

ТРАНСПОРТНОЕ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ МАШИНОСТРОЕНИЕ

621.436

ДИНАМИЧЕСКИЕ РЕЖИМЫ ДВИЖЕНИЯ КЛАПАНА ПРЕЦИЗИОННОГО ДОЗАТОРА ЖИДКИХ СРЕД

Д-р техн. наук, проф. С. Ф. ЯЦУН, д-р техн. наук, проф. Ж. Т. ЖУСУБАЛИЕВ.

д-р техн. наук, проф. В. С. ТИТОВ, бакалавр С. Ю. ЧЕВЫЧЕЛОВ.

бакалавр О. В. ЕМЕЛЬЯНОВА

В соответствии с регламентом конкретных технологических процессов на различных стадиях производства требуется точная подача одного или нескольких исходных, промежуточных либо конечных продуктов.

В зависимости от условий и степени автоматизации производства эта задача может быть решена с помощью систем автоматического дозирования, используемых в качестве исполнительного и регулирующего устройства. Устройство, обеспечивающее стабильную подачу, рассматривается как дозатор, предназначенный для автоматического отмеривания и выдачи заданного количества вещества в виде порций или постоянного расхода с погрешностью, не превышающей установленного класса точности.

При автоматизации производственных процессов стабилизация и изменение по определенному закону расходов жидких сред в химической, медицинской, фармакологической, пищевой, биохимической и других отраслях промышленности имеет первостепенное значение, так как в большинстве случаев основным условием качественного проведения процесса в каком-либо аппарате является подача в него различных сред в определенном стехиометрическом соотношении и высокая точность дозировки [1,2].

Из всего многообразия систем автоматического дозирования остановимся на импульсных системах. Интерес к ним в последнее время значительно возрос и связан как с запросами биомеханики, фармакологии, медицины, так и с исследованиями в области нано-технологий.

В основе импульсных методов дозирования лежит объемный или весовой способ формирования дозы. Объемный способ дозирования применяют при незначительных вариациях

свойств жидкостей, хотя весовой эталон был бы предпочтительнее по точности. Однако весовые дозаторы по сравнению с объемными сложны, что предопределяет их малую эксплуатационную надежность.

В общем случае величина дозы V_0 определяется как интеграл расхода $Q(t)$ за определенный интервал времени:

$$V_0 = \int_{t_1}^{t_2} Q(t) dt, \quad (1)$$

где V_0 - объем единичной дозы; $Q(t)$ - значение мгновенного расхода в момент времени t ; (t_1, t_2) - интервал времени формирования дозы, зависящий от закона движения клапана.

При этом величина $Q(t)$ определяется законом движения вытесняющих органов или характером изменения давления в рабочей области.

При импульсном дозировании оперирование с непрерывными величинами заменяется оперированием с дискретными величинами, что оказалось плодотворным во многих отраслях науки и техники. Форма импульса может быть любой: прямоугольной, треугольной и т.д. Обычно используются импульсы прямоугольной формы, которые характеризуются следующим набором модулируемых параметров [3,4]: амплитуда импульса; фаза импульса; длительность импульса (ширина); длина тактового интервала, что эквивалентно частоте следования импульсов. Для изменения расхода по заданному закону в дозировочных системах возможно применение трех способов изменения среднего расхода: *амплитудно-импульсный, частотно-импульсный, широтно-импульсный*.

При *амплитудно-импульсном* способе изменения расхода управляющим параметром служит амплитуда импульса.

При *частотно-импульсном* способе изменение производительности систем дозирования осуществляется за счет изменения частоты подачи доз.

Широтно-импульсный способ изменения расхода осуществляется изменением длительности импульсов. Амплитуда импульсов, при этом, остается постоянной.

При дозировании жидкостей наиболее ответственным звеном системы импульсного дозирования является исполнительное устройство, находящееся в непосредственном контакте с дозируемой жидкостью. Исполнительные устройства систем дозирования с электромагнитным приводом, рассматриваемые в данной статье, обладают большим быстродействием электромагнитных клапанов, герметичностью по сравнению с пневмоуправляемыми и могут работать при повышенных давлениях.

Постановка задачи. Целью данной работы является изучение закономерностей движения клапана системы автоматического дозирования с учетом вязкого и сухого трения, а также исследование влияния колебаний клапана на величину отмериваемых доз.

Импульсная система дозирования (рис. 1) состоит из корпуса 1, в котором поступательно движется клапан 2 под действием электромагнитного привода 6. Клапан 2 периодически открывает впускное отверстие 3 и жидкость под напором гидростатического столба P_1 поступает в мерную емкость 4, в которой жидкость находится под давлением P_2 . При перекрытии клапаном 2 отверстия 3 процесс подачи прекращается.

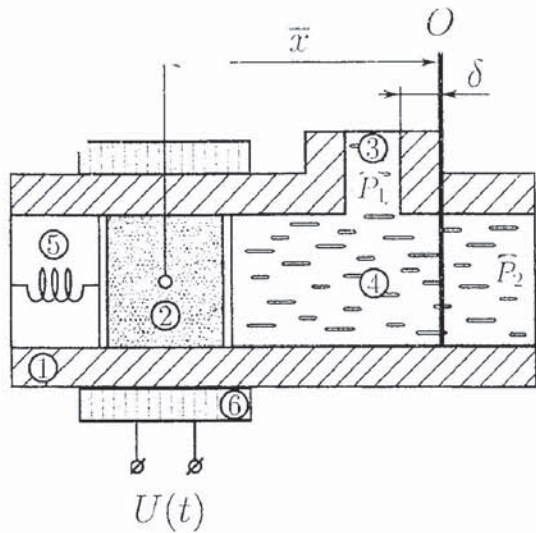


Рис. 1. Схема дозатора с электромагнитным приводом: 1 - корпус дозатора; 2 - клапан; 3 - входной штуцер; 4 - мерная емкость; 5 - пружина; 6 - электромагниты; O - положение статического равновесия клапана

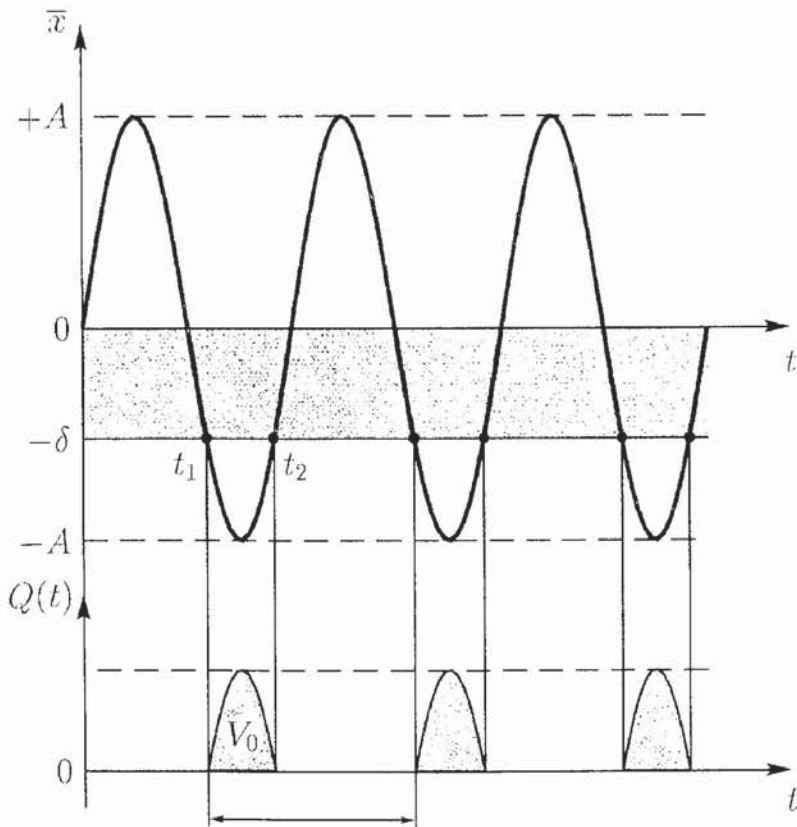


Рис. 2. Диаграмма работы системы импульсного дозирования

$$T = \frac{2\pi}{w}$$

На рис. 2 приведены зависимости перемещения клапана от времени t и мгновенного расхода при импульсном способе подачи жидкости. Данные графики получены для гармонических возмущающего воздействия. На рис.2 приняты следующие обозначения: A – амплитуда перемещения клапана, T – период колебаний, w – частота внешнего воздействия; δ – параметр, определяющий положение впускного отверстия, причем $0 < \delta < A$ или, если $\bar{\delta} = \frac{\delta}{A}$, то $0 < \bar{\delta} < 1$,

где w , F_{B0} , δ – параметры, управляющие процессом дозирования.

В качестве расчетной схемы дозатора примем модель, представленную на рис. 3.

Масса m находится под воздействием следующих сил:

$$F_B = F_{B0} \sin wt,$$

где F_{B0} – амплитуда внешнего воздействия;

F_{mp} – силы сухого трения; $F_{упр} = c \cdot \bar{x}$ – силы упругости; $F_{втр} = \bar{\mu} \cdot \dot{\bar{x}}$ – силы вязкого трения.

Здесь \bar{x} , $\dot{\bar{x}}$ – перемещение и скорость клапана; c – жесткость упругого закрепления; $\bar{\mu}$ – коэффициент вязкого трения. За обобщенную координату \bar{x} примем перемещение массы m , причем начало отсчета примем в положении статического равновесия системы.

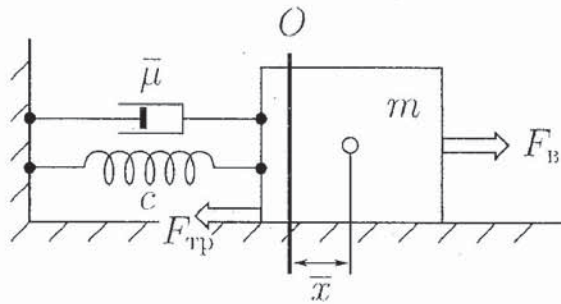


Рис. 3. Расчетная схема дозатора

Дифференциальные уравнения, описывающие движение системы представим в виде:

$$\ddot{x} = -\alpha x - \mu \dot{x} + \gamma_m \sin \tau - f, \quad \dot{x} > 0 \quad (2)$$

$$\ddot{x} = -\alpha x - \mu \dot{x} + \gamma_m \sin \tau + f, \quad \dot{x} < 0 \quad (3)$$

Здесь $\tau = wt$, $x = \frac{\bar{x}}{x_0}$ – нормированные время и перемещение, x_0 – масштаб длинны,

$$\mu = \frac{\bar{\mu}}{mw}, \quad \alpha = \frac{c}{mw^2}, \quad f = \frac{F_{mp}}{mx_0 w^2}, \quad \gamma_m = \frac{F_{B0}}{mx_0 w^2}.$$

Обозначим $x_1 = x$, $x_2 = \dot{x}$ и перепишем уравнения (2) и (3) в векторной форме:

$$\dot{X} = G_-(\tau, X) + \frac{1}{2} \Delta G(\tau, X) [1 + \text{sign}(\xi(X))], \quad \Delta G(\tau, X) = G_+(\tau, X) - G_-(\tau, X). \quad (4)$$

Здесь $X = (x_1, x_2)'$, $G_{\pm} = (g_{1\pm}, g_{2\pm})'$, где $g_{1\pm}, g_{2\pm} = -\alpha x - \mu \dot{x} + \gamma_m \sin \tau \mp f$, $\xi(X) = x_2$.

Знак штрих здесь и далее обозначает операцию транспонирования. Для расчета выбранной системы автоматического дозирования параметры динамической системы (4): $0.0 \leq \mu \leq 1.0$, $0.2 \leq \alpha \leq 2.0$, $0.2 \dots 1.0 \leq f \leq 2.0$, $1.0 \leq \gamma_m \leq 5.0$.

Анализ динамических режимов движения

Решение системы дифференциальных уравнений (2), (3) осложняется тем, что их правые части имеют разрывы первого рода на некоторых гладких поверхностях. Эти поверхности разделяют фазовое пространство динамической системы на отдельные части, в каждой из которых поведение системы описывается различными дифференциальными уравнениями с достаточно гладкими правыми частями [5,6]. Фазовые траектории рассматриваемых динамических систем сшиваются из отдельных гладких участков. Подобные динамические системы называют еще кусочно-гладкими.

Фазовое пространство (τ, X) динамической системы (4) разделяется на два подпространства: D_+ , где $\xi(X) > 0$, и D_- , где $\xi(X) < 0$.

В подпространстве D_+ уравнение движения (4) имеет вид

$$\dot{X} = G_+(\tau, X), \quad \xi(X) > 0$$

или

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2, \\ \dot{x}_2 = -\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau - f, \quad x_2 > 0. \end{cases}$$

В подпространстве уравнение D_- движения (4) имеет вид

$$\dot{X} = G_-(\tau, X), \quad \xi(X) < 0$$

или

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = x_2, \\ \dot{x}_2 = -\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau + f, \quad x_2 < 0. \end{cases}$$

Границей указанных подпространств является плоскость S , определяемая уравнением $\xi(X) = 0$, на которой происходит мгновенное слипание трущихся масс.

Пусть решение $X(\tau)$ уравнения (4) при $\tau = \tau_*$ достигает двумерной поверхности

$$S = \{(\tau, X) \in D : \xi(X) = 0\}, \quad D \subset R^3, \quad D = D_+ \cup D_-, \quad \text{причем в точке } (\tau_*, X_*)$$

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^+ \neq 0, \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^- \neq 0;$$

$$G^\pm = \lim G_\pm(\tau, X), \tau \rightarrow \tau_* \pm 0, \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) = \left(\frac{\partial \xi}{\partial x_1}, \frac{\partial \xi}{\partial x_2}\right).$$

Это означает, что $X(\tau)$ достигает S под ненулевым углом.

Структура фазового пространства вблизи S определяется знаками $\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^+$ и

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^-.$$

На участке поверхности S , где

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^+ > 0, \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^- > 0$$

или

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^+ < 0, \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^- < 0$$

решения переходят из подпространства D_- в подпространство D_+ или из D_+ в D_- , соответственно.

Если же

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^+ < 0, \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right) G^- < 0,$$

то решение $X(\tau)$ с начальным условием $X(\tau_*) = X_*$ при $\tau > \tau_*$ проходит по участку $S_0 \subset S$ и не сходит с S , пока не достигнет границы S_0 . На участке S_0 векторы G_+ и G_{+-} с обеих сторон S направлены к S (т.е. движение на S_0 устойчиво).

Движение по S_0 принято называть скользящим, а саму S_0 - областью скользящих движений [5,6,7]. Для систем с сухим трением этому режиму соответствует слипание трущихся масс [6].

Уравнение движения на S_0 :

$$X = G_0(\tau, X), G_0(\tau, X) = G_-(\tau, X) + \sigma \Delta G(\tau, X), 0 \leq \sigma \leq 1. \quad (5)$$

Найдем скорость движения $G_0(\tau, X)$ по поверхности S . Вектор-функция G_0 непрерывна по (τ, X) и касается поверхности $\xi(X) = 0$:

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_0 = 0. \quad (6)$$

Подставляя выражение (5) для G_0 в равенство (6), получим

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_- + \sigma \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' \Delta G = 0. \quad (7)$$

Из уравнения (7) найдем функцию σ

$$\sigma = -\frac{\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_-}{\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' \Delta G}, \quad \left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' \Delta G < 0. \quad (8)$$

Здесь

$$\frac{\partial \xi}{\partial X} = (0, 1),$$

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_- = -\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau + f,$$

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_+ = -\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau - f,$$

$$\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' \Delta G = -2f.$$

Подставляя выражение для $\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' G_-$ и $\left(\frac{\partial \xi}{\partial X}\right)' \Delta G$ в (8), получим

$$\sigma = \frac{-\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau + f}{2f}. \quad (9)$$

Теперь мы можем определить область скользящих движений:

$$S_0 = \left\{ (\tau, X) \in S : 0 \leq \frac{-\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau + f}{2f} \leq 1 \right\}.$$

Подставив (9) в (5), получим

$$G_0(\tau, X) = G_-(\tau, X) + \frac{-\alpha x_1 - \mu x_2 + \gamma_m \sin \tau + f}{2f} \Delta G(\tau, X) = \begin{pmatrix} x_2 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

Так как на S_0 скорость $\dot{x} = x_2 = 0$, то уравнение (5) принимает вид

$$\begin{cases} \dot{x}_1 = 0; \\ \dot{x}_2 = 0. \end{cases}$$

Уход фазовой точки в подпространстве D_+ возможен лишь с границы $\Gamma_+ = \{(\tau, X) \in S_0 : \sigma(\tau) = 1\}$, а в подпространство D_- с границы $\Gamma_- = \{(\tau, X) \in S_0 : \sigma(\tau) = 0\}$.

Границы области S_0 :

$$\Gamma_+ = \left\{ (\tau, X) \in S_0 : \frac{\gamma_m}{\alpha} \sin \tau - \frac{f}{\alpha} \right\}, \quad \Gamma_- = \left\{ (\tau, X) \in S_0 : \frac{\gamma_m}{\alpha} \sin \tau + \frac{f}{\alpha} \right\}.$$

Заметим, что если $(\tau, X) \in \Gamma_+$, то $G_0 = G_+$ и, если $(\tau, X) \in \Gamma_-$, то $G_0 = G_-$.

Таким образом, в фазовом пространстве динамической системы (4) имеются три области S_+ , S_0 , S_- , на которых происходит сшивание фазовых траекторий при их переходе из области D_- в D_+ и наоборот.

Как известно, в кусочно-гладких динамических системах возможны специфические типы бифуркаций, не имеющие аналогов в гладких системах. Подобные бифуркации связаны с ситуацией, когда при изменении параметров траектория периодического движения проходит через границу одной из поверхностей сшивания или касается ее. Это вызывает нарушение условий существования периодического решения и соответствует появлению или исчезновению участка траектории в одной из областей кусочной непрерывности [6,8]. Такие бифуркации получили название С-бифуркаций [6,8,9], или "border-collision bifurcations" [10]. Простейшей бифуркационной картине при С-бифуркациях соответствует непрерывный переход решения одного типа в решение другого типа. Возможны и более сложные ситуации, например удвоение, утроение периода колебаний, рождение движений с участками скольжения или хаотического аттрактора из периодической орбиты.

Изучению нелинейных явлений в кусочно-гладких системах в последние годы уделяется пристальное внимание. Теоретические исследования стимулируются потенциальными приложениями результатов во многих областях науки и техники. Они охватывают приложения к силовой электронике и теории управления [3], механике [11], биологическим и экономическим системам. Обзор этих исследований можно найти в [12].

В рассматриваемой системе С-бифуркации соответствует попадание фазовой точки периодического движения на границу Γ_+ или Γ_- [6], в результате чего появляются или исчезают участки скользящих режимов движения (возникают колебания клапана с остановками).

Для выяснения возможных типов динамического поведения рассматриваемой системы выполним построение С-бифуркационных границ. На рис. 4 приведена двухпараметрическая бифуркационная диаграмма, рассчитанная в плоскости параметров f, γ_m .

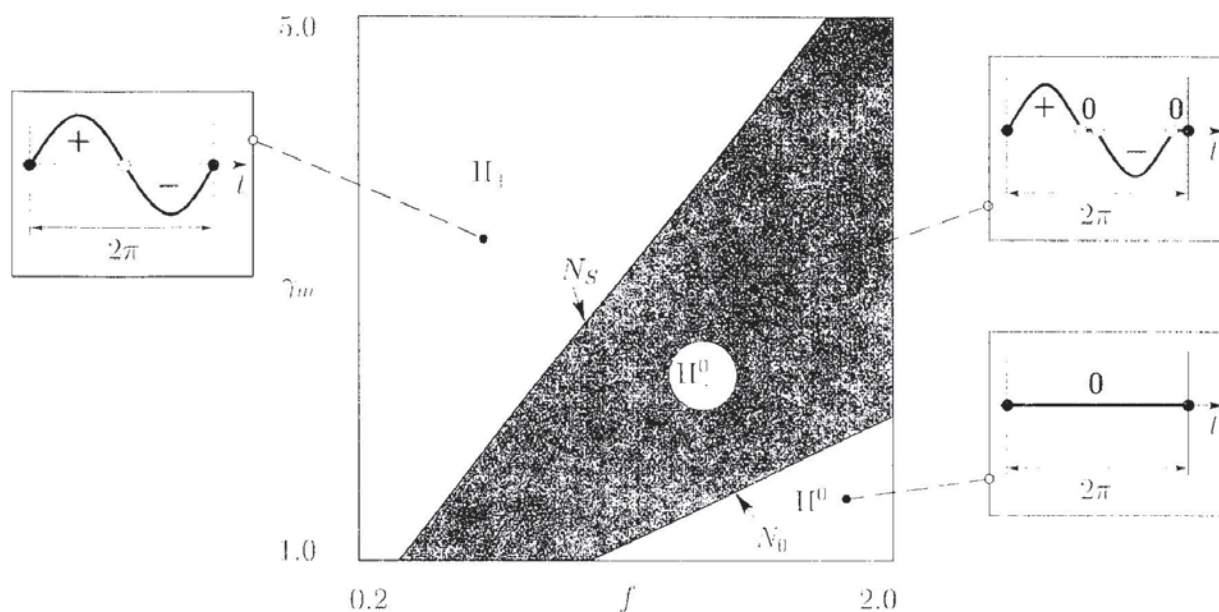


Рис. 4. Карта динамических режимов. Параметры $\alpha = 0.2$, $\mu = 0.9$

Область Π_{+-} отвечает области периодических движений клапана без остановок, а Π_{+-}^0 - режиму колебаний с остановками. В Π^0 отсутствуют колебания клапана. Это означает, что в области параметров Π^0 дозирующая система не работает.

Результаты численных расчетов, иллюстрирующие характер колебательных режимов клапана в зависимости от параметров, приведены на рис. 5, 6.

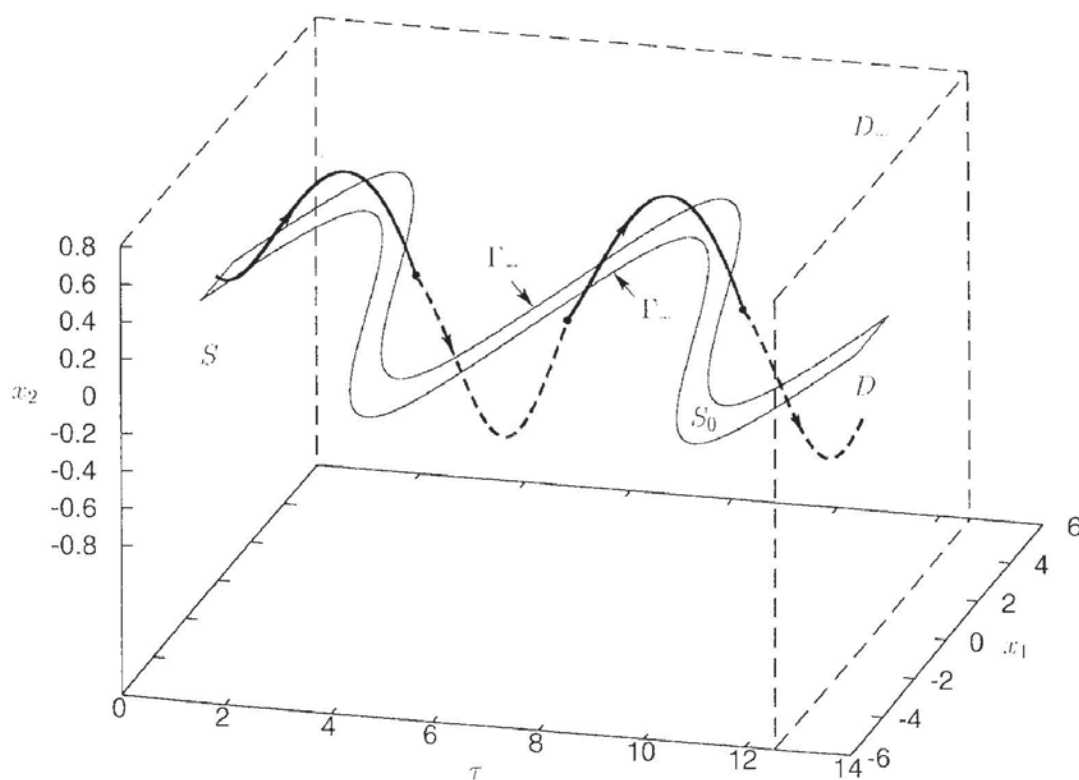
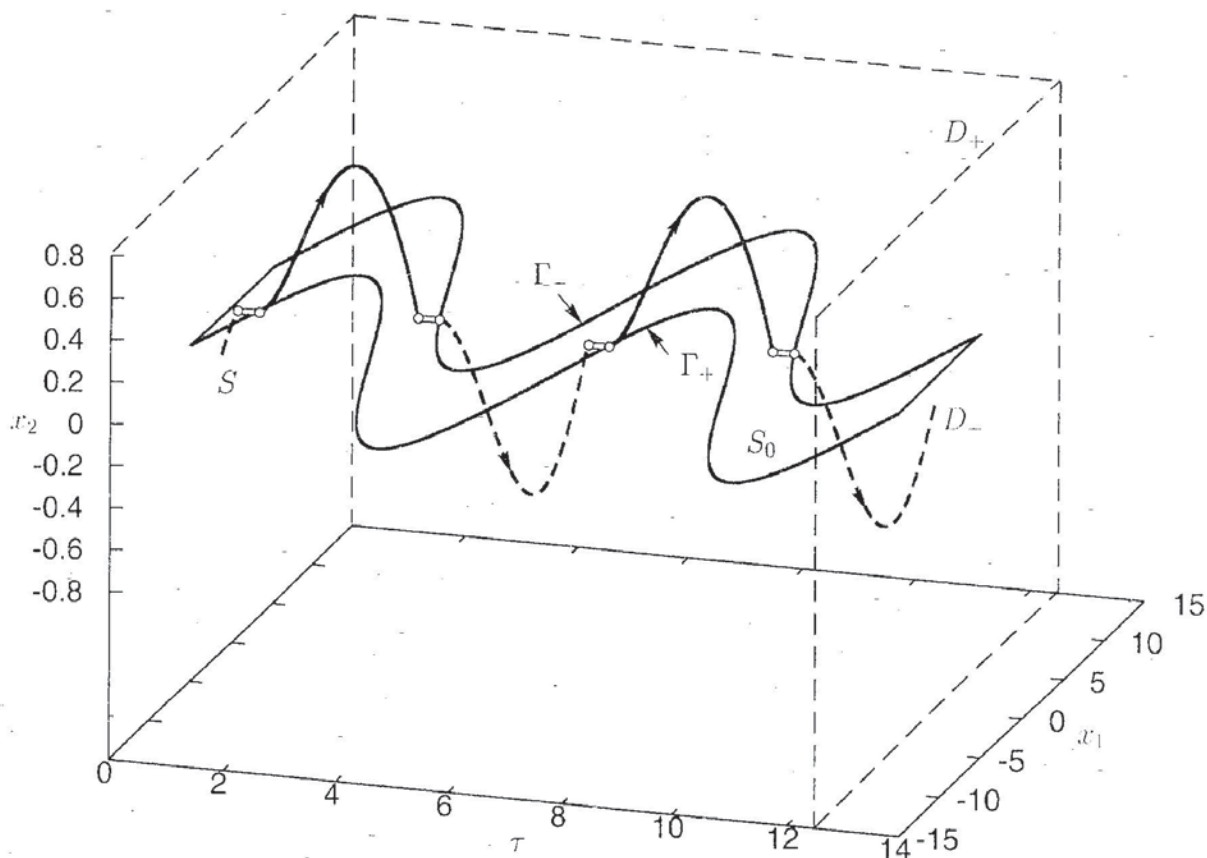


Рис. 5. Движение клапана без остановок. Параметры: $\alpha = 0.2$, $\mu = 0.9$, $\gamma_m = 1.0$, $f = 0.2$



Примечание:

○ ○ - остановка клапана

Рис. 6. Движение клапана с остановками. Параметры: $\alpha = 0.2$, $\mu = 0.9$, $\gamma_m = 2.0$, $f = 1.0$

На рис. 5 показана зависимость перемещения x_1 и скорости x_2 клапана от времени τ , отвечающая области Π_{+-} , где траектория периодического движения сшивается из двух гладких участков. С изменением коэффициента трения f и амплитуды вынуждающей силы γ_m характер движения клапана качественно меняется. Так, например, при переходе через границу N_S в область параметров Π_{+-}^0 изменяется число сшиваемых участков, образующих фазовую траекторию периодического решения, возникают колебания с двумя зонами скользящих режимов движения.

Как мы видим, на рис. 6, периодическое решение с зонами скользящего движения сшивается из четырех гладких участков. Этому режиму соответствуют колебания клапана с двумя остановками на периоде периодического движения. На рис. 6 показана диаграмма колебаний, отвечающая такому типу движения. Очевидно, что режим колебаний клапана с остановками влияет на мгновенный расход дозирующей жидкости и требует соответствующей оценки и учета.

ВЫВОДЫ

Выполнен динамический анализ импульсной системы дозатора, описываемой неавтономными дифференциальными уравнениями с разрывными правыми частями. Выявлены C -бифуркации, приводящие к появлению зон скользящих режимов на траектории периодического движения. Такой тип движения отвечает режиму вынужденных колебаний клапана дозатора с длительными остановками. В плоскости параметров выделены области с различными типами динамического поведения, соответствующие колебаниям клапана без остановок, с остановками и ситуации, когда клапан находится в неподвижном состоянии.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Соколов, М. В., Гуревич А. Л. Автоматическое дозирование жидких сред – Л.: Химия, 1987. – 400 с.
2. Цейтлин, В. Г. Расходоизмерительная техника – М.: Изд-во стандартов, 1977. – 240 с.
3. Zhusubaliyev, Zh. T. Bifurcations and Chaos in Piecewise-Smooth Dynamical Systems / Zh. T. Zhusubaliyev, E. Mosekilde. Singapore: World Scientific, 2003. 376 p.
4. Жусубалиев, Ж. Т. Бифуркации в широтно-импульсных системах автоматического управления/ учебное пособие / Курского. гос. техн. ун-та. Курск, 2007. –100 с.
5. Филиппов, А. Ф. Дифференциальные уравнения с разрывной правой частью –М.: Наука, 1985.–224 с.
6. Фейгин, М. И. Вынужденные колебания систем с разрывными нелинейностями – М.: Наука, 1994. –288 с.
7. Kowalczyk, P. Two-parameter degenerate sliding bifurcations in Filippov systems / P. Kowalczyk, M. Di Bernardo // *Physica D*, 2005, Vol. 204, P. 204 – 229.
8. Фейгин, М. И. Удвоение периода колебаний при C -бифуркациях в кусочно-непрерывных системах // *Прикладная математика и механика*. –1970. Т. 34, вып. 5. С. 861-869.
9. Bernardo, di M. Local Analysis of C -bifurcations in n -dimensional Piecewise-Smooth Dynamical Systems / M. di. Bernardo, M. I. Feigin., S. J. Hogan, M. E. Homer // *Chaos, Solitons and Fractals*. 1999. V. 10. N. 11. P. 1881-1908.
10. Nusse, H. E. Border-Collision Bifurcations Including “Period Two to Period Three” for Piecewise Smooth Systems / H. E. Nusse, J. A. Yorke // *Physica D*. 1992. N 57. P. 39-57.
11. Leine, R. I. Dynamics and Bifurcations of Non-Smooth Mechanical Systems / R. I. Leine, H. Nijmeijer. Berlin: Springer Verlag, 2004. 351 p.

12. Kowalczyk, P. Two-Parameter Discontinuity-Induced Bifurcations of Limit Cycles: Classification and Open Problems / P. Kowalczyk, M. di Bernardo, A. R. Champneys, S. J. Hogan, M. Homer, Yu. A. Kuznetsov, A. B. Nordmark // *Int. J. Bifurcat. Chaos*. 2006. V. 16. N 3. P. 601-629.