Список литературы

1. Бесекерский В.А, Попов Е.П. Теория систем автоматического управления.// Москва.: Профессия. ISBN: 5-93913-035-6. 2003. 752 С.

2. Первозванский А. А. Курс теории автоматического управления.// М., Наука, 1986.

3. Малкин И. Г. Теория устойчивости движения.// М.,Главная редакция физико-математической литературы. 1966. 532 С.

4. Айзерман М. А. Об одной задаче, касающейся устойчивости динамических систем. // Успехи математических наук. 1949. Т. 4.№4.

Фармацевтические науки

ТЕТРАХЛОРФЕРРАТЫ ЧЕТВЕРТИЧНОГО АММОНИЯ, ПИРИДИНИЯ И МОРФОЛИНИЯ КАК ПОТЕНЦИАЛЬНЫЕ АНТИМИКРОБНЫЕ ПРЕПАРАТЫ

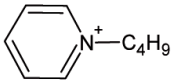
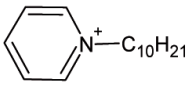
Ворончихина Л.И., Журавлев О.Е., Пресняков И.А., Кротова Н.И.

Тверской государственный университет, г. Тверь, Россия

Известно, что на биологическую активность четвертичных солей аммония оказывает влияние как природа катиона, так и аниона, поэтому замена традиционных галогенид-анионов в структуре четвертичной соли на объемные анионы типа PF_6^-, BF_4^-, $FeCl_4^-$ и др. должно сказываться и на их биологической активности. Подобные соединения – четвертичные соли алифатических или гетероциклических аминов находящиеся в жидком состоянии в широком интервале температур называются ионными жидкостями. Эти соединения в последнее время привлекают внимание в виду уникальности их свойств. Негорючесть, малое давление паров и гидрофобность ионных жидкостей исключает их попадание в окружающую среду и отвечает современным экологическим требованиям.

Целью работы был синтез тетрахлорферратов четвертичного аммония, пиридиния и морфолиния и исследование их антимикробной активности в сравнении с исходными, базовыми галоидными солями. Получены соединения общей формулы (I) получали взаимодействием четвертичных галоидных солей аминов с $FeCl_3$ в спиртовом растворе:

$A^+[FeCl_4]^-$ (I)

где, A:   $(C_4H_9)_4N$,

Антимикробную активность изучали методом диффузии в агар на среде Muller-Hinton по отношению к тест-культурам микроорганизмов грамм-положительным и грамм-отрицательным бактериям. Исследования показали, что тетрахлорферраты четвертичных солей аминов по сравнению с исходными хлоридами обладают более широким спектром антибактериального действия.

Физико-математические науки

УДК 521.36:534.1

ОБ ПЕРИОДИЧЕСКИХ РЕШЕНИЯХ ФОТОГРАВИТАЦИОННОЙ ОГРАНИЧЕННОЙ ЗАДАЧИ ТРЁХ ТЕЛ

Омарова У.Ш., Турешбаев А.Т., Енсебаева Г.М., Нурова Г.Ж.

Кызылординский государственный университет имени Коркыт Ата, г. Кызылорда, Казахстан, e-mail: ylbosin_kz@mail.ru

Рассматривается ограниченная фотогравитационная круговая задача трех тел. Для случая равных масс основных тел, обращающихся друг относительно друга по круговым орбитам, получены уравнения пространственных прямолинейных движений пассивно-гравитирующей точки. Доказано существование в окрестности начала координат периодических решений для определенного множества значений параметров системы.

Ключевые слова: Задачи трех тел, треугольные точки либрации, периодические движения, фотогравитационные задачи трех тел

Considered limited photogravitational circular three-body problem. For the case of equal masses of the main bodies circulating each other in circular orbits, equations are derived spatial rectilinear motions passively gravitating point. The existence of a neighborhood of the origin of periodic solutions for a particular set of values of the system parameters.

Keywords: three-body problem, triangular libration points, periodic motions, photogravitational three-body problem

В работах [1-8], посвященных динамике частицы в поле двух гравитирующих и излучающих тел, обращающихся относительно центра

масс по круговым или эллиптическим орбитам, было установлено существование трехпараметрического семейства коллинеарных [1,2,7], треугольных [3,7] и компланарных [4,5,6] точек либрации и исследована их устойчивость по Ляпунову. В эллиптической задаче для малых значений эксцентритета орбиты получены пространственные периодические решения вблизи компланарных точек[8]. В данной работе устанавливается существование пространственных периодических движений вдоль оси, перпендикулярной плоскости орбитального движения основных тел и проходящей через их центр масс и в окрестности начала координат. С точки зрения приложений задача в такой постановке может иметь повышенный интерес при изучении динамики частиц космической пылевой материи в поле двойных звездных систем.

Поместим начало O прямоугольной системы координат oxyz в центр масс двух гравитирующих и излучающих тел, считаемых материальными точками и обращающихся друг относительно друга по круговым орбитам; ось ox проведем вдоль прямой, соединяющей основные тела, а ось oz - перпендикулярно плоскости их орбитального движения в сторону, откуда оно видно происходящим против хода часовой стрелки. Тогда уравнения движения частицы в прямоугольной барицентрической равномерно вращающейся вокруг оси oz вместе с основными телами (звездами) системе координат oxyz можно записать в виде [1]:

$$\begin{aligned} \ddot{x} - 2\dot{y} &= \partial W / \partial x \\ \ddot{y} + 2\dot{x} &= \partial W / \partial y \\ \ddot{z} &= \partial W / \partial z \end{aligned} \qquad (1)$$

где

$$W = \tfrac{1}{2}\left(x^2 + y^2\right) + \frac{q_1(1-\mu)}{r_1} + \frac{q_2\mu}{r_2}$$ - силовая функция:

$$r_\alpha = \sqrt{\left(x - x_\alpha\right)^2 + y^2 + z^2}\,, \quad \alpha = 1,2\,;$$

μ, 1-μ - безразмерные массы тел (звезд),

x_1=-μ, x_2=-1-μ- их абсциссы соответственно,

r_1 и r_2- расстояния частицы до каждой из звезд;

q_1 и q_2 - коэфициенты редукции массы частицы, представляющие отношение разности гравитационной и репульсивной сил к гравитационной силе [7].

Рассматривая случай равных масс μ = 1 - μ = $\frac{1}{2}$, будем искать частное решение системы (1) при

$$x = \dot{x} = y = \dot{y} = 0\,, \quad z \neq 0$$

При этом первые два уравнения (1) удовлетворяются тождественно. Тогда уравнение движений изучаемой частицы примет вид:

$$\ddot{z} = \frac{\partial W}{\partial z} = -\frac{\partial \Pi}{\partial z} = -\frac{4(q_1+q_2)z}{\sqrt{(1+4z^2)^3}}\,, \qquad (2)$$

где $W = -\Pi = \dfrac{4(q_1+q_2)z}{\sqrt{(1+4z^2)^3}}$ - силовая функция, соответствующая $\mu = \dfrac{1}{2}$.

Из (2) видно, что при z = 0 система имеет место равновесие. Уравнение (2) имеет первый интеграл

$$\frac{1}{2}(\dot{z}^2) + \Pi(z) = h\,, \qquad (3)$$

представляющий собой интеграл энергии, из которого мы находим

$$\dot{z} = \pm\sqrt{2(h - \Pi)} \qquad (4)$$

Потенциальная энергия П(z) в точке z=0 при $q_1+q_2>0$ имеет изолированный минимум. Применяя метод фазовой плоскости, нетрудно убедиться в том, что траектории этой системы в достаточно малой окрестности положения равновесия представляют собой замкнутые кривые, т.е. движения, которые они описывают, являются периодическими [9]. Таким образом, все решения в окрестности минимума потенциальной энергии периодические.

Из (4) определим период

$$\tau = \int_0^{\alpha} \frac{\sqrt{1+4z^2}\,dz}{\sqrt{2\left[q_1+q_2+h\sqrt{1+4z^2}\right]}}, \tag{5}$$

где α - корень уравнения $q_1+q_2+h\sqrt{1+4z^2}=0$ относительно z .

Итак, полученное нами решение имеет место при условии x=y=0. Однако теорема Ляпунова позволяет доказать существование периодических движений в окрестности начала координат, когда x и y $\neq 0$. Для этого надо быть уверенным в существовании голоморфного первого интеграла и в отсутствии у системы корней вида $\pm 2mi$,где m=0,1,2,…. Таким интегралом системы является

$$H = T - W = \frac{1}{2}(\dot{x}^2+\dot{y}^2+\dot{z}^2) - W + ... = \bar{h} \tag{6}$$

Теперь составим уравнения возмущенного движения в окрестности положения равновесия x*=y*=z*=0. Для этого в системе (1) полагая

$$\xi = x - x^*,\ \eta = y - y^*,\ \varsigma = z - z^*$$

имеем

$$\begin{aligned}
\ddot{x} - 2y &= \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial x \partial z}\right)_0 z + ...,\\
\ddot{y} + 2x &= \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}\right)_0 y + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial y \partial z}\right)_0 z + ...,\\
\ddot{z} &= \left(\frac{\partial^2 W}{\partial z \partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial z \partial y}\right)_0 y + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2}\right)_0 z + ...,
\end{aligned} \tag{7}$$

где индекс "0" означает результат подстановки x=y=z=0.

Вычислим вторые производные (все смешанные производные равны нулю):

$$\begin{aligned}
\left(\frac{\partial^2 W}{\partial x^2}\right)_0 &= -c_{xx} = 1 + 8(q_1+q_2),\\
\left(\frac{\partial^2 W}{\partial y^2}\right)_0 &= -c_{yy} = 1 - 4(q_1+q_2),\\
\left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2}\right)_0 &= -c_{zz} = -4(q_1+q_2),
\end{aligned} \tag{8}$$

Здесь c_{xx}, c_{yy}, c_{zz} - коэффициенты устойчивости.

Тогда уравнения в вариациях, отвечающие системе уравнений (7) возмущенного движения, имеют вид:

$$\dot{x} - 2y - (1 + 8(q_1 + q_2))x = 0,$$
$$\dot{y} + 2\dot{x} - (1 - 4(q_1 + q_2))y = 0, \qquad (9)$$
$$\dot{z} + 4(q_1 + q_2)z = 0$$

Характеристическое уравнение этой системы:

$$\Delta(\lambda) = \begin{vmatrix} \lambda^2 - (1 + 8(q_1 + q_2)) & -2\lambda & 0 \\ 2\lambda & \lambda^2 - (1 - 4(q_1 + q_2)) & 0 \\ 0 & 0 & \lambda^2 + 4(q_1 + q_2) \end{vmatrix} = 0,$$

или

$$\lambda^4 + 2(1 - 2a)\lambda^2 + 1 + 4a - 32a^2 = 0, \qquad (10)$$

$$\lambda^2 + 4a = 0$$

где $a = q_1 + q_2$, $q_1 \in]-\infty, 1]$, $q_2 \in]-\infty; 1]$.

Видим, что для определенного множества значений параметров q_1, q_2 система может иметь пару чисто мнимых простых корней. Следовательно, условия теоремы Ляпунова, гарантирующие существование периодических по t , аналитически зависящих от одного параметра (начального отклонения например, величины x) решений, выполнены.

Список литературы

1. Куницын А.Л. Турешбаев А.Т.Письма в АЖ..// 1983, т. 9, №7, С. 432-435.
2. Kunitsyn A.L. and Tureshbaev A.T. Celestial Mechanics //1985, Y.35, p. 105-112.
3. Куницын А.Л., Турешбаев А.Т. Письма в АЖ.// 1985, т. II , №2, С. 145-148.
4. Турешбаев А.Т. Письма в Астрон. журн.// 1986. т. 12, № 9, С. 722-725.
5. Турешбаев А.Т. Тематический сборник научных трудов МАИ //1987 г., С. 28-31.
6. Пережогин А.А., Турешбаев А.Т. Астрон. журн.// т.66, вып.4, С. 859-865.
7. Турешбаев А.Т. ВИНИТИ . //1985, № 7, 207-В, Деп.
8. Куницын А.Л., Турешбаев А.Т. Материалы Всесоюзного совещания "Динамика гравитирующих систем и методы аналитической небесной механики"// Алма-Ата: Наука, 1990, С. 32-36.
9. Моисеев Н.Н. Ассимптотические методы нелинейной механики // М.: Наука,1981.

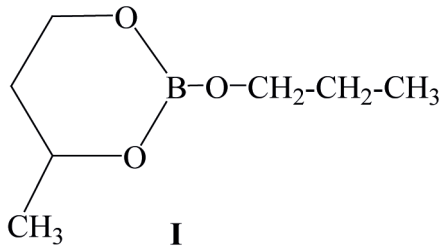
Химические науки

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИЗУЧЕНИЕ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО СПЕКТРА 2-ПРОПОКСИ-4-МЕТИЛ-1,3,2-ДИОКСАБОРИНАНА

[1]Брусиловский Ю.Э., [2,3]Кузнецов В.В.

[1]Физико-химический институт им. А.В. Богатского НАН Украины, г. Одесса, Украина;
[2]Уфимский государственный авиационный технический университет, г. Уфа, Россия;
[3]Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

Интерес к структурным исследованиям шестичленных циклических эфиров борных кислот связан как с особенностями их строения, так и с использованием в качестве реагентов тонкого органического синтеза [1-6]. Ранее [7, 8] были выявлены основные колебательные частоты в ИК и КР спектрах замещенных 1,3,2-диоксаборинанов. Целью настоящей работы является компьютерное моделирование колебательного спектра 2-пропокси-4-метил-1,3,2-диоксаборинана (**I**) с помощью неэмпирического квантово-химического приближения HF/6-31G(d) в рамках программного обеспечения HyperChem [9].



I

Исследовались колебательные частоты, связанные с гетероатомным фрагментом кольца. Все они принадлежат к так называемой области «отпечатков пальцев» молекулы.