Е.С. ЩЕРБИНА, М.А.МЕЛЬНИКОВ

# ОСОБЕННОСТИ И ФОРМИРОВАНИЕ ГРАНИЧНЫХ УСЛОВИЙ ЗАДАЧИ КОШИ В МАТЕМАТИЧЕСКОЙ МОДЕЛИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО КЛАПАНА ГАЗОВЫХ ГОРЕЛОЧНЫХ БЛОКОВ

## I. ПРИСОЕДИНЕНИЕ МАССЫ

**Введение и постановка задачи**

Настоящая работа продолжает цикл исследований по синтезу математических моделей движения электромагнитного клапана (ЭМК) газовых горелочных блоков, изложенных в работах [1-3].

Ниже рассматриваются вопросы, связанные с формированием граничных условий в различных фазах движения ЭМК. Этим фазам движения соответствуют изменения числа степеней свободы системы **M** и импульсное (ударное) присоединение или потеря масс.

Задача Коши записывается в следующем виде:

**M:**

$$\mathrm{m}^{[v]}\ddot{x}_{[v]j} + c_{[v]j}x_{[v]} = \frac{1}{2}\mu^{[v]}I_{[v]} - m^{[v]}g$$

$$L(x_{[v]j})\dot{I}_{[v]j} + RI_{[v]} = e_{[v]} - \mu^{[v]}\dot{x}_{[v]}$$

$$t = t_{[v]0} : x_j^{[v]}(t_{[v]0}) = x_{j0}^{[v]}$$

$$\dot{x}_j^{[v]}(t_{[v]0}) = \dot{x}_{j0}^{[v]}$$

$$I_{[v]}(t_{[v]0}) = I_{[v]0}$$

$$t = t_{[\nu]1} : x_j^{[\nu]}(t_{[\nu]1}) = x_{j1}^{[\nu]}$$

$$\dot{x}_j^{[\nu]}(t_{[\nu]1}) = \dot{x}_{j1}^{[\nu]} \qquad (1)$$

$$I_{[\nu]}(t_{[\nu]1}) = I_{[\nu]1}$$

где j=1,2, $\nu \in [1,5]$

Все обозначения в (1) соответствуют введенным в [1-3].

Основная задача ниже состоит в обосновании и формировании граничных условий для задачи Коши (1). Здесь особенность заключается в том, что терминальные условия каждой из ν фаз движения системы **М** являются начальными для (ν+1) фазы по обобщенным координатам $x_{[\nu]}$, обобщенным скоростям $\dot{x}_{[\nu]}$ подсистемы $\mathbf{M}_1$ и току $\boldsymbol{I_{[\nu]}}$, выступающему в качестве электрической обобщенной скорости, подсистемы $\mathbf{M}_2$.

Во временных циклах $t_1 \le t < t_2$, $t_2 \le t < t_3$ и $t_4 \le t < T$ происходит присоединение масс в подсистеме $\mathbf{M}_1$, а во временном цикле $t_3 \le t < t_4$ - потеря массы, сопровождающаяся увеличением числа степеней свободы подсистемы $\mathbf{M}_1$.

**1 Граничные условия задачи Коши (1) для ν=1**

Движение системы **М** начинается из положения равновесия, характеризуемого аналитическим представлением

$$\frac{\partial L^{[1]}}{\partial x_{[1]}} = 0, \qquad (2)$$

в котором функция Лагранжа $\boldsymbol{L^{[1]}}$ имеет вид:

$$L^{[1]} = T_M^{[1]} + W_m^{[1]} - \Pi_M^{[1]} = \frac{1}{2} m^{[1]} \dot{x}_{[1]}^2 + L(x_{[1]}) I_{[1]}^2 - mgx_{[1]}, \qquad (3)$$

где $m^{[1]} = m_1, x_{[1]} = x_1, \dot{x}_{[1]} = \dot{x}_1, I_{[1]} = I_1, x_1 \in [0, h_1]$ и $h_1$ определяется конструкцией подсистемы $\mathbf{M}_1$.

Тогда имеем:

$$\frac{\partial L^{[1]}}{\partial x_1} \underset{(3)}{\overset{def}{=}} \frac{\partial W_m^{[1]}}{\partial x_1} - \frac{\partial \Pi_M^{[1]}}{\partial x_1} = \frac{\partial L(x_1)}{\partial x_1} I_1^2 - m_1 g . \qquad (4)$$

Аналитическое представление (2) на основании (4) записывается в виде:

$$\frac{1}{2} \frac{\beta I_1^2}{(\alpha - x_1)^2} - m_1 g = 0, \qquad (5)$$

где $L(x_1) = \dfrac{\beta}{\alpha - x_1}$.

В качестве начала отсчета выбирается положение равновесия системы М, в котором $x_1$=0.Начальные условия первой фазы движения системы **М** с учетом (5) имеют следующее представление:

$$t = t_{10} = 0 : x_{10}(0) = x_{10} = 0,$$

$$\dot{x}_{10}(0) = \dot{x}_{10} = 0, \qquad (6)$$

$$I_{10}(0) = I_{10} = \alpha \sqrt{\frac{2m_1 g}{\beta}}.$$

Следующий этап связан с определением терминальных условий задачи Коши (1). Используется теорема об изменении кинетической энергии в интегральной форме, а именно:

$$T_{M1}^{[1]} - T_{M0}^{[1]} = A^{(e)}(\vec{R}^{(e)}) + A^{(i)}(\vec{R}^{(i)}), \qquad (7)$$

где $T_{M0}^{[1]}$ и $T_{M1}^{[1]}$ - кинетическая энергия якоря 1, совершающего поступательное движение, в начальный $t_{10}$= 0 и конечный $t = t_{11} = t_1$ моменты времени соответственно, $A^{(e)}$и $A^{(i)}$- работа всех внешних и внутренних сил, действующих на якорь 1[1, рис.1], приводимых к главному вектору $\vec{R}^{(e)}$ всех внешних сил и главному вектору $\vec{R}^{(i)}$ всех внутренних сил.

Из (6) следует, что

$$T_{M0}^{[1]} = 0, \tag{8}$$

а т.к. якорь 1 есть абсолютно твердое тело, то

$$\vec{R}^{(i)} = 0, A^{(i)}(\vec{R}^{(i)}) = 0. \tag{9}$$

Главный вектор всех внешних сил представим в виде:

$$R_{[1]}^{(e)} = \frac{1}{2}\frac{\partial L(x_1)}{\partial x_1}I_1^2 - m_1 g = \frac{1}{2}\frac{\beta I_1^2}{(\alpha - x_1)^2} - m_1 g\ , \tag{10}$$

откуда следует:

$$A^{(e)}(\vec{R}_{[1]}^{(e)}) = \frac{1}{2}\frac{\beta I_1}{\alpha - h_1} m_1 g h_1, \tag{11}$$

где $h_1$ - расстояние, проходимое якорем 1 в первой фазе движения. Кинетическая энергия подсистемы $\mathbf{M}_1$ в конечный момент времени $t_1$ на основании (3) определяется как

$$T_{M1}^{[1]} = \frac{1}{2} m_1 \dot{x}_{11}^2 = \frac{1}{2} m_1 V_1^2, \tag{12}$$

С учетом (8), (9), (11) и (12) аналитическое представление (7) вырождается в следующее:

$$\frac{1}{2} m_1 V_1^2 = \frac{1}{2}\frac{\beta I_1^2}{\alpha - h_1} - m_1 g h_1. \tag{13}$$

Из (13) следует

$$\dot{x}_{11} = V_1 = \left[\frac{\beta I_{11}^2}{m_1(\alpha - h_1)} - 2gh_1\right]^{\frac{1}{2}}. \tag{14}$$

Терминальные условия по току $I_{[1]1}$ определяются из условия (5) для $x_1 = h_1$, а именно:

$$\frac{1}{2}\frac{\beta I_{11}^2}{(\alpha - h_1)^2} - m_1 g \geq 0. \tag{15}$$

Из (15) следует:

$$I_{11} \geq (\alpha - h_1)\sqrt{\frac{2m_1 g}{\beta}}. \tag{16}$$

В терминальных условиях (16) системы **М** строгое неравенство учитывает начальные условия по току $I_{[2]0}$ для второй фазы движения подсистемы $\mathbf{M}_1$, в которой $\boldsymbol{m^{[2]} > m^{[1]}}$.

Для определения времени $t = t_{[1]1}$ окончания первой фазы движения системы **М** используется аналитическое представление (7) в форме

$$\frac{1}{2} m_1 \dot{x}_1^2 = \frac{1}{2}\frac{\beta I_1^2}{\alpha - x_1} - m_1 g x_1, \tag{17}$$

где

$$I_1 = (\alpha - x_1)\sqrt{\frac{2m_1 g}{\beta}}, \qquad \forall x \in [0, h_1]. \tag{18}$$

С учетом (18) выражение (17) приводится к виду:

$$\dot{x} = \sqrt{\alpha - bx_1}\ , \qquad \forall t \in [0, t_{11}],\ \forall x \in [o, h_1], \tag{19}$$

где

$$\alpha = \sqrt{\frac{2\beta g}{m_1}},\ b = 2g. \tag{20}$$

Разделив переменные в дифференциальном уравнении (19) и решив его, находим

$$t_{[1]1} = t_{11} = \frac{2}{b}\sqrt{\alpha - bh_1}. \tag{21}$$

Из анализа формулы (21) следует, что должно выполняться условие:

$$\alpha > bx_1 \qquad \forall x \in [o, h_\cdot], \tag{22}$$

Или, с учетом введенных обозначений (20), имеем следующую критериальную оценку на проектирование системы **M:**

$$\beta > 2\Pi_M^{[1]} x_1. \tag{23}$$

Из формулы (23) следует: коэффициент $\beta$ [3] должен быть больше произведения удвоенной потенциальной энергии $\Pi_M^{[1]}$ якоря 1 системы **M**, определенной в (3), на его перемещение в заданном временном интервале $t \in [o, t_{\cdot[1]1}]$.

Таким образом, на основании (14), (16) и (21) терминальные условия задачи Коши (1) записываются в виде:

$$t = t_{11} = \frac{1}{g}\left(\sqrt{\frac{2\beta g}{m_1}} - 2gh_1\right)^{\frac{1}{2}} : x_{11}(t_{11}) = h_1 \ ,$$

$$\dot{x}(t_{11}) = \left[\frac{\beta I_{11}}{m\ (\alpha - h_1)} - 2gh_1\right]^{\frac{1}{2}}, \tag{24}$$

$$I_{11}(t_{11}) = (\alpha - h_1)\sqrt{\frac{2m_1 g}{\beta}}.$$

**2 Формирование начальных условий задачи Коши (1) для ν = *2***

Физическая модель второй фазы движения системы **M** построена и описана в [1, рис.1] . В момент времени $t = t_{[1]1}$, определяемый формулой (24), масса $m_2$ ползуна 2, находящегося в состоянии покоя, присоединяется к массе $m_1$ якоря 1 мгновенно. Происходит ударное взаимодействие этих масс, после которого их совместное поступательное движение должно происходить как одно целое абсолютно твердое тело массы $m^{[2]} = m_1 + m_2$ до окончания второй фазы движения в момент времени $t = t_{[2]1}$. Основная идеология ниже заключается в факторе учета указанного взаимодействия в начальных условиях задачи Коши (1) второй фазы, т.е. считать, что система **M** в этой фазе возмущается начальными условиями этого движения.

В дальнейшем полагаем:

1) центры тяжести якоря 1 и ползуна 2, линия удара их и ударные импульсы лежат в одной плоскости, параллельно которой направлены скорости всех точек до и после удара, т.е. во временной области

$$t_{11} - \varepsilon \le t \le t_{11} + \varepsilon, \tag{25}$$

где $\varepsilon$ - бесконечно малая величина;

2) во временном интервале (25) происходит мгновенное изменение скоростей точек системы **M**, но бесконечно малое изменение их координат;
3) в этом же временном интервале главным вектором всех внешних сил, действующих на подсистему **M**$_1$, можно пренебречь по сравнению с импульсом ударной силы взаимодействия якоря 1 и ползуна 2, т.е.

$$\vec{S}_{[2]}^{(e)} = \int_{t_{11}-\varepsilon}^{t_{11}+\varepsilon} \vec{R}_{[2]}^{(e)} dt = 0, \tag{26}$$

где $\vec{S}_{[2]}^{(e)}$ - полный импульс главного вектора всех внешних сил;

$$R_{[2]}^{(e)} = \frac{\partial L^{[2]}}{\partial x_{[2]}} = \frac{1}{2}\frac{\partial L}{\partial x_2} I_2^2 - (C_5 + C_6)x_2 - (m_1 + m_2)g, \tag{27}$$

где функция Лагранжа $L^{[2]}$ определяется по формуле:

$$L^{[2]} = T_M^{[2]} + W_M^2 - \Pi_M^{[2]} = \frac{1}{2}\left[(m_1 + m_2)\dot{x}_2^2 + L(x_2)I_2^2\right] - \frac{1}{2}(C_5 + C_6)x_2^2 - (m_1 + m_2)gx_2, \tag{28}$$

в которой

$$m^{[2]} = m_1 + m_2, \qquad (29)$$

$$C^{[2]} = C_5 + C \qquad (30)$$

$C^{[2]}$ - жесткость упругих элементов 5 и 6 подсистемы $\mathbf{M}_1$ [1].

Определим начальные условия задачи Коши (1) второй фазы движения подсистемы $\mathbf{M}_1$. Используем теорему об изменении количества движения во временном интервале (25).

На основании введенных выше ограничений для подсистемы $\mathbf{M}_1$ имеем:

$$Q = Q^{[1]} + Q^{[2]} = \frac{\partial L^{[1]}}{\partial \dot{x}_1} + \frac{\partial L^{[2]}}{\partial \dot{x}_2} = m_1 \dot{x}_1 + (m_1 + m_2)\dot{x}_2, \qquad (31)$$

а с учетом (26) и (27)

$$Q = m_1 \dot{x}_1 + (m_1 + m_2)\dot{x}_2 = const, \qquad (32)$$

где $Q$ - количество движения подсистемы $\mathbf{M}_1$ в рассматриваемом временном интервале(25).

Из закона сохранения количества движения (32) следует:

$$Q^{t_{11}-\varepsilon} = Q^{t_{11}+\varepsilon}. \qquad (33)$$

Здесь

$$Q^{t_{11}-\varepsilon} = Q^{[1]} = \frac{\partial L^{[1]}}{\partial \dot{x}_1}\bigg|_{\dot{x}_1 = \dot{x}_{11}} = m_1 \dot{x}_{11}, \qquad (34)$$

$$Q^{t_{11}+\varepsilon} = Q^{[2]} = \frac{\partial L^{[2]}}{\partial \dot{x}_2}\bigg|_{\dot{x}_2 = \dot{x}_{20}} = (m_1 + m_2)\dot{x}_{20}. \qquad (35)$$

Тогда на основании (34) и (35) аналитическое представление (33) записывается в виде:

$$m_1 \dot{x}_{11} = (m_1 + m_2)\dot{x}_{20}. \qquad (36)$$

Из (36) окончательно получаем:

$$\dot{x}_{20} = k\,\dot{x}_{11}, \qquad (37)$$

где

$$k = \frac{m_1}{m_1 + m_2}. \qquad (38)$$

Из анализа выражений (37) и (38) следует, что

$$0 < k < 1 \qquad (39)$$

и скорость подсистемы $\mathbf{M}_1$ в момент времени $t = t_{11} + \varepsilon$ уменьшается .

Определим начальные условия по току $I_{[2]0}$ подсистемы $\mathbf{M}_2$.

Должно выполняться условие:

$$\frac{\partial L^{[2]}}{\partial x_2} \underset{(28)}{\overset{def}{=}} \frac{\partial W_M^{[2]}}{\partial x_2} - \frac{\partial \Pi_M^{[2]}}{\partial x_2} = \frac{1}{2}\frac{\partial L(x_2)}{\partial x_2} I_2^2 - (C_5 + C_6)x_2 - (m_1 + m_2)g \ge 0, \qquad (40)$$

где для второй фазы движения

$$L(x_2) = \frac{\beta}{\alpha - x_2}, \qquad x_2 \in [h_1, h_2]. \qquad (41)$$

На основании (40) и (41) из условия (40) следует:

$$I_2 \ge (\alpha - x_2 - h_1)\sqrt{\frac{2\left[(C_5 + C_6)x_2 + (m_1 + m_2)g\right]}{\beta}}. \qquad (42)$$

При $x_1 = h_1$ т.е. при $x_2 = 0$, когда упругие элементы 5 и 6 недеформированы, начальные условия по току $I_2$ представимы в виде:

$$I_{20} = (\alpha - h_1)\sqrt{\frac{2(m_1 + m_2)g}{\beta}}. \qquad (43)$$

Таким образом, начальные условия задачи Коши (1) на основании (37), (43) и (24) записываются в виде:

$$t = t_{20} = t_{11} : x_{20}(t_{20}) = h_1 ,$$

$$\dot{x}_{20}(t_{20}) = k\,\dot{x}_{11}, \tag{44}$$

$$I_{20}(t_{20}) = (\alpha - h_1)\sqrt{\frac{2(m_1+m_2)g}{\beta}}.$$

**3 Оценки функционирования системы М в режиме присоединения массы**

Ниже рассматривается характер поведения системы **M** в режиме ударного взаимодействия якоря 1 и ползуна 2 подсистемы $\mathbf{M}_1$.

Оценим кинетическую энергию подсистемы $\mathbf{M}_1$ во временном интервале (25).

На основании выражений (3) и (28) имеем:

$$T_M^{t_{11}-\varepsilon} = T_M^{[1]} = \frac{1}{2} m_1 \dot{x}_{11}^2, \tag{45}$$

$$T_M^{t_{11}+\varepsilon} = T_M^{[2]} = \frac{1}{2}(m_1+m_2)\dot{x}_{20}^2, \tag{46}$$

где $T_M^{t_{11}-\varepsilon}, T_M^{t_{11}+\varepsilon}$ - кинетическая энергия подсистемы до и после взаимодействия во временном интервале ($t_{11} \pm \varepsilon$) соответственно. На основании выражений (45), (46) и анализа (37), (38) и (39) в рассматриваемом временном интервале после элементарных преобразований изменение кинетической энергии записывается в виде:

$$\Delta T_M = T_M^{t_{11}-\varepsilon} - T_M^{t_{11}+\varepsilon} = \frac{1-k}{2} m_1 \dot{x}_{11}^2 = (1-k) T_M^{t_{11}-\varepsilon}. \tag{47}$$

Из (47) следует:

$$T_M^{t_{11}-\varepsilon} = T_M^{t_{11}+\varepsilon} + \Delta T_M = T_M^{t_{11}+\varepsilon} + (1-k) T_M^{t_{11}-\varepsilon}. \tag{48}$$

При выполнении условия (39) имеем:

$$T_M^{t_{11}+\varepsilon} = T_M^{t_{11}-\varepsilon} - \frac{1}{n} T_M^{t_{11}-\varepsilon}, n \in R. \tag{49}$$

Из (49) следует:

$$T_M^{t_{11}+\varepsilon} < T_M^{t_{11}-\varepsilon}, \tag{50}$$

т.е. кинетическая энергия подсистемы $\mathbf{M}_1$ уменьшается.

Предположим $m_2 << m_1$. Тогда в (38) $k \approx 1$ и аналитическое представление (48) вырождается в следующее:

$$T_M^{t_{11}-\varepsilon} = T_M^{t_{11}+\varepsilon}, \tag{51}$$

т.е. кинетическая энергия не уменьшается.

Из анализа (48), (50) и (51) следует , что механическая ( кинетическая) энергия может затрачиваться на упругие колебания, порождаемые упругими свойствами материалов, из которых изготовлены элементы конструкции, или на отскок якоря 1 от ползуна 2, как от упругой связи, или может меняться только общий характер движения подсистемы $\mathbf{M}_1$ .

Рассмотрим поведение подсистемы $\mathbf{M}_2$, во временном интервале (25).

Выше указывалось, что при ударном взаимодействии изменение координаты $x_2$ можно не учитывать, по крайней мере с точностью до бесконечно малых величин второго и более высокого порядков малости, т.е. можно предположить, что при мгновенном присоединении массы $m_2$ к $m_1$ величина тока $I_{20}$ не меняется и имеет место зависимость (43), следующая из (42).

В самом деле, второе дифференциальное уравнение в (1) для второй фазы движения системы **M** представимо в виде:

$$L(x_2)\dot{I} + \left(\frac{\partial L(x_2)}{\partial x_2}\dot{x}_2 + R\right) I_2 = e_2, \tag{52}$$

причем все функции, входящие в (52), $C^r$ - гладкие и $r \geq 2.$.

Рассмотрим функцию $L = L(x_2)$ в $\delta(\varepsilon)$ - окрестности точки $x = h_1$ во временном интервале (25), а именно:

$$h_1 - \delta(\varepsilon) \leq x \leq h_1 + \delta(\varepsilon), \tag{53}$$

где $\delta$ и $\varepsilon$ - бесконечно малые величины одинакового порядка малости, причем

$$x_1 \in [h_1; h_1 - \delta(\varepsilon)],$$
$$x_2 \in [h_1; h_1 - \delta(\varepsilon)]. \tag{54}$$

Разложив функцию $L(x)$ в ряд Тейлора по степеням $(x - h_1)$ в окрестности *x,* определяемой зависимостями (53) и (54), до второй степени включительно, получаем:

$$L(x)\big|_{x=h_1} = \frac{\beta}{\alpha - h_1}\left[1 + \frac{1}{\alpha - h_1}(x - h_1) + \frac{1}{(\alpha - h_1)^2}(x - h_1)^2\right], \tag{55}$$

причем должно выполняться условие:

$$0 \leq x < \alpha = \frac{1}{2}\left(\delta_0 + \frac{\mu_b S_b}{\mu_\phi S_\phi} l_\phi\right), \tag{56}$$
$$\forall x \in \left[h_1 - \delta(\varepsilon), h_1 + \delta(\varepsilon)\right]$$

где $\alpha$ - определяется параметрами подсистемы $\mathbf{M}_2$ [3].

Ограничившись в (55) первым членом разложения, получаем:

$$L = \frac{\beta}{\alpha - h_1} = const \tag{57}$$

Тогда на основании (57) дифференциальное уравнение (52) вырождается в следующее:

$$\dot{I} = B - AI \tag{58}$$

где введены обозначения $A = \dfrac{R}{L},\quad B = \dfrac{e}{L}$**.** Разделив переменные в (58), приходим к следующему аналитическому представлению:

$$\int_{I_{11}-\Delta I_1}^{I_{11}+\Delta I_2} \frac{d(B - AI)}{B - AI} = -A\int_{t_{11}-\varepsilon}^{t_{11}+\varepsilon} dt, \tag{59}$$

В (59) в пределы интегрирования входят терминальные условия (24) первой фазы движения и начальные (44) второй системы **M** как предельные переходы в фазе взаимодействия якоря 1 и ползуна 2 во временном интервале (25), причем величины $\Delta I_1$, и $\Delta I_2$ того же порядка малости, что и рассмотренные выше.

Проинтегрировав (59) и выполнив элементарные преобразования, получаем:

$$I_{11} + \Delta I_2 = \frac{B}{A}\left[1 - \exp(-2\varepsilon A)\right] + (I_{11} - \Delta I_1)\exp(-2\varepsilon A). \tag{60}$$

Выполним предельный переход над (60)

$$I_{20} = \lim_{\substack{\varepsilon\to 0\\ \Delta I_2\to 0}}\left(I_{11} + \Delta I_2\right) = \lim_{\varepsilon\to 0}\frac{B}{A}\left[1 - \exp(-2\varepsilon A)\right] + \lim_{\substack{\varepsilon\to 0\\ \Delta I_2\to 0}}(I_{11} - \Delta I_1)\exp(-2\varepsilon A). \tag{61}$$

Разрешив (61), получаем

$$I_{20} = I_{11}. \tag{62}$$

Таким образом, из (62) следует, что при ударном взаимодействии якоря 1 и ползуна 2, сопровождающемся присоединением массы $m_2$ к массе $m_1$, реакцией электромагнитной подсистемы $\mathbf{M}_2$ на это воздействие со стороны механической подсистемы $\mathbf{M}_1$, можно пренебречь по крайней мере с точностью до бесконечно малых величин второго и более высокого порядков малости.

Для проектирования системы **M** (ЭМК) необходимо знать сравнительную оценку коэффициента передачи по току и коэффициента передачи по скорости, определяемого формулой (38), во временном интервале (25). Коэффициент передачи по току $k_1$ определяется из терминальных условий (24) и начальных условий (44), а именно:

$$k_1 = \frac{I_{20}}{I_{11}} = \sqrt{\frac{m_1 + m_2}{m_1}} = k^{-\frac{1}{2}}. \qquad (63)$$

Тогда критериальный сравнительный коэффициент $\sigma$ определяется как отношение коэффициентов передачи по скорости (38) и по току (63), а именно:

$$\sigma = k^{\frac{3}{2}}, \qquad (64)$$

т.е. они различаются в $k^{\frac{3}{2}}$ раза.

**Замечание.** Аналогично проводятся исследования для временных циклов $t_1 \le t < t_2, t_2 \le t < t_3, t_4 \le t < T$ при формировании граничных условий задачи Коши (1).

**Выводы**

Таким образом, в результате проведенных исследований получены оценки для выбора граничных условий задачи Коши при проектировании ЭМК в режимах присоединения масс. Приведена критериальная оценка, связывающая механические, электромагнитные и конструктивные параметры системы. Полученные результаты позволяют их использовать на этапе эскизного проектирования и при выборе оптимальных характеристик конструкции и изделия в целом.

**Литература**

1. Щербина Е.С., Мельников М.А. Аналитический синтез обобщённой математической модели движения электромагнитного клапана газовых горелочных блоков в энергетике // Енергетика: економіка, технології, екологія.- 2007,- № 1, С.3-10.
2. Щербина Е.С., Мельников М.А. Структура сил в обобщённой математической модели движения электромагнитного клапана газовых горелочных блоков // Енергетика: економіка, технології, екологія.- 2007,- № 2, С.43-49.
3. Щербина Е.С., Мельников М.А. Динамические уравнения электромагнитного клапана газовых горелочных блоков // Енергетика: економіка, технології, екологія.- 2008,- № 1.

**УДК 621.391**