

О БИФУРКАЦИЯХ РОЖДЕНИЯ ПРИТЯГИВАЮЩИХ ИНВАРИАНТНЫХ
МНОГООБРАЗИЙ В ФАЗОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ ИНТЕГРИРУЕМЫХ
ДИНАМИЧЕСКИХ СИСТЕМ

А.А.Зайцев

(Калининградский государственный университет)

В статье приводится пример интегрируемой динамической системы, в фазовом пространстве которой существуют притягивающие инвариантные многообразия (аттракторы). Этот пример показывает, что известные способы изучения аттракторов и бифуркаций их рождения [1] - [3] можно дополнить методами теории интегрируемых гамильтоновых систем, в том числе алгоритмом интегрирования Лиувилля-Гамильтона-Якоби, а также методами симплектической геометрии и обратной задачи рассеяния [4], [5]. Отправным пунктом работы стал анализ модельного уравнения в [6], решение которого иллюстрирует бифуркацию рождения устойчивого предельного цикла.

Введем необходимые обозначения. Пусть $x \in \mathbb{R}^n$ и $Q(x) = \langle Sx, x \rangle$, ($S^T = S$) - положительно определенная квадратичная форма в \mathbb{R}^n ,

J - линейный S -кососимметричный оператор в \mathbb{R}^n : $\langle Sx, Jx \rangle = 0$,

I - единичный оператор, $f(\tau)$ - ограниченная непрерывно дифференцируемая функция, область определения которой есть луч $0 < \tau < \infty$, символом S_e обозначен эллипсоид $Q(x) = I$.

Будет использован следующий факт: решение задачи Коши для автономного дифференциального уравнения

$$\dot{x} = 2\tau f(\tau) x \quad (I)$$

(точка наверху означает дифференцирование по времени t) для любого начального значения $x_0 = x|_{t=0}$ на луче $0 < \tau < \infty$ существует, единственно и его областью определения является вся числовая прямая $-\infty < t < \infty$. Уравнение (I) интегрируемо в том смысле, что его решение в случае $x_0, f(\tau_0) \neq 0$ получается разделением переменных в виде квадратуры; при $x_0, f(\tau_0) = 0$ решением является постоянная функция $x(t) = x_0$.

Теорема 1. Нелинейное уравнение

$$\dot{x} = (J + f(Q(x))I)x \quad (2)$$

является интегрируемым и его общее решение дается формулой

$$x(t) = \sqrt{2} \int_0^t e^{\frac{J}{2}\tau} c, \quad (3)$$

где $\tau(t)$ - общее решение уравнения (I), $c \in S_e$ - произвольная (векторная) постоянная интегрирования.

Доказательство. Легко проверить, что условие теоремы существования и единственности решения задачи Коши для дифференциального уравнения (2) выполнено. Пусть $x(t)$ - решение уравнения (2) и $\tau(t) = Q(x(t))$. Тогда $\tau(t)$ есть решение уравнения (I), что показывают следующие выкладки:

$$\dot{\tau} = \frac{d}{dt} \langle Sx, x \rangle = 2 \langle Sx, \dot{x} \rangle = 2 \langle Sx, Jx \rangle + 2 \langle Sx, f(\tau)x \rangle = 2f(\tau) \langle Sx, x \rangle = 2f(\tau) \langle Sx, x \rangle = 2\tau f(\tau).$$

Полагаем далее

$$x = \tau^{-\frac{1}{2}} y, \quad y = \tau^{\frac{1}{2}} x, \quad (4)$$

где $\tau(t)$ - решение уравнения (I). Покажем, что

$$y(t) \in S_e, \quad \dot{y} = Jy. \quad (5)$$

Используя определение $\tau(t)$, получаем

$$Q(y) = \langle S(\tau^{-\frac{1}{2}} x), \tau^{-\frac{1}{2}} x \rangle = \tau^{-1} \langle Sx, x \rangle = \tau^{-1} \tau = 1 \Leftrightarrow y \in S_e.$$

Дифференциальное уравнение для y получится, если продифференцировать формулу (4) и использовать уравнения (I) и (2); это дает

$$\begin{aligned} \dot{y} &= -\frac{1}{2} \tau^{-\frac{3}{2}} x + \tau^{-\frac{1}{2}} \dot{x} = -\frac{1}{2} \tau^{-\frac{3}{2}} 2\tau f(\tau)x + \tau^{-\frac{1}{2}} (Jx + f(\tau)x) = \\ &= -\tau^{-\frac{1}{2}} f(\tau)x + \tau^{-\frac{1}{2}} J(\tau) \tau^{\frac{1}{2}} y + \tau^{-\frac{1}{2}} f(\tau)x = \tau^{-\frac{1}{2}} \tau^{\frac{1}{2}} Jy = Jy, \end{aligned}$$

т.е. обе формулы (5) доказаны. Решая уравнение (5), получаем

$$y = e^{\frac{J}{2}t} c, \quad c \in S_e,$$

откуда следует формула (3).

Предложение 1. Пусть H обозначает множество корней уравнения $f(\tau) = 0$, которое предполагается конечным, тогда каждый из эллипсоидов $Q(x) = \tau_0 (z_0 \in H)$ является инвариантным многообразием в фазовом пространстве динамической системы (2). Если к тому же корень τ_0 простой и $\frac{d}{dt}(f(\tau))|_{\tau=\tau_0} \neq 0$, то инвариантный эллипсоид $Q(x) = \tau_0$ является аттрактором.

Первая часть утверждения следует из доказательства теоремы I, т.к. при $z_0 \in H$ получаем $\frac{d}{dt} Q(x(t)) = 0$; вторая часть основывается на представлении (3) и известных фактах теории динамических систем [1] - [3].

С помощью систем вида (2) можно изучать бифуркации рождения притягивающих инвариантных эллипсоидов, если функция f зависит (кроме τ) от бифуркационного параметра v : $f = f(\tau, v)$.

* Предложение 2. Если при переходе через точку

бифуркации $\dot{y} = y_c$ на фазовой полупрямой $0 \leq t < \infty$ динамической системы (1) появляется аттрактор, то в результате того же перехода в фазовом пространстве \mathbb{R}^n многомерной динамической системы (2) рождается притягивающий инвариантный эллипсоид.

Систему (2) можно обобщить, рассматривая динамические системы с фазовыми пространствами, для которых существует дифференцируемое вложение в $M \times T$, где M — симплектическое многообразие интегрируемой гамильтоновой системы, а T — область некоторого евклидова пространства, в котором действует фазовый поток, порожденный линейным уравнением $\dot{x} = Jx$, при чем T есть инвариантное многообразие этого потока. Решение проблемы интегрируемости в этом случае состоит в построении указанного дифференцируемого отображения. В некоторых случаях M может быть фазовым пространством простой интегрируемой системы, в частности, для уравнения (2) $M = [0; +\infty)$, $T = S_\epsilon$.

Библиографический список

1. Арнольд В.И., Афраимович В.С., Ильиненко Ю.С., Шильников Л.П. Теория бифуркаций // Совр. проблемы матем. фундамен. направления / ВИНИТИ. М., 1985. Т.5. С.5-218.

2. Palis J., Melo W. Geometric Theory of Dynamical Systems. An Introduction. N.Y.: Springer-Verlag, 1982. 198 pp.

3. Marsden J.E., McCracken M. The Hopf Bifurcation and Its Applications // Appl. Math. Sciences / N.Y.: Springer-Verlag, 1976. V.19. 408 pp.

4. Дубровин Б.А., Новиков С.П., Фоменко А.Т. Современная геометрия. М.: Наука, 1979. 760 с.

5. Фоменко А.Т. Симплектическая геометрия. Методы и приложения. М.: Изд-во Моск. ун-та, 1988. 414 с.

6. Андронов А.А., Витт А.А., Хайкин С.Э. Теория колебаний. М.: Физматгиз, 1959. 926 с.

УДК 514.75

ОБ ОДНОЙ КЛАССИФИКАЦИИ ИЗОТРОПНЫХ МНОГОМЕРНЫХ ПОВЕРХНОСТЕЙ В НЕВЫРОЖДЕННЫХ НЕЕВКЛИДОВЫХ ПРОСТРАНСТВАХ

Е.Т.И в л е в

(Томский политехнический университет)

Проведена классификация изотропных m -мерных поверхностей V_m в S_{m+1} , когда текущая точка $V \in V_m$ лежит на абсолюте Q пространства S_{m+1} . Эта классификация аналогична той, которая проводится в [1] для неизотропных m -поверхностей V_m в S_{m+1} . Обозначения и терминология соответствуют принятым в [1] - [4].

1. Рассматривается случай изотропной m -поверхности V_m в S_{m+1} , когда $V = A_0 \in Q$, т.е. с учетом ([1], (2), (5)), когда

$$g_{00} \equiv (A_0, A_0) = 0. \quad (1)$$

В этом случае репер R m -поверхности V_m в S_{m+1} , о котором идет речь в ([1], п.1), выберем так, чтобы

$$g_{0i} = 0, \quad g_{ij} = \begin{cases} 0, i \neq j, & g_{m+1,j} = 0, \quad g_{m+1,m+1} = 0, \quad g_{m+1,0} = 1, \\ \varepsilon_i, i=j; & \varepsilon_i = \pm 1 \quad (i, j, k, l = \overline{1, m}). \end{cases} \quad (2)$$

Тогда соотношения ([1], (9)) в силу (1) принимают следующий вид:

$$\omega_{\alpha}^{m+1} = A_{\alpha\gamma}^{m+1} \omega_{\gamma}^{\circ}, \quad \omega_a^{m+1} = 0, \quad \omega_0^{\circ} = 0, \quad \omega_{m+1}^{\circ} = 0, \quad \omega_0^{\circ} + \omega_{m+1}^{m+1} = 0,$$

$$\omega_0^{\alpha} = A_{\alpha\gamma}^{\circ} \omega_{\gamma}^{\circ}, \quad \varepsilon_{\alpha} \omega_{\beta}^{\circ} + \varepsilon_{\beta} \omega_{\alpha}^{\circ} = 0 \quad (\text{по } \alpha \text{ и } \beta \text{ не суммировать}), \quad (3)$$

$$\omega_{m+1}^k = -\varepsilon_k \omega_0^{\circ}, \quad \varepsilon_a \omega_b^{\circ} + \varepsilon_b \omega_a^{\circ} = 0 \quad (\text{по } a \text{ и } b \text{ не суммировать}),$$

$$\alpha, \beta, \gamma = \overline{1, m}; \quad a, b, c = \overline{m+1, n},$$

где с учетом ([1], (6), (3))

$$A_{\alpha\gamma}^{m+1} = \begin{cases} 0, \alpha \neq \gamma, \\ -\varepsilon, \alpha = \gamma, \end{cases} \quad A_{ab}^{\alpha} = -\varepsilon_{\alpha} \varepsilon_a A_{ab}^{\alpha}, \quad (4)$$

$$\nabla A_{ab}^{\alpha} + A_{ab}^{\alpha} \omega_0^{\circ} - \delta_{\beta}^{\alpha} \omega_a^{\circ} = A_{ab\gamma}^{\alpha} \omega_{\gamma}^{\circ}. \quad (5)$$

Из ([1], (1)) с учетом (2) и (1) следует, что абсолюте Q в рассматриваемом репере определяется следующим уравнением:

$$\sum_{\alpha=1}^m \varepsilon_{\alpha} (x^{\alpha})^2 + \sum_{a=m+1}^n \varepsilon_a (x^a)^2 + x^0 x^{m+1} = 0, \quad (6)$$