

- Исключение этапа кластеризации на основе квантизации обучающих векторов;
- Существенное повышение скорости обучения нейронной сети;
- Улучшение геометрической разделимости классов распознаваемых случайных объектов.

Список использованной литературы:

1. Teuvo Kohonen. Self-Organizing Maps: Springer, 2006. — 665 с.
2. Садыхов Р. Х., Новые алгоритмы формирования SOM нейронных сетей в задаче распознавания образов / Р. Х. Садыхов, М. Е. Ваткин // Нейрокомпьютеры: разработка, применение. — 2004, №1, 23—31 с.
3. Шаповалова С. І. Комп'ютерне моделювання карти самоорганізації для розв'язання задачі розпізнавання сигналів / С. І. Шаповалова, Г. І. Шараєвський // Автоматика. Вимірювання та керування. — 2007. — № 574, 75—80 с.

In this article the approach to building SOM-neural networks regarding the tasks of accidental objects recognition is reviewed. Modified algorithm of studying the recognizing SOM-neural structure is proposed in condition of absence of a priori information about the power of classes' multitude to-be-recognized.

Key words: *Recognition, artificial neural networks, learning algorithms of neural networks, clustering.*

Отримано 17.05.10

УДК 519.672:534.14:62.53

О. Ю. Швець, д-р. фіз-мат. наук,

В. О. Сіренко, аспірант

Національний технічний університет України «КПІ», м. Київ

РІЗНОМАНІТНІСТЬ ДИНАМІЧНИХ РЕЖИМІВ НЕІДЕАЛЬНИХ ГІДРОДИНАМІЧНИХ СИСТЕМ ПРИ ОБМЕЖЕНОМУ ЗБУДЖЕННІ

Розглянуті усталені динамічні режими неідеальних детермінованих систем «бак з рідиною — електродвигун». Головна увага приділяється виявленню детермінованого хаоса досліджуваних систем. Побудовано карти динамічних режимів. Вперше показано існування гіперхаотичних атракторів. Описано новий сценарій переходів типу «гіперхаос — гіперхаос» який є узагальненням раніше відомих сценаріїв переміжності.

Ключові слова: *карта динамічних режимів, неідеальне збудження, гіперхаотичний атрактор.*

Вступ. Дослідження коливань вільної поверхні рідини у твердих баках розглядається у великій кількості робіт, детальна бібліографія яких наведена у монографіях [1—3]. Окрім великого дослідницького

інтересу, дані задачі мають широке практичне застосування у багатьох областях сучасної техніки, оскільки багато сучасних машин і механізмів, транспортних засобів, як конструктивні елементи, містять різноманітні за формою баки з рідинами.

У переважній більшості робіт коливання рідини в баках розглядається у, так званій, «ідеальній» постановці. При такій постановці задачі передбачається, що джерело збудження коливань рідини має необмежену потужність. Внаслідок чого, є можливість знехтувати зворотним впливом коливальної системи, у цьому випадку бака з рідиною, на джерело збудження коливань. Нагальна потреба глобального енергозбереження вимагає максимальної мінімізації потужності застосованих джерел збудження коливань. Це призводить до того, що потужність джерела збудження стає порівняною з потужністю, спожитою коливальною системою. Саме така ситуація найчастіше має місце у реальних машинах та механізмах. У таких випадках застосування «ідеальних» математичних моделей може призвести до грубих помилок в описі динаміки системи «джерело збудження коливань — коливальна підсистема». При цьому може бути повністю загублена інформація про існуючий в системі детермінований хаос [4, 5], оскільки однією з причин виникнення детермінованого хаосу саме і є нелінійна взаємодія між коливальною підсистемою й пристроєм збудження коливань.

Проведені в роботі дослідження є продовженням і розвитком досліджень розпочатих в роботах [4—7]. Дана робота присвячена вивченню взаємодії бака з рідиною та електродвигуна обмеженої потужності, що збуджує його коливання. Особлива увага буде приділена побудові карти динамічних режимів, пошуку й дослідженню квазіперіодичних, хаотичних і гіперхаотичних атракторів такої системи, а також вивченню сценаріїв переходів типу «регулярний режим — хаос» і «хаос — хаос».

Математична модель системи «бак з рідиною — електродвигун». У роботах [4—7] побудована математична модель зазначеної вище гідродинамічної системи, що враховує неідеальність збудження коливань. Слідуючи цим роботам, розглянемо випадок горизонтального збудження коливань бака з рідиною електродвигуном обмеженої потужності. Нехай вал електродвигуна з'єднаний через кривошипно-шатунний механізм з твердим циліндричним баком, частково заповненим рідиною. Схематично така механічна система представлена на рис. 1.

Позначимо через Ψ кут обертання вала електродвигуна. Коли кривошип повертається на кут $\Psi(t)$, бак отримує переміщення в горизонтальній площині $u(t) = a \cos \Psi(t)$. Нехай рідина в баку є невязкою, нестисливою та має щільність ρ . Радіус циліндричного бака позначимо через R , а його поперечний переріз через S .

Припустимо, що рідина заповнює бак до глибини $x = -d$. Напрямок переміщень $u(t)$ платформи бака вважаємо співпадаючим з напрямком полярної осі Or . Для опису коливань вільної поверхні рідини введемо циліндричну систему координат $Oxr\Theta$ з початком на осі симетрії бака, на незбуреній поверхні рідини. Рівняння рельєфу вільної поверхні рідини запишемо у вигляді $x = \zeta(r, \Theta, t)$.

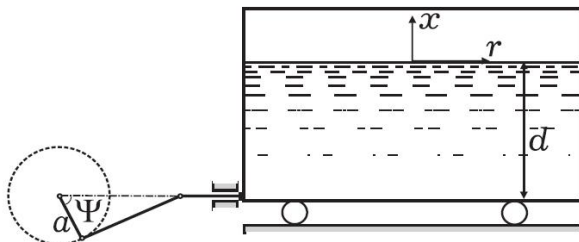


Рис. 1. Схема системи «бак з рідиною — електродвигун»

Рух рідини в баку будемо описувати за допомогою потенціалу швидкості рідини $\varphi(x, r, \Theta, t)$.

Представимо функції $\zeta(r, \Theta, t)$ та $\varphi(x, r, \Theta, t)$ у вигляді рядів за власними модами коливань:

$$\zeta(r, \Theta, t) = \sum_{i,j} \left[q_{ij}^c(t) \chi_{ij}(r) \cos i\Theta + q_{ij}^s(t) \chi_{ij}(r) \sin i\Theta \right],$$

$$\varphi(x, r, \Theta, t) = \sum_{i,j} \left[\varphi_{ij}^c(t) X_{ij}(x, r) \cos i\Theta + \varphi_{ij}^s(t) X_{ij}(x, r) \sin i\Theta \right],$$

де q_{ij}^c , q_{ij}^s і φ_{ij}^c , φ_{ij}^s — невідомі амплітуди нормальних мод; $\chi_{ij}(r) \cos i\Theta$, $\chi_{ij}(r) \sin i\Theta$, $X_{ij}(x, r) \cos i\Theta$, $X_{ij}(x, r) \sin i\Theta$ — власні моди в лінійній апроксимації задачі про коливання ідеальної рідини в циліндричній оболонці.

Позначимо через β розлагодження частот $\dot{\Psi}(t)$ та ω_{11} . Також припустимо виконання умови, коли швидкість обертання вала електродвигуна $\dot{\Psi}(t)$ в сталому режимі близька до ω_{11} , де ω_{11} — власна частота основного тону коливань вільної поверхні:

$$\dot{\Psi}(t) = \omega_{11} + \frac{1}{2} \varepsilon^2 \omega_{11} \beta(t), \quad (1)$$

де $\varepsilon = \left(ar_{11} \mu_{11}^2 \right)^{\frac{1}{3}}$ — малий додатний параметр.

Тоді, як показано в роботах [4—5], процес взаємодії між коливаннями вільної поверхні рідини за домінантними резонансними

модами та обертання вала електродвигуна обмеженої потужності описується системою п'яти диференціальних рівнянь:

$$\begin{aligned} \frac{dp_1}{d\tau} &= \alpha_1 p_1 - \left[\beta + \frac{A}{2} (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) \right] q_1 + B(p_1 q_2 - p_2 q_1) p_2; \\ \frac{dq_1}{d\tau} &= \alpha_1 q_1 + \left[\beta + \frac{A}{2} (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) \right] p_1 + B(p_1 q_2 - p_2 q_1) q_2 + 1; \\ \frac{d\beta}{d\tau} &= N_3 + N_1 \beta - \mu_1 q_1; \\ \frac{dp_2}{d\tau} &= \alpha_1 p_2 - \left[\beta + \frac{A}{2} (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) \right] q_2 - B(p_1 q_2 - p_2 q_1) p_1; \\ \frac{dq_2}{d\tau} &= \alpha_1 q_2 + \left[\beta + \frac{A}{2} (p_1^2 + q_1^2 + p_2^2 + q_2^2) \right] p_2 - B(p_1 q_2 - p_2 q_1) q_1. \end{aligned} \quad (2)$$

Тут p_1, q_1 та p_2, q_2 — коефіцієнти розкладу амплітуд коливань вільної поверхні рідини, відповідно за першою та другою основними домінуючими модами; α — коефіцієнт сил в'язкого демпфування; μ_1 — коефіцієнт пропорційності вібраційного моменту; N_1 — кут нахилу статичної характеристики електродвигуна [8]. Параметри A , B є константами, які залежать від радіуса бака й висоти налитої в нього рідини [4, 5]. Величина N_3 визначається за формулою:

$$N_3 = \frac{1,417808R^{\frac{2}{3}}}{a^{\frac{2}{3}}\omega_1} [N_0 - N_1\omega_{11}],$$

де R — радіус оболонки, a — довжина кривошипу, N_0 — постійна складова статичної характеристики електродвигуна. Система рівнянь (2) використовується як основна математична модель для дослідження резонансних коливань вільної поверхні рідини.

Дослідження усталених режимів системи. Основною метою роботи є вивчення можливих типів атракторів системи рівнянь (2), причому головна увага приділяється пошуку квазіперіодичних, хаотичних і гіперхаотичних атракторів. Оскільки дана система є істотно нелінійною системою рівнянь, то для побудови й дослідження її атракторів застосовується цілий комплекс обчислювальних методів та алгоритмів. У просторі параметрів ($\alpha, A, B, N_1, N_3, \mu_1$) цієї системи рівнянь був проведений великий комплекс комп'ютерних розрахунків для визначення типів атракторів системи (2), побудови карт динамічних режимів і дослідженню процесу переходу як від

регулярних режимів до хаотичних, так і переходів типу «хаос — хаос». Методика проведення таких розрахунків детально описана в [4].

Одним з найбільш ефективних комп'ютерних методів дослідження нелінійних систем є побудова карт динамічних режимів. Карта динамічних режимів являє собою діаграму на площині, по осях якої відкладаються значення довільних параметрів системи, які вважаються біфуркаційними, та різними кольорами (або відтінками сірого кольору) наносяться області існування динамічних режимів різних типів. Спосіб побудови карти полягає в тому, що крок за кроком сканується вся вибрана область значень біфуркаційних параметрів. У кожній точці сканованої області простору параметрів ідентифікується характер режиму, що виникає в системі після завершення перехідного процесу й виходу на атрактор. Така ідентифікація виконується за допомогою розрахунків і аналізу багатьох характеристик атракторів: спектрів ляпуновських характеристичних показників (ЛХП), фазових портретів, перерізів і відображень Пуанкаре, розподілів спектральних густин (Фур'є-спектрів) тощо. Після цього точка наноситься на карту відповідним кольором (або відтінком кольору).

На рис. 2 наведені, отримані в результаті аналізу й обробки даних комп'ютерних експериментів, аркуші карти динамічних режимів системи «бак з рідиною — електродвигун». Вони побудовані відносно параметрів μ_1 і α при значеннях: $A=1,12$; $B=-1,531$; $N_3=-1$; $N_1=-1$. Початкові умови варіювалися в околі початку координат фазового простору системи (2).

Як видно з рис. 2, на аркушах карти динамічних режимів відтінками сірого кольору, нанесені області існування п'яти різних типів атракторів. Білим кольором нанесені області значень параметрів μ_1 і α , при яких атракторами системи будуть положення рівноваги. Сигнатура спектра ЛХП у цьому випадку має вигляд $\langle -, -, -, -, - \rangle$. Областям чорного кольору відповідають квазіперіодичні режими системи із сигнатурою спектра ЛХП $\langle 0, 0, -, -, - \rangle$. Світло-сірим кольором нанесені області значень параметрів, при яких у системі існують періодичні режими із сигнатурою спектра ЛХП $\langle 0, -, -, -, - \rangle$. Періодичні режими займають, в основному, область карти вздовж найменших значень параметра α . Сірим кольором нанесені області детермінованого хаосу із сигнатурою $\langle +, 0, -, -, - \rangle$. І, нарешті, темно-сірим кольором нанесені області існування гіперхаотичних атракторів, які займають значну область карти та «врізаються» в область хаотичних атракторів. Гіперхаотичні атрактори мають у спектрі ЛХП два додатних ляпуновських показника $\langle +, +, 0, -, - \rangle$. Слід зазначити той факт, що для системи (2) вперше вдалося виявити гіперхаотичні атрактори та області їх існування (рис. 2).

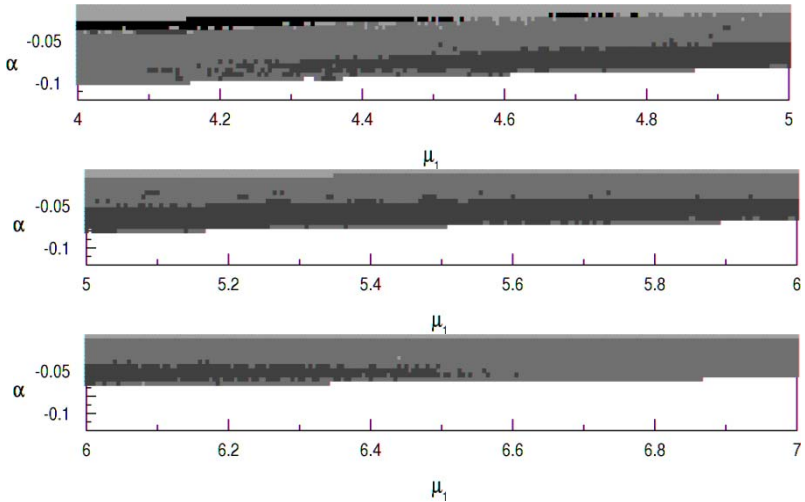


Рис. 2. Аркуші карти динамічних режимів системи при зміні біфуркаційних параметрів μ_1 та α

Подальше більш детальне дослідження атракторів системи й переходів від регулярних режимів до хаотичних, при зміні біфуркаційних параметрів, проводилося за допомогою вертикального перерізу карти вздовж значення параметра $\mu_1 = 4,125$.

Так, при $-0,0254 < \alpha < -0,0102$ в системі існує однокітний граничний цикл, який є топологічним інваріантом кола (рис. 3 а). При збільшенні біфуркаційного параметра до значення $\alpha = -0,0254$, існуючий граничний цикл втрачає стійкість і у системі, в результаті біфуркації Неймарка, виникає квазіперіодичний атрактор. На рис. 3 б, наведена проєкція фазового портрета квазіперіодичного атрактора побудованого при $\alpha = -0,03$. Його траєкторії всюди щільно покривають тороїдальну поверхню й з деяким майже періодом повертаються в заданий окіл атрактора. При подальшому зменшенні значення параметра, при $\alpha = -0,0352$, відбувається руйнування тора. Траєкторія, зробивши скінчене число обертів по поверхні тора, замикається, при цьому утворюється складний, але періодичний рух — резонансний граничний цикл на торі (рис. 3 в) [9]. При подальшому зменшенні, а саме при $\alpha = -0,0382$, в системі виникає хаотичний атрактор із сигнатурою $\langle +, 0, -, -, - \rangle$. Проєкцію фазового портрета атрактора такого типу наведено на рис. 3 г. Не дивлячись на схожість фазових портретів квазіперіодичного та хаотичного атракторів між ними існує ряд принципових відмінностей. По-перше, траєкторії хаотичного атрактора нестійкі за Ляпуновим, на відміну від траєкторій квазіперіодичного атрактора, які є стійкими. Якщо для

квазіперіодичного атратора повернення траєкторії в заданий окіл атратора відбувається регулярно через деякий, цілком визначений, проміжок часу, то для хаотичного атратора моменти часу повернення траєкторії в заданий окіл атратора являють собою вже деяку хаотичну послідовність моментів часу.

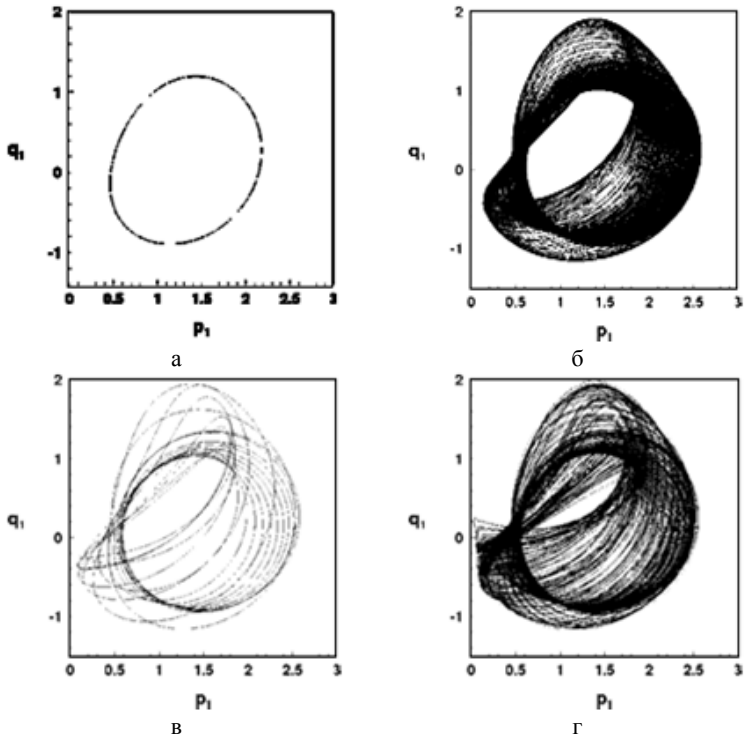


Рис. 3. Проекції фазових портретів граничних циклів: $\alpha = -0,025$ (а), $\alpha = -0,0352$ (в); квазіперіодичного атратора $\alpha = -0,03$ (б); хаотичного атратора: $\alpha = -0,0384$ (г)

На рис. 4 а–г представлені розподіли спектральної густини розглянутих вище атраторів. Фур'є-спектри граничних циклів (рис. 4 а, в) є дискретними і гармонійними, з рівновіддаленими піками. Відповідно, Фур'є-спектр квазіперіодичного режиму (рис. 4 б) залишається дискретним, але при цьому втрачається його гармонійність. На відміну від спектрів регулярних атраторів, розподіл спектральної густини хаотичного (рис. 4 г) атратора є неперервним. Однак, варто звернути увагу на існування в спектрі хаотичного атратора чітких піків. Умовно говорячи, це є «пам'ять» системи про зруйнований граничний цикл в околі якого виник хаотичний атратор.

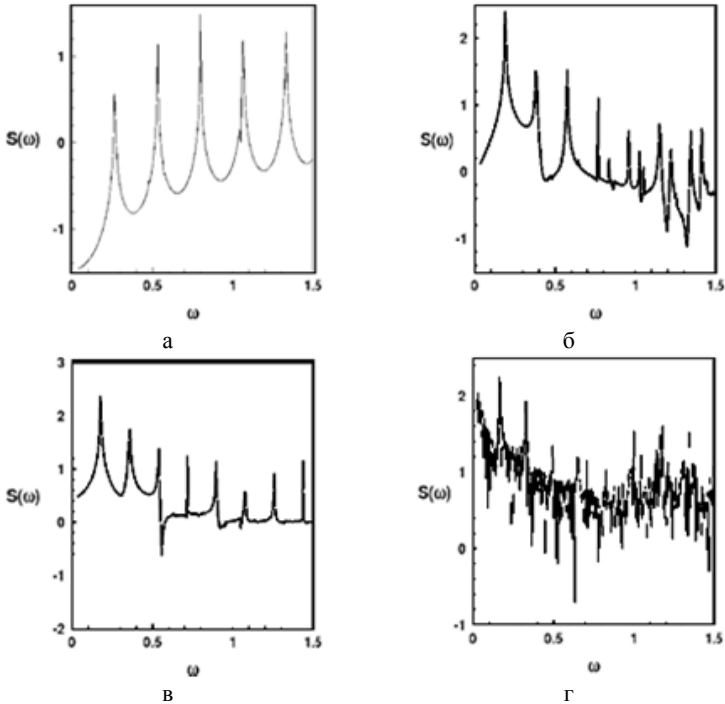


Рис. 4. Розподіли спектральної густини: граничних циклів $\alpha = -0,025$ (а), $\alpha = -0,0352$ (в); тора $\alpha = -0,03$ (б), хаотичного атратора $\alpha = -0,0384$ (г)

Отриманий хаотичний атратор (рис. 3 г) існує на досить малому інтервалі зміни параметра, і вже при $\alpha = -0,0388$ спостерігається бифуркація «хаос–гіперхаос», в результаті чого відбувається зміна хаотичного атратора гіперхаотичним (рис. 5 а) із сигнатурою спектра ЛХП $\langle +, +, 0, -, - \rangle$. Фазовий портрет отриманого гіперхаотичного атратора незначно відрізняється від хаотичного (рис. 3 г). Але істотна різниця між ними полягає в тому, що спектр ЛХП містить два додатних ляпуновських показника, на відміну від спектра ЛХП хаотичного атратора, який має лише один додатний ляпуновський показник. Отже, у фазовому просторі гіперхаотичного атратора існують два напрямки по яких розбігаються близькі фазові траєкторії.

При подальшому зменшенні параметра α до значення $\alpha = -0,0402$ в системі виникає гіперхаотичний атратор нового типу. Проекції фазового портрету такого атратора наведені на рис. 5 б–г. Перш за все слід відмітити, що у порівнянні з гіперхаотичним атратором, наведеним на рис. 5 а, значно зростає об'єм області

локалізації атрактора у фазовому просторі. Відповідно помітно зростають амплітуди коливань фазових змінних. Крім того, у виниклого гіперхаотичного атрактора приблизно в три рази зростає величина старшого ляпуновського показника, що спричиняє значне збільшення швидкості розбігання близьких фазових траєкторій. Тому в подальшому будемо називати гіперхаотичні атрактори типу зображеного на рис. 5 б–г «великими», на відміну від гіперхаотичних атракторів типу наведених на рис. 5 а, які будемо називати «малими».

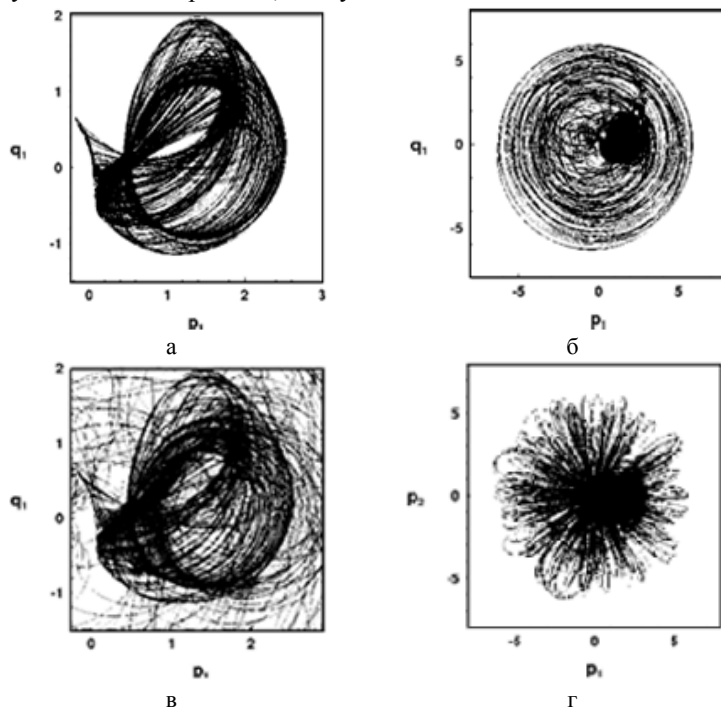


Рис. 5. Проекції фазових портретів «малого» $\alpha = -0,0388$ (а) і «великого» $\alpha = -0,0402$ (б-г) гіперхаотичних атракторів

Як показали проведені дослідження, перехід «гіперхаос–гіперхаос» відбувається за сценарієм узагальненої переміжності, який був описаний у роботах [4–5] для переходів «хаос — хаос». Наведені ілюстрації (рис. 5 а–г) з'ясовують механізм виникнення «великого» гіперхаотичного атрактора. На рис. 5 в наведений збільшений фрагмент більш темної частини проекції «великого» атрактора (рис. 5 б), що за формою якісно подібний «малому» гіперхаотичному атрактору (рис. 5 а). Рух траєкторій «великого» гіперхаотичного атрактора здійснюються у дві фази. Однією з них, грубо–ламінарною за класифікацією робіт [4, 5], є хаотичний рух

траєкторій у області локалізації «малого» гіперхаотичного атратора (рис. 5 в). В іншій фазі, турбулентній, відбуваються непередбачувані відходи траєкторій у віддалені області фазового простору (рис. 5 б, г).

Подібні закономірності, характерні для узагальненої переміжності, спостерігаються і при аналізі перерізів та відображень Пуанкаре. На рис. 6 наведені проєкції перерізів Пуанкаре «малого» (рис. 6 а) та «великого» (рис. 6 б–в) гіперхаотичних атраторів. В якості січної вибиралась площина $\beta = -1,2$. Зауважимо, що рис. 6 в є збільшеним фрагментом центральної частини рис. 6 б. Побудовані перерізи представляють собою розвинені хаотичні множини точок, число яких зростає при збільшенні часу комп'ютерних розрахунків. Уважне вивчення цих рисунків дозволяє помітити якісну подібність перерізу Пуанкаре «малого» гіперхаосу з густо чорною центральною частиною перерізу Пуанкаре «великого» гіперхаосу. Фактично переріз Пуанкаре «малого» гіперхаосу є підмножиною відповідного перерізу «великого» гіперхаосу, що зайвий раз підкреслює переміжність атраторів. Грубо–ламінарній фазі такої переміжності відповідають точки, розташовані в густо чорній центральній частині рис. 6 б. Відповідно точки розташовані на більш світлих ділянках цього рисунку відповідають турбулентній фазі.

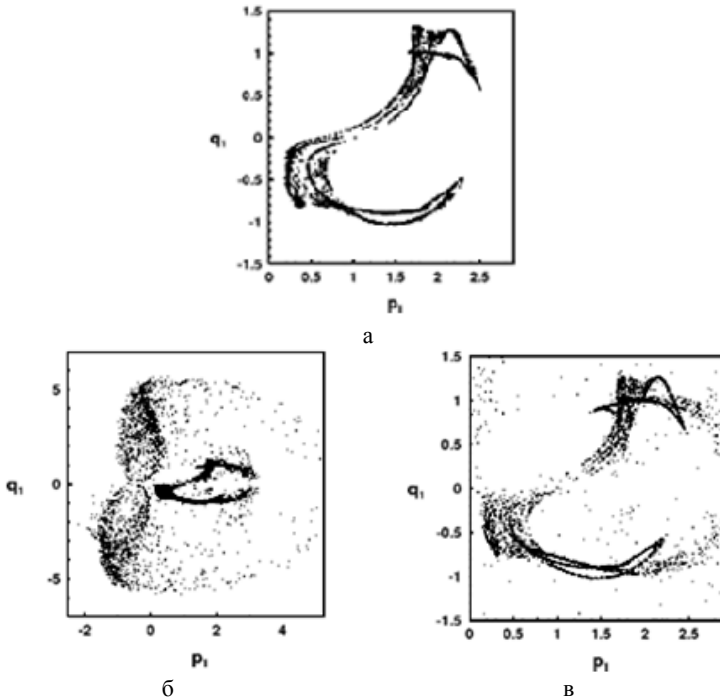


Рис. 6. Проєкції перерізу Пуанкаре гіперхаотичних атраторів: $\alpha = -0,0388$ (а), $\alpha = -0,0402$ (б, в)

Не менш чітко виявлені закономірності переходу «гіперхаос — гіперхаос» простежуються й при аналізі відображень Пуанкаре. На рис. 7 наведені відображення Пуанкаре, побудовані для фазової змінної q_1 відповідно для «малого» (рис. 7 а) та «великого» (рис. 7 б, в) гіперхаотичних атракторів. Знову відображення Пуанкаре «малого» гіперхаосу (рис. 7 а) майже співпадає з густо чорною центральною частиною відображення Пуанкаре «великого» гіперхаосу (рис. 7 б). Це особливо чітко видно при розгляді рис. 7 а і 7 в. Таким чином зникаючий «малий» гіперхаос служить грубо-ламінарною «основою» для виникаючого «великого» гіперхаосу. Зауважимо, що надзвичайно складна структура відображень Пуанкаре робить неможливою будь-яку апроксимацію системи (2) одновимірним дискретним відображенням.

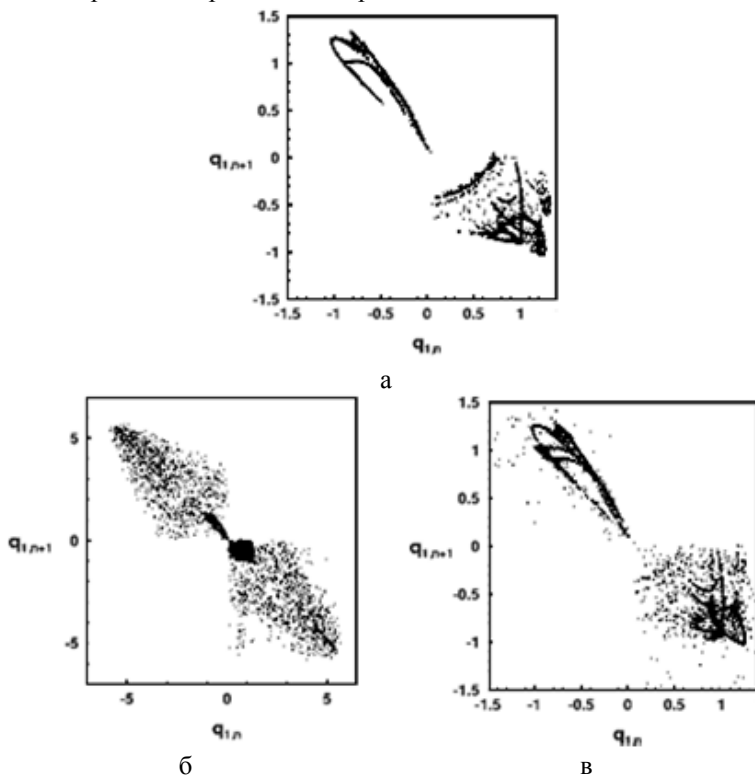


Рис. 7. Проекції відображення Пуанкаре гіперхаотичних атракторів: $\alpha = -0,0388$ (а), $\alpha = -0,0402$ (б, в)

На рис. 8 наведено Фур'є-спектр «великого» гіперхаотичного атратора при $\alpha = -0,0402$. Він є неперервним, причому у цьому спектрі практично відсутні чіткі піки. Це свідчить про «розвиненість» хаосу та надзвичайну складність динаміки, яка має місце для таких атраторів [9].

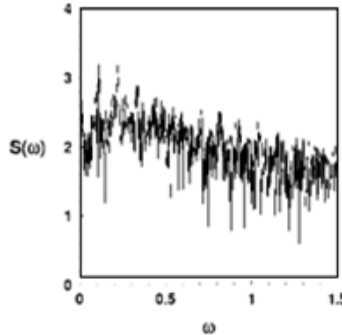


Рис. 8. Розподіл спектральної густини гіперхаотичного атратора $\alpha = -0,0402$

При розгляді інших перерізів карти динамічних режимів спостерігаються аналогічні типи регулярних і хаотичних атраторів та аналогічні сценарії переходів між атраторами різних типів.

Висновки. Таким чином, в результаті проведених досліджень динаміки системи «бак з рідиною — електродвигун», отримані наступні нові результати. Побудована карта динамічних режимів, яка дозволила встановити існування в фазовому просторі системи квазіперіодичних та гіперхаотичних атраторів. Отримана карта може використовуватися для проведення експериментів на реальних механізмах та пристроях динаміка яких моделюється за допомогою рівнянь (2).

Виявлено резонансні цикли на торах. Встановлений перехід до хаосу пов'язаний з руйнуванням квазіперіодичних атраторів. Для даної системи був встановлений перехід «гіперхаос-гіперхаос» за новим сценарієм переміжності, який узагальнює раніш відомі сценарії Помо–Маннєвілля.

Список використаних джерел:

1. Рабинович Б. И. Введение в динамику ракет-носителей космических аппаратов / Б. И. Рабинович. — М. : Машиностроение, 1975. — 416 с.
2. Луковский И. А. Введение в нелинейную динамику твердого тела с полостями, содержащими жидкость / И. А. Луковский — К. : Наук. думка, 1990. — 296 с.
3. Ibrahim R. A. Liquid Sloshing Dynamics: Theory and Applications / R. A. Ibrahim // Cambridge University Press. — 2005. — 970 p.

4. Краснопольская Т. С. Регулярная и хаотическая динамика систем с ограниченным возбуждением. / Т. С. Краснопольская, А. Ю. Швец. — М. ; Ижевск : НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика», Институт компьютерных исследований, 2008. — 280 с.
5. Krasnopolskaya T. S. Dynamical chaos for a limited power supply oscillations in cylindrical tanks. / T. S. Krasnopolskaya, A. Yu. Shvets // *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 322, 2009, P. 532—553.
6. Краснопольская Т.С. Регулярные и хаотические поверхностные волны в жидкости при ограниченном возбуждении колебаний цилиндрического бака / Т. С. Краснопольская, А. Ю Швец // *Прикл. мех.* — 1990. — Т. 26, № 8. — С. 85—93.
7. Krasnopolskaya T.S. Chaotic surface waves in limited power-supply cylindrical tank vibrations / T. S. Krasnopolskaya, A. Yu. Shvets // *J. Fluids & Structures*. — 1994. — Vol. 8, № 1. — P. 1—18.
8. Kononenko V. O. Vibrating system with a limited power-supply / V. O. Kononenko — London, Pliffe, 1969 — 236 p.
9. Кузнецов С. П. Динамический хаос / Кузнецов С. П. — Физматлит, 2006. — 356 с.

The steady-state dynamics regimes of deterministic non-ideal systems «tank with a liquid — electric motor» are considered. The principal attention is given to detection of the deterministic chaos of investigated systems. Maps of dynamic regimes are constructed. For the first time existence of hyperchaotic attractors is revealed. The new scenario of transitions of type «hyperchaos — hyperchaos» generalizing earlier known scenarios of intermittency is described.

Key words: *map of dynamic regimes, nonideal excitation, hyperchaotic attractor.*

Отримано 17.05.10