціальні рівняння. Отримані вирази, при умові стрибкоподібної зміни магістрального тиску P_m у момент спрацювання розподільного пристрою, є диференціальними рівняннями першого порядку з роздільними змінними. При інтегруванні вказаних рівнянь приймемо, що коефіцієнти витрати повітря через дросель μ_{op} та щілину $\mu_{ц}$ протягом перехідного процесу залишаються сталими. У результаті отримаємо такі рівняння:

для поєднання режимів $H-Д$

$$t_{H-Д} = A \left(-\sqrt{\frac{1}{q_{2t}} - 1} - \frac{z}{2q} \ln \left| \sqrt{\frac{1}{q_{2t}} - 1} - \frac{z}{2q} \right| \right) + C_1, \quad (10)$$

$$A = \frac{W_p}{f_{ц}} \sqrt{\frac{2}{RT_a}}, \quad z = \frac{f_{op}}{f_{ц}}, \quad q = \frac{P_a}{P_m}, \quad q_{2t} = \frac{P_a}{P_{кт}};$$

для поєднання режимів $H-H$

$$t_{H-H} = A \ln |z - q_{1t}| + C_2, \quad q_{1t} = \frac{P_{кт}}{P_m}; \quad (11)$$

для поєднання режимів $Д-H$

$$t_{Д-H} = A \frac{2}{4z^2 + 1} \left[2z \cdot \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{q_{1t}}{1 - q_{1t}}} - \ln \left| \sqrt{q_{1t}} - 2z \sqrt{1 - q_{1t}} \right| \right] + C_3, \quad (12)$$

де C_1, C_2, C_3 – сталі інтегрування.

Таким чином час перехідного процесу

$$t_3 = t_{3H-Д} + t_{3H-H} + t_{3Д-H}.$$

Сталі інтегрування C_1, C_2 і C_3 визначаються з граничних умов:

при $t_{3H-Д}=0, P_{кт}=P_a$ і $q_{2t}=1$, звідки $C_1 = \frac{Az}{2q} \ln \left| \frac{z}{2q} \right|$;

при $t_{3H-H}=0, P_{кт}=2P_a$ і $q_{1t} = \frac{2P_a}{P_m} = 2q$, звідки $C_2 = -A \ln |z - 2q|$;

при $t_{3Д-H}=0, P_{кт} = \frac{P_m}{2}$ і $q_{1t}=0,5$, звідки $C_3 = A \frac{2}{4t^2 + 1} [\ln |1 - 2z| + 0,5 \ln 0,5 - 0,5\pi z]$.

Підставляючи значення C_1 , C_2 і C_3 у формули (10), (11) і (12), остаточно отримаємо:

$$t_{3H-D} = t_{H-D} \Big|_{q_{1i}=0,5} = A \left(\frac{z}{2q} \ln \left| \frac{z}{2q-z} \right| - 1 \right);$$

$$t_{3H-H} = t_{H-H} \Big|_{q_{1i}=0,5} = A \ln \left| \frac{z-0,5}{z-2q} \right|;$$

$$t_{3D-H} = t_{D-H} \Big|_{q_{1i}=q_1} = A \frac{2}{4z^2+1} \left(2z \cdot \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{q_1}{1-q_1}} + \ln \left| \frac{1-2z}{\sqrt{q_1}-2z\sqrt{1-q_1}} \right| + 0,5 \ln 0,5 - 0,5\pi z \right),$$

де $q_1 = \frac{P_{\kappa}}{P_m}$.

При відношенні ефективних площ $z = \frac{f_{op}}{f_{ui}} < 0,5$ у діапазоні робочих тисків

$P_m > 0,4$ МПа існують такі поєднання режимів руху повітря у дроселі та щілині з плином часу: 1) $H-D \rightarrow H-H$; 2) $H-D$ – у всьому діапазоні зміни $P_{\kappa t}$. Визначити, котрий з двох випадків наявний, можливо, при використанні графіків, поданих на рис. 2, для усталеного режиму. Наприклад, якщо при значеннях P_m , f_{op} і f_{ui} статичний режим відповідає поєднанню $H-H$, то маємо перший випадок. Відповідно час перехідного процесу у першому та другому випадку становитиме:

$$t_3^* = A \left(\frac{z}{2q} \ln \left| \frac{z}{2q-z} \right| - 1 \right) + A \ln \left| \frac{z-q_1}{z-2q} \right|;$$

$$t_3^{**} = A \left[\frac{z}{2q} \ln \left| \frac{z}{2q \left(\sqrt{\frac{1}{q_2}-1} - \frac{z}{2q} \right)} \right| - \sqrt{\frac{1}{q_2}-1} \right], \quad (13)$$

де $q_2 = \frac{P_a}{P_{\kappa}}$

До рівняння (8) належить розрахунковий об'єм камери захоплювача W_p . Дійсний об'єм, що наповнюється через розподільник (рис. 3), є сумою внутрішніх об'ємів камери захоплювача і трубопроводу, що сполучає камеру з розподільником. На відміну від зосередженого об'єму камери внутрішній об'єм трубопроводу рівномірно розподілений на його довжині. Виявляється, що умови наповнення зосереджених і розподілених об'ємів відрізняються та нееквівалентні за витратами часу і енергії [4]. Так, частки повітря, що наповнюють порожнину камери захоплювача, при своєму рухові повинні пройти весь шлях лінією підводу, долаючи повний гідравлічний опір цієї лінії. Поряд з цим повітряні частки, що наповнюють трубопровід на ділянці від розподільника до пневмокамери, при своєму русі долають тільки частину гідравлічного опору пневмолінії та тим меншу, чим ближче до розподільника вони опиняться. Тож очевидно, що об'єм, розподілений на довжині лінії підводу, наповниться швидше та з меншими витратами енергії, ніж однаковий за значенням зосереджений об'єм пневмокамери, розташованої у кінці цієї лінії. Тому розрахунковий об'єм W_p враховує об'єм камери захоплювача W і тільки частину об'єму трубопроводу [3]:

$$W_p = W + k_w W_m,$$

де $W_m = \frac{\pi d_{m2}^2}{4} l_{m2}$ – внутрішній об'єм трубопроводу діаметром d_{m2} і довжиною l_{m2} , що з'єднує пневмокамеру з розподільником; k_w – коефіцієнт зведення розподіленого

об'єму до зосередженого для процесу наповнення камери захоплювача.

Коефіцієнт зведення k_w залежить від ефективної площі перерізу лінії підводу f_e , наявності місцевих опорів і розміщення їх на наповнювальній ділянці трубопроводу та визначається за формулою

$$k_w = \frac{f_e}{f_e'}$$

де f_e' – ефективна площа лінії підведення від її початку до місця умовного розміщення W_m .

Ефективну площу f_e для даного випадку (рис. 3) знаходять за формулою [4]

$$f_e = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{f_{m1}^2} + \frac{1}{f_p^2} + \frac{1}{f_{m2}^2} + \frac{1}{f_{op}^2}}}$$

де $f_{m1} = \mu_{m1} \frac{\pi d_{m1}^2}{4}$, $f_{m2} = \mu_{m2} \frac{\pi d_{m2}^2}{4}$ – ефективні площі трубопроводів до та після розподільника відповідно; μ_{m1} , μ_{m2} – коефіцієнти витрати повітря через трубопроводи діаметрами d_{m1} , d_{m2} ; $f_p = \mu_p S_p$ – ефективна площа розподільника з мінімальною площею фактичного (прохідного) перерізу S_p та коефіцієнтом витрати μ_p .

Ефективну площу лінії підведення f_e' від місця умовного розміщення W_m знаходять за формулою

$$f_e' = \frac{1}{\sqrt{\frac{1}{f_{m1}^2} + \frac{1}{f_p^2} + \frac{1}{(f_{m2}')^2}}}$$

де $f_{m2}' = \mu_{m2}' \frac{\pi d_{m2}^2}{4}$ – ефективна площа перерізу трубопроводу після розподільника з урахуванням тільки половини його довжини; μ_{m2}' – коефіцієнт витрати повітря через трубопровід діаметром d_{m2} і довжиною $\frac{l_{m2}}{2}$.

У загальному випадку коефіцієнт витрати повітря μ_m через трубопровід діаметром d_m і довжиною l_m визначається за формулою [4]

$$\mu_m = \sqrt{\frac{1 + \sigma}{1 + \sigma + 4\sigma(\zeta_m - \ln \sigma)}}$$

де $\sigma = \frac{P_a}{P_m} = 0,2 \dots 1$ (приймають середнє значення $\sigma = 0,6$); $\zeta_m = \frac{\lambda_m l_m}{2d_m}$ – коефіцієнт

втрат питомої енергії потоку на тертя у трубопроводі; λ_m – коефіцієнт в'язкого тертя потоку до внутрішніх стінок трубопроводу [5].

Якщо опір дрoселя значний, то $f_e' \gg f_e$ і коефіцієнт приведення $k_w \rightarrow 0$, тобто розрахунковий об'єм трубопроводу та час його наповнення – досить малі величини, якими можна знехтувати.

Для визначення часу t_4 переміщення об'єкта до торця захоплювача під дією аеродинамічного ефекту запишемо диференціальне рівняння його руху:

$$m_{om} \frac{d^2 x}{dt^2} = F - F_{ло} - G_{om}, \quad (14)$$

де m_{om} – маса об'єкта; $\frac{d^2 x}{dt^2}$ – прискорення об'єкта; F – сила притягування об'єкта захоплювачем; $F_{ло}$ – сила зустрічного опору; $G_{om} = m_{om}g$ – вага об'єкта; g – прискорення вільного падіння.

На основі експериментальних досліджень встановлено, що сила притягування об'єкта струменевим захоплювачем змінюється за параболічним законом залежно від

відстані x до об'єкта та виглядає так:

$$F = F_{max} \left(\frac{H_p - x}{H_p} \right)^2,$$

де F_{max} – максимальна сила притягування об'єкта при оптимальному значенні радіального зазору; H_p – умовне розрахункове значення відстані між торцями захоплювача та об'єкта, при якій $F=0$ ($H_p < 6$ мм).

Враховуючи, що сила зустрічного опору, що діє на об'єкт при його русі, визначається формулою [5]

$$F_{ло} = \frac{S_m \rho_a \left(\frac{dx}{dt} \right)^2}{2},$$

і позначивши

$$A = -\frac{\rho_a S_m}{2m_{ом}}, \quad B = \frac{F_{max}}{m_{ом} H_p^2}, \quad C = -\frac{2F_{max}}{m_{ом} H_p}, \quad D = \frac{F_{max}}{m_{ом}} - g,$$

приведемо рівняння (14) до вигляду

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + A \left(\frac{dx}{dt} \right)^2 + Bx^2 + Cx + D = 0, \quad (15)$$

де S_m – площа торця об'єкта; ρ_a – густина атмосферного повітря.

Розв'язок нелінійного диференціального рівняння можна подати рядом

$$x = \sum_{i=0}^n a_i t^i.$$

Враховуючи початкові умови

$$\left. \frac{dx}{dt} \right|_{t=0} = 0, \quad x|_{t=0} = h,$$

коефіцієнти a_i будуть дорівнювати:

$$a_0 = h;$$

$$a_1 = 0;$$

$$a_{i+2} = \frac{-1}{(i+1)(i+2)} \left[A \left(\sum_{k=0}^i a_{k+1} a_{i-k+1} (k+1)(i-k+1) \right) + B \left(\sum_{k=0}^i a_k a_{i-k} \right) + Ca_i + Df_i \right];$$

$$f_i = \begin{cases} 1, & i = 0 \\ 0, & i \neq 0 \end{cases}$$

Приймаючи $n=4$, час руху об'єкта t_4 можна визначити з рівняння

$$a_0 + a_2 t_4^2 + a_4 t_4^4 = 0,$$

з похибкою, що не перевищує $\pm 5\%$. При цьому

$$a_2 = -0,5(Bh^2 + Ch + D);$$

$$a_4 = -\frac{1}{12} AB^2 h^4 - \frac{1}{6} ABCh^3 - \left[\frac{1}{12} A(2BD + C^2) - \frac{1}{12} B^2 h - \frac{1}{24} BC \right] h^2 + \left(\frac{1}{12} BCh - \frac{1}{6} ACD + \frac{1}{24} C^2 \right) h - \frac{1}{12} AD^2 + \frac{1}{12} BDh + \frac{1}{24} CD.$$

Експериментальні дослідження динамічних характеристик струменевих захоплювачів показали, що час захоплення деталей з відстані 4...8 мм менший за 0,4 с, і підтвердили правильність поданих теоретичних залежностей (розбіжність між розрахунковими та експериментальними даними менша ніж $\pm 34\%$).

The theoretical researches of the account characteristics of ink-jet acquisitions which are adduced allow to define chamber pressure of acquisition for static conditions depending on trunk pressure both parameters of nozzle and throttling units. The technique research of dynamic characteristics allows to define time grab of objects handling from definite distance and to estimate parameters motion of the object during grab.

Література

1. Проць Я.И., Савків В.Б. Газодинамический анализ струйных захватов плоских заготовок // Оптимизация производственных процессов. Вып. 1. – Севастополь: Издательство Севастопольского государственного технического университета, 1999. – С. 63-68.
2. Савків В., Проць Я. Газодинамічний аналіз струменевих захоплювачів “сопло з плоским торцем” // Вісник Тернопільського державного технічного університету імені Івана Пулюя. – 1999. – Т. 4. – Число 2. – С. 43-49.
3. Дмитриев В.Н., Градецкий В.Г. Основы пневмоавтоматики. – М.: Машиностроение, 1973. – 360 с.
4. Гідроприводи і гідропневмоавтоматика / В.О. Федорець, М.Н. Педченко, В.Б. Струтинський та ін. / За ред. В.О.Федорця. – К.: Вища шк., 1995. – 463 с.
5. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. – М.: Энергия, 1974. – 592 с.

Одержано