

$$K(s_0, s) = \frac{\cos \varphi}{r_{0P}}$$

потенциала двойного слоя. Ясно, что $\frac{\cos \varphi}{r} = \frac{1}{2R}$, поэтому интегральное уравнение (3) для определения функции μ примет вид

$$\mu(s_0) + \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{1}{2R} \mu(s) ds = \frac{1}{\pi} f(s_0). \quad (8)$$

Ядро этого уравнения вырожденное, т.к. зависит только от одного аргумента s . Поэтому легко видеть, что решением уравнения (8) является функция

$$\mu(s) = \frac{1}{\pi} f(s) + A, \quad (9)$$

где A – некоторая подлежащая определению постоянная. Подставим функцию (9) в уравнение (8) и выразим постоянную A через заданную функцию f :

$$A = -\frac{1}{4\pi^2 R} \int_{\Gamma} f(s) ds.$$

Таким образом, решением интегрального уравнения (8) является функция

$$\mu(s) = \frac{1}{\pi} f(s) - \frac{1}{4\pi^2 R} \int_{\Gamma} f(s) ds.$$

Соответствующий потенциал двойного слоя, дающий решение первой краевой задачи для круга, равен

$$u(M) = \int_{\Gamma} \mu(P) \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} ds = \int_{\Gamma} \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} \left(\frac{1}{\pi} f(s) - \frac{1}{4\pi^2 R} \int_{\Gamma} f(s) ds \right) ds.$$

Преобразуем правую часть этой формулы, полагая, что точка M лежит внутри Γ :

$$u(M) = \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} f(s) ds - \left(\frac{1}{4\pi^2 R} \int_{\Gamma} f(s) ds \right) \int_{\Gamma} \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} ds = \quad (10)$$

$$= \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} f(s) ds - \left(\frac{1}{4\pi^2 R} \int_{\Gamma} f(s) ds \right) \cdot 2\pi = \frac{1}{\pi} \int_{\Gamma} \left(\frac{\cos \varphi}{r_{MP}} - \frac{1}{2R} \right) f(s) ds.$$

(Здесь было использовано равенство $\int_{\Gamma} \frac{\cos \varphi}{r_{MP}} ds = 2\pi$.)

Преобразуем подынтегральное выражение. Из треугольника OPM , имеем $r^2 = R^2 + \rho^2 - 2R\rho\cos\alpha$ и $\cos\varphi = \frac{R - \rho\cos\alpha}{r}$.

$$\text{Отсюда } \frac{\cos\varphi}{r} - \frac{1}{2R} = \frac{R^2 - \rho^2}{2Rr^2}.$$

Подставив найденное выражение в (10), получим известную формулу Пуассона для круга

$$u(M) = \frac{1}{2\pi R} \int_0^R \frac{R^2 - \rho^2}{r^2} f(s) ds,$$

которая является решением задачи.

Ценность рассмотренного в этой работе метода потенциалов, созданного независимо Д. Грином (1828) и К. Гауссом (1840), заключается в том, что он свободен от ряда присущих другим методам трудностей. Однако его применение, особенно в случае областей с негладкой границей, связано с громоздкими вычислениями.

Литература:

- 1 Годунов С.К., Золотарева Е.В. Сборник задач по уравнениям математической физики. Новосибирск: Наука, 1974.-74с.
- 2 Макаров А. П., Уравнения математической физики. Череповец, 2004.-68с.

FYZIKA

TEORETICKÁ FYZIKA

- Власенко В.Г., Волчок, Калиберда Л.М., Спольник О.І.** Вплив взаємодії в кінцевому стані на переріз квазіпружного розсіяння електронів високих енергій атомними ядрами68
- Моргалюк В.Д.** Устройства на основе свойств «стоячих волн» в волноводе. Жидкости и газы71
- Baktybayev K., Dalelkhankyzy A.** The nucleon-pair model of collective excitation of nuclei76
- Сериков В.И., Воронин С.В., Воронина О.А.** Иерархия волновых уравнений от обобщения уравнения Бюргерса к уравнениям квантовой теории77

FYZIKA TUNÝCH LÁTEK

- Амплиев А.Е., Румянцев К.Е.** Требования к параметрам функциональных узлов счетчика фотонов82

POUŽITÍ MANUÁLNÍCH METOD V MEDICÍNĚ

- Басов А.А., Барышев М.Г., Джимаков С.С., Масычева Е.В., Шашков Д.И.** Влияние воды с модифицированным изотопным составом на показатели свободнорадикального окисления тканей и крови лабораторных животных86
- Богатов Н.М., Сеницын А.С., Бондаренко Р.С., Бут А.В., Козырев В.Г.** Влияние температуры на магнитно-резонансные томографические изображения92

ASTROFYZIKA A KOSMICKÉ PÁPRSKY

- Сарсембаева А.Т., Белисарова Ф.Б., Сарсембай А.Т.** Магнитное пересоединение в солнечных вспышках105

OBSAH

MATEMATIKA

MATEMATICKÁ ANALÝSA

Даулетбаева Ж.Д. Применение поверхностных потенциалов
к решению краевых задач 3

TEORIE PRAVDĚPODOBNOSTI
A MATEMATICKÁ STATISTIKA

Щеголькова А.А. Эффективность использования компьютерных технологий
в образовательном процессе на основе созданного электронного учебника
по математике 7

UŽITÁ MATEMATIKA

Юничева Н.Р. Алгоритм построения управляемого множества решений для синтеза систем управления объектами с неточными данными	10
Евсеев В.И. Специальные методы семантического анализа	13
Амаева Д.К. Моделирование однородных регистровых сред с программируемой структурой	25
Колдаев В.Д. Организация данных в адаптивных системах распознавания изображений	30
Тажина А.М., Рахимбекова А.Е., Никанбаева Н.Н. Мультимедиалық технологияны колдану арқылы оқыту процесін жетілдіру мүмкіндіктері	36
Долгарев А.И. Многомерные поверхности II. секционная и полная кривизна поверхности	40
Красинский А.Я., Красинская Э.М. Об условиях применения уравнений Лагранжа второго рода в задачах устойчивости и стабилизации равновесий систем с геометрическими связями	49
Маркелова И.В., Данилов А.М. Равномерная аппроксимация сплайном с допустимой погрешностью	61
Сухов Я.И., Гарькина И.А. Кусочно-линейная аппроксимация таблично-заданной функции	65

TEORIE PRAVDĚPODOBNOSTI
A MATEMATICKÁ STATISTIKA

Щеголькова А. А.

Кубанский государственный университет, Россия, Краснодар

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ КОМПЬЮТЕРНЫХ
ТЕХНОЛОГИЙ В ОБРАЗОВАТЕЛЬНОМ ПРОЦЕССЕ
НА ОСНОВЕ СОЗДАННОГО ЭЛЕКТРОННОГО УЧЕБНИКА
ПО МАТЕМАТИКЕ

Для проверки эффективности использования компьютерных технологий в образовательном процессе был создан электронный учебник и внедрен в образовательный процесс среднеобразовательной школы [7].

После апробации учебника был проведен статистический анализ данных, которые были получены в ходе внедрения электронного пособия. Статистический анализ необходимо было провести, чтобы можно было говорить об эффективности использования компьютерных технологий в образовательном процессе на основе созданного электронного учебника по математике [3 – 4, 7].

Сформулировать гипотезы необходимо так, чтобы они были корректны и не вводили в заблуждение.

Нулевая гипотеза: опыт, проведенный в ходе апробации электронного учебника, не выявил эффективность использования компьютерных технологий в образовательном процессе.

Альтернативная гипотеза: опыт, проведенный в ходе апробации электронного учебника, выявил эффективность использования компьютерных технологий в образовательном процессе.

На основе полученных данных был проведен однофакторный дисперсионный анализ. Для удобства подсчета результатов была использована программа Microsoft Excel 2010 [1 – 2, 5 – 6].

Результат всех расчетов, которые были проведены в ходе статистического анализа, представлен на рисунке 1.

После проведенного расчета были найдены критические точки $F_{кр}$, при степенях свободы равных 38 и 1:

$$F_{кр} = 7,30 \text{ для } p \leq 0,05$$

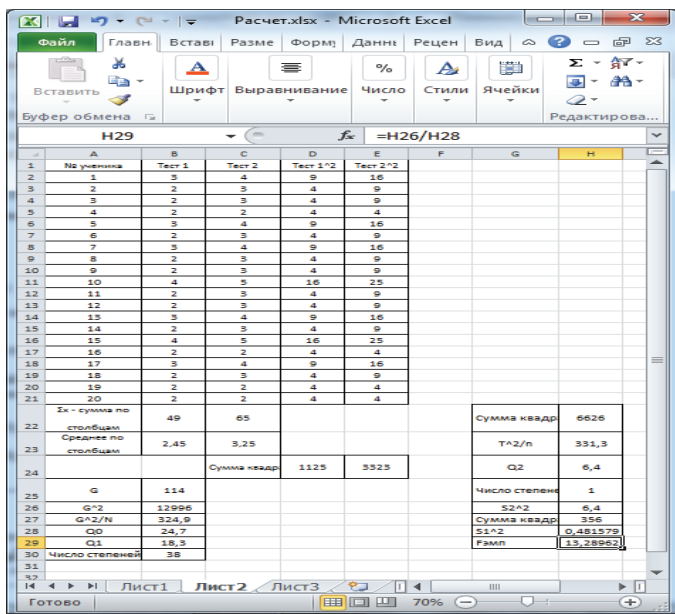


Рисунок 1 – Конечный результат

Строим «ось значимости». На рисунке 2 представлена «ось значимости».

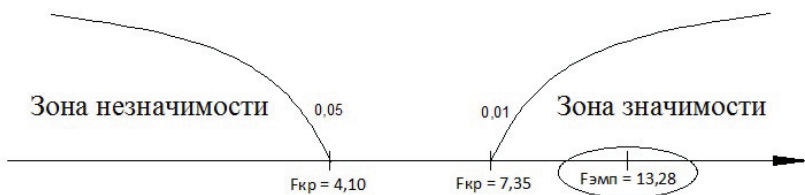


Рисунок 3 – Ось значимости

Таким образом, полученная величина $F_{эмп}$ попала в зону значимости. В терминах статистических гипотез можно утверждать, что H_0 гипотеза об отсутствии различий отвергается, а принимается H_1 . Полученный результат позволяет сделать вывод, что опыт, проведенный в ходе апробации электронного учебника,

ASTROFYZIKA A KOSMICKÉ PAPERKY

Сарсембаева А.Т., Белисарова Ф.Б., Сарсембай А.Т.

Казахский Национальный Университет им.Аль-Фараби, Алматы, Казахстан

МАГНИТНОЕ ПЕРЕСОЕДИНЕНИЕ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

Процессы, обусловленные пересоединением магнитных силовых линий или «магнитным пересоединением» в высокопроводящей плазме, составляют физическую основу самых разнообразных нестационарных и высокоэнергичных явлений в космической и лабораторной плазме. Например, вспышки на Солнце и звездах, суббури в магнитосферах Земли и других планет, неустойчивости срыва в тороидальных магнитных ловушках – токамаках, многие нестационарные явления в пинчах с обращенным полем, компактных торах, в сильноточных разрядах типа плазменный фокус, Z-пинч, 0-пинч и т. д. В результате магнитного пересоединения происходит быстрое изменение топологии магнитного поля, что сопровождается эффективным преобразованием магнитной энергии в тепловую и кинетическую энергию плазмы, в потоки ускоренных частиц и в излучения в различных диапазонах длин волн. Как общеизвестно, при высокой проводимости магнитное поле оказывается «вмороженным» в плазму: магнитные силовые линии как бы приклеены к веществу и переносятся при его движении. Но в некоторых пространственных областях замагниченной плазмы возможно нарушение свойства вмороженности, и тогда вступают в действие процессы магнитного пересоединения, которые реализуются в таких областях, где сближаются магнитные силовые линии с противоположными (или с различающимися) направлениями. Эти области характеризуются высокой плотностью электрического тока и малыми масштабами, поэтому диссипативные процессы могут стать существенными даже при высокой проводимости плазмы, и поэтому магнитное поле перестает быть вмороженным в плазму [1].

Литература:

1. Прист Э., Форбс Т. Магнитное пересоединение. – М.: Физматлит, 2005. – С.294.

16. Dickinson R.J., Holl A.S. et al. Measurement of changes in tissue temperature using MR imaging. // J. Compt. Assist. Tomogr., 1986, N 10, P. 468–472.
17. Kuroda K., Tsutsumi S., Saltoh A. Non-invasive temperature distribution measurement by simultaneous use of multiple NMR parameters. // Trans. IEICE, 1990, J73-A(8), P. 1431–1443.
18. Ling C., Poster M. et al. Comparison of NMR water proton T₁ relaxation times of rabbit tissues at 24 MHz and 2,5 MHz. // Phys. Med. Biol. 1980, N.25, P.748–751.
19. Simpson J.H., Carr H.Y. Diffusion and nuclear spin relaxation in water. // Phys. Rev., 1958, V. 111, I. 5, P. 1201–1202.
20. Hall A.S., Prior M.V., Hand J.W., Observation by MR imaging of in vivo temperature changes induced by radio frequency hyperthermia. // J Comput Assist Tomogr, 1990, V. 14, N. 3, 430–436.
21. Paliwal V., AbdEl-Monem El-Sharkawy, Du X., Yang X., Atalar E. SSFP-Based MR Thermometry. // Magnetic Resonance in Medicine, 2004, V.52, N.4, P.704–708.
22. Panych L.P., Hrovat M.I., Bleier A.R., Jolesz F.A. Effects Related to Temperature Changes during MR Imaging. // J. Magn. Reson. Imaging, 1992, V.2, N.1, P.69–74.
23. Le Bihan D., Delannay J., Levin R.L. Temperature mapping with MR imaging of molecular diffusion imaging: Application to hyperthermia. // Radiology, 1989, V. 171, N. 3, P. 853–857.
24. Kagayaki Kuroda Non-invasive MR thermography using the water proton chemical shift. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V.21, N.6, P.547–560.
25. Hall L.D., Talagala S.L. Mapping of pH and temperature distribution using chemical-shift-resolved tomography. // J. Magn. Reson., 1985, V. 65, I.2, P.501–505.
26. Yasutoshi Ishihara, Arturo Calderon et al. A Precise and Fast Temperature Mapping Using Water Proton Chemical Shift. // Magn. Reson. Med., 1995, V.34, N.6, P.814–823.
27. Vitkin I.A., Moriarty J.A. et al. Magnetic resonance imaging of temperature changes during interstitial microwave heating: a phantom study. // Med. Phys., 1997, V. 24, I. 2, P. 269–277.
28. Lüdemann L., Wlodarczyk W. et al. Non-invasive magnetic resonance thermography during regional hyperthermia. // Int. J. Hyperthermia, 2010, V. 26, I. 3, P.273–282.
29. Волков А.А., Никифоров В.Н., Пирогов Ю.А., Иванов А.В., Прохоров А.С. Регистрация температурного поля методом магнитно-резонансной томографии. // Медицинская физика, 2011, № 1, С. 75 – 81.
30. Волков А.А., Какагельдыев С.К., Прохоров А.С., Пирогов Ю.А. Традиционные методы нагрева в применении к магнитно-резонансной термометрии. // Журнал радиоэлектроники, 2012, № 1, <http://jre.cplire.ru/iso/jan12/12/text.html>
31. Казначеева А.О., Ананьева Н.И. Высокопольная магнитно-резонансная томография: возможности, безопасность, ограничения. // <http://do.gen-docs.ru/docs/index-120090.html>

выявил эффективность использования компьютерных технологий в образовательном процессе.

Литература

- 1 Кибзун А. И. Теория вероятностей и математическая статистика. Базовый курс с примерами и задачами / А. И. Кибзун, Е. Р. Горяинова, А. В. Наумов – М.: Физматлит, 2002. – 224 с.
- 2 Леман Э. Проверка статистических гипотез / Э. Леман. – М.: Наука. Главная редакция Физико-математической литературы, 1979. – 409 с.
- 3 Панюкова С.В. Концепция реализации лично-ориентированного обучения при использовании информационных и коммуникационных технологий / С. В. Панюкова – М.: Изд-во РАО, 1998. – 510 с.
- 4 Селевко А.Г. Современные информационно-технические средства в школе / А. Г. Селевко – М.: Народное образование, 2002. – 220 с.
- 5 Александров В. Анализ данных на ЭВМ / Александров В., Алексеев А. И. – М.: Финансы и статистика, 1990. – 320 с.
- 6 Информатизация общего среднего образования: Научно-методическое пособие / Под ред. Д. Ш. Матроса. – М.: Педагогическое общество России, 2004. - 384 с.
- 7 Щеголькова А. А. Разработка интерактивного учебного пособия по математике для средней школы и анализ эффективности его использования при изучении математики учащимися средней образовательной школы / А. А. Щеголькова // IX Всероссийской научной конференции молодых ученых и студентов «Современное состояние и приоритеты развития фундаментальных наук в регионах» – Краснодар: КубГУ, 2013. – С. 44 – 46.

UŽITÁ MATEMATIKA

К.т.н. Юничева Н.Р.

Институт проблем информатики и управления МОН РК, Казахстан

АЛГОРИТМ ПОСТРОЕНИЯ УПРАВЛЯЕМОГО МНОЖЕСТВА РЕШЕНИЙ ДЛЯ СИНТЕЗА СИСТЕМ УПРАВЛЕНИЯ ОБЪЕКТАМИ С НЕТОЧНЫМИ ДАННЫМИ

В статье представлена процедура решения задачи параметрического синтеза управления, которая сведена к разрешимости системы интервальных алгебраических уравнений. Для полученной системы решение найдено в классе «управляемых» решений.

Уже неоднократно отмечалось, что реальные технические объекты, функционируют в условиях параметрической неопределенности. Неопределенность подобного рода обусловлена наличием неконтролируемых возмущений, действующих на объекты управления, по причине незнания истинных значений параметров объекта управления из-за сложности технологического процесса, а иногда и непредсказуемым изменением их во времени. Почти во всех случаях вышеупомянутая параметрическая неопределенность характеризуется принадлежностью реальных значений параметров технического объекта некоторым интервалам, границы которых априорно известны. Их математические модели могут быть представлены системами интервальных дифференциальных или разностных уравнений с использованием правил и обозначений интервального анализа [1], а класс таких объектов управления принято называть интервально-заданными.

Таким образом, возникает задача управления не единственным объектом, а семейством или множеством объектов.

Как было отмечено, поставленная задача сведена к разрешимости системы линейных интервальных алгебраических включений [2] следующего вида:

$$P \cdot K \subseteq H, \quad (1)$$

Смысл вкладываемый в понятие «решения» интервальной системы включений типа (1) требует специального уточнения, т.к. интервальная неопределенность данных системы может трактоваться двояко, в соответствии с двойственным пониманием самих интервалов. В первом случае, интервал $[\underline{x}, \bar{x}]$ является множеством всех вещественных чисел от \underline{x} до \bar{x} , а во втором – вмещать в себя хотя бы одно значение между \underline{x} и \bar{x} . С точки зрения математики, это различие

того, при построении модели следует учитывать влияние температуры на диффузию молекул в область с их меньшей концентрацией.

Литература

1. Гипертермия как метод лечения. Медицинская энциклопедия. // <http://www.medical-enc.ru/m/15/gipertermia.shtml>
2. Гипертермия. Альтернативное лечение рака. // <http://onkologia.maxbb.ru/topic85.html>
3. Гипертермия. Онкологический центр им. Блохина. // <http://www.onkodoktor.ru/gipertermiya>
4. Gerard C. van Rhoon, Peter Wust Introduction: Non-invasive thermometry for thermotherapy. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V. 21, N. 6, P. 489–495.
5. Бокерия Л.А., Бокерия О.Л., Сергеев А.В., Темирбулатова А.Ш. Диагностические возможности магнитно-резонансной томографии при проведении электрофизиологических процедур. // Анналы аритмологии, 2011, №1, С. 22 – 30.
6. Gellermann J., Wlodarczyk W., Feussner A., Föhling H., Nadobny J., Hildebrandt B., Felix R., Wust P. Methods and potentials of magnetic resonance imaging for monitoring radiofrequency hyperthermia in a hybrid system. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V. 21, N. 6, P. 497–513.
7. Arthur R.M., Straube W.L., Trobaugh J.W., Moros E. G. Non-invasive estimation of hyperthermia temperatures with ultrasound. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V. 21, N. 6, P. 589–600.
8. Straube T., Kahn T. Thermal therapies interventional MR imaging. Laser. // Neuroimaging Clin. N. Amer., 2001, V. 11, N. 4, P. 549–571.
9. Denis de Senneville B., Quesson B., Moonen C.T.W. Magnetic resonance temperature imaging. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V. 21, N. 6, P. 515–531.
10. McDannold N. Quantitative MRI-based temperature mapping based on the proton resonant frequency shift: Review of validation studies. // International Journal of Hyperthermia, 2005, V. 21, N. 6, P. 533–546.
12. Soher B.J., Wyatt C., Reeder S.B., Mackfall J.R. Noninvasive temperature mapping with MRI using chemical shift water-fat separation. // Magnetic Resonance in Medicine, 2010, V. 63, I. 5, P. 1238–1246.
13. McDannold N., Barnes A.S. et al. Temperature Mapping Considerations in the Breast with Line Scan Echo Planar Spectroscopic Imaging. // Magnetic Resonance in Medicine, 2007, V. 58, N. 6, P. 1117–1123.
14. Kuroda K., Mulkern R.V. et al. Temperature Mapping Using the Water Proton Chemical Shift: Self-Referenced Method With Echo-Planar Spectroscopic Imaging. // Magnetic Resonance in Medicine, 2000, V. 43, N. 2, P. 220–225.
15. Delannoy J, Chen CN et al. Noninvasive temperature imaging using diffusion MRI. // Magnetic Resonance in Medicine, 1991, V. 19, I. 2, P. 333–339.

Увеличение сигнала T_2 в области E_1 (рис. 30) в направлении внешней границы требует дальнейшего исследования. Возможно, оно связано с диффузией более легких атомов из области E_2 в область E_1 в фантоме с более высокой температурой.

Среднее значение интенсивности сигнала T_2 для веществ $D1, E1$ и $D2, E2$, составляющих фантомы D, E , рассчитанные во внутренних прямоугольных областях: $T_{D1} = 229,2$; $T_{E1} = 137,5$; $T_{D2} = 60,8$; $T_{E2} = 113,5$. Стандартные отклонения, соответствующие этим величинам: $S_{D1} = 3,3$; $S_{E1} = 4,5$; $S_{D2} = 2,5$; $S_{E2} = 2,1$. Температурные интервалы $T_{D1} \pm S_{D1}$; $T_{E1} \pm S_{E1}$; $T_{D2} \pm S_{D2}$; $T_{E2} \pm S_{E2}$ не перекрываются. Следовательно, температурное состояние веществ $D1, E1, D2, E2$ определяется однозначно по T_2 изображению (рис. 26).

Таким образом, изучение зависимости времени спин-спиновой релаксации T_2 от температуры и состава вещества открывает дополнительные возможности для определения внутренней температуры тела.

Заключение

Многие методы воздействия на организм человека приводят к изменению температуры, как внутренних органов, так и поверхности тела. Тепловизионный метод, регистрирующий ИК излучение с поверхности тела, позволяет достаточно точно определить изменение поверхностной температуры. Измерение температуры внутренних органов и ее изменения в результате воздействия электрических, электромагнитных, акустических, механических, тепловых и др. воздействий является актуальной научно-технической проблемой. В настоящее время разрабатываются методы определения температуры внутренних органов с помощью различных модификаций магнитно-резонансной томографии, используя влияние температуры на значения времён спин-решеточной релаксации T_1 , спин-спиновой релаксации T_2 , величин намагниченности M_0 , коэффициента диффузии D , химического сдвига δ и др.

В данной работе проанализировано влияние температуры фантомов на МРТ изображения, полученные с помощью стандартных методик.

Показано, что неоднородность распределения индукции магнитного поля оказывает существенное влияние на изменение времени спин-решеточной релаксации T_1 . Этот факт необходимо учитывать при разработке методики объемной термометрии, использующей измерение T_1 .

T_2 -взвешенные изображения однородных фантомов имеют достаточно однородное распределение интенсивности цвета, поэтому их целесообразно использовать для идентификации температурного состояния объектов. Однако в этом случае возрастают требования к точности модели, описывающей зависимость времени спин-спиновой релаксации T_2 от индукции магнитного поля, температуры и химического состава исследуемого вещества.

Для объектов неоднородного состава на T_2 изображениях ярко проявляется температурная зависимость химического сдвига на границе раздела сред. Кроме

выражается употреблением кванторов всеобщности \forall и квантора существования \exists : в первом случае записывается $\forall x \in [x, \bar{x}]$, а во втором $\exists x \in [x, \bar{x}]$. Что касается параметров системы линейных интервальных уравнений p_{ij} , о которых известна лишь принадлежность некоторым интервалам, то принципиальное различие между двумя типами интервальной неопределенности проявляется как различие между параметрами, которые могут изменяться в пределах указанных им интервалов как следствие внешних непредсказуемых возмущений и параметрами, которыми мы можем варьировать в пределах заданных интервалов по своей воле, т.е. управлять ими.

В интервальном анализе существуют следующие различные определения понятий решения интервальной системы алгебраических интервальных уравнений [1]: Объединенное множество решений,

$$\Sigma_{\exists}([P],[H]) = \{K \in R^n \mid (\exists P \in [P])(\exists H \in [H])(PK = H)\}, \quad (2)$$

которое образуется решениями всех систем $PK = H$ с $P \in [P]$ и $H \in [H]$.

Допустимое множество решений

$$\Sigma_{\forall \exists}([P],[H]) = \{K \in R^n \mid (\forall P \in [P])(\exists H \in [H])(PK = H)\}, \quad (3)$$

которое образуется всеми такими векторами $K \in R^n$, что произведение PK попадает в $[H]$ для любой $P \in [P]$.

Управляемое множество решений

$$\Sigma_{\exists \forall}([P],[H]) = \{K \in R^n \mid (\forall H \in [H])(\exists P \in [P])(PK = H)\}, \quad (4)$$

образованное такими векторами $K \in R^n$, что для любого желаемого $H \in [H]$ можно подобрать соответствующую $P \in [P]$ удовлетворяющую $PK = H$.

Задача построения множества вида (4) является задачей управления.

В представленной работе задача параметрического синтеза управления, по аналогии с [2,3] сведена к разрешимости системы интервальных алгебраических включений.

Задача отыскания решения полученной системы является NP-трудной. Для упрощения задачи и облегчения вычислительных трудностей выделим из интервального вектора настраиваемых параметров точечный вектор (или вектор середин) и используем его в качестве начального приближения. Решение будем искать в классе «управляемых» решений.

В 1992 году Шарый С.П. ввел понятие «управляемые решения». Данное название объясняется тем фактом, что каждый вектор $H \in H$ может быть достигнут произведением PK в результате подходящего управления или настройки коэффициентов матрицы P в пределах P .

Вектор $K \in R^n$ называется управляющим решением системы $PK = H$, если для каждого $H \in H$ существует матрица $P \in P$, такая, что $PK = H$ или иначе

$$H \subseteq \{PK \mid P \in P\}$$

Вспользуемся доказательством, приведенным в [4]. Для управляемых решений справедливо следующее математическое описание.

Допустим, что $K \in R^n$ управляемое решение системы $PK = H$, тогда $K \in R^n$ удовлетворяет неравенству

$$|P_c \cdot K - H_c| \leq \Delta |K| - \delta$$

Доказательство: если вектор $K \in R^n$ есть управляемое решение, то он удовлетворяет вложению, которое влечет

$$P_c \cdot K - \Delta |K| \leq H_c - \delta \leq H_c + \delta \leq P_c \cdot K + \Delta \cdot |K|$$

и

$$-(\Delta \cdot |K| - \delta) \leq P_c \cdot K - H_c \leq \Delta \cdot |K| - \delta$$

Следовательно,

$$|P_c \cdot K - H_c| \leq \Delta |K| - \delta$$

Таким образом, полученные управляемые решения можно использовать в качестве начального приближения при построении интервального вектора настраиваемых параметров.

Литература

1. Шарый С.П. Линейные статические системы с интервальной неопределенностью: эффективные алгоритмы для решения задач управления и стабилизации // Вычислительные технологии, 1995. Т 4. С. 331-356
2. Yunicheva N.R. Questions of the analysis and synthesis of control systems by objects in uncertainty conditions. Almaty, Printing house «Classics». 2011. –95p.
3. Khlebalin N.A. Modal Control of Plants with Uncertain Interval Parameters, in: Proc. Intern. Workshop «Control System Syntesis: Theory and Application», Novosibirsk, 1991. -P. 168-173.
4. Жолен Л., Кифер М., Дидри О., Вальтер Э. Прикладной интервальный анализ. М.: Институт компьютерных исследований. 2007. – 467с.

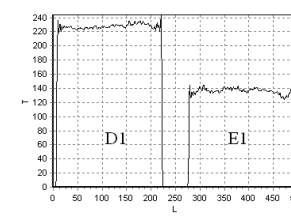


Рис. 27. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 26

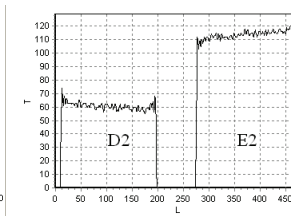


Рис. 28. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 26

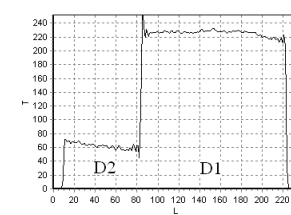


Рис. 29. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 26

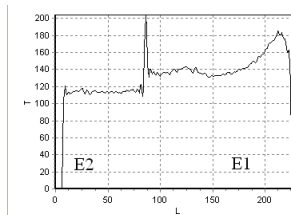


Рис. 30. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 4 рис. 26

Время спин-решеточной релаксации T_1 уменьшается с ростом температуры, как в воде (рис. 22), так и в подсолнечном масле (рис. 23). Время спиновой релаксации T_2 демонстрирует иную закономерность: значение T_2 уменьшается с ростом температуры для воды (рис. 27), но увеличивается для подсолнечного масла (рис. 28).

Разность значений ΔT_2 на границе масло-вода так же демонстрирует иную закономерность по сравнению с ΔT_1 : для фантома D (рис. 29)

$$\Delta T_2|_D = T_2|_{D2} - T_2|_{D1} < 0,$$

это значение по модулю больше, чем для фантома E (рис. 30)

$$\Delta T_2|_E = T_2|_{E2} - T_2|_{E1} < 0.$$

Для фантома E на границе масло-вода со стороны воды наблюдается резкий пик сигнала T_2 (рис. 30) – химический сдвиг. Значение химического сдвига δ для фантома E значительно больше, чем для фантома D (рис. 29), что свидетельствует о необходимости изучения зависимости $\delta(t)$ с целью использования ее для определения температуры.

Разность значений ΔT_1 на границе масло-вода для фантома D (рис. 24)

$$\Delta T_1|_D = T_1|_{D2} - T_1|_{D1} > 0,$$

это значение больше, чем для фантома E (рис. 25)

$$\Delta T_1|_E = T_1|_{E2} - T_1|_{E1} > 0.$$

Известная экспериментальная зависимость $\Delta T_1(t)$ позволяет разработать методику определения внутренней температуры посредством измерения ΔT_1 на границе раздела сред.

Среднее значение интенсивности сигнала T_1 для веществ D1, E1 и D2, E2, составляющих фантомы D, E, рассчитанные во внутренних прямоугольных областях: $T_{D1} = 65$; $T_{E1} = 22,7$; $T_{D2} = 213,5$; $T_{E2} = 150$. Стандартные отклонения, соответствующие этим величинам: $S_{D1} = 6,9$; $S_{E1} = 4,5$; $S_{D2} = 15,1$; $S_{E2} = 12,4$. Температурные интервалы $T_{D1} \pm S_{D1}$; $T_{E1} \pm S_{E1}$; $T_{D2} \pm S_{D2}$; $T_{E2} \pm S_{E2}$ не перекрываются. Следовательно, температурное состояние веществ D1, E1, D2, E2 определяется однозначно по T_1 изображению (рис. 21).

На рис. 26 показаны T_2 изображения сечения фантомов D, E, полученные с помощью импульсной последовательности TSE. На рис. 27 – рис. 30 приведена зависимость интенсивности сигнала T от длины L , измеряемой в пикселях, для линий 1, 2, 3, 4 (рис. 26), соответственно.

T_2 –взвешенное изображение фантомов D, E в областях D1, D2, E1, E2 достаточно однородно (рис. 26), что подтверждается распределением интенсивности сигнала T вдоль линий (рис. 27 – рис. 30).

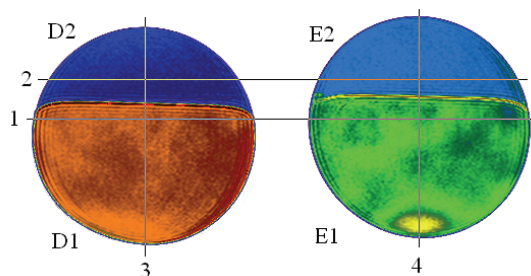


Рис. 26. T_2 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности TSE, сечения неоднородных фантомов D, E: D1 – вода; D2 – подсолнечное масло; E1 – вода; E2 – подсолнечное масло

К.ф.-м.н. доц. Евсеев В.И. ¹

Казанский (Приволжский) федеральный университет, Казань, Россия, кафедра прикладной информатики

СПЕЦИАЛЬНЫЕ МЕТОДЫ СЕМАНТИЧЕСКОГО АНАЛИЗА

§ 1. Матричные методы анализа

Изотопом бинарной операции назовём один из возможных вариантов, более подробно требования к изотопам будут изучены при рассмотрении стандартной конъюнкции. Так, для группы [Ta1.3] получаем изотоп, соответствующий конъюнкции в данной группе БОКТ, он имеет вид:

Sk(X,Y) [Ta1.3]

	Y	B	D	C	A
X					
B		B	D	C	D
D		D	D	D	D
C		C	D	C	C
A		D	D	C	A

Остановимся более подробно на сути рассматриваемой бинарной операции. Пусть

$$X = k_1 S_1 m_1 P_1, \quad (1)$$

$$Y = k_2 S_2 m_2 P_2. \quad (2)$$

Тогда получаем, что

$$Z = k_3 S_3 m_3 P_3, \quad (3)$$

это – результат данной БОКТ, который отражен в приведенной выше матрице.

Для конъюнкции естественно считать, что

$$S_3 = S_1 \& S_2, \quad P_3 = P_1 \& P_2, \quad (4)$$

Поэтому форма суждения однозначно определяется значениями кванторов и мостиков, которые получаются как наборы из этой таблицы:

Y \ X	k_1, m_0	k_0, m_0	k_0, m_1	k_1, m_1
k_1, m_0	k_1, m_0	k_0, m_0	k_0, m_1	k_0, m_0
k_0, m_0	k_0, m_0	k_0, m_0	k_0, m_0	k_0, m_0
k_0, m_1	k_0, m_1	k_0, m_0	k_0, m_1	k_0, m_1
k_1, m_1	k_0, m_0	k_0, m_0	k_0, m_1	k_1, m_1

Здесь (и далее) приняты обозначения:

$$k_1 = \forall, k_0 = \exists, m_1 = \leftarrow \leftarrow, m_0 = \leftarrow / - \leftarrow \quad (5)$$

Составить реальные примеры не представляет труда, и мы не будем на этом останавливаться., отметим, что построенная матрица соответствует конъюнкции. Пара взаимных полярноидов получается при инверсии соответственно правого или левого сомножителя

$$Pl_X Y = X \& \bar{Y} \quad Pl_Y X = \bar{X} \& Y$$

Y \ X	B	D	C	A
B	C	D	B	D
D	D	D	D	D
C	C	C	C	D
A	C	A	D	D

Y \ X	B	D	C	A
B	C	D	C	C
D	D	D	C	A
C	B	D	C	D
A	D	D	D	D

Как нетрудно заметить, в первой матрице происходит перестановка первого и третьего, второго и четвертого столбцов (согласно условиям инверсии по второму аргументу), а во второй матрице – перестановка первой и третьей, а также второй и четвертой строк (согласно условиям инверсии по первому аргументу). Мы позволим себе не останавливаться на строении служебных матриц (из кванторов и мостиков), так как здесь просто происходит подобная же перестановка. Нильюнкция для данной группы является операцией, взаимной дизъюнкции (что уже отмечалось ранее), и мы приводим эту пару бинарных операций одновременно:

$$N(X, Y) = \bar{X} \& \bar{Y}$$

$$Ds(X, Y) = X \vee \bar{Y}$$

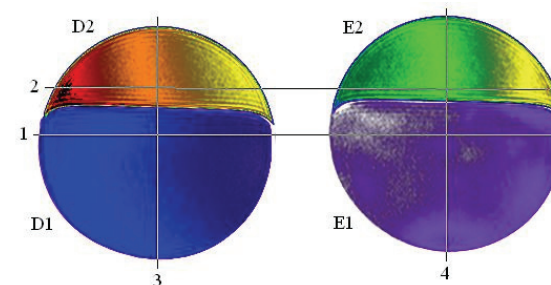


Рис. 21. T_1 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности FFE, сечения неоднородных фантомов D, E: D1 – вода; D2 – подсолнечное масло; E1 – вода; E2 – подсолнечное масло

Анализ данных, представленных на рис. 21 – рис. 23, показывает, что неоднородность распределения индукции магнитного поля оказывает существенное влияние на изменение времени спин-решеточной релаксации T_1 , как в воде (рис. 22), так и в подсолнечном масле (рис. 23), однако влияние изменения температуры в рассматриваемом случае явно выражено.

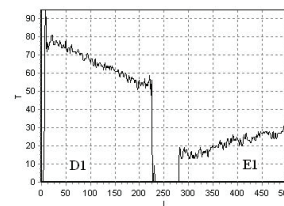


Рис. 22. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 21

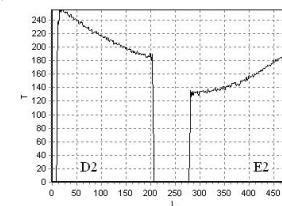


Рис. 23. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 21

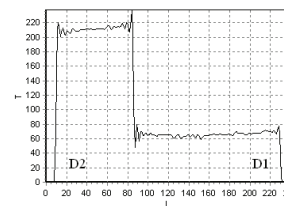


Рис. 24. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 21

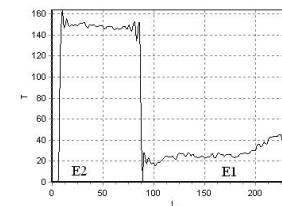


Рис. 25. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 4 рис. 21

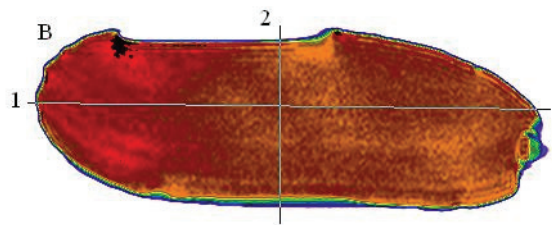


Рис. 18. T_2 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности TSE, сечения однородного фантома В: $t_B = 24,9^\circ\text{C}$

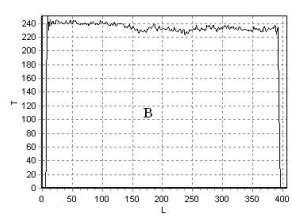


Рис. 19. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 18

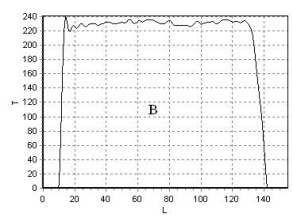


Рис. 20. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 18

Среднее значение интенсивности сигнала для фантомов А, С (рис. 14), В (рис. 18), рассчитанные во внутренних прямоугольных областях: $T_A = 234$; $T_C = 211$; $T_B = 233,9$. Стандартные отклонения, соответствующие этим величинам: $S_A = 3,9$; $S_C = 5$; $S_B = 5,5$. Таким образом, погрешность, определяемая по стандартному отклонению, не позволяет достоверно идентифицировать температурное состояние фантомов А ($t_A = 19,8^\circ\text{C}$) и В ($t_B = 24,9^\circ\text{C}$), однако вполне позволяет идентифицировать состояние фантома С ($t_C = 26,6^\circ\text{C}$).

Неоднородные фантомы D, E – пластиковые бутылки 1,5 л, заполненные водой (D1, E1) и рафинированным подсолнечным маслом (D2, E2). Фантом D имел температуру $t_D = 13^\circ\text{C}$, фантом E – $t_E = 38^\circ\text{C}$. На рис. 21 показаны T_1 изображения сечения фантомов D, E, полученные с помощью импульсной последовательности FFE. На рис. 22 – рис. 25 приведена зависимость интенсивности сигнала T от длины L , измеряемой в пикселях, для линий 1, 2, 3, 4 (рис. 21), соответственно.

Y \ X	B	D	C	A
B	C	C	C	D
D	C	A	D	D
C	C	D	B	D
A	D	D	D	D

Y \ X	B	D	C	A
B	B	B	B	A
D	B	D	A	A
C	B	A	C	A
A	A	A	A	A

Дизъюнкция является бинарной операцией второго уровня, у которой соединяющим союзом является знак \vee (или), который позволяет строить соответствующие сложные суждения по типовой схеме:

$$S_3 = S_1 \vee S_2, P_3 = P_1 \vee P_2, \quad (6)$$

а служебная матрица (для кванторов и мостиков) принимает вид:

Y \ X	k_1, m_0	k_0, m_0	k_0, m_1	k_1, m_1
k_1, m_0	k_1, m_0	k_1, m_0	k_1, m_0	k_1, m_1
k_0, m_0	k_1, m_0	k_0, m_0	k_1, m_1	k_1, m_1
k_0, m_1	k_1, m_0	k_1, m_1	k_0, m_1	k_1, m_1
k_1, m_1	k_1, m_1	k_1, m_1	k_1, m_1	k_1, m_1

Такой подход позволяет строить реальные сложные суждения на основе дизъюнкции. Конкретные примеры не представляют интереса. При инверсии дизъюнкции по первому, а затем по второму аргументу, получим оба вида импликаций, запишем для них определяющие матрицы, но служебные матрицы указывать не будем. Строим матрицы импликаций:

$$Z = Y \rightarrow X.$$

$$Z = X \rightarrow Y.$$

Y \ X	B	D	C	A
B	B	A	B	B
D	A	A	B	D
C	C	A	B	A
A	A	A	A	A

Y \ X	B	D	C	A
B	B	A	C	A
D	A	A	A	A
C	B	B	B	A
A	B	D	A	A

Бинарные операции третьего уровня – эквиваленция и хартьюнкция – строятся на основе их определений: эквиваленция как конъюнкция двух взаимных импликаций, а хартьюнкция – как её внешняя инверсия.

Таким образом, можно сразу записать обе эти матрицы:

$$Ek(X, Y) = X \leftrightarrow Y$$

$$Hr(X, Y) = X \Delta Y$$

Y \ X	B	D	C	A
B	B	A	C	D
D	A	A	D	D
C	C	D	B	A
A	D	D	A	A

Y \ X	B	D	C	A
B	C	D	B	A
D	D	D	A	A
C	D	A	C	D
A	A	A	D	D

Заметим, что обе эти матрицы принадлежат одной группе бинарных операций, у которых $(B, D, C, A) = (2, 6, 2, 6)$.

Все построенные матрицы оказываются семантически невырожденными, то есть, содержат все типы суждений. Значит, можно сделать вывод о том, выбранный изотоп оказался правильным.

§ 2. Основные требования к БОКТ

Условия, которым должны удовлетворять все изотопы БОКТ подразделим на следующие:

а) сохранение позитивности, при этом пары позитивных суждений при конъюнкции становятся одним позитивным суждением, что соответствует выполнению конъюнкций:

$$\begin{aligned} A \&A = A \text{ (в нетрадиционных случаях возможно C),} \\ A \&C = C \text{ (в некоторых группах возможно A или D),} \\ C \&C = C \text{ (в некоторых группах возможно A или D),} \end{aligned}$$

б) конъюнкция двух негативных суждений обычно дает негативное суждение:

$$\begin{aligned} B \&B = B \text{ (в некоторых группах возможно C или D),} \\ B \&D = D \text{ (в некоторых группах возможно B),} \\ D \&D = D \text{ (всюду),} \end{aligned}$$

в) конъюнкция позитивного и негативного суждений обычно бывает негативным суждением:

$$\begin{aligned} A \&B = B \text{ (в некоторых группах возможно D),} \\ B \&C = B \text{ (в некоторых группах возможно C или D),} \\ C \&D = D \text{ (в некоторых группах возможно C).} \end{aligned}$$

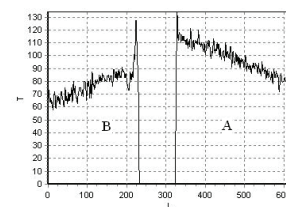


Рис. 12. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 9

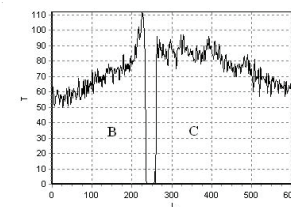


Рис. 13. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 4 рис. 9

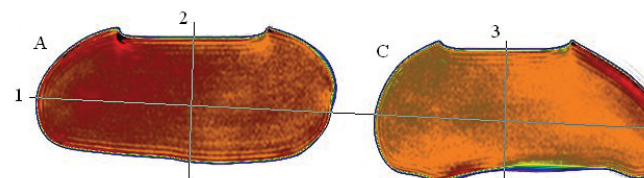


Рис. 14. T_2 -взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности TSE, сечения однородных фантомов А, С с температурой: А – $t_A = 19,8$ °С; С – $t_C = 26,6$ °С

На рис. 15, рис. 16, рис. 17 приведена зависимость интенсивности сигнала T от длины L , измеряемой в пикселях, для линий 1, 2, 3 (рис. 14), а на рис. 19, рис. 20 – для линий 1, 2 (рис. 18), соответственно.

Для T_2 -взвешенных изображений фантомов на рис. 14, рис. 18 характерно достаточно однородное распределение интенсивности цвета. Этот факт подтверждается распределением интенсивности сигнала T вдоль линий (рис. 15 – рис. 17, рис. 19, рис. 20).

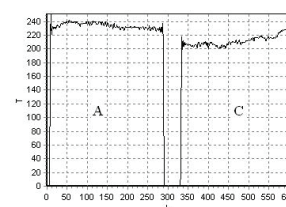


Рис. 15. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 14

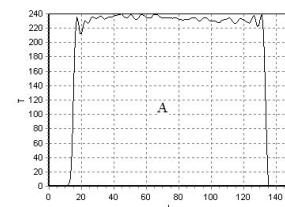


Рис. 16. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 14

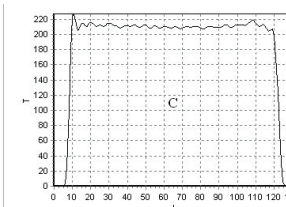


Рис. 17. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 14

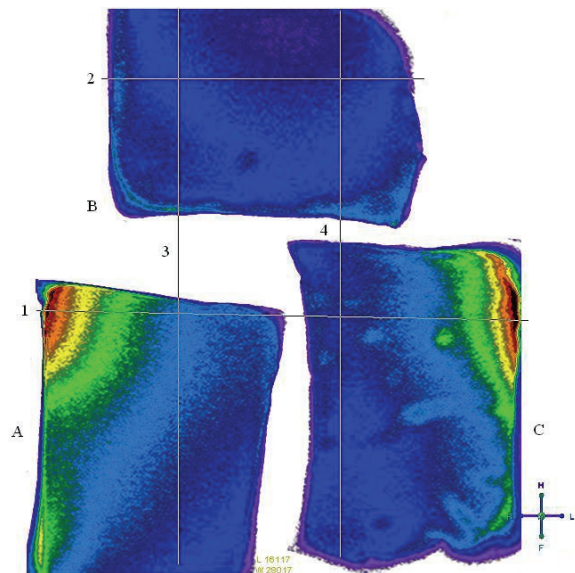


Рис. 9. T_1 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности FFE, трех однородных фантомов А, В, С с различной температурой в горизонтальном сечении:
 $A - t_A = 19,8 \text{ }^\circ\text{C}$; $B - t_B = 24,9 \text{ }^\circ\text{C}$; $C - t_C = 26,6 \text{ }^\circ\text{C}$

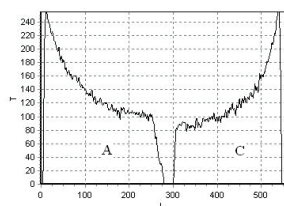


Рис. 10. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 9

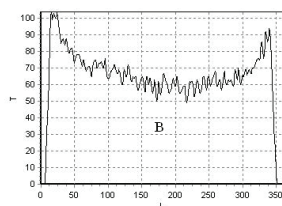


Рис. 11. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 9

На рис. 14 показаны T_2 изображения сечения фантомов А, С, а на рис. 18 фантома В, полученные с помощью импульсной последовательности TSE (Turbo Spin Echo).

Эти результаты могут быть обобщены в виде таблицы:

ТАБЛИЦА УСЛОВИЙ ДЛЯ БОКТ

№	X	Y	Z			
			A	B	C	D
1	A	A	29	0	3	0
2	A	B	0	26	0	6
3	A	C	7	0	25	1
4	A	D	0	0	0	32
5	B	B	0	16	5	11
6	B	C	0	2	24	6
7	B	D	0	7	0	25
8	C	C	9	0	13	10
9	C	D	0	0	7	25
10	D	D	0	0	0	32

Условия этой таблицы полностью реализуются в 32 основных группах БОКТ, за исключением первых двух, о которых уже сказано выше, причем всюду указывается общее количество вхождений данного типа конгруэнции.

§ 3. Построение системы третьей группы [1,11,3,1].

Подробно рассмотренный изотоп группы Та1.3. показывает возможности применения матричных методов при семантическом анализе. В следующих параграфах мы кратко рассмотрим все возможные правильные изотопы для блока минимальный бинарных операций. Затем на этом же примере построим общую методику семантического анализа. Также мы изучим полностью возможности соединения подблоков в различных случаях принадлежности структуре клише универсума конкретных суждений (как исходных, так и результирующих).

Так как методика работы с матрицами бинарных операций была уже подробно продемонстрирована, мы позволим себе лишь кратко перечислить результаты.

Сначала построим исходную матрицу и ее инверсию:

$$Z = X \& Y \quad Z = St(X, Y) = XY$$

Y \ X	B	D	C	A
B	B	D	C	D
D	D	D	D	D
C	C	D	C	D
A	D	D	D	A

Y \ X	B	D	C	A
B	C	A	B	A
D	A	A	A	A
C	B	A	B	A
A	A	A	A	D

Теперь укажем матрицы взаимных полярOIDов:

$$Z = Pl_x Y = X \& \bar{Y} \quad Z = Pl_y X = \bar{X} \& Y$$

Y X	B	D	C	A
B	C	D	B	D
D	D	D	D	D
C	C	D	C	D
A	D	A	D	D

Y X	B	D	C	A
B	C	D	C	D
D	D	D	D	A
C	B	D	C	D
A	D	D	D	D

Матрицы нильюнкции и дизъюнкции имеют вид

$$Z = \bar{X} \& \bar{Y} = X \downarrow Y \quad Z = X \vee Y$$

Y X	B	D	C	A
B	C	D	C	D
D	D	A	D	D
C	C	D	B	D
A	D	D	D	D

Y X	B	D	C	A
B	B	B	B	A
D	B	D	C	A
C	B	C	C	A
A	A	A	A	A

Аналогично, матрицы взаимных импликаций имеют вид:

$$Z = Im_y X = X \vee \bar{Y} = Y \rightarrow X$$

$$Z = Im_x Y = \bar{X} \vee Y = X \rightarrow Y$$

Y X	B	D	C	A
B	B	A	B	A
D	A	A	A	D
C	B	A	B	A
A	A	A	A	A

Y X	B	D	C	A
B	B	A	C	A
D	A	A	A	A
C	D	A	B	A
A	A	D	A	A

Можно заметить, что импликации имеют правильный вид, так как элементы «сильных» конгруэнций сохраняют свои значения.

Поэтому и бинарные операции третьего уровня также оказываются правильными, без дефектов, что говорит о наиболее удачном выборе вида исходной матрицы для изучаемой конъюнкции.

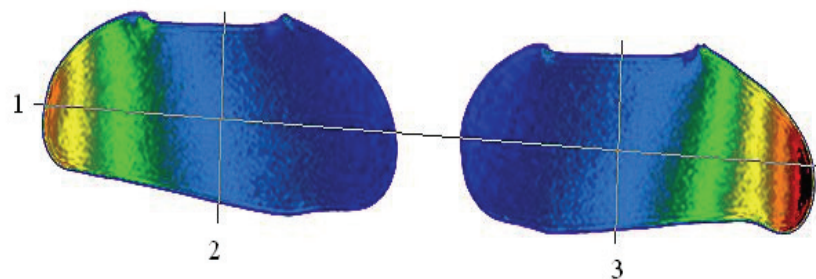


Рис. 5. T_1 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности FFE, двух однородных фантомов с одинаковой температурой 24,9 °C в вертикальном сечении

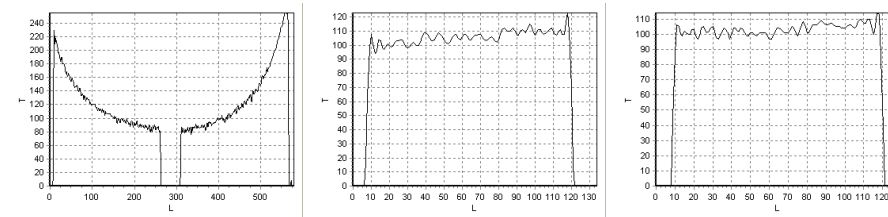


Рис. 6. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 5

Рис. 7. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 5

Рис. 8. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 5

Из данных, представленных на рис. 9 – рис. 13, следует, что при заданных значениях температуры фантомов А, В, С неоднородность распределения индукции магнитного поля оказывает более существенное влияние на изменение времени спин-решеточной релаксации T_1 , чем температура. Такой же вывод следует из анализа T_1 изображений фантомов А, В, С, полученных в проекциях, перпендикулярных, проекции рис. 9.

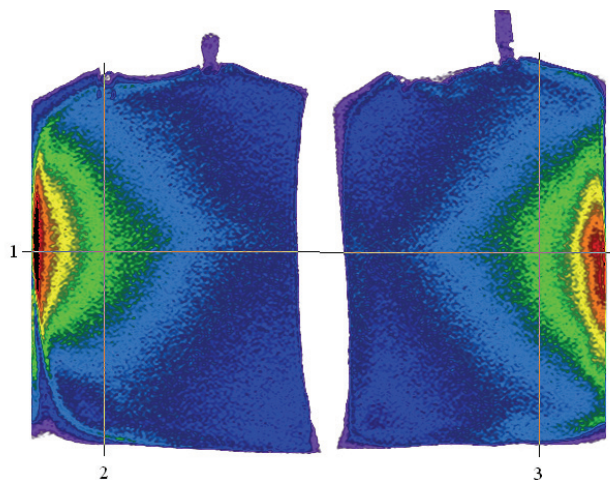


Рис. 1. T_1 –взвешенное изображение, полученное с помощью импульсной последовательности FFE, двух однородных фантомов с одинаковой температурой 24,9 °С в горизонтальном сечении

На рис. 9 показаны T_1 изображения трех фантомов А, В, С с различной температурой, полученные с помощью импульсной последовательности FFE (Fast Field Echo). На рис. 10, рис. 11, рис. 12, рис. 13 приведена зависимость интенсивности сигнала T от длины L , измеряемой в пикселях, для линий 1, 2, 3, 4 (рис. 9), соответственно.

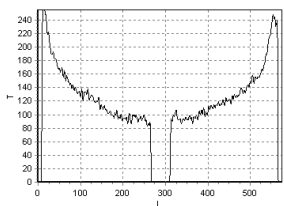


Рис. 2. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 1 рис. 1

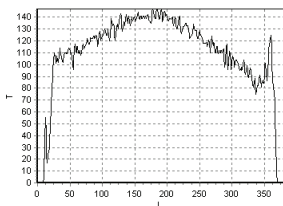


Рис. 3. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 2 рис. 1

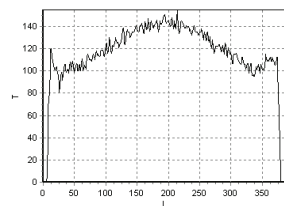


Рис. 4. Распределение интенсивности сигнала T вдоль линии 3 рис. 1

Действительно, матрицы операций эквиваленции и хартъюнкции принимают следующий вид:

$$Z = X \leftrightarrow Y$$

Y X	B	D	C	A
B	B	A	C	A
D	A	A	A	D
C	C	A	B	A
A	B	D	A	A

$$Z = X\Delta Y$$

Y X	B	D	C	A
B	C	D	B	D
D	D	D	D	A
C	B	D	C	D
A	D	A	D	D

Итак, нами построены все матрицы бинарных структур для данной группы.

§ 4. Параметрический метод анализа семантических операций.

Основой для такого семантического анализа бинарных операций являются количественные параметры вхождения «сильных» суждений типа А и В в структуру изотопа, мы будем обозначать их соответственно n_A и n_B . Число n_A может принимать значения из набора {1, 2, 3, 4}, при этом каждому варианту даются следующие наименования:

- а) при $n_A = 1$ получаем традиционные семантические группы, которые применяются ещё со времен Аристотеля,
- б) при $n_A = 2$ семантические группы называются нетрадиционными, в дальнейшем у нас будет возможность рассмотреть их особенности,
- в) при $n_A = 3$ семантические группы назовём полными, отметим, что эти группы практически в прошлом не применялись,
- г) при $n_A = 4$ существует единственная возможность, то есть, эта группа состоит из одного изотопа, который называется сверхполным и что-либо о его применении автору неизвестно.

Число n_B может принимать значения из набора {1, 2, 3, 4, 5}, здесь применяются следующие термины:

- а) при $n_B = 1$ семантические группы называются минимальными, о применении этих групп у автора отсутствует какая-либо информация,
- б) при $n_B = 2$ семантические группы называются расширенными, они имеют ряд своих особенностей, на которых мы затем кратко остановимся,

в) при $n_B = 3$ семантические группы называются стандартными, именно к этим группам принадлежит большинство бинарных операций, которые являются наиболее популярными в применении у специалистов по логике,

г) при $n_B = 4$ семантические группы называются усиленными, об их особенностях также будет сказано в кратком комментарии,

д) при $n_B = 5$ существует единственная группа, особенности которой будут отмечены в последующем, и которая вряд ли имела применение в прошлом.

Количественные значения вхождения слабых суждений типа C,D создают многообразие вариантов в каждой из перечисленных групп. Полная классификация всех возможных невырожденных бинарных операций имеет следующий вид.

**ТАБЛИЦА КЛАССИФИКАЦИИ
СЕМАНТИЧЕСКИХ СТРУКТУР**

$n_A \backslash n_B$	1	2	3	4
1	Традиц. миним. 3, 4, 5, 6, 7			
2	Традиц. расшир. 8, 9, 10, 11, 12	Нетрадиц. расшир. 20, 21, 22, 23, 24		
3	Традиц. стандарт. 13, 14, 15, 16	Нетрадиц. стандарт. 25, 26, 27	Полная стандарт. 30, 31, 32	
4	Традиц. усилен. 17, 18	Нетрадиц. усилен. 28, 29	Полная усилен. 33	Сверхполн. усилен. 34
5	Традиц. предельн. 19			

Указанные здесь номера групп соответствуют группам бинарных операций конъюнктивного типа, указанных в [3, стр.228]. Жирным шрифтом выделены полностью проанализированные автором случаи изотопов. Отметим, что минимальные группы содержат по одному виду сильных конгруэнций. В расширенных группах значение параметра конгруэнции типа В равно двум, а тип А может соответствовать двух значениям (1,2). Группы стандартных операций имеют зна-

речной (спин-спиновой) релаксации T_2 [13, 21, 22], намагниченности M_0 [22], связанной с протонной плотностью, коэффициента диффузии D [19, 23], химического сдвига δ [14, 24 – 27]. Сравнительный анализ различных методов проведен в работе [28].

Регистрация теплового поля методом МРТ в объеме для различных способов нагревания заданной области обсуждается в следующих работах: микроволновой нагрев [21, 27], лазерный нагрев [22, 29], нагрев от миниатюрных электронагревателей [30].

Времена релаксации T_1, T_2 зависят от индукции магнитного поля [31], эта зависимость для T_1 более выражена, чем для T_2 . В результате контрастные характеристики биологической ткани T_1 МРТ изображений зависят от значения индукции магнитного поля. Поэтому для разработки методики магнитно-резонансной термометрии необходимо исследовать эти эффекты.

Целью данной работы является цифровой анализ T_1 и T_2 МРТ изображений фантомов с различной постоянной по объему температурой.

Анализ МРТ изображений фантомов с различной температурой

Фантомы, однородные и неоднородные по составу, исследовались на магнитно-резонансном томографе 1 Тл Panorama HFO 1.0. Анализировалось изменение времени спин-решеточной релаксации протонов T_1 и спин-спиновой релаксации протонов T_2 . Значения интенсивности сигнала T , на основе которых построены изображения, нормированы так, что $T \in [0, 255]$. Повышение разрешающей способности достигалось использованием псевдоцветовой палитры МРТ изображений. Температура исследуемых объектов t измерялась с помощью контактного термодатчика Nihon Konden BSN 2301K, термограммы регистрировались дистанционно с помощью тепловизора Testo 885-2.

Однородные фантомы – полиэтиленовые пакеты 500 мл с 0,9% раствором натрия хлорида для инфузий. На рис. 1, рис. 5 показаны T_1 изображения двух фантомов с одинаковой температурой $t = 24,9$ °С, полученные во взаимно перпендикулярных проекциях с помощью импульсной последовательности FFE (Fast Field Echo). На рис. 2, рис. 3, рис. 4 приведена зависимость интенсивности сигнала T от длины L , измеряемой в пикселях, для линий 1, 2, 3 (рис. 1), соответственно, а на рис. 6, рис. 7, рис. 8 – для линий 1, 2, 3 (рис. 5). Для каждой линии началом отсчета является ее левая, верхняя точка.

Изменение интенсивности сигнала T в объеме однородных фантомов, продемонстрированное рис. 1 – рис. 8, связано с зависимостью времени спин-решеточной релаксации T_1 от распределения индукции магнитного поля.

5. Bild W., Stefanescu I., Haulica I. Research concerning the radioprotective and immunostimulating effects of deuterium-depleted water //Rom J Physiol. 1999. № 36(3-4). P.205-218.

6. Раков Д.В., Ерофеева Л.М., Григоренко Д.Е. и др. Влияние воды с пониженным содержанием тяжелого стабильного изотопа водорода дейтерия и кислорода ^{18}O на развитие лучевых повреждений при гамма – облучении в низкой дозе //Радиационная биология. Радиоэкология. 2006. Т. 46, №4. С.475-479.

**Богатов Н.М., Синицын А.С., Бондаренко Р.С.,
Бут А.В., Козырев В.Г.**

*ФГБОУ ВПО «Кубанский государственный университет»,
ГБУЗ «Детская Краевая Клиническая больница» МЗ КК, Россия*

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА МАГНИТНО-РЕЗОНАНСНЫЕ ТОМОГРАФИЧЕСКИЕ ИЗОБРАЖЕНИЯ

Введение

Метод гипертермии (искусственное перегревание организма) – один из древнейших методов лечения. В настоящее время развиваются методы целенаправленного нагревания тканей организма с целью активизации или подавления химико-биологических процессов: местная (локальная), региональная и гипертермия всего тела [1 – 3]. Местная гипертермия требует высокой степени контроля воздействий на ткань, при этом используются ультразвуковые, лазерные, РЧ, СВЧ воздействия. Разработка методов неинвазивной термометрии для термотерапии является актуальной научно-технической проблемой [4].

В работах [5 – 8] обсуждаются диагностические возможности магнитно-резонансной томографии для определения состояния ткани при температурных воздействиях на внутренние органы. Методика определения внутренней температуры тела с помощью ЯМР активно развивается [9]. Для объемной МР термометрии используются методы, основанные на получении резонанса от протонов в составе различных молекул исследуемого объекта: воды и жира [10, 11, 12], метилена [13], липидов [14] и др. Разница резонансных частот дает информацию об абсолютной температуре тканей. Разрабатываются методы, использующие молекулярную диффузию [15].

Разнообразие методов построения тепловых изображений с помощью МРТ обусловлено многофакторностью влияния температуры на состояние живого объекта, что выражается в температурной зависимости измеряемых параметров: времени продольной (спин-решеточной) релаксации T_1 [16 – 22], времени попе-

чение параметра n_B , равное 3, а значения параметров у конгруэнций типа А возможны от 1 до 3. Усиленный случай групп характеризует значение указанного параметра, равное 4, при этом и параметр позитивной сильной конгруэнции может меняться от 1 до 4.

Традиционная предельная группа представлена только одним случаем, когда

Позитивная сильная конгруэнция входит лишь один раз, а остальные параметры равны 5.

§ 5. Спектральные методы анализа БОКТ

Согласно построенной таблице классификации существенную роль играют значения n_A и n_B , которые распределяют все изотопы на выделенные в ней группы. Кроме того, нужно учитывать общее число негативных и позитивных конгруэнций в данном виде БОКТ, а они могут быть вычислены по формулам:

$$n_q = n_B + n_D, \quad (7)$$

$$n_p = n_C + n_A. \quad (8)$$

Сумма этих значений является квадратом размерности ТАСУ, то есть, 16, а разность характеризует уровень или дефект негативности. Это значение определяется формулой:

$$n_s = n_q - n_p, \quad (9)$$

Оно может быть связано с распределением частоты цветового спектра:

$$n_\sigma = 2(n_\sigma - 1), \quad (10)$$

которое задается в виде таблицы:

n_σ	7	6	5	4	3	2	1
Цв.	Кр.	Ор.	Жел.	Зел.	Гол.	Син.	Фиол.

В результате сравнения указанных ранее значений получаем таблицу, которую представим состоящей из нескольких частей.

Спектры традиционных минимальных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
1	1	13	1	1	14	2	12	7
2	1	12	2	1	13	3	10	6
3	1	11	3	1	12	4	8	5
4	1	10	4	1	11	5	6	4
5	1	9	5	1	10	6	4	3
6	1	8	6	1	9	7	2	2
7	1	7	7	1	8	8	0	1

Спектры традиционных расширенных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
8	2	11	2	1	13	3	10	6
9	2	10	3	1	12	4	8	5
10	2	9	4	1	11	5	6	4
11	2	8	5	1	10	6	4	3
12	2	7	6	1	9	7	2	2

Спектры традиционных стандартных и усиленных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
13	3	9	3	1	12	4	8	5
14	3	8	4	1	11	5	6	4
15	3	7	5	1	10	6	4	3
16	3	6	6	1	9	7	2	2
17	4	7	4	1	11	5	6	4
18	4	6	5	1	10	6	4	3
19	5	5	5	1	10	6	4	3

Спектры нетрадиционных расширенных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
20	2	10	2	2	12	4	8	5
21	2	9	3	2	11	5	6	4
22	2	8	4	2	10	6	4	3
23	2	7	5	2	9	7	2	2
24	2	6	6	2	8	8	0	1

биомембраны, которое особенно негативно сказывается на процессах ее возбудимости, поэтому использование ВМИС с пониженным содержанием дейтерия нивелирует эти отрицательные факторы и позволяет снизить вязкость мембран, повысить проницаемость для ионов, улучшить передачу сигналов первичных и вторичных мессенджеров, что, в свою очередь, восстанавливает адекватный энергообмен в тканях и снижает прооксидантную нагрузку на клеточные структуры. В данном случае эффекты ВМИС будут подобны другим (например, гормонам) косвенным антиоксидантам нашего организма.

Заключение

Таким образом, следует отметить, что в естественных условиях наблюдается отсутствие изменений изотопного состава плазмы крови при моделировании *in vivo* окислительного стресса. В тоже время при использовании ВМИС с пониженным содержанием дейтерия в плазме крови происходит достоверное снижение концентрации дейтерия, которое продолжается до значений в 90-100 ppm, в дальнейшем практически не изменяющихся. При этом ВМИС с пониженным содержанием дейтерия оказывает влияние на прооксидантно-антиоксидантную систему организма, снижая интенсивность СРО и восстанавливая потенциал эндогенной АОС. Наибольший прямой и косвенный антиоксидантный эффект ВМИС наблюдается в плазме крови и в гепатоцитах, тогда как интенсивность свободнорадикальных процессов выделительной системы изменяется менее существенно при введении ВМИС в пищевой рацион. Все это позволяет рассматривать ВМИС как перспективное вещество для нутриционной коррекции дисбаланса прооксидантно-антиоксидантной системы в организме.

Работа выполнена при поддержке гранта Президента Российской Федерации для государственной поддержки молодых российских ученых МК-1568.2014.4, государственного задания Министерства образования и науки Российской Федерации, проект № 1269.

Литература:

1. Olariu L., Petcu M., Tulcan C., Chis-Buiga I., Pup M., Florin M., Brudiu I. Deuterium depleted water- antioxidant or prooxidant? //Lucrări Stiințifice Medicină Veterinară. 2007. Timisoara. Vol. XL. P.265-269.
2. Bild W, Năstăsă V, Haulică I. In vivo and in vitro research on the biological effects of deuterium-depleted water: Influence of deuterium-depleted water on cultured cell growth //Rom J Physiol. 2004. № 41(1-2). P.53-67.
3. Somlyai G. Naturally occurring deuterium is essential for the normal growth rate of cells //FEBS Letters. 1993. Volume 317, № 1,2. P.1-4.
4. Feng-song Cong, Ya-ru Zhang, Hong-cai Sheng, Zong-huaAo, Su-yi Zhang, Ju-yong Wang Deuterium-depleted water inhibits human lung carcinoma cell growth by apoptosis //Experimental and therapeutic medicine. 2010. №1. P.277-283.

Изменения в крови носили более значимый характер, что связано с интегрирующей функцией крови как биологической жидкости, отражающий весь спектр изменений, происходящих в организме. При исследовании плазмы крови отмечено значительное снижение ее АОА у крыс в группе 2 (на 23,9%, $p < 0,05$), в то время как в группе 3 было отмечено гораздо меньшее снижение АОА и ее показатели достоверно превышали аналогичные значения в группе 3 (на 19,9%, $p < 0,05$). Подобные изменения характеризуют снижение потенциала эндогенной АОС, прежде всего ее низкомолекулярного звена, во всем организме, что может приводить к развитию различных повторных патологических процессов и осложнений. В свою очередь уровень СРО в крови крыс 2 и 3 группы был достоверно ($p < 0,05$) повышен в сравнении с контролем на 53,7% и 36,7% соответственно, что указывает на выраженную активацию прооксидантного звена, которое в свою очередь приводит к истощению низкомолекулярных антиоксидантных факторов и развитию ОС. Менее выраженные изменения прооксидантных показателей наблюдались у животных в группе 3, что можно объяснить меньшей токсической нагрузкой на их системы неспецифической защиты, вследствие, более быстрого обезвреживания в печени эндогенных токсических субстанций и иммуномодулирующего действия ВМИС с пониженным содержанием дейтерия, уменьшающего воспалительные изменения у животных.

Все перечисленные выше многообразные эффекты, связанные с воздействием на организм крыс ВМИС с пониженным содержанием дейтерия можно объяснить с помощью ряда механизмов, реализуемых *in vivo* на молекулярном и клеточном уровнях. Так, при потреблении ВМИС с пониженным содержанием дейтерия в клетках происходят реакции обмена H_2O на D_2O и HDO , а также быстрый $H \pm D$ обмен в гидроксильных, сульфгидрильных и аминокетильных группах всех органических соединений, включая белки, нуклеиновые кислоты, липиды, сахара, что может оказывать влияние на состояние низкомолекулярного звена АОС, одними из основных факторов которого являются тиоловые (-SH) и гидроксильные (-OH) группы. Кроме того, присутствие дейтерия в биологических системах приводит к изменениям структуры и свойствам нуклеиновых кислот и белков при образовании наиболее важных для структуры макромолекулы динамических короткоживущих водородных (дейтериевых) связей, что может снижать активность и ферментов антирадикальной защиты (каталазы, супероксиддисмутазы, глутатионпероксидазы, глутатионредуктазы), уменьшая тем самым антиоксидантный потенциал организма. В свою очередь, ВМИС с пониженным содержанием дейтерия, снижая содержания дейтерия в тканях, восстанавливает работу ферментного звена АОС – как за счет непосредственного взаимодействия с -OH или -SH группами в активных центрах, так и путем активации процессов транскрипции за счет изменения колебательных моментов в цепях молекул нуклеиновых кислот и энергетического облегчения их взаимодействия с ферментами, обеспечивающими считывание генетического кода. Также при высоком содержании дейтерия происходит нарушение транспорта ионов в клеточной мембране и увеличение сопротивления

Спектры нетрадиционных стандартных и усиленных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
25	3	8	3	2	11	5	6	4
26	3	7	4	2	10	6	4	3
27	3	6	5	2	9	7	2	2
28	4	6	4	2	10	6	4	3
29	4	5	5	2	9	7	2	2

Спектры полных БОКТ

№	n_B	n_D	n_C	n_A	n_q	n_p	n_s	n_σ
30	3	7	3	3	10	6	4	3
31	3	6	4	3	9	7	2	2
32	3	5	5	3	8	8	0	1
33	4	5	4	3	9	7	2	2
34	4	4	4	4	8	8	0	1

Итоговую таблицу проведенного спектрального анализа мы представим в следующем виде.

Итоговая таблица спектрального анализа БОКТ

n_s		12	10	8	6	4	2	0
n_A	n_B	Кр.	Ор.	Жел.	Зел.	Гол.	Син.	Фиол.
1	1	1	2	3	4	5	6	7
1	2		8	9	10	11	12	
1	3			13	14	15	16	
1	4				17	18		
1	5					19		
2	2			20	21	22	23	24
2	3				25	26	27	
2	4					28	29	
3	3					30	31	32
3	4						33	
4	4							34
Σ		1	2	4	6	9	8	4

Таким образом, можно сделать вывод, что наибольшую возможность для БОКТ составляют значения $n_s = 2, 4, 6$. Именно они используются во многих логических построениях. Наиболее информационно насыщенными при этом являются группы, соответствующие голубому и синему цветам, это показывает аналогию с водой, которая также обладает повышенной информационной насыщенностью.

§ 6. Диагональный метод семантического анализа

Для упрощения проведения семантического анализа применим «метод диагоналей» к результирующей матрице этой бинарной операции. Представим «большие» диагонали логического куба $D1A0, D0A1, B0C1, B1C0$, которые соответствуют для универсума $W_Z(W_{1Z}, W_{2Z}, W_{3Z})$ попарно значениям результирующих суждений по каждому блоку. Отметим, что

блоки W_{1Z}, W_{2Z}, W_{3Z} имеют следующие пересечения:

$$W_{2Z} \cap W_{1Z} = W_{21Z}, \quad (11)$$

$$W_{3Z} \cap W_{1Z} = W_{31Z} \quad (12)$$

а части блоков W_{2Z}, W_{3Z} , не входящие в блок W_{1Z} обозначим соответственно W_{20Z} и W_{30Z} . Для этих блоков получаем прямые суммы:

$$W_{21Z} \oplus W_{20Z} = W_{2Z}, \quad (13)$$

$$W_{31Z} \oplus W_{30Z} = W_{3Z} \quad (14)$$

$$W_{21Z} \oplus W_{31Z} = W_{1Z}, \quad (15)$$

а прямая сумма блоков W_{20Z}, W_{30Z} образует четвертый блок универсума, который не участвует в исследованиях по условиям логического квадрата для традиционного Аристотелева семантического универсума:

$$W_{20Z} \oplus W_{30Z} = W_{0Z}. \quad (16)$$

При этом следует отметить, что показатели дейтерия в плазме прекращали снижаться после достижения значений в 90-100 ppm и дальнейшего его уменьшения не происходило, несмотря на более низкие показатели содержания дейтерия в потребляемой лабораторными животными ВМИС (40 ppm), что позволяет предположить наличие в организме механизмов, способных регулировать в определенном физиологическом интервале изотопный состав биологических жидкостей, предупреждая резкие перепады количественного содержания изотопов водорода в разных тканях и органах. При сравнении интенсивности образования свободных радикалов в лиофилизированных органах было установлено, что печени и почках у крыс с моделированным окислительным стрессом (группы 2 и 3) наблюдалось достоверное повышение концентрации ПМЦ (табл. 1), что свидетельствует об устойчивом превалировании на клеточном уровне прооксидантных факторов над компонентами АОС, при этом более существенные изменения наблюдались в гомогенатах печени у животных в группе 2, в которых концентрация ПМЦ превышала значения контрольной группы 1 на 64,9% ($p < 0,05$), что говорит об активном участии печени в обезвреживании токсических субстанций, образующихся при гнойно-воспалительных процессах, следствием чего становится повышение образования в гепатоцитах активных форм кислорода и формирования ОС на тканевом и органном уровнях. Следует отметить, что содержание ПМЦ в гомогенатах печени у животных 3 группы также существенно превышало аналогичные показатели в группе 1 на 37,1% ($p < 0,05$), но было достоверно ниже показателей группы 2 на 16,9% ($p < 0,05$), что показывает менее выраженную интенсивность СРО в их гепатоцитах и, видимо, указывает на более активную работу тканевых компонентов эндогенной АОС или меньшую токсическую нагрузку на клетки печени из очага воспаления, что, возможно, обусловлено также активацией других неспецифических защитных систем организма ВМИС с пониженным содержанием дейтерия, например ее иммуномодулирующим эффектом, ускоряющим локализацию возбудителя с помощью механизмов клеточного иммунитета.

При изучении состояния процессов СРО в гомогенатах почек были получены менее выраженные изменения у крыс с моделированным ОС, хотя они и достоверно были повышены в группе 2 (на 22,9%, $p < 0,05$) и в группе 3 (на 18,4%, $p < 0,05$) в сравнении с показателями контрольной группы 1. При этом достоверных отличий в обеих опытных группах 2 и 3 зафиксировано не было, что может быть связано с меньшим специфическим влиянием ВМИС с пониженным содержанием дейтерия на эндогенную АОС почек, или меньшей способностью низко- и среднемолекулярных гидрофильных токсических субстанций активировать свободнорадикальные процессы в ткани почек, известно, что некоторые из них (например мочевины, олигопептиды, мочевины, мочевая кислота) могут проявлять и антиоксидантный эффект, участвуя в перехвате свободных радикалов, что снижает содержание свободных радикалов в органах выделительной системы.

Дополнительно для оценки состояния эндогенной антиоксидантной системы проводили определение антиокислительной активности (АОА) плазмы крови амперометрическим способом на анализаторе антиоксидантной активности «Яуза-01-ААА».

Статистическую обработку полученных данных осуществляли методами вариационной статистики с использованием *t*-критерия Стьюдента. Достоверным считали различие при $p < 0,05$.

Результаты и обсуждение

В результате проведенного исследования установлено, что наиболее низкое содержание дейтерия в биологических жидкостях и тканях зафиксировано у животных группы 3, которые получали в пищевом рационе ВМИС с пониженным содержанием дейтерия, оно было меньше на 37,3% и 38,9% в сравнении с показателями в группе 1 и 2 соответственно, что свидетельствует о достоверном ($p < 0,05$) изменении через 30 дней после начала исследования содержания дейтерия в крови (табл. 1).

Таблица 1.

Показатели содержания дейтерия, интенсивности свободнорадикального окисления, состояния антиоксидантной системы в крови и тканях у крыс при использовании в пищевом рационе воды с модифицированным изотопным составом.

Показатель \ группа	Содержание дейтерия плазмы, ppm	АОА плазмы, нА·с	МВХЛ плазмы, усл. ед.	ЭПР печени, ПМЦ/г	ЭПР почки, ПМЦ/г
Группа 1 (n=40)	153,3±0,4	1246,4±23,7	1,993±0,024	960,23±56,22	608,61±44,01
Группа 2 (n=40)	157,5±0,4	948,2±21,8*	3,058 ± 0,081*	1584,25±112,99*	747,87±55,13*
Группа 3 (n=40)	96,1±0,5*,**	1137,1±24,2*,**	2,716±0,126*,**	1316,80±66,69*,**	720,66±57,07*
* – $p < 0,05$ в сравнении с показателями группы № 1 ** – $p < 0,05$ в сравнении с показателями группы № 2					

Теперь находим диагонали, составляющие построенные блоки:

$$\begin{aligned} W_{21Z} &= (Z_{D1}, Z_{A0}) \\ W_{31Z} &= (Z_{B0}, Z_{C1}), \\ W_{20Z} &= (Z_{B1}, Z_{C0}), \\ W_{30Z} &= (Z_{D0}, Z_{A1}). \end{aligned} \quad (17)$$

Подблоки общей результирующей матрицы указывают на особенности расположения этих диагоналей, что и позволяет не проводить полный анализ, состоящий из перечисления возможных соединений пар элементов в этом универсуме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евсеев В.И. О методике моделирования логических систем // Информационные технологии в образовании и науке, Казань, 2012. (225 – 231).

Амаева Д.К.

Федеральное государственное бюджетное образовательное учреждение высшего профессионального образования «Дагестанский государственный технический университет»

МОДЕЛИРОВАНИЕ ОДНОРОДНЫХ РЕГИСТРОВЫХ СРЕД С ПРОГРАММИРУЕМОЙ СТРУКТУРОЙ

Регистровые среды с программируемой структурой находят широкое применение в вычислительной технике и технике передачи информации. На их основе формируются генераторы псевдослучайных чисел, цифровые фильтры, сигнатурные анализаторы, кодирующие и декодирующие устройства, кодов обнаруживающих и исправляющих ошибки, и другие устройства. В этом заключается актуальность выбранного направления исследования.

Проведённый патентный поиск показал, что проблеме создания типовых элементов для создания программируемых сред исследователями уделяется достаточно много внимания. В основном используются для создания программируемых регистровых сред два типа элементов:

- типовые элементы (И, ИЛИ, НЕ, исключающие ИЛИ), представляющие собой комбинационную схему;
- типовые элементы матричной структуры (на основе постоянных запоминающих устройств, программируемых логических матриц и т.п.);

Универсальная логическая ячейка построенная на элементах первого типа отличаются простотой, однако при их рассмотрении не предусматривается схема сопряжения ячеек и при реальном применении ячейки для реализации устройства получается довольно громоздкая схема сопряжения и теряются все преимущества данных схем.

Программируемая логическая матрица

Известны устройства для запоминания данных и кодопреобразования – программируемые логические матрицы (ПЛИМ), состоящие из двух частей: подматрицы выработки логических произведений и подматрицы выработки выходных слов [1]. Недостатками устройства являются большое время программирования в условиях эксплуатации; невозможность перепрограммирования для использования ПЛИМ в других целях, так как программирование осуществляется электрическим пережиганием специальных плавких участков; невозможность исправить (восстановить) связи, пережжённые ошибочно.

Программируемые регистровые структуры содержат блок управления и настройки, и блок, представляющий собой среду, состоящую из одинаковых функциональных элементов – ячеек, соединенных между собой гибкими, управляемыми программными связями, образующими однородную программируемую регистровую структуру, которая позволяют осуществлять прием сигналов каждым из ее элементов как от внешней среды – общего входа, так и по цепи обратной связи.

На рисунке №1 приведена схема универсальной логической ячейки с программируемой структурой.

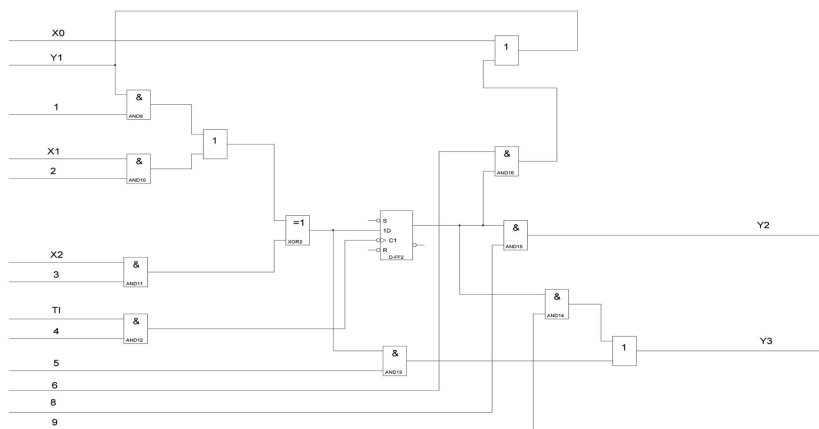


Рис. 1. Схема универсальной логической ячейки программируемой однородной среды

Воду с пониженным содержанием дейтерия получали на установке, разработанной в Кубанском государственном университете. Исходная концентрация дейтерия в получаемой воде составляла 40 ppm.

При моделировании гнойной раны у крыс, использовали двухэтапную модель окислительного стресса. Первый этап представлял собой острую фазу окислительного стресса и моделировался путем создания межмышечного абсцесса в мягких тканях длинных мышц спины лабораторного животного с использованием имплантированного инородного тела. Второй этап отражал хроническую фазу окислительного стресса и моделировался гнойной раной, которая формировалась естественным образом при дренировании абсцесса и удалении инородного тела.

Определение концентрации дейтерия в плазме были проведены с помощью ядерного магнитного резонанса (ЯМР) на импульсном ЯМР-спектрометре JEOL JNM-ECA 400MHz.

Измерение спектров электронного парамагнитного резонанса (ЭПР) проводили при комнатной температуре на спектрометре JES Fa 300 (JEOL, Япония) в X-диапазоне.

Спектры ЭПР образцов печени лабораторных мышей содержат анизотропный синглетный сигнал (рис. 1), параметры спин-гамильтониана ($g_{\perp} = 2.0074$, $g_{\parallel} = 2.003$) которого соответствуют стабильным радикалам. Спектры ЭПР образцов почек имеют аналогичный характер.

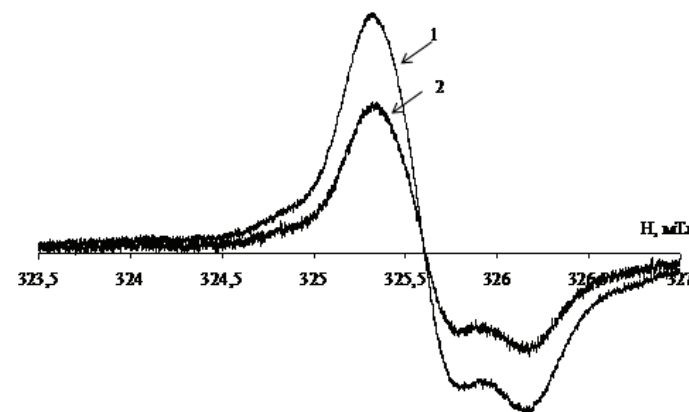


Рис. 1. Спектры ЭПР лиофилизированных тканей печени лабораторных мышей группы 2 (линия 1) и группы 3 (линия 2).

POUŽITÍ MANUÁLNÍCH METOD V MEDICÍNĚ

Басов А.А.¹, Барышев М.Г.², Джимаков С.С.², Масычева Е.В.², Шашков Д.И.²

¹ГБОУ ВПО «Кубанский государственный медицинский университет»

Минздрава России, г.Краснодар.

²ФГБОУ ВПО Кубанский государственный университет, Россия, г.Краснодар.

ВЛИЯНИЕ ВОДЫ С МОДИФИЦИРОВАННЫМ ИЗОТОПНЫМ СОСТАВОМ НА ПОКАЗАТЕЛИ СВОБОДНОРАДИКАЛЬНОГО ОКИСЛЕНИЯ ТКАНЕЙ И КРОВИ ЛАБОРАТОРНЫХ ЖИВОТНЫХ

Одним из перспективных пищевых веществ для коррекции антиоксидантного потенциала организма является вода с модифицированным изотопным составом (ВМИС), например, вода с пониженным содержанием дейтерия [1]. Известно, что человек в физиологических условиях потребляет до 2-3 литров жидкости в сутки, поэтому изменение структуры питания за счет ВМИС с пониженным содержанием дейтерия может оказывать влияние на показатели АОС. Во всем мире в последние годы достаточно активно изучаются различные эффекты ВМИС с пониженным содержанием дейтерия – основное ее действие на организм заключается в постепенном снижении содержания дейтерия в биологических жидкостях и тканях за счет реакций изотопного обмена. В научной литературе чаще описаны биологические эффекты ВМИС, тогда как молекулярные механизмы ее действия на организм еще полностью не исследованы. ВМИС с пониженным содержанием дейтерия оказывает влияние на рост опухолевых клеток различных культур [2-4], обладает иммуномодулирующим свойством [5, 6], влияет на обмен пероксида водорода в печени. Цель исследования: оценить влияние изотопного обмена на показатели свободнорадикального окисления тканей и состояние антиоксидантной системы крови у лабораторных животных при использовании в пищевом рационе воды с модифицированным изотопным составом с пониженным содержанием дейтерия в физиологических условиях и при воспалительных процессах.

Материалы и методы

Объектом исследования была кровь и гомогенаты органов (печень, почки) крыс-самцов весом 90-100 грамм. Крысы были разделены на следующие группы: группа №1 (получающие дистиллированную минерализованную воду (158 ppm) в течение 30 дней, n=40), группа №2 (получающие дистиллированную минерализованную воду (158 ppm) в течение 30 дней, имеющие гнойное воспаление мягких тканей, n=40), группа №3 (получающие дистиллированную минерализованную воду с пониженным содержанием дейтерия (40 ppm) в течение 30 дней, имеющие гнойное воспаление мягких тканей, n=40).

Универсальная логическая ячейка с программируемой структурой содержит синхронный D – триггер (Т), сумматор по модулю два (XOR), восемь логических элементов И, три логических элемента ИЛИ. Для моделируемой ячейки однородной среды характерно также наличие информационных входов элементов – X0, X1, X2 и управляющих сигналов – 1,2,3,4,5,6,8,9 а также информационных выходов элементов – Y1-Y3.

Приведенная схема ячейки позволяет менять в однородной среде, построенной на ее основе менять выполняемые средой функции и менять структуру связей между ячейками управляя направлением информационных потоков.

На рисунке №2 приведена схема универсальной логической ячейки с программируемой структурой в пакете прикладных программ Microcap 8. MicroCap-8 – это универсальная программа схемотехнического анализа, предназначенная для решения широкого круга задач.

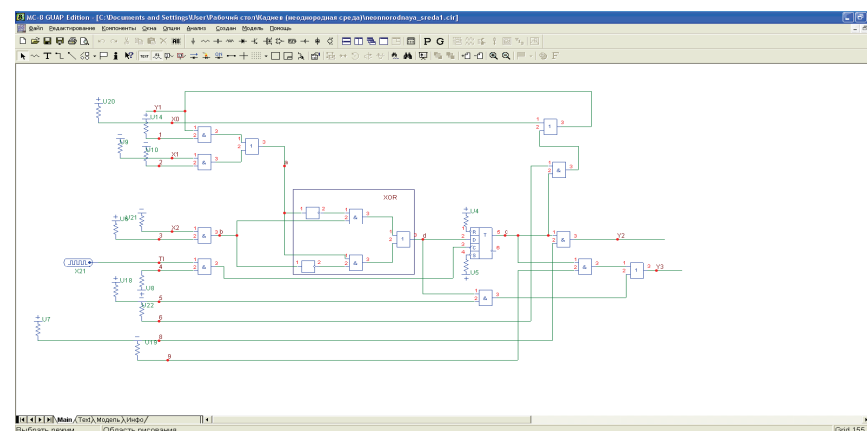


Рис. 2. Схема универсальной логической ячейки программируемой однородной среды в программе Microcap

Для того, чтобы посмотреть поведение схем во временной области делается анализ переходных процессов. Он позволяет ответить на вопрос, что произойдет, если к собранной схеме подключить источники питания и источники сигналов. Полученные графики позволяют просматривать процессы в моделируемой схеме так же, как это в реальности делается при помощи осциллографа или логического анализатора. При запуске анализа переходных процессов из режима построения схемы или после иных видов анализа командой Analysis>Transient программа MC8 проверяет правильность составления схемы. При отсутствии ошибок в схеме программа составляет ее топологическое описание, выполняет

подготовку к численному расчету переходных процессов и открывает окно задания параметров моделирования Transient Analysis Limits. Окно задания параметров моделирования приведено на рисунке № 3.

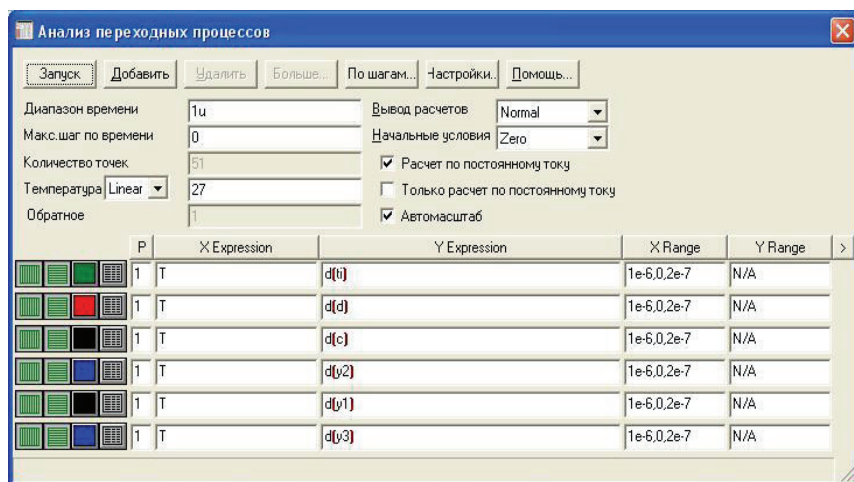


Рис. 3. Окно задания параметров моделирования

В окне задания параметров расчета переходных процессов имеются следующие разделы.

Запуск – начало моделирования

Добавить – добавление еще одной строки спецификации вывода результатов после строки, отмеченной курсором.

Удалить – удаление строки спецификации вывода результатов, отмеченной курсором.

По шагам – открытие диалогового окна задания вариации параметров.

Числовые параметры окна Transient Analysis Limits.

Диапазон времени – конечное и начальное время расчета переходных процессов.

Максимальный шаг по времени – максимальный шаг расчета.

Количество точек – количество точек, выводимых в таблицы, т. е. количество строк в таблице вывода результатов, по умолчанию принимается равным 51.

Температура – диапазон изменения температуры в градусах Цельсия;

X Expression – имя переменной, откладываемой по оси X. Обычно при анализе переходных процессов по этой оси откладывается время (переменная T).

Y Expression – математическое выражение для переменной, откладываемой по оси Y. Это может быть простая переменная, например, состояние какого-то выхода.

В процессе исследований получены соотношения для расчёта условных вероятностей правильного счёта и достоверности результатов однофотонной регистрации при построении счётчика фотонов по типовой структуре, применения ОФЭП с конечной полосой пропускания, а также использования двоичного счётчика, регистрирующего импульсы с выхода АД только при превышении временного зазора между импульсами определённой критической величины. В случае применения идеального двоичного счётчика для регистрации трех фотоэлектронов потребуется расширение полосы пропускания ОФЭП в 3 раза, до четырех – в 6 раз, до пяти – в 10 раз по сравнению со случаем приёма двух фотоэлектронов при условии постоянства условной вероятности правильной регистрации принятых фотоэлектронов. В аналогичных условиях при идеальном ОФЭП для регистрации трех фотоэлектронов потребуется выбрать электронный двоичный счётчик, который способен регистрировать импульсы с временным зазором в 1,5 раза, а четырёх – в 2 раза меньше по сравнению со случаем приёма двух фотоэлектронов. Предложены упрощённые формулы для расчёта условных вероятностей правильного счёта и достоверности результатов однофотонной регистрации при распределении числа принятых фотоэлектронов по закону Пуассона, а также определены границы их использования. Разработана методика оценки достоверности результатов однофотонной регистрации, позволяющая сформулировать требования к параметрам функциональных узлов счётчика фотонов.

Литература:

1. Румянцев К.Е. Прием и обработка сигналов: Учебное пособие. М.: Издательский центр «Академия», 2006. 528 с.
2. Ковалев В.В., Субботина Ф.М., Шубников Е.Н. Времена пролета электронов в ФЭУ // Приборы и техника эксперимента. 1972. №1. С. 158–159.
3. Румянцев К.Е. Одноэлектронные регистраторы световых сигналов. Таганрог: ТРТИ, 1991. 52 с.
4. Румянцев К.Е. Достоверность результатов одноэлектронной регистрации световых потоков // Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1986. Т 29, №12. С. 62–65.
5. Румянцев К.Е., Суковатый А.Н. Методы селекции шумовых одноэлектронных импульсов: обзор // Радиотехника. 2004. №6. С. 56–61.

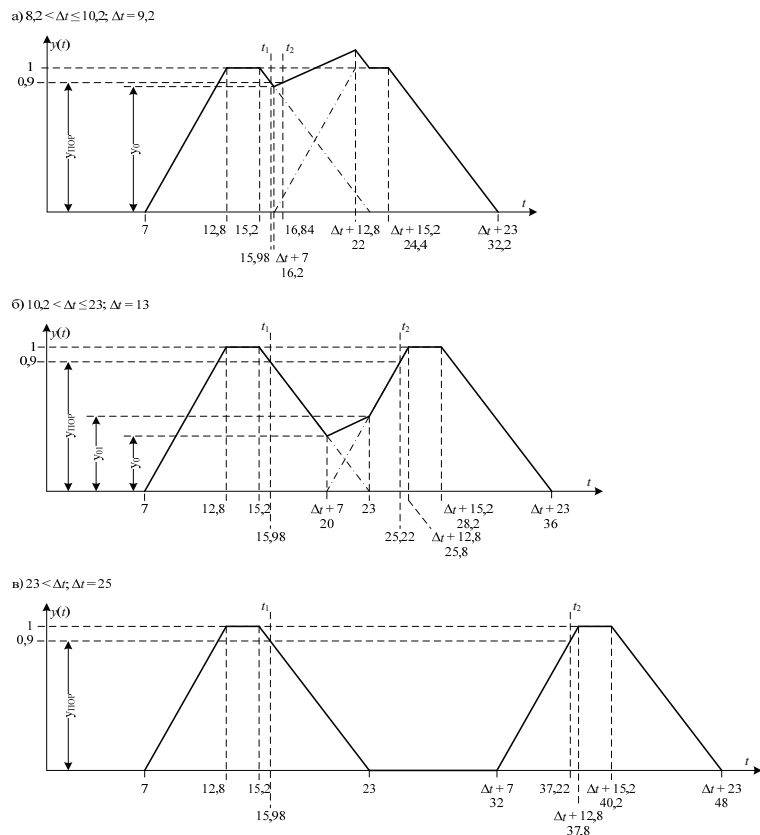


Рис. 2

На рис. 2 величина Δt определяет смещение второго ОФИ относительно момента появления первого ОФИ (точка 0).

Первый случай (рис. 2, а) $\Delta t = 9,2\tau_d$ характерен для временной области $16\tau_d - 7,8\tau_d U_{\text{д.н}} \leq \Delta t < 10,2\tau_d$. Здесь два отклика перекрываются с образованием провала со значением U_0 в момент t_0 , соответствующий моменту начала переднего фронта аппроксимации второго ОФИ ($t_0 = 7\tau_d + \Delta t$).

Второй случай $\Delta t = 13\tau_d$ на рис. 2, б характерен для области $10,2\tau_d \leq \Delta t < 16\tau_d$. Здесь перекрытие откликов образует провал с изломом заднего фронта в момент $t = 23\tau_d$ окончания заднего фронта аппроксимации первого ОФИ.

Третий случай $\Delta t = 25\tau_d$ характерен для области $\Delta t > 16\tau_d$ (рис. 2, в). Перекрытие откликов здесь отсутствует. Значение провала $U_0 = 0$ неизменно.

X Range – задает максимальное и минимальное значение переменной X на графике, а также расстояние между линиями координатной сетки.

Y Range – задает максимальное и минимальное значение переменной Y на графике, а также расстояние между линиями координатной сетки.

Результаты моделирования показаны на рисунках №4 и №5.

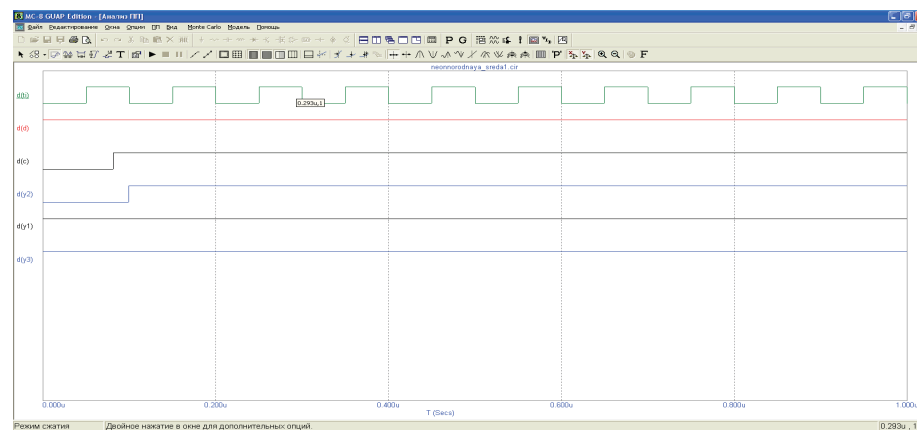


Рис. 4. Результаты моделирования универсальной логической ячейки программируемой однородной среды

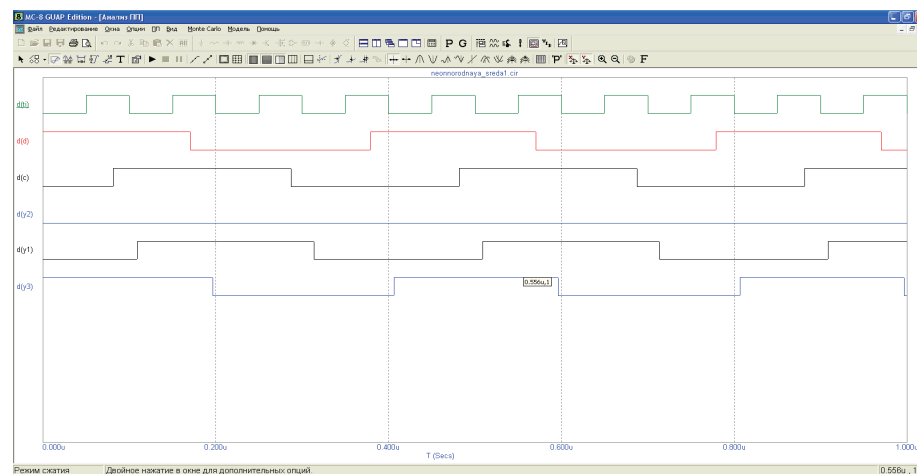


Рис. 5. Результаты моделирования универсальной логической ячейки программируемой однородной среды

Результаты моделирования приведенные на рисунке №4 показывают, что триггер работает в режиме сохранения информации. Результат моделирования, показанный на рисунке №5 показывает, что схема работает в режиме генерации или переключения. Результаты моделирования показывают, что схема универсальной логической ячейки с программируемой структурой работает правильно и можно продолжать дальнейшие исследования.

В заключение можно отметить, что существуют различные регистровые среды с программируемой структурой, отличие которых состоит в различии используемых функциональных ячеек. Получили данные среды название «полиномиальные регистровые среды». Эти среды разработаны применительно к выполнению преобразований информации в двоичных расширенных полях Галуа[2]. Существует значительная группа элементов, которые позволяют строить программируемые среды различной степени сложности, соответственно обладающие различной возможностью для формирования в их составе преобразователей информации и функциональных узлов.

Литература.

1. Угрюмов Е. П. Глава 7. Программируемые логические матрицы, программируемая матричная логика, базовые матричные кристаллы / Цифровая схемотехника. Учеб. пособие для вузов. Изд.2, БХВ-Петербург, 2004. С. 357.
2. Лидл Р. Нидеррайтер Г. Конечные поля. В 2-х тт. – М.: Мир, 1998.

К.т.н. Колдаев В.Д.

Национальный исследовательский университет МИЭТ, Россия

ОРГАНИЗАЦИЯ ДАННЫХ В АДАПТИВНЫХ СИСТЕМАХ РАСПОЗНАНИЯ ИЗОБРАЖЕНИЙ

Процесс предварительной обработки изображений зависит от выбора целевых признаков, которые могут быть представлены совокупностью границ (контуров), определяющих их внутреннюю структуру, отделяющих их от фона и других объектов. Контурные изображения представляются максимальными перепадами значений интенсивности, которые являются характерными признаками объектов. Структура организации обработки и анализа изображений в автоматизированных производственных системах (АПС) представлена на рис.1.

Обычно при анализе работающего в режиме счета фотонов фотоприемного канала в отношении функциональных узлов счетчика фотонов принимается ряд допущений:

- ОФЭП имеет бесконечно широкую полосу пропускания и фиксированный коэффициент умножения;
- импульсный усилитель не искажает форму ОФИ;
- АД мгновенно срабатывает в момент достижения ОФИ уровня (порога) дискриминации. Порог амплитудной дискриминации стабилен;
- электронный двоичный счетчик различает два сколь угодно близко расположенных импульса, сформированных на выходе АД;
- блок стробирования обеспечивает чувствительность фотокатода ОФЭП к приходу фотонов только во время действия стробирующего импульса;
- блок питания мгновенно устанавливает требуемое напряжение на диодах ОФЭП.

В то же время реальные параметры ОФЭП и последующих узлов обработки счетчика фотонов оказывают значительное влияние на точность измерения потока фотонов. Однако вопросам влияния параметров функциональных узлов счетчика фотонов на точность счета фотоэлектронов в литературе не уделено достаточного внимания. Обычно просто отмечается, что вероятность наложения ОИ ничтожно мала или что полоса пропускания гарантирует раздельную регистрацию фотоэлектронов.

Целью данной работы является уточнение соотношений для расчета условной вероятности регистрации k импульсов электронного двоичного счетчика при регистрации n ФЭ $P\{k|n_{\text{ФЭ}}\}$ и достоверности результатов регистрации n импульсов электронного двоичного счетчика при регистрации среднего числа \bar{n} ФЭ $D\{n|\bar{n}_{\text{ФЭ}}\}$ однофотонной регистрации при условии построения счетчика фотонов по типовой схеме (рис. 1), применения ОФЭП с конечной полосой пропускания, а также использования электронного двоичного счетчика, регистрирующего импульсы с выхода АД только при превышении временным зазором между импульсами τ_3 критической величины $\tau_{\text{дс.кр}}$.

Для учета конечной полосы пропускания ОФЭП используется кусочно-локальная (трапецеидальная) аппроксимация формы ОФИ, предложенная в [4].

Рис. 2 иллюстрирует условия, при которых возможен правильный счет наложившихся откликов и рассмотрены характерные случаи откликов на появление двух фотоэлектронов при неидеальных параметрах функциональных узлов электронного двоичного счетчика.

FYZIKA TUNÝCH LÁTEK

Амплиев А.Е., Румянцев К.Е.
Южный федеральный университет, Россия

ТРЕБОВАНИЯ К ПАРАМЕТРАМ ФУНКЦИОНАЛЬНЫХ УЗЛОВ СЧЕТЧИКА ФОТОНОВ

Для обеспечения высокой чувствительности фотоприемный канал должен работать в режиме счета фотонов. Типовая структура счетчика фотонов (рис. 1) должна включать однофотонный фотоэмиссионный прибор (ОФЭП), импульсный усилитель (ИУ), амплитудный дискриминатор (АД) и электронный (двоичный) счетчик. Блок управления задает моменты начала и окончания регистрации потока фотонов, включающий в себя временной интервал чувствительности фотокатода к приходу фотонов [1].

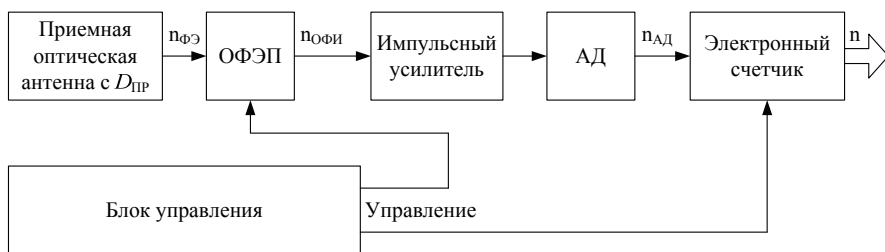


Рис. 1

При переходе в режим счета фотонов по команде с блока управления обеспечивается подача питания на ОФЭП, делая его чувствительным к приему фотонов. Принимаемое оптическое излучение преобразуется фотокатодом ОФЭП в поток фотоэлектронов (первичных электронов). Использование электронной умножительной системы в ОФЭП позволяет получить однофотонный импульс (ОФИ) на каждый сгенерированный фотоэлектрон (ФЭ). После усиления ОФИ и нормировки по амплитуде в АД сформированный поток импульсов направляется на счетный вход электронного двоичного счетчика. По истечении времени измерения $\tau_{изм}$ с помощью импульса с блока управления количество накопленных импульсов в цифровом виде выводится для последующей обработки, а содержимое электронного двоичного счетчика обнуляется.

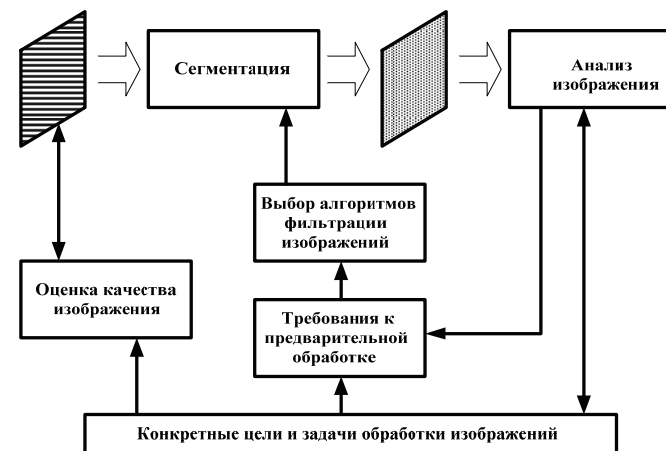


Рис.1. Организация обработки и анализа изображений в АПС

Для организации данных в адаптивных системах распознавания изображений следует использовать структурное представление, при котором форму объекта можно представить в виде набора примитивов (неделимых в рамках данного применения элементов), иерархического набора базисных элементов (полученных комбинаций примитивов и базисных элементов низких уровней) и спецификации отношений этих элементов [1].

В АПС особая роль отводится методам выделения свойств объекта с целью распознавания. Существующие системы основываются на трех основных категориях дескрипторов: площадь области, определяемая как число пикселей, содержащихся в пределах границы; отношение длин большой и малой осей, называемое эксцентриситетом области; периметр области. В идеальном случае дескрипторы не должны зависеть от размеров, расположения и ориентации объекта, но должны содержать достаточное количество информации для надежной идентификации объектов.

Методы аппроксимации контуров ломаной линией. В методе полигональной аппроксимации итеративно строится такой многоугольник, который содержал бы минимальное число вершин и в то же время представлял фигуру с заданной точностью (рис.2,а).

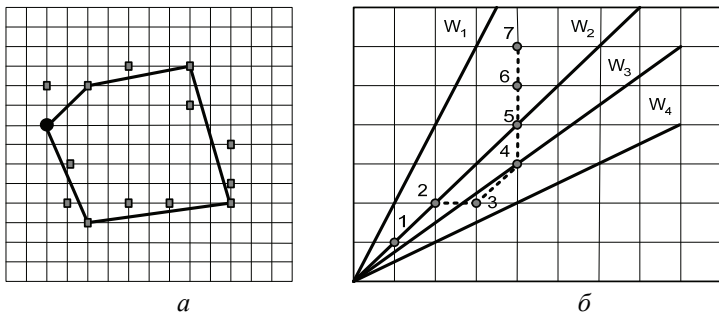


Рис.2. Полигональная аппроксимация (а) и построение ломаной контура (б)

Метод аппроксимации контуров заданными кривыми предполагает представление анализируемых фигур в виде набора стандартных фигур, близких к аппроксимируемому по форме и размерам (прямоугольник, эллипс, ромб, равнобедренный треугольник). Тогда для дискретного замкнутого контура $B = \{b_1, b_2, \dots, b_n\}$ с координатами контурных точек $b_i = (x_i, y_i)$ из множества стандартных фигур подбирается такая, для которой сумма квадратов расстояний до точек контура минимальна.

При построении отрезка ломаной контура из начала координат проводятся лучи через соседние с (x_i, y_i) точки реестра (рис.2,б). Лучи W_j выбираются таким образом, чтобы образованный ими угол имел максимальное значение. Номер луча равен номеру вершины, вносящей соответствующее ограничение на область, которой должен принадлежать узел аппроксимации.

Методы параметрического задания контуров. При полярном кодировании контуров осуществляется сканирование контуров из центра масс радиальными лучами через равные углы. Длина радиус-вектора между центром масс и точкой пересечения с контуром используется как элемент одномерного массива $R(\theta_i)$ (рис.3,а). Одномерное описание контура получается при использовании метода кодирования направлений. Компактное представление плоских кривых получается при использовании цепного кодирования, предложенного Х. Фрименом (рис.3,б).

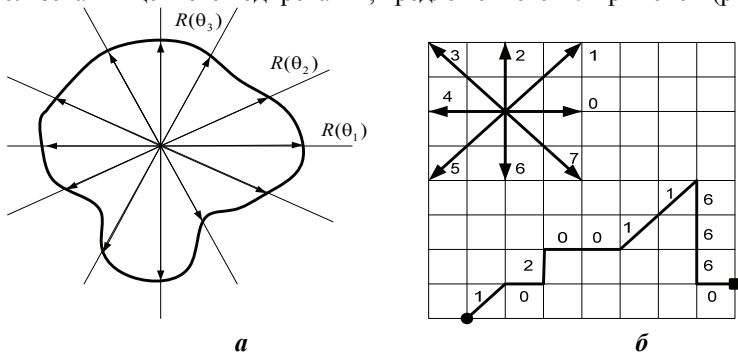


Рис.3. Полярное кодирование контура (а) и цепной код (б)

которое можно также представить в форме

$$\left(i\hbar\partial_0 + mc - \frac{e\varphi}{c} \right)^2 \Psi(r,t) = \left[\left(\hat{p} - \frac{e}{c}A \right)^2 + m^2c^2 \right] \Psi(r,t) \quad (20)$$

Уравнение (20) с помощью преобразования, указанного выше, приводится к уравнению Клейна – Гордона в электромагнитном поле, а затем факторизацией к соответствующему уравнению Дирака. В частности, если положить $A = 0$, то уравнение (18) переходит в уравнение (11), а для случая магнитного поля ($A \neq 0, \varphi = 0$) преобразуется в уравнение (14). Таким образом, в электромагнитном поле также может быть построена иерархия уравнений на основании обобщённого уравнения Бюргерса (18).

Литература.

1. Сериков, В.И. Связь обобщённого уравнения Бюргерса с уравнениями квантовой теории [Текст]: / В.И.Сериков, С.В.Воронин, О.А. Воронина // Найновите достижения на европейската наука: Материалы VIII международной научно – практической конференции (17 -25 июня 2012 г). Т.18. – София, 2012. – С.16-19.
2. Кейн, Г. Современная физика элементарных частиц [Текст]: моногр.: пер. с англ. / Г. Кейн. – М.: Мир, 1990. – 360 с.
3. Сериков, В.И. Релятивистское уравнение Шрёдингера и принцип соответствия [Текст]: / В.И.Сериков, С.В.Воронин, О.А. Воронина // Вести высших учебных заведений Черноземья. – 2008. – №1(11). – С.50-55.
4. Берестецкий, В.Б. Теоретическая физика в 10 т. [Текст]: Т.IV/ Квантовая электродинамика: учеб. пособие / В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский. – М.: Наука, 1989. – 728 с.

где $L_i = 2 \frac{\hbar e}{ic} \Phi_k F_{ik} + \frac{\hbar e \lambda_k}{ic} \frac{\partial F_{ik}}{\partial x_k} - 6 \frac{\varepsilon \hbar}{ic \lambda_k} \Phi_i \Phi_k A_k - \frac{3 e^2}{2 c^2} A_k^2 \Phi_i - 2 \frac{\hbar e}{ic} A_k \frac{\partial \Phi_i}{\partial x_k}$, где $F_{ik} = \frac{\partial A_k}{\partial x_i} - \frac{\partial A_i}{\partial x_k}$ – тензор электромагнитного поля. Это уравнение приводит к уравнению Шрёдингера в магнитном поле

$$\hat{E}\Psi(r,t) = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p} - \frac{e}{c} A \right)^2 \right] \Psi(r,t) \quad (15)$$

Комбинируя правые части уравнений (14) и (10), мы придём к уравнению, которое приводит к уравнению Шрёдингера в электромагнитном поле

$$\hat{E}\Psi(r,t) = \frac{1}{2m} \left[\left(\hat{p} - \frac{e}{c} A \right)^2 \right] \Psi(r,t) + e\phi\Psi(r,t) \quad (16)$$

Для перехода к релятивистским аналогам операторов необходимо представить обобщённую подстановку Хопфа – Коула в форме

$$\Phi^\mu = \frac{\lambda}{\varepsilon i \hbar} \frac{1}{\Psi} \hat{p}^\mu \Psi \quad (17)$$

где $\hat{p}^\mu = \hat{p}^\mu - \frac{e}{c} A^\mu$, $\mu = 0,1,2,3$. Здесь $\hat{p}^\mu = (\hat{p}^0, \hat{p}) = i\hbar(\partial^0, \nabla)$; $A^\mu = (A^0, A)$ и $A^0 = \phi$. В дальнейшем необходимо учесть также коммутационные соотношения [4] $[\hat{p}^\mu, \hat{p}^\nu] = i\hbar \frac{e}{c} (\partial^\nu A^\mu - \partial^\mu A^\nu) = i\hbar \frac{e}{c} F^{\nu\mu}$ и, кроме того, $[\hat{p}^\mu, \hat{p}^\nu] = i\hbar \frac{e}{c} [\hat{p}^\mu, g_{\lambda\nu} \hat{p}^\lambda] = g_{\lambda\nu} [\hat{p}^\mu, \hat{p}^\lambda] = g_{\lambda\nu} i\hbar \frac{e}{c} F^{\lambda\mu}$, где $g_{\lambda\nu}$ – метрический тензор СТО. Выполняя необходимые преобразования, обобщённое уравнение Бюргера запишем в виде

$$-\frac{1}{\hbar} P_0 \Phi^\mu - \frac{\varepsilon}{i\hbar} \Phi^\nu P_\nu \Phi^\mu = -\frac{\lambda}{2\hbar^2} \hat{p}^\nu \hat{p}_\nu \Phi^\mu + \frac{e}{c} A_0 \Phi^\mu - \frac{\lambda}{\varepsilon \hbar} \frac{e}{c} F^{0\mu} + \frac{\lambda}{2\hbar} G^\mu \quad (18)$$

$$\text{где } G^\mu = \Phi^\mu \left(\frac{e^2}{c^2} A^\nu A_\nu - i\hbar \frac{e}{c} \partial^\nu A_\nu \right) + 2 \frac{e}{c} A^\nu \left(\frac{i\varepsilon \hbar}{\lambda} \Phi_\nu \Phi^\mu + i\hbar \partial_\nu \Phi^\mu \right) + \frac{\lambda}{\varepsilon c} \hat{p}_\lambda F^{\lambda\mu}.$$

Это уравнение с подстановкой (17) приводит к модифицированному уравнению Клейна – Гордона в форме

$$[2mc\hat{p}_0 + \hat{p}^\nu \hat{p}_\nu] \Psi = 0 \quad (19)$$

Подвижная координатная система, созданная на базе цепного кода, обеспечивает инвариантность описаний относительно операций параллельного переноса.

Разработанные в НИУ МИЭТ [2] **угловые коды**, обладая инвариантными свойствами относительно операций переноса и поворота, обеспечивают получение обобщенных характеристик для представления контуров изображений (рис.4).

Пусть $\Phi = \{S_i\}_{i=1}^m$ – угловой код длины m ; S_i – i -й элемент кода (для прямоугольной решетки $\{2,3,4,5,6\}$). Прямая, совпадающая с вертикалью, горизонталью или диагональю, задается в угловом коде последовательностью элементов прямоугольной решетки.

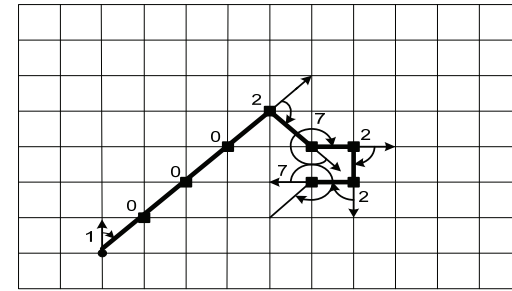


Рис.4. Метод углового кодирования контура

Отклонение от прямой для i -й точки кода равно: $C_i = 5 - S_i$. Оценить кривизну i -го элемента можно как

$$q_i = \sum_{\gamma = \lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor}^{\lceil \frac{l_1}{2} \rceil} C_\gamma \text{ mod } m,$$

где l_1 – длина кодовой записи, на которой рассчитывается кривизна. При вычислении кривизны для всех точек контура участком длиной l_1 осуществляется сканирование вдоль всего углового кода контура. Отсюда получаем:

$$q_i = 5l - S_{(i - \lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor) \text{ mod } m} - \sum_{j=i+1 - \lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor}^{\lceil \frac{l_1}{2} \rceil} S_j \text{ mod } m.$$

Для следующего элемента кода:

$$q_{(i+1)\text{mod } m} = 5l_1 - \sum_{j=i+1-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor} S_j \text{ mod } m - S_{(i+1+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor)\text{mod } m};$$

Сравнивая выражения, получаем оценку кривизны в рекуррентном виде:

$$q_{(i+1)\text{mod } m} = q_i + S_{(i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor)\text{mod } m} - S_{(i+1+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor)\text{mod } m}.$$

Оценка q представляет собой сумму отклонений C на участке контура l_1 (все отклонения суммируются с единичными весами). Изменять веса можно, используя оценку кривизны второго порядка, для получения которой участок дли-

ной l_2 сканирует вдоль полученной ранее оценки q : $Q_i = \sum_{j=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor} q_j \text{ mod } m$.

$$Q_i = \sum_{k=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor-\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor+\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor} C_{k \text{ mod } m} + \sum_{k=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor-\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor+1}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor+\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor+1} C_{k \text{ mod } m} + \dots + \sum_{k=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor-\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor-1}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor+\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor-1} C_{k \text{ mod } m} + \sum_{k=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor-\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor+\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor} C_{k \text{ mod } m}.$$

Величина Q_i представляет собой сумму отклонений с весами, возрастающими от единицы до центра участка сканирования. Максимальный вес в центре участка сканирования достигает величины $2\lfloor l_2/2 \rfloor + 1$. Длина участка сканирования при этом равна $2\lfloor l_1/2 \rfloor + 2\lfloor l_2/2 \rfloor + 1$, а количество отклонений в центре участка сканирования составляет $2\{\lfloor l_1/2 \rfloor - \lfloor l_2/2 \rfloor\} + 1$.

Рассматривая оценку кривизны более высоких порядков, учитываются отклонения точек с различными весами:

$$Q_i = \sum_{j=i-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor}^{i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor} \left\{ 5l_1 - \sum_{k=j-\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor}^{j+\lfloor \frac{l_1}{2} \rfloor} S_{k \text{ mod } m} \right\}.$$

В итоге получаем рекуррентную формулу, связывающую Q_i и Q_{i+1} :

$$Q_{(i+1)\text{mod } m} = Q_i + S_{(i+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor-\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor)\text{mod } m} - S_{(i+1+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor+\lfloor \frac{l_2}{2} \rfloor)\text{mod } m}.$$

Здесь $\hat{H} = \frac{1}{2m} \hat{p}^2 + U(r)$ – оператор Гамильтона нерелятивистской частицы. С помощью подстановки (2) это уравнение приводится к уравнению Шрёдингера для частицы в силовом поле с потенциальной энергией $U(r)$. Такая форма обобщённого уравнения позволяет рассматривать связь определённых решений нелинейного уравнения (9) с различными кантовыми моделями, определяющими поведение частицы в заданном потенциальном поле. В электростатическом поле уравнение (9) можно записать в форме

$$-\frac{\hat{E}\Phi}{\hbar c} - \frac{i}{\hbar} \varepsilon(\Phi \hat{p}) \Phi = -\frac{\lambda_{\kappa}}{2\hbar^2} \hat{p}^2 \Phi - \frac{\lambda_{\kappa} e}{\varepsilon \hbar c} \hat{V} \Phi. \quad (10)$$

Переход к релятивистским аналогам операторов приводит к уравнению

$$c \frac{\partial \Phi^{\mu}}{i \partial x^0} - c \varepsilon \Phi^{\nu} \frac{\partial \Phi^{\mu}}{\partial x^{\nu}} = c^3 \alpha \left\{ \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} \frac{\partial}{\partial x^{\nu}} \Phi^{\mu} - \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_{\nu}} [f(\Phi)] \right\}, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (11)$$

где $f(\Phi) = -\frac{2e\Phi}{imc^2} \frac{1}{\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial x^0} - \frac{2e\Phi}{\hbar c} + \frac{e^2 \Phi^2}{\hbar mc^3}$. Легко видеть, что в нерелятивистском пределе уравнение (11) переходит в уравнение (10). Это позволяет и для случая электрического поля построить иерархию, поскольку уравнение (11) приводит к модифицированному уравнению Клейна – Гордона в виде

$$\left(i\hbar \partial_0 + mc - \frac{e\Phi}{c} \right)^2 \Psi(r, t) = -\hbar^2 \nabla^2 \Psi(r, t) + m^2 c^2 \Psi(r, t) \quad (12)$$

После чего, с учётом замечания, сделанного к уравнению (8), можно перейти к уравнению Дирака. В магнитном поле необходимо совершить переход к оператору обобщённого импульса $\hat{P}_k = \hat{p}_k - \frac{e}{c} A_k$, $\hat{p}_k = \frac{\hbar}{i} \frac{\partial}{\partial x_k}$, $k = 1, 2, 3, \dots$, а обобщённое преобразование Хопфа – Коула принимает вид

$$\Phi_k = \frac{i\lambda_{\kappa}}{\varepsilon \hbar} \frac{1}{\Psi} \hat{P}_k = \frac{i\lambda_{\kappa}}{\varepsilon \hbar} \frac{1}{\Psi} \left(\hat{p}_k - \frac{e}{c} A_k \right) \Psi. \quad (13)$$

Используя подстановку (13) в уравнении (4) и производя необходимые преобразования, представим обобщённое уравнение Бюргера в форме

$$c^{-1} \hat{E} \Phi_i + i \varepsilon \Phi_k \hat{P}_k \Phi_i = \frac{\lambda_{\kappa}}{2\hbar} \hat{P}_k^2 \Phi_i - \frac{\lambda_{\kappa}}{2\hbar} L_i + \frac{\lambda_{\kappa} e}{\varepsilon c} \frac{\partial A_i}{\partial t}, \quad (14)$$

что позволяет перейти к дальнейшему обобщению уравнения (1) и подстановки (2) переходом к релятивистским аналогам операторов.

Тогда обобщённое уравнение Бюргерса можно представить в форме

$$c \frac{\partial \Phi^\mu}{i \partial x^0} - c \varepsilon \Phi^\nu \frac{\partial \Phi^\mu}{\partial x^\nu} = c^3 \alpha \square \Phi^\mu, \quad \mu = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

Здесь и ниже по повторяющимся индексам подразумевается суммирование. Соответствующая обобщённая подстановка Хопфа – Коула принимает вид

$$\Phi^\mu = \frac{2c^2 \alpha}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x_\mu} \ln \Psi = \frac{2c^2 \alpha}{\varepsilon} \frac{1}{\Psi} \frac{\partial \Psi}{\partial x_\mu} \quad (6)$$

Здесь приняты стандартные [2] обозначения: $x^\mu = (ct, x, y, z) = (x^0, x^1, x^2, x^3)$ и, соответственно, $x_\mu = (ct, -x, -y, -z) = (x_0, x_1, x_2, x_3)$, а также $\partial^\mu = \frac{\partial}{\partial x_\mu} = (\partial^0, -\nabla)$;

$\partial_\mu = \frac{\partial}{\partial x^\mu} = (\partial_0, \nabla)$; $\nabla = \left(\frac{\partial}{\partial x}, \frac{\partial}{\partial y}, \frac{\partial}{\partial z} \right)$ и, кроме того, оператор Даламбера имеет вид $\partial^\mu \partial_\mu = \partial_\mu \partial^\mu = \partial^0 \partial_0 - \nabla^2$.

Подставляя выражение (6) в уравнение (5), приходим к модифицированному уравнению Клейна – Гордона [3] в форме

$$-i \partial_0 \Psi = c^2 \alpha (\partial_0^2 - \nabla^2) \Psi \quad (7)$$

Записывая модифицированное уравнение Клейна – Гордона в виде

$$(i \hbar \partial_0 + mc)^2 \Psi(r, t) = -\hbar^2 \nabla^2 \Psi(r, t) + m^2 c^2 \Psi(r, t) \quad (8)$$

с помощью преобразования $\Psi(r, t) = e^{\frac{imc^2 t}{\hbar}} \Phi(r, t)$ можно перейти к обычному уравнению Клейна – Гордона для функции $\Phi(r, t)$ и методом факторизации привести его к уравнению Дирака. Таким образом, мы получаем своеобразную иерархию волновых уравнений от обобщённого уравнения Бюргерса и соответствующей подстановки типа Хопфа – Коула до уравнения Дирака. Это построение может быть углублено введением в обобщённое уравнение Бюргерса (4) члена, отвечающего потенциальной энергии. Тогда уравнение (4) принимает вид

$$-\frac{\hat{E} \Phi}{\hbar c} - \frac{i}{\hbar} \varepsilon (\Phi \hat{p}) \Phi = -\frac{\lambda_K m}{\hbar^2} \hat{H} \Phi + \frac{\lambda_K m}{\hbar^2} U \Phi - \frac{\lambda_K}{\varepsilon \hbar c} \hat{V} U \quad (9)$$

Метод топологического задания контуров. Метод основан на разбиении контура на секции, в которых линия монотонно возрастает или убывает по x и по y . Горизонтальная или вертикальная линия пересекает такую секцию только в одной точке. На рис.5,а представлены два различных случая пересечения секций, в одном случае секции пересекаются только в одной точке, в другом – в нескольких точках. На рис.5,б серым цветом выделены условия, при которых можно применять метод поиска пересечений контуров.

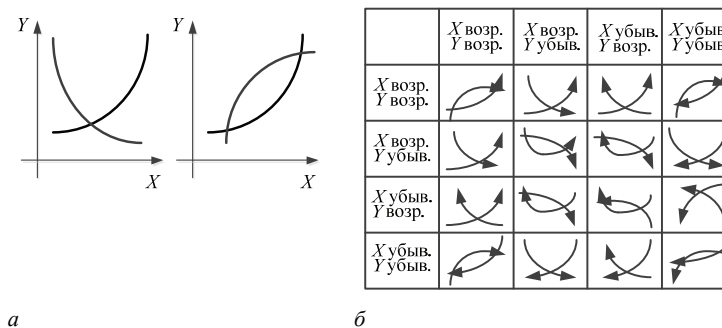


Рис.5. Алгоритм определения пересечения полилиний: а) различные варианты пересечения секций; б) схема определения единственности точки пересечения секций

Наличие разнообразных способов описаний изображений приводит к определению общих свойств, которыми они должны обладать: компактность; сохранение топологических и геометрических свойств объекта; возможность определения различных характеристик объекта на языке описания; возможность обратного восстановления; инвариантность относительно операций переноса и поворота; возможность получения описания параллельным способом.

Литература

1. Колдаев В.Д. Анализ контурной сегментации изображений в автоматизированных производственных системах [Текст] / В.Д. Колдаев // Оборонный комплекс – научно-техническому прогрессу России: Межотраслевой научно-технический журнал. – М.: ФГУП «ВИМИ», 2008. – Вып.4. – С.54-59.
2. Колдаев В.Д. Растровые модели систем обработки изображений [Текст] / В.Д. Колдаев // Сборник материалов 1-й международной научно-практической конференции «Интеграция науки и производства». – Тамбов, 2008. – С.111-113.

Тажина Арайлым Мухтаровна
Рахимбекова Асия Ергалиевна
Никанбаева Нургул Нуруллаевна

Қарағанды Мемлекеттік медициналық университетінің оқытушылары

МУЛЬТИМЕДИАЛЫҚ ТЕХНОЛОГИЯНЫ ҚОЛДАНУ АРҚЫЛЫ ОҚЫТУ ПРОЦЕСІН ЖЕТІЛДІРУ МҮМКІНДІКТЕРІ

Республикасындағы білімді ақпараттандыру жүйесі «Қазақстан Республикасы орта білім жүйесін ақпараттандыру» мемлекеттік бағдарламасы және «Қазақстан Қазақстан Республикасы ұлттық ақпараттық инфрақұрылымын қалыптастыру мен дамыту» мемлекеттік бағдарламалары негізінде қалыптасып, даму процесін жалғастыруда. Білім беру жүйесін ақпараттандыру ісі білім беру жүйесін түбегейлі түрде өзгертеді. Мұндай жағдай алдыңғы сапқа оқыту материалдарын электрондық құралдар арқылы беруді көздейді.

Бірінші кезекте оларға электрондық басылымдар, электрондық оқулықтар, мультимедиялық оқу құралдары мен әр түрлі құрылғыларға жазылған электрондық жазбалар (аудио, видео, құндақтар) жатады. Әрбір жалпы және кәсіби білім беретін пәндерден оқу-әдістемелік материалдардың мәліметтік базалары электрондық оқулықта жинақталып, қолда бар компьютерлік техника арқылы сабақта қолданылуы талап етіледі. ХХІ ғасырда қоғам қажеттілігін қанағаттандыру үшін білім беру саласында төмендегідей міндеттерді шешу көзделіп отыр. Олар: білім сапасын көтеру, компьютерлендіру, интернет, компьютерлік желі, электронды пошта және телекоммуникацияны пайдалану, электронды оқу құралдары, электронды оқу басылымдары мен электронды оқулықтарды даярлау.

Білім беруді ақпараттандырудың президенттік бағдарламасы электронды оқулықтарды жасауға себепші болды. Бүгінгі күнде мектептегі білім берудің мазмұнының 60%-ы және кәсіби білім берудің 10%-ы түрлі сандық интерактивті мультимедиялық білім беру ресурстарын (СИМБР): электронды оқулықтарды (ЭУ); мультимедиялық оқыту бағдарламасын (МОБ); виртуалды саяхаттарды (ВС); электронды дидактикалық құралдарды (ЭДҚ) және т.б. жасау жолымен сандық форматқа көшірілгені бізді қуантады.

Электронды оқу құралдарын пайдалану ХХ ғасырдың алпысыншы жылдарында бастау алған үрдіс. Жеке компьютердің техникалық және дидактикалық мүмкіндіктері (дыбысты көшіру, жауапты дискіге микрофон арқылы жазу, эталонмен салыстыру, мәтінді жоғары–төмен, оңға–солға жылжыту, CD–ROM негізінде мультимедиялық құралдар арқылы мәтінді, дыбысты, графиканы, мультипликация мен бейнені біріктіру және т.б.) мәдени аралық қатынастардың тиімділігін анағұрлым арттырады хақ [1].

Бүгінгі, ақпараттар аясының кеңейіп, адамзаттың онымен жұмыс жасау мүмкіндігі артып отырған күнде жеке пәнді оқытуда тек белгілі бір оқулықпен немесе

Сериков В.И., Воронин С.В., Воронина О.А.
Липецкий государственный технический университет, Россия

ИЕРАРХИЯ ВОЛНОВЫХ УРАВНЕНИЙ ОТ ОБОБЩЕНИЯ УРАВНЕНИЯ БЮРГЕРСА К УРАВНЕНИЯМ КВАНТОВОЙ ТЕОРИИ

В работе [1] нами было показано, что уравнение Бюргерса

$$c \frac{\partial \beta}{\partial x} - \varepsilon \beta \frac{\partial \beta}{\partial t} = c \alpha \frac{\partial^2 \beta}{\partial t^2}$$

с помощью замены переменных $x \rightarrow ict$, $ct \rightarrow x$, где $i = \sqrt{-1}$, $\beta = \frac{y}{c}$, (c, ε, α – константы), и обобщения подстановки Хопфа – Коула $\beta = \frac{\lambda_k}{\varepsilon} \frac{\partial}{\partial x} \ln \varphi(x, t)$ приводятся к уравнению типа одномерного уравнения Шрёдингера $\frac{d\varphi}{icdt} = \alpha c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}$. Можно достигнуть полного совпадения с уравнением Шрёдингера, если определить константу α равенством $\alpha c^3 = \hbar/2m$. Рассматривая величину c как константу релятивистской теории, можно также записать $2\alpha c^2 = \left(\frac{\hbar}{mc}\right) = \lambda_k$. Дальнейшее обобщение достигается переходом к трёхмерной форме. Тогда обобщённое уравнение Бюргерса и соответствующая подстановка типа Хопфа – Коула принимают вид

$$\frac{\partial \Phi}{icdt} - \varepsilon (\Phi \nabla) \Phi = \frac{\lambda_k}{2} \nabla^2 \Phi, \quad (1)$$

$$\Phi = \frac{\lambda}{\varepsilon c} \nabla \ln \Psi = \frac{\lambda_k}{\varepsilon c} \frac{\nabla \Psi}{\Psi}. \quad (2)$$

В этом случае обобщённое уравнение Бюргерса приводится к трёхмерному уравнению Шрёдингера для свободной частицы

$$\frac{\partial \Psi}{icdt} = \frac{\hbar}{2m} \nabla^2 \Psi. \quad (3)$$

Вводя, обычным образом, квантовые операторы $\hat{E} = -\frac{\hbar \partial}{icdt}$, $\hat{p}_k = \frac{\hbar \partial}{icdx_k}$, уравнение (3) можно записать в виде

$$-\frac{\hat{E} \Phi}{\hbar c} - \frac{i}{\hbar} \varepsilon (\Phi \hat{p}) \Phi = -\frac{\lambda_k}{2\hbar^2} \hat{p}^2 \Phi, \quad (4)$$

Обозначения позиций на рис. 1:

Управляемые источники I_1 и I_2 (один – для кольцеобразного волновода) когерентных механических колебаний.

2. Подача (вход) жидкости (газа) – зона пучности (-) стоячей волны (P_{\min}).
3. Выход (напор) жидкости (газа) – зона пучности (+) стоячей волны (P_{\max}).

Baktybayev K., Dalelkhankyzy A.

Al-Farabi Kazakh National University, Almaty, Kazakhstan

THE NUCLEON-PAIR MODEL OF COLLECTIVE EXCITATION OF NUCLEI

In this paper, we again give a microscopic justification of the interacting boson model (IBM) for the description of low-energy collective excitations of the nucleon systems, and it is provided quite well by taking into account the S and D-paired shell states in them. In addition, this allows to avoid the well-known computational difficulties in the microscopic examination of the s and d-bosons of IBM as the mappings of the S and D pairs of valence nucleons in nuclei. As the mapping method of the fermion pair states in the boson the Otsuki-Arima-Yakello (OAY) method is taken. In this SD-fermion pair model space the Hamiltonian of the system is easily diagonalized and it satisfactorily reproduces the spectra and electromagnetic transition probabilities of vibrational, rotational, and γ unstable nuclei. Thus the microscopic phenomenological IBM is constructed for the nuclear systems, the free parameters of the model are calculated as the fermionic matrix elements of the pair forces of nucleon interaction. On the other hand using the generalized quasispin formalism with the pairing interaction of nucleon pairs some many-body effects are analyzed.

The theory is applied to studying the properties of even spherical isotopes of ^{108,110,112,114}Cd. Their energy states are calculated in the main, β and γ bands as well as the relative values of the reduced probabilities of electromagnetic transitions and they are compared with experimental data.

References:

1. Takada K., Tazaki Sh., Yasumoto S. Dyson Boson Mapping and Shell-Model Calculations of even-even Nuclei// Progr. Theor. Phys. 2006. Vol 16, №1. P.107.
2. Yan-An Luo et. Al. SD-pair shall model and the Interacting Boson model// Phys. Rev. C71. 044304, 2005.
3. Yan-An Luo et. Al. // Phys. Rev. C71. 044304, 2005.
4. K. Baktybayev, A.Dalelkhankyzy, B. M. K.Baktybayev //Adv. Studies Theor. Phys., Vol. 6, 1399-1404, 2012.

оқу әдістемелік құралдардың жинағымен шектелуге болмайды. Әр азаматтың өз білімін жан-жақты шындап, келешекте бәсекеге қабілетті мамандық иесі болуына мектеп қабырғасында оқытылатын әрбір пәннің қосатын үлесі аз емес. Жыл сайын әр пән бойынша мектеп оқулығы, әртүрлі дидактикалық оқу құралдарымен қатар, электрондық оқулықтармен толықтырылып отыр. Бұл бүгінгі күннің кезек күттірмес қажеттілігі, әрі талабы. Сонымен бірге оқу-әдістемелік жинақтар (ОӘЖ) оқу-әдістемелік кешендер (ОӘК) жарыққа шығып, қолданыс тауып отыр.

Біздің ойымызша оқу әдістемелік кешен (комплекс) мен оқу әдістемелік жинақ (комплект) арасындағы айырмашылықты түсіну үшін Д.Д.Зуевтің келесі айтқаны дұрыс: Ол «Біз, кез келген сыныптың оқулықтар жинағынан, яғни жабық жүйеден ерекшелу үшін, дидактикалық құралдардың ашық жүйесін атау мақсатында, оқу (оқу-әдістемелік) кешені деген терминді енгіземіз», -деп атап көрсеткен. Осыған байланысты, ОӘК оқу құралдарының жүйесі ретінде оларды құрастыру кезінде ескеруге тиісті бірқатар модификациялар мен нұсқалардан тұрады.

Электрондық оқулық қағаз оқулықтан көрнекілігімен, мәтіннің қысқа түрде берілуімен, бейне, әрі аудиодыбыстармен қамтылуымен және білімді интерактивті тексеру, тапсырмаларды орындау нәтижелерін қадағалау арқылы оқушының мұғаліммен бірге, сондай-ақ өзбетінше білімін жетілдіруіне мүмкіндік беретіндігімен ерекшеленеді.

Электрондық оқулықта мультимедиялық мүмкіндіктер оқушының психологиялық ерекшеліктерін ескере отырып қолданылды. Атап айтқанда, оқу мәтінін оқушы тек тыңдап немесе тек оқып отырып, сондай-ақ тыңдап, әрі оқып отырып меңгеру мүмкіндіктері қарастырылды.

Оқу әдістемелік кешенді құрудың формасы иілгіш, динамикалық түрде болуы керек. Сонымен бірге теориялық материалдармен қатар, әдістемелік бөліктерді қамтып, оқушылардың, оқу материалын жете түсініп, өз бетінше ізденісін, талабын оятатын денейге бағытталуы қажет. Оқу әдістемелік кешеннің құрылымы білім беру аясының дамуына байланысты жаңарып отыруы тиіс.

Оқу құралында моделденетін оқу қызметінің элеуметтік тапсырыс арқылы анықталады. Бүгінде ол-өз бетінше ойлап, әрекет жасай алатын, қажетті ақпаратты тауып, талдап, пайдалана білетін жеке тұлғаның дамуын қалыптастыру болып табылады. Оқу құралы оқу және тәрбиелеу үрдісінің маңызды құралы ретінде оқушы мен мұғалімге арналған. Оқушы үшін ол ақпараттар көзі, оны меңгеру және өзін-өзі бақылау үшін қолданылады. Мұғалім үшін оқушылардың оқу танымына жетекшілігін бағдарлау, оқытуды бақылау және жекелеу үшін қолданылады.

Жаңа ақпараттық технологиялар пайда болмастан бұрын, сарапшылар мынадай жағдайға назар аударған. Егер меңгерілетін материал дыбыс арқылы (аудио) берілсе, 4\1 көлемі есте қалады екен. Ал ақпарат көру арқылы берілсе, оның 3\1 көлемі есте сақталады. Осы екі әдіс (есту және көру арқылы) бірдей қолданылса, онда ақпараттың 50%-ы меңгерілетін болған. Білім алу процесіне

студент өзі белсенді қатысып отырса, онда материалдың меңгерілуі 75%-ға дейін жоғарлайды екен [2].

Электронды оқулықтардың, дәстүрлі қағаз кітаптардан айырмашылығы «жанды» болып келеді және педагогика ғылымдарының негізін салушы Ян Амос Каменский тұжырымдаған: «Барлық мүмкін деген нәрселерді қабылдауды сезіммен жүзеге асыру керек, атап айтқанда: қабылдау үшін көруді, көзбен; естуді есту қабілетімен; иістерді иіс түйсігімен; дәмге тиістіні дәммен; түйсікке қатыстыны түйсіну жолымен. Егер қандайда болмасын затты бірнеше сезіммен қабылдау керек болса, бірнеше сезімді салу дидактиканың алтын ережелеріне сәйкес келеді.

Гипермәтін-терминдерден, ұғымдардан, кестелерден, графиктер мен диаграммалардан тұратын мәліметтер базасы ретінде берілетін ақпаратты қоқытұор тасы. Гипермәтін аудио, видео, бейнематериалдармен толықтырылады. Қазіргі гипермәтіндік (немесе гипермедиа) мәліметтер арнайы HTML (HyperText Markup Language – гипермәтіндерді жасау тілі) тілінде жасалады. Сонымен қоса, бүгінгі таңда гипермәтіндік форматтардың мынадай түрлері де бар: DHTML, PHP, XML, CSS, JS және т.б.

Сайтты жасауда – Macromedia Flash бағдарламасын тандадым. Macromedia Flash бағдарламасы ең алғаш рет 1996 жылы пайда болды. Оның ең бірінші екі нұсқасы сәтсіз болып шықты, себебі олар векторлық графика негізінде анимацияны жылдам құра алмады. Үшінші нұсқасында көптеген қосымша құрал – саймандар пайда болды, осының есебінен Ғаламторда Macromedia Flash құралдары арқылы жасалынған сайттар пайда бола бастады. Бұл бағдарлама тек төртінші нұсқасы жасалған кезде ғана танымалдылыққа ие болды. Оған қуатты иілгіш құрал – ActionScript тілі қосылды. Осы кезде Flash технологиясы негізінде жасалынған Web – сайттарының саны көбейді. 2000 жылдың тамыз айында Macromedia Flash бағдарламасының бесінші нұсқасы жарық көрді. Бұл бағдарламаға Безье қисықтарын меңгеруге арналған жаңа құрал – саймандар, көптеген кітапханалар қосылды.

Macromedia Flash технологиясымен сайт жасау қолайлы, себебі ол төмендегі сапаларға ие:

1. Жинақтылық – векторлық графиканы пайдаланғандықтан тез жүктеледі;
2. Интерактивтілік – қолданушы Flash-фильмдерді өздігінше басқара алады;
3. Мультимедиялық – ғаламторға және фильмде ақпаратты визуалдаудың стандартты құралдары үшін қол жетпес дыбыстық эффекттер, видеолар құрастырылады;
4. Көпсалалығы – яғни, Macromedia Flash-те қарапайым үй парақтары сияқты арнаулы серверлерде орындалуы мүмкін;
5. Қолайлылық – компьютермен жұмыс істей алатын кез-келген адамға Macromedia Flash технологиясының негізі түсінікті, себебі бұл бағдарламамен жұмыс істеу жеңіл. Сонымен қатар компьютер жадынан өте аз орын алуының

электрические (или другие) свойства по различным геометрическим направлениям в заготовке металла, т.к. примеси будут преобладать в пучностях стоячей волны в которых давление минимально.

В пучностях с максимальным давлением добавки будут отсутствовать, либо их количество будет минимальным – «нанозебра».

3. Принцип действия насоса на основе свойств «стоячей волны».

В основе работы насоса заложено свойство механических «стоячих волн» в волноводе, а именно – фиксированное распределение амплитуды давления по длине волновода в соответствии с пучностями (+) и (-) стоячей волны.

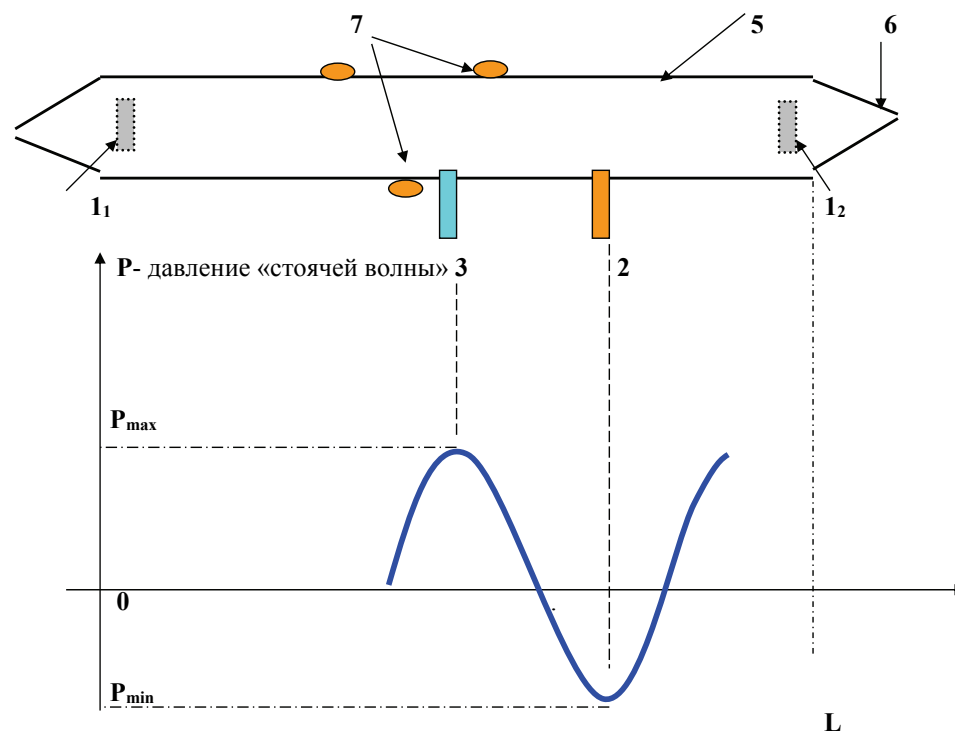


Рис. 1

Разделение фракций возможно при $P_{\min} > P_{\text{окрж. среды}}$.

Производительность очистки и перекачки зависит от количества мест подачи и отбора фракций жидкости (газа) по длине волновода, амплитуды источника (источников) колебаний, его частоты, формы колебаний и свойств жидкости (газа) и волновода.

Применение:

1. Устройства для высокой очистки жидкостей (газов) без использования фильтров.

2. Устройства для дегазации и рафинирования металлов в жидкой фазе.

3. Насосы без подвижных частей.

4. Альтернатива центрифугам.

5. Двигатели, не требующие применения вращающихся винтов и лопастей.

Эксперименты, подтверждающие фиксированное распределение давления по длине волновода при возникновении в нем стоячей волны.

1. Эксперимент с трубкой Рубенса – для газов..

См. <http://www.smartvideos.ru/eksperiment-s-truboj-rubensa>

2. Эксперимент для жидкости В.В. Майера.

См. http://ufn.ru/ufn72/ufn72_6/Russian/r726f.pdf

Если в эксперименте с трубкой Рубенса нулевую линию провести по верхнему краю пламени, то, после возникновения «стоячей волны», заметно, что фиксированное распределение давления принимает форму синусоиды.

При этом, в эксперименте В.В. Майера, происходит разделение жидкости на «чистую» и «грязную» фракции.

2. Устройство для распределения добавок (включая нанодобавки) в отливке металла или в твердом веществе, имеющем жидкую фазу.

Если волновод (например, плоской формы для получения листового металла) заполнить жидким металлом с присутствующими в нем добавками и создать в волноводе картину интерференции стоячих волн от одного источника управляемых механических колебаний или от нескольких управляемых когерентных источников и, по мере застывания металла, изменять параметры колебаний этих источников таким образом (с учетом изменения скорости распространения колебаний в зависимости от температуры застывающего металла), чтобы геометрическая картина интерференции стоячих волн в теле металла оставалась неизменной, то по окончании застывания металла в нем зафиксируется картина распределения добавок идентичная картине интерференции стоячих волн.

Если в расплаве металла присутствуют добавки, влияющие на электропроводность (или другие свойства), то в результате можно получить и различные

есебінен тез жүктеледі. Ал бұл өз кезегінде Macromedia Flash қолданушыларына үлкен мүмкіндіктер береді.

Macromedia Flash бағдарламасы – Shockwave Flash (SWF) форматын қолданатын векторлық графикаға негізделген. Сондай-ақ бұл форматты кез келген платформада қолдануға болады (Windows, MacOS).

Macromedia компаниясы SWF форматын қолайлы пайдалануының нәтижесінде, аталмыш формат көптеген пайдаланушылардың сұранысына ие болды.

Оқылатын пәннің әртүрлі бағыттарына авторлар көзбен көру арқылы ұсынған.

Мектеп оқушылары оқу материалын көру арқылы қабылдауды қамтамасыз ететін түрлі суреттер, сызбалар, фотосуреттерді көреалады, тарихи және географиялық карталарды, көркем экспонаттарды жәнетағы басқа көптеген нәрселерді қарастыраалады.

Электрондық оқулықта, қарастырылып жатқан құбылыстардың арабайланысын және олардың түпкімағыналарына шатын жан бітірімдер ерекше орыналады.

Қазақстан Республикасының президенті Н.Ә. Назарбаевтың халыққа жолдауында белгіленген Ұлттық инновациялық жүйені жасауда іс-әрекетінің жаңа ғылыми және кәсіби бағыттарын айқындауды көздей отырып, бұл үшін кадрлар дайындаудың мамандандырылған жүйесін іске асыруды талап етеді.

Кадрларды дайындаудың мамандандырылған жүйесін жасауда ғылыми техникалық прогрестің қазіргі деңгейін ескере отырып, білім беру саласына қойылатын жоғары халықаралық талаптарды да қанағаттандыру қажет. Осыған орай, қазіргі қоғамға ақпараттық-коммуникациялық технологияларды, оның ішінде, қашықтықтан оқытуды ендіру осы салада нақты біліктілігі мен мамандығы бар кадрларға деген сұранысты арттырады.

Қашықтықтан оқыту тарихы ХІХ ғасырдың ортасынан басталады. Қашықтықтан оқытудың шетелдік және отандық тәжірибесі көрсеткендей бүгінде аккредитацияланған қашықтықтан оқыту сапа жағынан дәстүрлі оқытудан кем түспейтіні белгілі болып отыр.

Әдебиеттер тізімі:

1. Тажигулова А. И. Конструирование электронных учебников. // «Информационные технологии в Казахстане», №1, 2007. – С. 42 – 43.

2. Әжібекова Ж.

Оқу процесіндегі гипермәтіндік электрондық оқулықтардың енгізуі. // «Информатика негіздері», №3, 2003. – С. 5-7.

Долгарев А.И.

МНОГОМЕРНЫЕ ПОВЕРХНОСТИ II. СЕКЦИОННАЯ И ПОЛНАЯ КРИВИЗНА ПОВЕРХНОСТИ

Ранее, в [1], коэффициенты второй квадратичной формы поверхности многомерного евклидова пространства E^m , $m \geq 3$, выражены через коэффициенты первой квадратичной формы. Это обобщение результатов из [2]. Используются основные понятия из [3] и [4]. В символике и терминологии иногда имеются понятные отступления от [3, 4]. В [1] определяемость поверхности F^n пространства E^m первой квадратичной формой установлена без привлечения формул Гаусса – Петерсона – Кодацци. Разрешен вопрос о количестве нормалей поверхности F^n в случае $m - n \geq 2$. Получены формулы, выражающие нормальную кривизну линий на поверхности, среднюю и полную кривизну поверхности через коэффициенты метрической формы и их производные первого порядка, среди них формула Гауса. Установлено, что все свойства объектов пространства E^m , выраженные через коэффициенты метрической формы и формы кривизны поверхности, выражаются только через коэффициенты метрической формы поверхности и производные первого порядка этих коэффициентов. Рассматриваются свойства секционной кривизны поверхностей F^n , получены вычислительные формулы; они мало отличаются от соответствующих формул для поверхностей 3-мерного евклидова пространства.

1. Поверхности размерности n . Касательная плоскость

Векторное пространство V^m евклидова пространства E^m состоит из m -мерных векторов. Ни один объект не может быть задан в пространстве E^m в векторном виде но с другим количеством координат. Задавая n -мерные поверхности F^n , нужно исходить из того, что они описываются m -мерными векторами. В обзоре [3] по теории поверхностей m -мерного евклидова пространства рассматриваются n -мерные поверхности как погружения класса C^r , $2 \leq n < m$, $r \geq 1$. Поверхность есть образ $F^n: z = z(x)$ в паре с погружением $z: X^n \rightarrow E^m$ n -мерного многообразия X^n , $x = (x^1, \dots, x^n)$. Погружение и поверхность записывается в виде

$$z = z(x^1, \dots, x^n) = z(x).$$

Это поверхность-график, или явно заданная поверхность. Записывается поверхность как векторная функция

$$\vec{r}(x) = (x^1, \dots, x^n, z(x), u^{n+2}, \dots, u^m), \quad (1)$$

Обозначения позиций на рис. 1:

1. Управляемые источники 1_1 и 1_2 (или более двух) когерентных механических колебаний определенной частоты, амплитуды и формы (синусоида, «пила» и др.)

Конструкция источника колебаний должна минимизировать или исключить отражение волн колебаний от другого (других) источника колебаний.

2. Место подачи (вход) очищаемой жидкости (газа) с исходным давлением P_0 в зоне узла стоячей волны.

3. Место отбора очищенной жидкости(газа) – зона пучности (+) стоячей волны (P_{\max}).

4. Место отбора загрязненной жидкости(газа) – зона пучности (-) стоячей волны (P_{\min}).

5. Корпус волновода (например труба очистительного устройства). L – длина волновода.

6. Боковые стенки волновода не отражающие колебания в пространство волновода.

7. Датчики контроля возникновения стоячей волны.

Новизна – применение для очистки жидкости (газа) не используемого в настоящее время физического свойства механических «стоячих волн» в волноводе.

При возникновении в волноводе стоячей волны жидкость (газ) подвергается воздействию фиксированных перепадов давления и происходит вытеснение примесей из зоны повышенного давления в зону пониженного давления, т.е. разделение исходной жидкости (газа) на «чистую» и «грязную» фракции. Если производить отбор этих фракций в указанных позициях, то получим очищенную и загрязненную жидкость (газ).

Если применить замкнутый волновод кольцеобразной формы, то может быть достаточно одного управляемого источника механических колебаний для создания в волноводе стоячей волны.

Более полная очистка возможна при последовательном соединении нескольких устройств путем подачи очищенной фракции первого устройства на вход очищаемой фракции второго устройства и т.д. с возможным применением во втором и последующих устройствах источников механических колебаний с другими параметрами амплитуды, формы и частоты.

Для управления и контроля параметров источников колебаний предпочтительно применение программируемых микропроцессорных устройств в комплексе с необходимыми устройствами ввода – вывода в сочетании с известными в промышленности источниками и датчиками колебаний или специально разработанными управляемыми комплексами для создания и контроля стоячих волн.

Пучности – max. и min. – сечения по длине волновода в которых величина давления max. или min.

Чередование значений аналогично синусоиде.

Определения:

Стоячая волна – физическое явление, при котором встречные когерентные бегущие волны образуют неподвижную волну с чередованием узлов и пучностей, аналогичных синусоиде.

Стоячая волна в волноводе – физическое явление, при котором встречные когерентные бегущие волны давления образуют неподвижную волну давления с чередованием амплитуд давления (узлов и пучностей), аналогичных синусоиде.

1. Устройство для очистки жидкостей или газов от примесей.

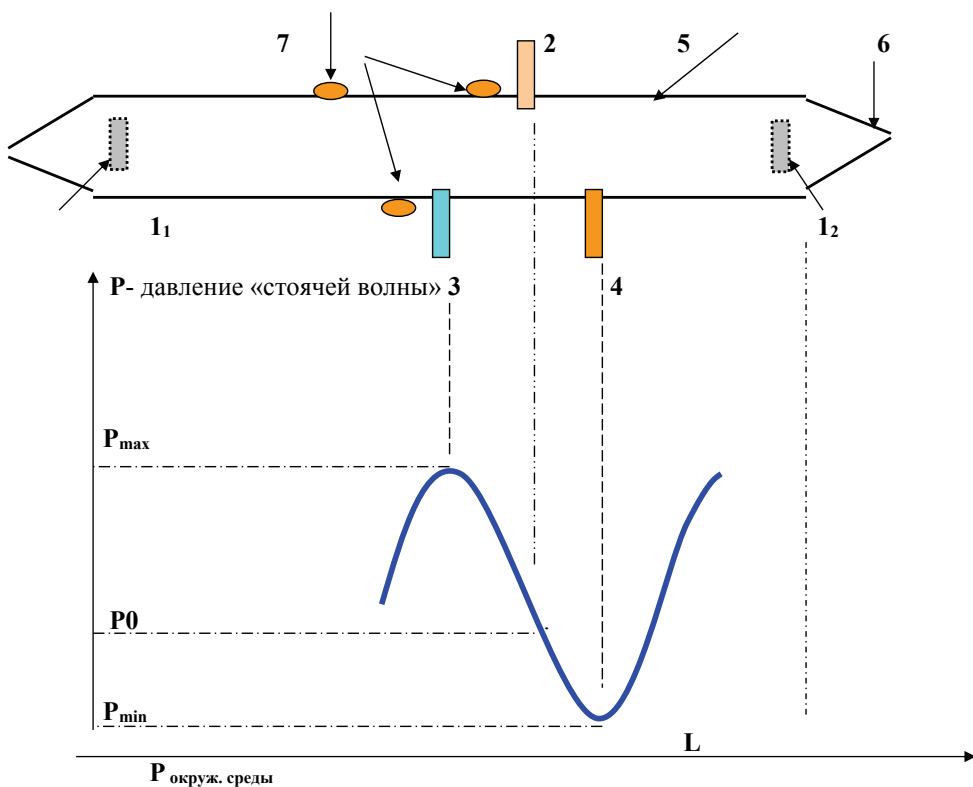


Рис. 1

$\vec{r}(x)$ есть m – мерный вектор, описывающий поверхность F^n , $(n+1)$ –ая компонента его равна $z(x)$; в [4] рассматриваются гиперповерхности, т.е $m = n + 1$. Производные функции вектора $\vec{r}(x)$ есть

$$\vec{r}_i = (\dots, 1, \dots, z_i, 0, \dots, 0), \quad z_i = \frac{\partial z}{\partial x^i}. \quad (2)$$

$z_i \neq 0$, в противном случае z от x^i не зависит. Поверхность F^n регулярна класса C^r , существуют производные до r –го порядка включительно и векторы \vec{r}_i , $i = \overline{1, n}$, линейно независимы. Вектор \vec{r}_i имеет только две ненулевые компоненты: i –ую и $(n+1)$ –ую. Имеется n касательных векторов \vec{r}_i поверхности F^n .

Если $P = (x_0^1, \dots, x_0^n)$ точка поверхности F^n , то ее координаты удовлетворяют уравнению $z = z(x)$. Точка $Q = (x_0^1, \dots, x_0^n, z(x_0), u^{n+2}, \dots, u^m)$ такова, что ее координаты удовлетворяют уравнению $z = z(x)$ при любых u^{n+2}, \dots, u^m . Пусть \vec{u}_k вектор, $(n+k)$ –ая координата которого равна 1, все другие координаты равны 0. Тогда всякая прямая $\langle Q, \vec{u}_k \rangle$ лежит на поверхности F^n . Поверхность является цилиндрической.

Точка $P = P(x) \in F^n$, касательные векторы \vec{r}_i в точке P и векторы \vec{u}_k порождают касательную плоскость $T_P F^n = \langle P, \vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, \vec{u}_2, \dots, \vec{u}_p \rangle$ поверхности F^n в точке P .

2. Нормаль поверхности

Если $\vec{r}_{(1ijl)} = (\dots, a, \dots, b, \dots, c, \dots)$, $\vec{r}_{(2ijl)} = (\dots, f, \dots, g, \dots, h, \dots)$ – векторы, ненулевыми компонентами которых являются только компоненты с номерами i, j, l , где $l = n+1$, то имеем бивекторы $\vec{r}_{(\wedge ij l)} = \vec{r}_{(1ijl)} \wedge \vec{r}_{(2ijl)}$,

$$\vec{r}_{(\wedge ij l)} = (\dots, bh - cg, \dots, -ah + cf, \dots, ag - bf, \dots)$$

с теми же ненулевыми компонентами. Выполняются следующие свойства.

1. СВОЙСТВО. Для векторов \vec{r}_i выполняется

$$\vec{r}_i \wedge \vec{r}_j = \vec{v}_{ij} = (\dots, -z_i, \dots, -z_j, \dots, 1, \dots), \quad \vec{r}_i \wedge \vec{r}_j \in V^m. \quad (2)$$

Пусть $\vec{r}_{(1ijl)} = \vec{r}_i$, $\vec{r}_{(2ijl)} = \vec{r}_j$. В этом случае $a = 1, b = 0, c = z_i, f = 0, g = 1, h = z_j$. Имеем вектор $\vec{r}_i \wedge \vec{r}_j$, в (2) выписаны только ненулевые компоненты.

2. СВОЙСТВО. Модули всех векторов больше 1 и

$$|\vec{r}_i| = \sqrt{1 + z_i^2}, \quad |\vec{r}_j| = \sqrt{1 + z_j^2}, \quad \sqrt{w_{ij}} = |\vec{v}_{ij}| = \sqrt{1 + z_i^2 + z_j^2}. \quad \# \quad (3)$$

3. СВОЙСТВО. Скалярные произведения векторов $\vec{r}_i, \vec{r}_j, \vec{r}_i \wedge \vec{r}_j$ равны:

$$\vec{r}_i \vec{v}_{ij} = \vec{r}_j \vec{v}_{ij} = 0, \vec{r}_i^2 = 1 + z_i^2, \vec{r}_j^2 = 1 + z_j^2, \vec{r}_i \vec{r}_j = z_i z_j. \quad (4)$$

Вектор $\vec{r}_i \wedge \vec{r}_j$ перпендикулярен векторам \vec{r}_i, \vec{r}_j . Выполняется

$$w_{ij} = \vec{r}_i^2 + \vec{r}_j^2 - (\vec{r}_i \vec{r}_j)^2 = 1 + z_i^2 + z_j^2 = |\vec{v}_{ij}| > 1. \quad \# \quad (5)$$

4. СВОЙСТВО. $\vec{r}_k \vec{v}_{ij} \neq 0$ при $k \neq i$ и $k \neq j$. #

По виду (2) вектора \vec{v}_{ij} запишем вектор

$$\vec{v} = (-z_1, \dots, -z_n, 1, \dots, 0), \quad (6)$$

последние $m - n + 1$ компонент которого равны 0, это поливектор, точнее n – вектор $\vec{r}_1 \wedge \dots \wedge \vec{r}_n = \vec{v}$, его скалярный квадрат равен

$$w = \vec{v}^2 = 1 + z_1^2 + \dots + z_n^2 > 1, \quad (7)$$

модуль есть

$$\sqrt{w} = |\vec{v}| = \sqrt{1 + z_1^2 + \dots + z_n^2}.$$

5. СВОЙСТВО. Вектор (6) является ортогональным к векторам касательных \vec{r}_i i-линий поверхности и векторам \vec{u}_k прямых $\langle P, \vec{u}_k \rangle$, лежащих на поверхности F^n . Вектор

$$\vec{n} = \frac{1}{\sqrt{w}} (-z_1, \dots, -z_n, 1, 0, \dots, 0) \quad (8)$$

является единичным вектором нормали поверхности F^n в точке P .

Действительно, $\vec{n} \vec{r}_i = 0$ и $\vec{n} \vec{u}_k = 0$.

6. ТЕОРЕМА. Вектор $\vec{u} = (u_1, \dots, u_n, u_{n+1}, \dots, u_m)$ пространства V^m ортогонален касательной плоскости $T_P F^n$ только если он коллинеарен вектору (6).

Пусть вектор \vec{u} ортогонален плоскости $T_P F^n$. Тогда выполняются равенства: $\vec{u} \vec{r}_i = 0$ для всех i , т.е. $\vec{u} \vec{r}_i = u_i + u_{n+1} z_i = 0$. Понятно, что $u_{n+1} \neq 0$. Для всех $i = \overline{1, n}$ справедливо: $u_i = -u_{n+1} z_i$ и вектор $u_{n+1} \vec{u}$ коллинеарен \vec{u} , $u_{n+1} \vec{u} = (-z_1, \dots, -z_n, 1, \dots, u_{n+1})$. Значения координат u_{n+k} определяются из равенств $\vec{u} \vec{u}_k = 0$: если $\vec{u} \vec{u}_k = 0$, то $u_{n+k} = 0$.

7. ТЕОРЕМА. Нормаль поверхности F^n единственна, $T_P^\perp F^n = \langle P, \vec{n} \rangle$. #

де z_{nl} – число протонів в оболонці з головним квантовим числом n і орбітальним моментом l . Порівняння показує, що коефіцієнти пригнічення перерізів в реакціях $(e, e'p)$ приблизно на 40% менші, ніж в реакціях (e, e') (тобто, ефект пригнічення на перерізах в реакціях $(e, e'p)$ відбивається значно помітніше, ніж в реакціях (e, e')), хоча якісно залежність пригнічення перерізів від масового числа ядер подібна. Це дозволяє дійти висновку щодо обумовленості ефектів послаблення перерізу в реакціях (e, e') , як і в реакціях $(e, e'p)$, взаємодією протона в кінцевому стані із залишковим ядром, хоча в реакціях (e, e') ці

Таблица

Коефіцієнти пригнічення перерізів в реакціях (e, e') і $(e, e'p)$

Ядро	(e, e')	D_o з підгонки при p_o , знайдених з пружного розсіяння	$(e, e'p)$
	$D_o = \frac{\int \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} dE'}{z\sigma_p + n\sigma_n}$		$D_o = \frac{\sum_{nl} z_{nl} D_{nl}}{\sum_{nl} z_{nk}}$
^{11}B	$1,01 \pm 0,04$	$0,97 \pm 0,05$	0,70
^{12}C	$0,96 \pm 0,03$	$0,95 \pm 0,03$	0,70
^{27}Al	$0,98 \pm 0,04$	$0,96 \pm 0,04$	0,67
^{28}Si	$0,96 \pm 0,04$	$0,94 \pm 0,03$	0,67
^{39}K	$0,87 \pm 0,05$	$0,85 \pm 0,03$	0,61
^{40}Ca	$0,86 \pm 0,05$	$0,83 \pm 0,02$	0,61

ефекти проявляються і меншою мірою. Не виключено, що ефект ослаблення перерізу в реакціях (e, e') пов'язаний також і з порушенням імпульсного наближення.

Инженер Моргалюк В. Д.
(И. П.)

УСТРОЙСТВА НА ОСНОВЕ СВОЙСТВ «СТОЯЧИХ ВОЛН» В ВОЛНОВОДЕ. ЖИДКОСТИ И ГАЗЫ.

Формулировка свойств механической «стоячей волны» (далее СВ) в волноводе: (Требуется разработка научной теории явления для подтверждения и детализации формулировки).

При возникновении СВ в волноводе происходит преобразование кинетической энергии источников колебаний в потенциальную энергию фиксированного перепада давлений по длине волновода.

Возникают узлы и пучности СВ.

Узлы – сечения по длине волновода, в которых давление неизменно до и после возникновения СВ.

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}\right)_{\text{макс}} \approx \frac{D_o}{q\rho_0}(z\sigma_p + n\sigma_n), \quad (2)$$

де D_o – середній по оболонках ядра коефіцієнт пригнічення, величину якого при переданих енергіях 100 – 400 MeV можна вважати сталою (передані енергії в областях максимумів, вибраних нами для підгонки, лежать у вказаних межах).

Для визначення коефіцієнтів пригнічення порівнювалися теоретичні і експериментальні значення інтегральних перерізів квазіпружного (e, e') розсіяння

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \int \frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega} dE'.$$

Чисельне інтегрування по E' виразу для диференціального розсіяння, розрахованого за моделлю оболонок, показує, що величина $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ при великих переданих імпульсах збігається з сумою перерізів пружного розсіяння електронів на нуклонах даного ядра. Цей же результат впливає з розрахунків, виконаних в рамках моделі Фермі-газу.

З урахуванням пригнічення інтегральний переріз записується в наступному вигляді:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = D_o(z\sigma_p + n\sigma_n). \quad (3)$$

звідки безпосередньо впливає спосіб визначення коефіцієнтів пригнічення, виходячи з експериментальних значень $\frac{d\sigma}{d\Omega}$, одержаних при великих переданих імпульсах ($q \geq 300$ MeV/c). Знайдені значення коефіцієнтів пригнічення D_o наведені в таблиці, з якої видно, що зі збільшенням масового числа ядра роль пригнічення перерізу в реакціях (e, e') зростає: Якщо для ядер від ^{11}B до ^{28}Si пригніченням з точністю до експериментальних похибок можна знехтувати, то для ^{39}K і ^{40}Ca воно призводить до зниження перерізу приблизно на 15 %.

Скориставшись значеннями осциляторних параметрів ρ_o , знайдених з експериментальних даних з пружного розсіяння електронів, були визначені коефіцієнти пригнічення перерізів також із підгонки диференціальних перерізів в максимумах спектрів квазіпружного розсіяння. Як видно з таблиці, ці коефіцієнти добре узгоджуються з коефіцієнтами, одержаними з інтегральних перерізів. Для порівняння наведені також коефіцієнти пригнічення в реакціях (e, e'), знайдені як середні значення теоретично розрахованих парціальних коефіцієнтів пригнічення D_{nl} по оболонках

$$D_o = \frac{\sum_{nl} z_{nl} D_{nl}}{\sum_{nl} z_{nl}}, \quad (4)$$

3. Фундаментальные формы поверхности

Метрической формой поверхности F^n $z = z(x)$ (первой основной квадратичной формой, первой фундаментальной квадратичной формой) называется

$$\mu = I = ds^2 = \sum_{ij} g_{ij} dx^i dx^j, \quad g_{ij} = \vec{r}_i \vec{r}_j, \quad (9)$$

коэффициенты метрической формы есть скалярные произведения векторов касательных i -линий на поверхности F^n . Значения коэффициентов формы μ таковы:

$$g_{ii} = \vec{r}_i^2 = 1 + z_i^2 > 1 \quad \text{и} \quad g_{ij} = \vec{r}_i \vec{r}_j = z_i z_j, \quad i \neq j. \quad (10)$$

Нормальной кривизной линии $\vec{r}(x(s))$ на поверхности F^n относительно нормали \vec{n} является

$$k_n = \ddot{\vec{r}}(x(s)) \vec{n}.$$

Имеем $\vec{r}_{ij} \vec{n} = \frac{\partial^2 z}{\partial x^i \partial x^j} \frac{dx^i}{ds} \frac{dx^j}{ds} \frac{1}{\sqrt{w}} = \frac{z_{ij}}{\sqrt{w}} \frac{dx^i dx^j}{ds^2}$. Обозначим

$$b_{ij} = \frac{z_{ij}}{\sqrt{w}}. \quad (11)$$

Теперь кривизна линий на поверхности $z = z(x)$ относительно нормали \vec{n} (8) такова

$$k_n = \frac{1}{ds^2} \sum_{ij} b_{ij} dx^i dx^j. \quad (12)$$

Формой кривизны поверхности F^n $z = z(x)$ (второй основной квадратичной формой, второй фундаментальной квадратичной формой) относительно нормали \vec{n} называется

$$\kappa = II = \sum_{ij} b_{ij} dx^i dx^j, \quad (13)$$

ее коэффициенты есть (11). Формула (12), с учетом (13) и (9), принимает вид

$$k_n = \frac{\kappa}{\mu} = \frac{II}{I},$$

нормальная кривизна линий на поверхности равна отношению формы кривизны к метрической форме μ поверхности. Можно говорить о нормальной кривизне линий на поверхности F^n , а не о кривизне линий на поверхности относительно нормали \vec{n} , так как нормаль поверхности единственна, лемма 3.

4. Регулярные поверхности F^2 в E^3

При $n = 2$ и $m = 3$ имеется регулярная поверхность F^2 3-мерного евклидова пространства E^3 $\vec{r}(x) = (x^1, x^2, z(x))$, заданная явной функцией $z = z(x^1, x^2)$ в окрестности своей обыкновенной точки. Имеем: $\vec{r}_1 = (1, 0, z_1)$, $\vec{r}_2 = (0, 1, z_2)$, $\vec{n} = \vec{n}_{12} = \frac{1}{\sqrt{w_{12}}}(-z_1, -z_2, 1)$. Касательная плоскость в точке P есть $T_P F^2 = \langle P, \vec{r}_1, \vec{r}_2 \rangle$, нормаль есть $T_P^\perp F^2 = \langle P, \vec{n} \rangle$. Бивектор \vec{v}_{12} является векторным произведением $\vec{r}_1 \times \vec{r}_2$, единичный вектор нормали поверхности F^2 равен $\vec{n} = \frac{\vec{r}_1 \times \vec{r}_2}{\sqrt{w_{12}}}$. Коэффициенты метрической формы и формы кривизны выписаны выше с точностью до обозначений. Имеем:

$$g_{11} = E, g_{12} = F, g_{22} = G; \quad L = \frac{z_{xx}}{\sqrt{W}}, \quad M = \frac{z_{xy}}{\sqrt{W}}, \quad N = \frac{z_{yy}}{\sqrt{W}}, \quad W = \det \mu = EG - F^2.$$

В [2] получены выражения коэффициентов формы кривизны через коэффициенты метрической формы:

$$L = \frac{E_x}{2\sqrt{W(E-1)}}, \quad M = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{E_y G_x}{FW}}, \quad N = \frac{G_y}{2\sqrt{W(G-1)}}. \quad (14)$$

Формулы получены без использования формул Гаусса – Петерсона – Кодацци. По (14) в [2] получена и формула Гаусса:

$$K = \frac{E_x G_y - E_y G_x}{4(EG - F^2)^2 F}. \quad (15)$$

Её своеобразие в том, что полная кривизна поверхности выражена через коэффициенты метрической формы и их производные первого порядка.

лися, визначався шириною щілини коліматора, встановленого перед лічильником, і становив 0,5% – 3,5%. Сигнали з лічильника подавалися на швидкодіючу лічильну схему з часом розділення близько 30 нс.

При заданій початковій енергії електронів E_0 вимірювався диференціальний переріз $\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}$ в залежності від енергії розсіяних електронів E' під кількома фіксованими кутами вильоту розсіяних електронів ($d\Omega$ – елемент тілесного кута вильоту розсіяних електронів). Виміри проведені при початкових енергіях електронів 550 – 1150 МеВ і кутах розсіяння $16^\circ - 60^\circ$ на ядрах $^{11}_5B$, $^{12}_6C$, $^{27}_{13}Al$, $^{28}_{14}Si$, $^{39}_{19}K$, $^{40}_{20}Ca$. Експериментальні перерізи електронів ядрами нормувалися за відомим перерізом пружного розсіяння електронів протонами, для чого одночасно проводилися виміри на водні (поліетиленова мішень) і досліджуваних ядрах. Для мішеней використовувалися хімічно чисті бор, вуглець, алюміній, кремній, калій і кальцій. Товщина мішеней становила від 0,02 до 0,06 радіаційної довжини.

Для визначення параметрів імпульсного розподілу нуклонів у ядрах – фермієвських імпульсів p_f і осциляторних параметрів p_0 – перерізи, розраховані в рамках моделі ідеального Фермі-газу і оболнкової моделі з осциляторним потенціалом, відповідно, підганялись за методом найменших квадратів до експериментальних, виміряних в максимумах квазіпружних спектрів (перерізи в цих областях спектрів виміряні найточніше). Варіювалися параметри імпульсного розподілу p_0 і p_f ; при підгонці розрахунків, виконаних в рамках моделі Фермі-газу, варіювалася також величина одночастинного потенціалу ядерної матерії ϵ . Підгонка проводилася для спектрів, у яких переданий імпульс $q \equiv |\vec{q}|$ в квазіпружному максимумі перевищує 350 МеВ/с (дією принципу Паулі на величину перерізу в цьому випадку можна знехтувати). За оболнковою моделлю ядра вираз для перерізу в максимумі квазіпружного спектра при цьому виявляється обернено пропорційним осциляторному параметрові p_0 :

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dE'd\Omega}\right)_{\max} \approx \frac{1}{qp_0}(z\sigma_p + n\sigma_n), \quad (1)$$

де z і n – число протонів і нейтронів у ядрі, а σ_p і σ_n – перерізи пружного розсіяння електронів протоном і нейтроном, відповідно.

В більшості теоретичних робіт про квазіпружне розсіяння електронів ядрами вважалося, що ефекти ослаблення перерізу, зумовлені взаємодією в кінцевому стані нуклона, на якому відбувається розсіяння електрона, із залишковим ядром в реакціях (e, e') не проявляються, тоді як в реакціях $(e, e'p)$ ці ефекти досить помітні. Якщо припустити, що в реакціях (e, e') також необхідно врахувати ефект пригнічення, то вираз (1) заміниться наступним:

FYZIKA

TEORETICKÁ FYZIKA

Власенко В.Г., Волчок, Каліберда Л.М., Спольнік О.І.

Харківський національний технічний університет сільського господарства
імені Петра ВасиленкаВПЛИВ ВЗАЄМОДІЇ В КІНЦЕВОМУ СТАНІ НА ПЕРЕРІЗ
КВАЗІПРУЖНОГО РОЗСІЯННЯ ЕЛЕКТРОНІВ
ВИСОКИХ ЕНЕРГІЙ АТОМНИМИ ЯДРАМИ

Розсіяння електронів високих енергій атомними ядрами широко використовується для дослідження структури ядер і нуклонів. Експерименти з пружного розсіяння електронів дають можливість одержувати відомості щодо властивостей основного стану ядра, таких як розміри ядра, розподіл густини заряду та ін. Вивчення непружного розсіяння при невеликих переданих енергіях дає відомості про збуджені енергетичні рівні ядра, а при більших переданих енергіях, що відповідають квазіпружному розсіянню електронів нуклонами ядра, – про імпульсний розподіл нуклонів. Останнє безпосередньо пов'язано з просторовою кореляцією нуклонів, вивчення якої досить важливо для теорії ядра, зокрема для розуміння характеру двочастинкових сил і дії на них решти ядра.

При квазіпружному розсіянні електронів з реєстрацією розсіяного електрона і вибитого протона в їх збіжності (реакції типу $(e, e'p)$) вимірюються енергії зв'язку і імпульсний розподіл потонів в окремих оболонках ядра. Проте через значну технічну складність цих експериментів, а також суттєву дію ефектів пригнічення перерізу, обумовлену взаємодією протона в кінцевому стані із залишковим ядром, за допомогою реакцій $(e, e'p)$ досить надійно виміряний імпульсний розподіл потонів лише в деяких легких ядрах. Експерименти з квазіпружного розсіяння електронів з реєстрацією тільки розсіяного електрона (реакції (e, e'')) дозволяють одержати, в рамках певних моделей ядра, імпульсний розподіл нуклонів. Окрім того, експерименти типу (e, e') дають можливість вимірювати непружні електромагнітні формфактори, які є структурними функціями ядра.

Систематичні дослідження ядер методом квазіпружного розсіяння електронів проведені в Харківському Фізико-технічному інституті. Вимірювання проводилися на лінійному прискорювачі електронів з енергією до 2 ГеВ. Прискорений пучок електронів фокусувався на мішень, розміщену в камері розсіяння. Розсіяні електрони аналізувалися магнітним спектрометром і детектувалися зливим лічильником Черенкова. Монохроматичність первинних електронів в різних вимірах становила 0,5% – 1,0%. Розкид імпульсів електронів, що реєструва-

5. Выражение коэффициентов формы кривизны поверхности
через коэффициенты метрической формы

Для коэффициентов форм μ и κ евклидовой поверхности размерности n выполняется утверждение, аналогичное утверждению для поверхностей 3-мерного евклидова пространства, см. [2].

8. ТЕОРЕМА. Коэффициенты формы кривизны κ поверхности F^n выражаются через коэффициенты метрической формы μ поверхности и их производные первого порядка. Формулы зависимости таковы:

$$b_{ii} = \frac{g_{iii}}{2\sqrt{w}\sqrt{g_{ii}-1}}, \quad b_{ij} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{g_{ij}g_{jii}}{wg_{ij}}}, \quad g_{ijk} = (g_{ij})_k = \frac{\partial g_{ij}}{\partial x^k}. \quad (16)$$

По первой из формул (10), $z_i = \sqrt{g_{ii}-1}$. Производные величин z_i равны

$$z_{ik} = \frac{g_{iik}}{2\sqrt{g_{ii}-1}} = \frac{g_{iik}}{2z_i}. \quad (17)$$

По (11) при $k = i$, $b_{ii} = \frac{g_{iii}}{2\sqrt{w}(g_{ii}-1)}$, это первая формула в (16). По (17) находим

$$b_{ij} = \frac{g_{ij}}{2z_i\sqrt{w}}, \quad b_{ji} = \frac{g_{jji}}{2z_j\sqrt{w}}.$$

Т.к. $b_{ij} = b_{ji}$, то, с использованием второй формулы в (10), находим

$$b_{ij}^2 = \frac{g_{ij}g_{jii}}{4z_i z_j w} = \frac{g_{ij}g_{jji}}{4g_{ij}w}, \quad (18)$$

откуда получается вторая формула в (16). #

На основании (7) и первой из (10) имеем

$$w = 1 + \sum_i g_{ii} - n > 0. \quad (19)$$

9. ЛЕММА. Выполняется соотношение $\frac{g_{ij}g_{jii}}{g_{ij}} > 0$. Выражения $g_{ij}g_{jii}$ и g_{ij}

имеют один и тот же знак.

Это следствие формулы (18).

Таким образом, подкоренные выражения в формулах (16) положительны. Справедлива следующая

10. ТЕОРЕМА. Форма кривизны (вторая основная квадратичная форма) n -мерной поверхности F^n m -мерного евклидова пространства E^m имеет вид

$$\kappa = \frac{1}{\sqrt{w}} \left(\frac{1}{2} \sum_i \frac{g_{iii}}{\sqrt{g_{ii}-1}} (dx^i)^2 + \sum_{ij} \sqrt{\frac{g_{ij}g_{jii}}{g_{ij}}} dx^i dx^j \right). \quad (20)$$

Здесь g_{ij} коэффициенты метрической формы поверхности.

5. Определяемость поверхности m -мерного пространства

Установлено, см. [3, теоремы 9.1, 9.6, 9.7, 9.10], что поверхность F^n евклидова пространства E^m , $2 \leq n < m$, определяется однозначно, с точностью до положения в пространстве E^m , своими формами: метрической и кривизны, при выполнении вполне определенных условий на коэффициенты указанных квадратичных форм. Это содержание основной теоремы теории поверхностей. На основании доказанной выше теоремы 8, основная теорема теории поверхностей существенно упрощается.

11. ТЕОРЕМА. (основная теорема теории поверхностей) Поверхность F^n евклидова пространства E^m , $2 \leq n < m$, однозначно, с точностью до положения в пространстве, определяется своей метрической формой.

Утверждение является следствием приведенных в [3] теорем об определяемости поверхности.

В доказательстве теоремы 8 не налагается никаких условий на коэффициенты форм; в частности, теорема 8 верна и при условиях из теорем, приведенных в [3].

6. Секционная кривизна поверхности F^n

12. СВОЙСТВО. Для всяких трех слагаемых

$$s(\mu_{ij}) = g_{ii} dx^i{}^2 + 2g_{ij} x^i x^j + g_{jj} dx^j{}^2 \quad (21)$$

метрической формы μ выполняются соотношения

$$\begin{vmatrix} g_{ii} & g_{ij} \\ g_{ij} & g_{jj} \end{vmatrix} = g_{ii}g_{jj} - g_{ij}^2 = w_{ij}, \quad w_{ij} = (1+z_i^2)(1+z_j^2) - z_i^2 z_j^2 = 1 + z_i^2 + z_j^2 > 1,$$

т.е. детерминант w_{ij} выражения (21) положителен. #

Кривизна поверхности F^n в направлении бивектора $\vec{r}_i \wedge \vec{r}_j = \vec{v}_{ij}$ есть секционная кривизна поверхности F^n . Здесь рассмотрена секция (21), метрической формы поверхности. Рассмотрим аналогичную секцию формы кривизны

$$s(\kappa_{ij}) = b_{ii} dx^i{}^2 + 2b_{ij} x^i x^j + b_{jj} dx^j{}^2$$

3. Проверяется условие (1) для $x_j > z_{r+1}^0$.

3.1. Если условие (1) для всех $x_j \in (z_{r+1}^0, x_N)$ не выполняется, то принимается $z_{r+1} = z_{r+1}^0, A_{r+1} = A_{r+1}^0, K_r = K_r^0; j_{r+1} = j_{r+1}^0$ (весь интервал $[z_{r+1}^0, x_N]$ оказывается «интервалом запрета»). Осуществляется переход к вычислению z_{r+2} (принимается $r = r + 1$).

3.2. Если условие (1) для некоторого $x_j \in (z_{r+1}^0, x_N)$ выполняется (пройден «интервал запрета»), то переход к п.1. (r не увеличивается).

Так будут определены все тройки $\{z_r, A_r, K_r\}_{r=0}^{N_a-1}$. В последней тройке $\{z_{N_a}, A_{N_a}, K_{N_a}\}$ достаточно вычислить лишь $z_{N_a} = z_{r+1} = x_N$ и $K_r = K_{N_a-1}$.

Если при выполнении условия (1) при некотором x_j окажется, что $x_j = x_N$, то $z_{N_a} = z_{r+1} = x_N; K_r = K_{N_a-1} = \frac{f_N - A_r}{x_N - z_r}$. Завершение вычислений.

Предлагаемый алгоритм эффективно использовался при разработке комплексов для подготовки операторов и других мобильных систем.

Если $\varepsilon_h \leq 0,2\varepsilon$, то необходимая информация получена. Если же $\varepsilon_h > 0,2\varepsilon$, то, уменьшается h в два раза и продолжаютя указанные вычисления (f_{cp} и ε можно не вычислять, они уже получены с достаточной точностью). Для сокращения вычислений таблицу $\{x_j, f_j\}$ следует лишь дополнить отсутствующими значениями.

Блок кусочно-линейной аппроксимации. Кусочно-линейная аппроксимация функции $f(x)$ (обозначается $\tilde{f}(x)$) определяется таблицей $\{z_r, A_r, K_r\}_{r=0}^{N_a}$ (z_r - узлы аппроксимации, N_a - число узлов; $z_{r+1} - z_r = H_r$ - интервалы аппроксимации, K_r - угловые коэффициенты). Справедливо:

$$\begin{aligned} \tilde{f}(x) &= A_r + K_r(x - z_r), z_r \leq x \leq z_{r+1}, r = \overline{0, (N_a - 1)}; z_0 = x_0, z_{N_a} = x_{N_a}; \\ \tilde{f}(z_r) &= f(z_r); |\tilde{f}(x) - f(x)| \leq \varepsilon \quad \forall x \in [a, b]. \end{aligned}$$

В силу непрерывности $\tilde{f}(x)$ имеем: $z_0 = x_0, A_0 = f_0, A_{r+1} = A_r + K_r H_r$.

Таким образом, для кусочно-линейной аппроксимации достаточно вычисления для $r \geq 0$ значений K_r, H_r (параметры $z_0 = x_0, A_0 = f_0$ уже определены при табулировании функции $f(x)$ в предыдущем блоке). Для удобства пользования значения $z_r, A_r, K_r; 0 \leq r \leq N_a$ сохраняются в памяти ЭВМ.

Максимальность интервалов аппроксимации H_r следует из используемого ниже алгоритма, где точка $z_{r+1}, r \geq 0$ определяется как максимально удаленная от z_r (считая, что z_0, z_1, \dots, z_r уже вычислены). Предполагается:

$$|\tilde{f}(x) - f(x)| \leq \varepsilon \quad \forall x \in [z_r, z_{r+1}]; \tilde{f}(z_r) = f(z_r), \tilde{f}(z_{r+1}) = f(z_{r+1}).$$

Алгоритм вычисления z_r, A_r, K_r . Полагая $z_0 = x_0, A_0 = f_0$ по значениям z_r, A_r вычисляются значения z_{r+1} , а затем $H_r = z_{r+1} - z_r, A_{r+1} = f(z_{r+1})$,

$$K_r = \frac{A_{r+1} - A_r}{H_r}. \text{ Точка } z_{r+1} \text{ будет одной из точек } x_j \text{ (точек табулирования).}$$

Алгоритм вычисления z_{r+1} . 1). Для точки табулирования $x_j > z_r$ про-

$$\text{веряется условие } \max_{j_r < i < j} \left| f_i - A_r - \frac{f_j - A_r}{x_j - z_r} (x_i - z_r) \right| \leq \varepsilon, \quad (1)$$

где j_r - номер точки табулирования x_{j_r} , соответствующей $z_r (z_r = x_{j_r})$. Переход к п.2.

2). Как только условие при некотором j нарушается, то x_j запоминается как z_{r+1}^0 ; номер j запоминается как j_{r+1}^0 ; принимается $K_r^0 = \frac{f_j - A_r}{x_j - z_r}, A_{r+1}^0 = f_j$.

Переход к п.3.

и секционную кривизну

$$k_{n(ij)} = \frac{b_{ii}b_{jj} - b_{ij}^2}{g_{ii}g_{jj} - g_{ij}^2} = \frac{\Delta_{ij}^b}{w_{ij}}, \quad (22)$$

где $\Delta_{ij}^b = b_{ii}b_{jj} - b_{ij}^2$ - детерминант секции $s(\kappa_{ij})$

13. ТЕОРЕМА. Секционная кривизна κ_{ij} выражается через коэффициенты секции $s(\mu_{ij})$ метрической формы:

$$\kappa_{ij} = \frac{g_{iii}g_{jjj} - g_{ij}g_{jji}}{ww_{ji}g_{ij}}. \quad (23)$$

Указанную формулу получаем по формулам (16).

Формулы (15) и (23) отличаются одним множителем в знаменателе.

Секции $s(\mu_{ij})$ и $s(\kappa_{ij})$ совпадают с метрической формой μ и соответственно с формой кривизны κ поверхности F^2 3-мерного пространства E^3 . Выполняется следующая

14. ТЕОРЕМА. Нормальная кривизна линий секции поверхности F^n с касательной плоскостью $T_p F^2 = \langle P, \vec{r}_i, \vec{r}_j \rangle, F^2 \subseteq F^n$, описывается равенством (22); формула Гаусса этой секции записывается в виде (23).

Ненулевые координаты вектора \vec{v}_{ij} секции $F^2 = F_{ij}^2$ совпадают с соответствующими координатами вектора \vec{v} нормали поверхности F^n .

Секционная кривизна (22) есть полная кривизна поверхности F^2 . В соответствии с [3], формула (23) мало отличается от формулы Гаусса в 3-мерном евклидовом пространстве. Имеет место следующая

15. ТЕОРЕМА. Секционная кривизна поверхности F^n в направлении бивектора \vec{v}_{ij} и нормали \vec{n} поверхности F^n совпадают. #

7. Средняя и полная кривизна поверхности. Формула Гаусса

В п. 4 получена формула (20) нормальной кривизны линий на поверхности, выраженной через коэффициенты метрической формы поверхности F^n .

Пусть G матрица метрической формы μ (9) поверхности F^n с коэффициентами (10) и Q матрица формы кривизны κ (13) с коэффициентами (11). В [4, с. 57] выписаны формулы средней H и полной K поверхности F^n в точке P поверхности:

$$H(P) = \text{trace}(G^{-1}Q), K(P) = \det(G^{-1}Q) = \frac{\det Q}{\det G}. \quad (24)$$

16. ТЕОРЕМА. Средняя кривизна поверхности F^n вычисляется по первой формуле в (24), при условии, что элементы b_{ij} матрицы Q записаны по формулам (16), т.е. средняя кривизна поверхности зависит только от коэффициентов метрической формы поверхности. #

17. ТЕОРЕМА. Полная кривизна поверхности F^n вычисляется по второй формуле в (24), при условии, что элементы b_{ij} матрицы Q записаны по формулам (16), т.е. полная кривизна поверхности зависит только от коэффициентов метрической формы поверхности. Вторая формула в (24) является формулой Гаусса поверхностей F^n при тех же условиях. #

Таким образом, нормальная кривизна линий на поверхностях F^n , средняя и полная кривизны поверхностей F^n m -мерного евклидова пространства E^m , $2 \leq n < m$, зависят только от коэффициентов метрической формы поверхности. Выполняется

18. ТЕОРЕМА. Все свойства объектов пространства E^m , выраженные через коэффициенты метрической формы и формы кривизны поверхности, выражаются только через коэффициенты метрической формы поверхности и производные первого порядка этих коэффициентов. #

Традиционно и в [3] определяемость поверхности евклидова пространства ее метрической формой устанавливается с использованием, в том числе, формулы Гаусса. Выше формула Гаусса получена на основе выражения коэффициентов формы кривизны поверхности через коэффициенты метрической формы, т.е. на основе определяемости поверхности её метрической формой.

Литература:

1. Долгарев А.И. Многомерные поверхности I. Выражение коэффициентов второй квадратичной формы евклидовой поверхности через коэффициенты первой квадратичной формы. / Materialy X Miedzynarodowej naukowí-praktycznej konferencji «Moderni vymoženosti vedy – 2014», díl 34. Matematika. Fyzika. Praga. Publishing House «Education and Science». s.r.o. – 2014. С. 30 – 40

2. Долгарев А.И. Новый вид основной теоремы Гаусса в евклидовой теории поверхностей. // Materiali IX mezinárodní vědecko-praktická konference «Dni vedy – 2013» - Díl 32. Matematika. Vystavba a architektura: Praga. Publishing House «Education and Science». s.r.o. – 2013. С. 55 – 60.

3. I. Ivanova-Karatopraklieva, P.E. Markov, I. Kh. Sabitov. Bending of surfaces. III. Fundamentalnaya i prikladnaya matematika, vol 12. (2006), no 1, pp. 3 – 56.

4. Иванов А.О., Тужилин А.А. Лекции по классической дифференциальной геометрии. – М.: Новая университетская библиотека, 2009 – 233с.

Сухов Я.И., Гарькина И.А.

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

КУСОЧНО-ЛИНЕЙНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ ТАБЛИЧНО-ЗАДАННОЙ ФУНКЦИИ

При разработке тренажных и обучающих комплексов для подготовки операторов мобильных систем одной из актуальных задач является кусочно-линейная аппроксимация таблично-заданной функции $f(x)$ системой функций $f_1(x), f_2(x), \dots, f_s(x)$ из условий максимальной длительности интервалов аппроксимации и при совпадении узлов аппроксимации. Наличие двух критериев порождает неоднозначность в постановке задачи: возможны вариации в алгоритме, не влияющие на решение поставленной задачи. Приведем алгоритм аппроксимации, который использовался при разработке имитатора динамики полета тренажера транспортного самолета.

Блок ввода данных. Вводятся: функция $f(x)$, интервал $[a, b]$, относительная погрешность аппроксимации ε_0 в %. Функция $f(x)$ реализуется в виде программы, позволяющей вычислить ее значение в любой точке $x \in [a, b]$ или, хотя бы, в точках $x_j, j = \overline{0, N}$ ($x_0 = a, x_N = b$), расположенных достаточно плотно:

$$|f_j - f_{j-1}| \leq \frac{2\varepsilon_0}{1000} \cdot \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |f_j|, \quad f_j = f(x_j).$$

При реализации программы используются таблица $\{x_j, f_j\}_{j=0}^N$; число N точек табулирования, абсолютная погрешность аппроксимации $\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{100} \cdot \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |f_j|$; принимлось $|f_j - f_{j-1}| \leq 0,2\varepsilon$.

Блок табулирования. Блок можно организовать различными способами с учетом имеющейся и дополнительной информации о функции $f(x)$ (если такая имеется).

Алгоритм включает вычисление

$$x_j = a + jh, f_j = f(x_j), j = \overline{0, N}; \varepsilon_h = \max_{1 \leq j \leq N} |f_j - f_{j+1}|; \quad f_{cp} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N |f_j|;$$

$$\varepsilon = \frac{\varepsilon_0}{100} \cdot f_{cp}$$

$$\text{при } h = 0,04(b-a), N = \frac{b-a}{h}.$$

- если $\mu = 3$, то вводятся $\xi_1, \xi_2, \xi_3, \eta_1, \eta_2, \eta_3$ и полагаем

$$a = \frac{\eta_3 - 2\eta_2 + \eta_1}{2(\xi_2 - \xi_1)^2}, \quad b = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\xi_2 - \xi_1} - \frac{(\eta_3 - 2\eta_2 + \eta_1)(\xi_2 + \xi_1)}{2(\xi_2 - \xi_1)^2},$$

$$c = \frac{(\eta_3 - 2\eta_2 + \eta_1)\xi_2\xi_1}{2(\xi_2 - \xi_1)^2} - \frac{\eta_2 - \eta_1}{\xi_2 - \xi_1}.$$

2) Выдача результатов вычислений a, b, c и переход к модулю C .

Модуль C .

1) Для каждого z -го стыка $[\xi_1, \xi_2]$, где $\xi_1 = x_{k_1+k_2+\dots+k_z}$, $\xi_2 = x_{k_1+k_2+\dots+k_z+1}$ строится сочленяющий полином $R_z(x)$.

При $\xi_2 = x_m$ коэффициенты $b_1(z), b_2(z), b_3(z)$ полинома $R_z(x) = b_1(z)x^2 + b_2(z)x + b_3(z)$, ($b_0(z) = 0$) находятся из системы уравнений

$$\left. \begin{aligned} \xi_1^2 b_1(z) + \xi_1 b_2(z) + b_3(z) &= P_z(\xi_1) \\ 2\xi_1 b_1(z) + b_2(z) &= P'_z(\xi_1) \\ \xi_2^2 b_1(z) + \xi_2 b_2(z) + b_3(z) &= P_{z+1}(\xi_2) \end{aligned} \right\}$$

единственным образом, так как для любых различных точек определитель системы $(\xi_2 - \xi_1)^2$ отличен от нуля.

Аналогично при $\xi_2 < x_m$ коэффициенты $b_0(z), b_1(z), b_2(z), b_3(z)$ полинома $R_z(x) = b_0(z)x^3 + b_1(z)x^2 + b_2(z)x + b_3(z)$ также определяются единственным образом $((\xi_2 - \xi_1)^4 \neq 0)$.

2) Выдача результатов вычислений $b_0(z), b_1(z), b_2(z), b_3(z)$.

Вычисления закончены.

Приведенное программное обеспечение использовалось при разработке имитаторов динамики полета [1].

Литература

1. Лапшин Э.В., Данилов А.М., Гарькина И.А., Ключев Б.В., Юрков Н.К. Авиационные тренажеры модульной архитектуры: монография. – Пенза, ИИЦ ПГУ. – 2005. – 146 с.

Д.Ф.-м-н. Красинский А.Я.

Московский государственный университет пищевых производств

Московский авиационный институт

К.Ф.-м-н. Красинская Э.М.

Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана

ОБ УСЛОВИЯХ ПРИМЕНЕНИЯ УРАВНЕНИЙ ЛАГРАНЖА ВТОРОГО РОДА В ЗАДАЧАХ УСТОЙЧИВОСТИ И СТАБИЛИЗАЦИИ РАВНОВЕСИЙ СИСТЕМ С ГЕОМЕТРИЧЕСКИМИ СВЯЗЯМИ

Во многих задачах современной технической практики (в частности, управления многозвенными манипуляторами и другими мехатронными системами) в силу устройства системы на ее координаты накладываются геометрические связи. Аналитические соотношения, выражающие эти связи, зачастую содержат тригонометрические функции, что, очевидно, чрезвычайно затрудняет выражение одних координат через другие. Сохранение же зависимых координат делает невозможным применение уравнений Лагранжа второго рода, так как при их выводе предполагается введение независимых обобщенных координат, вариации которых будут также независимы. Для рассматриваемых систем можно пользоваться уравнениями Лагранжа первого рода в декартовых координатах или уравнениями Лагранжа с множителями связей в избыточных криволинейных координатах [1-3].

Другое направления предполагает исключение множителей, которое может быть выполнено различными способами. В настоящей работе в избыточных криволинейных координатах [1,2] рассматриваются голономные механические системы с геометрическими связями. Разрабатывается методика использования уравнений движения в форме М.Ф. Шульгина [1] в задачах устойчивости и стабилизации положений равновесия таких систем. Уравнения М.Ф.Шульгина не содержат неизвестных множителей связей, не требуют их определения и поэтому являются удобными для исследования вопросов устойчивости. Процедура их получения основана на исключении из кинетической энергии зависимых скоростей с помощью продифференцированных уравнений связей. Рассматриваемые уравнения являются частным случаем уравнений П. В. Воронца [7,8] для неголономных систем в случае интегрируемости кинематических связей. Этим они выгодно отличаются от не содержащих множителей связей уравнений в избыточных координатах в форме А. И. Лурье ([2], стр., 320, уравнения (7.10.9)) (ср. также [4-8], где приведены другие формы уравнений систем с избыточными координатами).

Выбор именно этой формы уравнений позволяет [9,10] легко выделить нулевые корни характеристического уравнения системы первого приближения (из-

за наличия кинематических связей) и, тем самым, показать, что устойчивость установившихся движений систем с избыточными координатами возможна лишь в критических случаях [11-14]. Кроме того, для таких систем оказывается возможным применение ранее полученных результатов, основанных на систематическом использовании векторно-матричных уравнений возмущенного движения с выделенным первым приближением [15-22] и применении теории критических случаев (в том числе и особенных) случаев [11-14].

Стабилизирующее управление и заключение об устойчивости определяются [9,10] рассмотрением управляемой подсистемы, содержащей только возмущения независимых координат и их скоростей. В эту подсистему не входят уравнения продифференцированных связей, но линейную замену по зависимым координатам, приводящую уравнения возмущенного движения к так называемому специальному виду теории критических случаев выполнять необходимо.

То обстоятельство, что устойчивость равновесий систем с геометрическими связями возможна лишь в критических случаях, приводит, вообще говоря, к необходимости анализа нелинейных членов уравнений возмущенного движения, в том числе и в продифференцированных уравнениях связей. Переход к линеаризованным уравнениям связей (и исключению с их помощью зависимых координат) в общем случае некорректен (ср.). Однако, при использовании разработанного [9,10,23] метода решения задач стабилизации сведением к простейшему случаю устойчивости (когда число нулевых корней равно числу геометрических связей), выявились ситуации, в которых первое приближение уравнений возмущенного движения управляемой подсистемы, полученное строгими методами нелинейной теории устойчивости, в точности совпадает с первым приближением уравнений возмущенного движения системы меньшей размерности, полученной за счет линеаризации не дифференцированных уравнений геометрических связей. Особо следует отметить, что эти последние уравнения выводятся из уравнений Лагранжа второго рода для системы меньшей размерности с исключенными из рассмотрения за счет линеаризации связей зависимыми координатами. Другими словами, некорректное в общем случае применение уравнений Лагранжа второго рода к системам с геометрическими связями в определенных условиях может дать правильное заключение об устойчивости.

Возникает необходимость уточнения этих условий, при которых переход к линеаризованным уравнениям связей и, следовательно, к системе уравнений меньшей на число связей размерности дает возможность сделать обоснованное заключение об устойчивости. Для получения таких условий проведем формальное рассмотрение задачи.

Уравнения М.Ф. Шульгина. Еще Лагранж отмечал, что, даже если решенные задачи можно, используя условные уравнения, привести к рассмотрению уравнений только для обобщенных координат, достаточно часто встречаются такие случаи, когда, во избежание излишнего осложнения расчета, возникает необ-

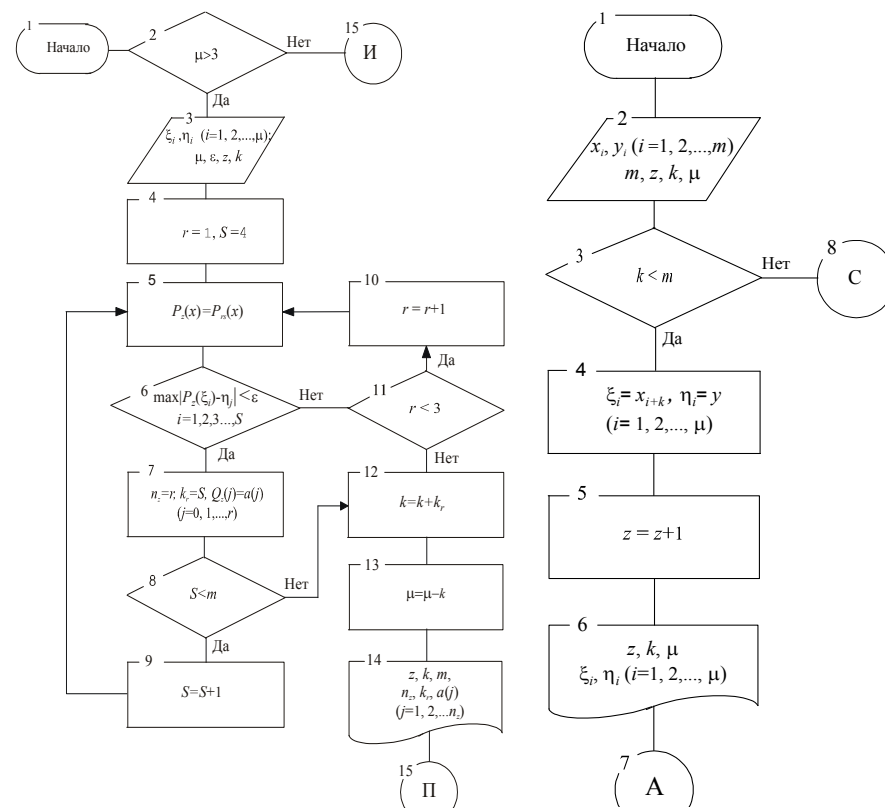


Рис.1. Схемы работы модулей: а) – модуль А; б) – модуль В.

Модуль И.

Пусть $Q(x) = ax^2 + bx + c$ – интерполяционный полином.

1) Ввод μ :

- если $\mu = 1$, то вводится η_1 и полагаем $a = 0, b = 0, c = \eta_1$;
- если $\mu = 2$, то вводятся $\xi_1, \xi_2, \eta_1, \eta_2$ и полагаем

$$a = 0, \quad b = \frac{\eta_2 - \eta_1}{\xi_2 - \xi_1}, \quad c = \frac{\xi_2 \eta_1 - \xi_1 \eta_2}{\xi_2 - \xi_1};$$

$[x_{l_1}, x_{l_1+1}], [x_{l_2}, x_{l_2+1}], \dots, [x_{l_h}, x_{l_h+1}]$ гладким образом с помощью полиномов третьей степени, а если последняя последовательность содержит лишь одну точку $x_{l_h+1} = x_m$ то на последнем стыке $[x_{l_h}, x_m]$ сочленить полином и значение y_m в конечной точке x_m гладким образом с помощью полинома второй степени. В результате будет произведена *равномерная аппроксимация с допустимой погрешностью сплайном не выше третьей степени*.

Приведем описание разработанного автономного программного обеспечения для гладкой аппроксимации. Оно является объединением приводимых ниже информационно-связных модулей.

Модуль В. Ввод данных, подготовка первого цикла.

Модуль А. Аппроксимация по методу наименьших квадратов полиномом степени не выше третьей с допустимой погрешностью на возможно более длинной (более трех точек) последовательности, начиная с данной точки (цикл); рис. 1а.

Модуль И. Интерполяция на последней последовательности, если она содержит не более трех точек.

Модуль П. Переадресация с целью перехода от одной последовательности к другой (от одного цикла А к другому в пределах всей заданной последовательности значений независимой переменной); рис. 1б.

Модуль С. Сочленение аппроксимирующей функции на стыках гладким образом полиномами третьей, а на последнем стыке, возможно, второй степени. Укажем логические схемы модулей.

Модуль В.

1) Ввод пар значений $(x_1, y_1), (x_2, y_2), \dots, (x_m, y_m)$; числа m этих значений ($m > 3$); допустимой погрешности ε ($\varepsilon > 0$) равномерного приближения.

2) Передача значений в первый цикл:

$$\xi_i = x_i, \eta_i = y_i \quad (i = 1, 2, \dots, m); \quad \mu = m;$$

$z = 1$ (начало счета циклов);

$k = 0$ (начало счета пройденных точек).

3) Переход к модулю А.

Модуль А.

$P_z(x) = \sum_{j=0}^n a_z(j) x^j$ – аппроксимирующий полином на z – м цикле;

$P_{nk}(x) = \sum_{j=0}^n a_{nk}(j) x^j$ – полином степени n , построенный методом наименьших

квадратов по значениям y_1, y_2, \dots, y_k функции $y = y(x)$ в точках x_1, x_2, \dots, x_k .

а) б)

ходимость и оказывается целесообразным сохранение большего числа переменных, чем это необходимо для определения конфигурации системы. В таких ситуациях целесообразно [1-6] задавать конфигурацию механической системы параметрами q_1, \dots, q_{n+m} , взятыми в числе, превосходящем необходимое n – число степеней свободы системы. Тогда m из этих $n+m$ параметров называются избыточными координатами. Между $n+m$ параметрами $q_1, \dots, q_n, \dots, q_{n+m}$ существуют m независимых соотношений (которые, вообще говоря, могут содержать и время)

$$F_k(q_1, \dots, q_{n+m}) = 0 \quad (k = \overline{1, m}), \text{rank} \frac{\partial(F_1, \dots, F_m)}{\partial(q_1, \dots, q_{n+m})} = m \quad (1)$$

Если продифференцировать по времени уравнения геометрических связей, наложенных на систему с избыточными координатами, получим кинематические (голономные) связи в виде

$$\sum_{s=1}^{n+m} b_{ks} \dot{q}_s = 0 \quad (k = \overline{1, m}) \quad (2)$$

Допуская, исходя из (1), без ограничения общности, что в рассматриваемой области пространства

$$\det \left[\frac{\partial(F_1, \dots, F_m)}{\partial(q_{n+1}, \dots, q_{n+m})} \right] \neq 0 \quad (3)$$

можем представить связи (2) в разрешенном относительно скоростей зависимых координат виде

$$\dot{q}_k = \sum_{j=1}^{n+m} B_{kj}(q_1, \dots, q_{n+m}) \dot{q}_j \quad k = \overline{n+1, n+m} \quad (4)$$

Исключим, следуя [1], из $T(q_1, \dots, q_{n+m}, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_{n+m})$ зависимые скорости с помощью уравнений связей (4). Обозначая полученное выражение кинетической энергии через $T^*(q_1, \dots, q_{n+m}, \dot{q}_1, \dots, \dot{q}_n)$, сравнивая соответствующие производные от T и T^* и учитывая интегрируемость кинематических связей (2), получим уравнения движения системы в избыточных координатах М.Ф. Шульгина

$$\frac{d}{dt} \frac{\partial T^*}{\partial \dot{q}_j} - \frac{\partial T^*}{\partial q_j} - \sum_{k=n+1}^{n+m} B_{kj}(q_1, \dots, q_{n+m}) \frac{\partial T^*}{\partial q_k} = \tilde{Q}_j + \sum_{k=n+1}^{n+m} B_{kj}(q_1, \dots, q_{n+m}) \tilde{Q}_k, \quad j = \overline{1, n} \quad (5)$$

Уравнения (5) не содержат множителей связей, и их число равно числу степеней свободы системы. Уравнения (5) следует рассматривать совместно с уравнениями связей. В этих уравнениях для суммы отнесенных к координатам потенциальных и непотенциальных сил введено обозначение \tilde{Q}_j

Явный вид уравнений движения с избыточными координатами М. Ф. Шульгина в скалярной форме. Первоначальная кинетическая энергия без учета связей (1), которая в общем случае равна

$$T = T_2 + T_1 + T_0 = \frac{1}{2} A_{\gamma\nu}(q)\dot{q}_\gamma\dot{q}_\nu + A_\gamma(q)\dot{q}_\gamma + T_0(q) \quad (6)$$

после исключения зависимых скоростей с помощью (4) получит вид

$$T^* = \frac{1}{2} a_{s\rho}(q)\dot{q}_s\dot{q}_\rho + d_s(q)\dot{q}_s + T_0(q) = T_2^* + T_1^* + T_0(q) \quad (7)$$

$$a_{s\rho}(q) = A_{s\rho} + A_{\mu s} B_{\mu\rho} + A_{\mu\rho} B_{\mu s} + A_{\mu\sigma} B_{\mu\rho} B_{\sigma s}, \quad d_s(q) = A_s + A_\mu B_{\mu s}$$

Здесь и далее по дважды повторяющимся индексам предполагается суммирование. Индексы $\gamma, \nu = \overline{1, n+m}$; $i, j, s, \rho = \overline{1, n}$; $\mu, k = \overline{n+1, n+m}$. Уравнения Шульгина (5) представим в явной форме:

$$a_{is}\ddot{q}_s + \frac{\partial a_{is}}{\partial q_j} \dot{q}_s \dot{q}_j + \frac{\partial a_{is}}{\partial q_\mu} B_{\mu\rho} \dot{q}_s \dot{q}_\rho - \frac{1}{2} \frac{\partial a_{s\rho}}{\partial q_i} \dot{q}_s \dot{q}_\rho - \frac{1}{2} \frac{\partial a_{s\rho}}{\partial q_\mu} B_{\mu\sigma} \dot{q}_s \dot{q}_\rho + \left(\frac{\partial d_i}{\partial q_s} - \frac{\partial d_s}{\partial q_i} + B_{\mu s} \frac{\partial d_i}{\partial q_\mu} - B_{\mu i} \frac{\partial d_s}{\partial q_\mu} \right) \dot{q}_s + \frac{\partial W}{\partial q_i} + B_{\mu i} \frac{\partial W}{\partial q_\mu} = Q_i + B_{\mu i} Q_\mu \quad (8)$$

$$\dot{q}_\mu = B_{\mu i} \dot{q}_i$$

Через $W(q) = \Pi(q) - T_0(q)$ – обозначена измененная (приведенная) потенциальная энергия, $\Pi(q)$ – потенциальная энергия, через Q_i, Q_μ теперь обозначены непотенциальные силы, соответствующие координатам q_i, q_μ при их избыточном введении.

Уравнения равновесия можно получить из этих уравнений, полагая все $\dot{q} = 0$

$$\frac{\partial W}{\partial q_i} + B_{\mu i} \frac{\partial W}{\partial q_\mu} = Q_{i(\dot{q}=0)} + (B_{\mu i} Q_\mu)_{(\dot{q}=0)} \quad (9)$$

При $T_0(q) = 0$ и отсутствии непотенциальных сил получим

координатой. Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. Журн 2014. №. 01. DOI: 10.7463/0114.0646446

24. Yu W. Nonlinear PD regulation for ball and beam system // Int. Journal of Electrical Engineering Education. 2009.V.46. № 1. P. 59-73.

25. Min-Sung Koo, Ho-Lim Choi, Jong-Tae Lim Adaptive nonlinear control of a ball and beam system using centrifugal force term. //International Journal of Innovative Computing, Information and Control. V. 8, N 9, September 2012. Pp. 5999-6009.

26. Keshmiri M., Jahromi A.F., Mohebbi A., Amoozgar M.H., Wen-Fang Xie. Modeling and control of ball and beam system using model based and non-model based control approaches. // International Journal on smart sensing and intelligent systems, Vol. 5, no. 1, March 2012, Pp. 14-35.

27. Andreev F., Auckly D., Gosavi S., Kapitanski L., Kelkar A., White W. Matching, linear systems, and the ball and beam.// Automatica. 38. 2002. Pp. 2147-2152

Маркелова И.В., Данилов А.М.

Пензенский государственный университет архитектуры и строительства

РАВНОМЕРНАЯ АППРОКСИМАЦИЯ СПЛАЙНОМ С ДОПУСТИМОЙ ПОГРЕШНОСТЬЮ

Пусть задана конечная строго возрастающая последовательность x_1, x_2, \dots, x_m значений x , где m – число значений – достаточно велико, и последовательность y_1, y_2, \dots, y_m соответствующих значений некоторой функции $y = y(x)$. Пусть также задана допустимая погрешность $\varepsilon > 0$ равномерного приближения заданных значений этой функции некоторой гладкой функцией.

При ограниченности ресурсов и быстродействия бортовых ЭВМ особенно актуальна задача разбиения последовательности x_1, x_2, \dots, x_m на возможно более длинные последовательности $x_1, x_2, \dots, x_{l_1}; x_{l_1+1}, \dots, x_{l_2}; x_{l_2+1}, \dots, x_{l_h}; x_{l_h+1}, \dots, x_m$ (каждая из которых, за возможным исключением последней, содержала бы более трех точек), чтобы на каждой такой последовательности можно было аппроксимировать функцию $y = y(x)$ по методу наименьших квадратов полиномом степени не выше третьей с допустимой погрешностью. Если же последняя последовательность содержит лишь три точки $x_{l_h+1}, x_{l_h+2}, x_m$, то на ней произвести параболическую интерполяцию функции $y = y(x)$; если лишь две точки x_{l_h+1}, x_m – линейную; если лишь одну точку x_m – придать аппроксимирующей функции в этой точке заданное значение y_m аппроксимируемой функции. Выполнив эту аппроксимацию, сочленить полиномы на стыках

9. Красинская Э.М., Красинский А.Я., Обносов К.Б. О развитии научных методов школы М.Ф.Шульгина в применении к задачам устойчивости и стабилизации равновесий мехатронных систем с избыточными координатами // Сборник научно-методических статей. Теор. мех. Вып.28. Под ред. проф. Ю.Г. Мартыненко. М.: Изд-во МГУ, 2012, С.169-184.

10. Красинская Э.М., Красинский А.Я. Об устойчивости и стабилизации равновесия механических систем с избыточными координатами. // Наука и образование. МГТУ им. Н.Э. Баумана. Электрон. Журн. 2013. № 03, 19с. DOI: 10.7463/0313.0541146.

11. Ляпунов А.М. Собрание соч. Т.2. Изд. АН СССР, Москва – Ленинград, –1956. 473с.

12. Малкин И.Г. Теория устойчивости движения. Наука Москва, 1952. 532с.

13. Каменков Г.В. Устойчивость и колебания нелинейных систем. М.: Наука, Избр. Труды. Т.2 211 с..

14. Веретенников В.Г. Устойчивость и колебания нелинейных систем. М.: Наука, 1984. 320 с..

15. Красинская Э.М., Красинский А.Я. Применение избыточных координат в задачах устойчивости и стабилизации связанных систем. XV International Conference «Dynamical system modeling and stability investigation», 2011, Kyiv, Ukraine, с. 92.

16. E. Krasinskaya, A. Krasinskiy On the application of the analytical mechanics and nonlinear stability theory for stabilization problems of mechatronic systems. ССМЕСН7, 2011, Moscow-Sedlce. с. 54-55.

17. Красинская –Тюменева Э.М., Красинский А.Я. О влиянии структуры сил на устойчивость положений равновесия неголономных систем. Вопросы выч. и прикл. математики. вып.45, Ташкент, 1977, С. 172-186.

18. Красинская Э.М. К стабилизации стационарных движений механических систем // ПММ.1983. Т.47. вып.2. С.302-309.

19. Красинский А.Я. Об устойчивости и стабилизации положений равновесия неголономных систем // ПММ.1988. Т.52. С.194-202.

20. Красинский А.Я. О стабилизации установившихся движений систем с циклическими координатами. // ПММ.1992. Т.56. С. 939-950.

21. Красинская Э.М., Красинский А.Я. Об устойчивости и стабилизации стационарных движений систем с избыточными координатами. XI1 Межд. Конф. Устойчивость и колебания нелинейных систем управления (конференция Пятницкого), 2012, Москва, С.185-187.

22. Красинский А.Я., Каюмова Д.Р. О влиянии деформируемости колес на динамику робота с дифференциальным приводом. // Нелинейная динамика. 2011. Т.7. №4, с.803-822.

23. Красинский А.Я., Красинская Э.М. Моделирование динамики стенда GBV 1005 BALL&BEAM как управляемой механической системы с избыточной

$$\frac{\partial \Pi}{\partial q_i} + B_{\mu} \frac{\partial \Pi}{\partial q_{\mu}} = 0$$

Замечание 1. Отсюда следует, что положение равновесия при использовании избыточных координат может не быть стационарной точкой потенциальной энергии. Однако, если потенциальная энергия может быть выражена через независимые обобщенные координаты $\Pi(q_1, \dots, q_n)$, то для нее при отсутствии непотенциальных позиционных сил все $\frac{\partial \Pi}{\partial q_i} = 0 \quad i = \overline{1, n}$.

Замечание 2. Из уравнений равновесия (9) следует, что потенциальные и непотенциальные позиционные силы могут содержать постоянные ненулевые члены

$$\left(\frac{\partial W}{\partial q_i} \right)_0 \neq 0, \left(\frac{\partial W}{\partial q_{\mu}} \right)_0 \neq 0, Q_i(q_0) \neq 0, Q_{\mu}(q_0) \neq 0,$$

Устойчивость положений равновесия. Структура уравнений возмущенного движения. Пусть система допускает положение равновесия.

$$q_i = q_{i0}, \quad q_{\mu} = q_{\mu 0} \tag{10}$$

Введем возмущения, составим уравнения возмущенного движения и выделим в них первое приближение, причем сначала для простоты уравнения составлены без учета непотенциальных сил

$$\begin{aligned} q_{i0} &= q_{i0} + x_i, \quad q_{\mu} = q_{\mu 0} + y_{\mu} \\ a_{is}(0)\dot{x}_s &+ \left[\left(\frac{\partial d_i}{\partial q_s} \right)_0 - \left(\frac{\partial d_s}{\partial q_i} \right)_0 + B_{\mu s}(0) \left(\frac{\partial d_i}{\partial q_{\mu}} \right)_0 - \left(\frac{\partial d_s}{\partial q_{\mu}} \right)_0 B_{\mu i}(0) \right] \dot{x}_s + \\ &\cdot \left[\left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_i \partial q_s} \right)_0 + B_{\mu}(0) \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_{\mu} \partial q_s} \right)_0 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_{\mu}} \right)_0 \left(\frac{\partial B_{\mu}}{\partial q_s} \right)_0 \right] x_s + \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_i \partial q_k} \right)_0 y_k + \\ &+ B_{\mu}(0) \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_k \partial q_{\mu}} \right)_0 y_k + \left(\frac{\partial B_{\mu}}{\partial q_k} \right)_0 \left(\frac{\partial W}{\partial q_{\mu}} \right)_0 y_k = X_i(\dot{x}, x, y) \end{aligned} \tag{11}$$

Добавим к этим уравнениям уравнения дифференциальных связей с выделенным первым приближением

$$\begin{aligned} \dot{y}_k &= B_{jk}(0)\dot{x}_k + B_{jk}^{(1)}(x, y)\dot{x}_k; \quad B_{jk}^{(1)}(x, y) = B_{jk}(q_{i0} + x, q_{\mu 0} + y) - B_{jk}(q_{i0}, q_{\mu 0}); \\ B_{jk}(q_{i0}, q_{\mu 0}) &= B_{jk}(0) \end{aligned} \tag{12}$$

Если в системе (11), (12) провести линейную замену [7,9,10,23]

$$z_k = y_k - B_{kj}(0)x_j \tag{13}$$

то уравнения связей примут вид

$$\dot{z}_k = B_{kj}^{(1)}(x, z + B(0)x)\dot{x}_k, \quad (14)$$

Очевидно, переменным z_k соответствуют нулевые корни характеристического уравнения, т.к. справа в уравнениях (14) после замены (13) отсутствуют линейные члены.

Пусть теперь на систему, кроме потенциальных, действуют еще непотенциальные позиционные силы и силы, зависящие от скоростей. Выделяя в уравнениях движения таких систем первое приближение и используя векторно-матричную форму записи, будем иметь

$$Q_\gamma = f_{\gamma j}\dot{q}_j + f_{\gamma\mu}\dot{q}_\mu + p_{\gamma j}q_j + p_{\gamma\mu}q_\mu + \dots$$

Исключая из этих сил зависимые скорости, и, выполнив замену (13), для ненулевых корней характеристического уравнения системы первого приближения при действии непотенциальных сил получим

$$\det[A\lambda^2 + (G + D)\lambda + C_1 + C_2B + B'C_3 + B'C_4B + C^B + P] = 0 \quad (15)$$

$$D = \|f_{ij} + f_{i\mu}B_{\mu i} + f_{\mu i}b_{\mu j} + f_{\mu i}b_{\mu k}B_{kj}\|; \quad P = \|p_{ij} + p_{i\mu}B_{\mu i} + B_{\mu j}p_{\mu j} + B_{\mu i}p_{\mu k}B_{kj}\|$$

$$A = \|a_{ij}(0)\|; \quad G = \|g_{is}(0)\|; \quad C_1 = \left\| \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_i \partial q_s} \right)_0 \right\|; \quad C_2 = \left\| \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_i \partial q_\mu} \right)_0 \right\|; \quad C_4 = \left\| \left(\frac{\partial^2 W}{\partial q_\mu \partial q_\sigma} \right)_0 \right\|; \quad C_3 = C_2';$$

$$C^B = \left\| \left(\frac{\partial W}{\partial q_\mu} \right)_0 \left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_s} \right)_0 + \left(\frac{\partial W}{\partial q_\mu} \right)_0 \left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_k} \right)_0 B_{ks}(0) \right\|; \quad B = \|B_{\mu i}(0)\|;$$

$$g_{is}(0) = \left[\left(\frac{\partial d_i}{\partial q_s} \right)_0 - \left(\frac{\partial d_s}{\partial q_i} \right)_0 + B_{\mu s}(0) \left(\frac{\partial d_i}{\partial q_\mu} \right)_0 - \left(\frac{\partial d_s}{\partial q_\mu} \right)_0 B_{\mu i}(0) \right]$$

Тогда в полученных после замены (13) уравнениях возмущенного движения в общем случае появляются линейные по возмущениям координат члены с матрицей C^B , зависящие от коэффициентов линейных членов разложения коэффициентов кинематических связей (4)

$$\left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_s} \right)_0, \quad \left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_k} \right)_0$$

Кроме того, в уравнениях возмущенного движения после замены (13) могут появиться линейные (по возмущениям координат) члены с коэффициентами

приближения для системы уравнений возмущенного движения, соответствующей независимым координатам после проведения замены (13), которая в этой задаче получает вид (для равновесия $\theta_1 = 0$)

$$\theta = z + L/d \alpha$$

с первым приближением уравнений возмущенного движения, полученных из уравнений Лагранжа второго рода для системы с исключенными при помощи соотношений

$$\dot{\theta} = L/d \dot{\alpha} \quad \theta = L/d \alpha$$

зависимой координатой и ее скоростью. Это обусловлено тем, что для $\theta_1 = 0$ обе производные обращаются в нуль:

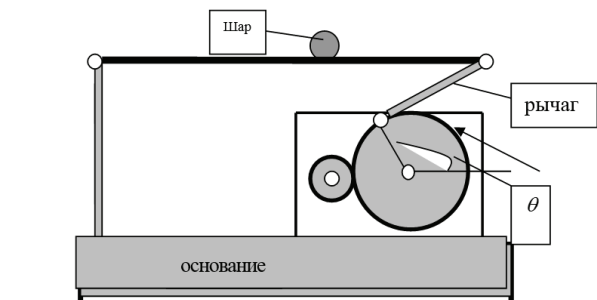
$$\left(\frac{\partial B_1}{\partial \alpha} \right)_0 = 0; \quad \left(\frac{\partial B_1}{\partial \theta} \right)_0 = 0$$

т.е. выполнены условия (17).

Литература:

1. Шульгин М.Ф. О некоторых дифференциальных уравнениях аналитической динамики и их интегрировании. / М.Ф. Шульгин // Научные труды САГУ. – Ташкент. 1958 г. 183 с.
2. Лурье А.И. Аналитическая механика. / А.И. Лурье. – М.: Гос. изд-во физ.-мат. литературы, 1961. – 824 с
3. Сулов Г.К. Теоретическая механика. Москва-Ленинград: ОГИЗ. 1946. 656 с.
4. Ляпунов А.М. Лекции по теоретической механике. Киев: Наукова думка. 1982. 632 с.
5. Зегжда С.А., Солтаханов Ш.Х., Юшков М.П. Уравнения движения неголономных систем и вариационные принципы механики. Новый класс задач управления. М.: Физматлит. 2005. 272 с.
6. Новожилов И.В., Зацепин М.Ф. Уравнения движения механических систем в избыточном наборе переменных. Сборник научно-методических статей по теоретической механике. М., 1987. Вып.18. С. 62-66.
7. Карапетян А.В., Румянцев В.В. Устойчивость консервативных и диссипативных систем // Итоги науки и техники. Общая механика. Т.6. М.: ВИНТИ, 1983. С. 3-128.
8. Неймарк Ю.И., Фуфаев Н.А. Динамика неголономных систем. М.:Наука, 1967.519 с.

При этом решениям $\theta_{2,3}$ для реальных значений параметров стенда соответствует в реальном стенде одна и та же конфигурация, при которой угол поворота колеса лежит во второй четверти.



Очевидно, такое положение равновесия никоим образом не может быть получено и, тем более, не может корректно исследоваться при переходе к общепринятому линейному приближению $\alpha = \frac{d}{L} \theta$.

В положении равновесия действующая по зависимой координате непотенциальная сила

$$Q_\theta = K_2 i_a^0 \neq 0 \quad (25)$$

Отсюда видно принципиальное отличие структуры членов первого приближения уравнений возмущенного движения в окрестности равновесия $\theta_{2,3} = \theta^*$ от рассмотренного в [9-10] равновесия $\theta_1 = 0$ вследствие того, что здесь производная

$$\left(\frac{\partial B_1}{\partial \alpha}\right)_* = \frac{\sin \theta^* (\cos \theta^* - 1)(L - d) + \cos \theta^* (L \cos \theta^* - l)}{(l \cos \theta^* - d \sin \theta^*)^2} \neq 0$$

Отметим, что производная

$$\left(\frac{\partial B_1}{\partial \theta}\right)_* = \frac{l(l \sin \theta^* + d \cos \theta^* - d)}{(l \cos \theta^* - d \sin \theta^*)^2} = 0$$

в силу (23) – т.е. эта производная обращается в нуль и в равновесии $\theta_{2,3} = \theta^*$.

Таким образом, структура уравнений возмущенного движения в окрестности равновесия $\theta_{2,3} = \theta^*$ существенно отличается от структуры этих уравнений, рассмотренных в [9-10]. В этих работах показано полное совпадение первого

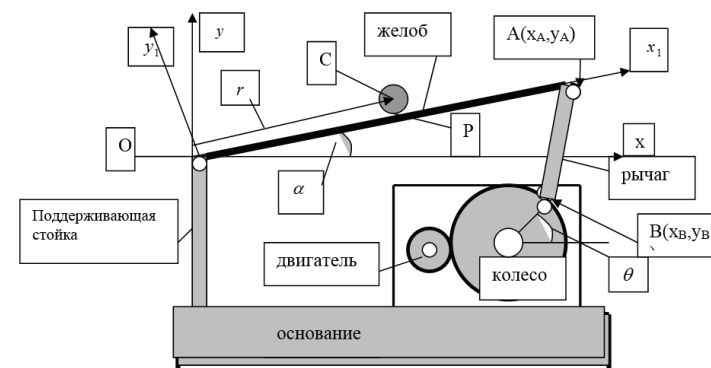
$$\left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_s}\right)_0 Q_\mu(0) + \left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_k}\right)_0 B_{ks}(0) Q_\mu(0) \quad (16)$$

Следовательно, в общем случае для получения линейного приближения уравнений возмущенного движения нельзя ограничиваться рассмотрением только первого члена $B = \|B_{\mu i}(0)\|$ разложения уравнения кинематической связи (2) (ср. [24]).

Таким образом, условием допустимости перехода к линеаризованным связям, следовательно, к уравнениям Лагранжа второго рода для системы с исключенными за счет этой линеаризации зависимыми координатами является обращение в нуль в рассматриваемом положении равновесия производных в разложении коэффициентов уравнений продифференцированных связей:

$$\left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_s}\right)_0 = 0, \quad \left(\frac{\partial B_{\mu i}}{\partial q_k}\right)_0 = 0 \quad (17)$$

Пример. В [9,10,23,24] рассматривается задача стабилизации равновесия системы BALL&BEAM



Устройство Ball & Beam состоит из двух взаимосвязанных частей – механической части и управляемого электропривода. Для описания механической части введем три координаты α, θ, r . Одна из них является избыточной, так как на систему наложена геометрическая связь – расстояние между точками А и В постоянно: $(x_A - x_B)^2 + (y_A - y_B)^2 = l^2$. Аналитически эта связь выражается нелинейным тригонометрическим уравнением

$$(L(\cos \alpha - 1) + d(1 - \cos \theta))^2 + (L \sin \alpha + l - d \sin \theta)^2 = l^2 \quad (18)$$

где $OA = L$, $AB = l$, d – радиус колеса. В системе GBB 1005 при $\alpha = 0$ и $\theta = 0$, рычаг AB вертикален. В большинстве работ (см., напр. [24-26]) по исследованию динамики систем такой конструкции применяется одна и та же необоснованно упрощенная модель – вместо полной нелинейной связи принимается линейная зависимость между углами $\alpha = \frac{d}{L}\theta$ (исключение составляет работа [27], в которой связь с точностью до обозначений совпадает с (18)). В то же время применение уравнений Шульгина дает возможность построить строгую нелинейную модель [9,10,23] механической компоненты этого мехатронного стенда

Рассмотрим случай, когда за избыточную координату принят угол поворота колеса θ , а за координату, определяющую положение шарика $r = OC$. Для механической части системы, включающей шар и ротор двигателя с редуктором, кинетическая и потенциальная энергии имеют вид

$$T = \frac{1}{2}mv_c^2 + \frac{1}{2}J\omega^2 + \frac{1}{2}J_0\dot{\theta}^2, \quad \Pi = mg(\sqrt{r^2 - R^2} \sin \alpha + R \cos \alpha)$$

где v_c – скорость центра масс шара. Выражение для полной угловой скорости шара относительно системы координат Кёнига с центром в точке С и осями, параллельными неподвижным, можно получить из условия качения шарика без проскальзывания. Тогда для кинетической энергии получим выражение

$$T = \frac{1}{2}m(r\dot{\alpha})^2 + \frac{1}{2}m\frac{\dot{r}^2 r^2}{r^2 - R^2} - m\dot{r}\dot{\alpha}\frac{Rr}{\sqrt{r^2 - R^2}} + \frac{1}{2}J\left(\frac{\dot{r}}{R}\frac{r}{\sqrt{r^2 - R^2}} - \dot{\alpha}\right)^2 + \frac{1}{2}J_0\dot{\theta}^2$$

Дифференцируя связь (18) по времени и выбирая за избыточную координату угол поворота колеса θ , получим уравнение кинематической связи в виде

$$\dot{\theta} = \frac{L[d \sin(\alpha - \theta) + (L - d)\sin \alpha + l \cos \alpha]}{d[L \sin(\alpha - \theta) + (L - d)\sin \theta + l \cos \theta]} \dot{\alpha} = B_1(\alpha, \theta)\dot{\alpha}; \quad B_1(\alpha, \theta)_0 = \frac{L}{d} \quad (19)$$

Исключая из кинетической энергии зависимую скорость, получим выражение для T^* ,

$$T^* = \frac{m(r\dot{\alpha})^2}{2} + \frac{1}{2}m\frac{\dot{r}^2 r^2}{r^2 - R^2} - \frac{m\dot{r}\dot{\alpha}Rr}{\sqrt{r^2 - R^2}} + \frac{1}{2}J\left(\frac{\dot{r}}{R}\frac{r}{\sqrt{r^2 - R^2}} - \dot{\alpha}\right)^2 + \frac{J_0 B_1^2(\alpha, \theta)\dot{\alpha}^2}{2}$$

Уравнения Шульгина при таком выборе избыточной координаты будут иметь вид

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \frac{\partial T^*}{\partial \dot{r}} - \frac{\partial T^*}{\partial r} &= -\frac{\partial \Pi}{\partial r} \\ \frac{d}{dt} \frac{\partial T^*}{\partial \dot{\alpha}} - \frac{\partial T^*}{\partial \alpha} - B_1(\alpha, \theta) \frac{\partial T^*}{\partial \theta} &= -\frac{\partial \Pi}{\partial \alpha} + B_1(\alpha, \theta) Q_\theta \end{aligned} \quad (20)$$

Где Q_θ – сила действующая по избыточной координате. Она содержит член $K_2 i_\alpha$, который можно считать механическим управляющим воздействием (представляющим собой момент, действующий со стороны якоря двигателя на колесо). Исключим зависимую скорость с помощью уравнения связи (19). Тогда уравнение Кирхгофа, описывающее динамику электропривода – двигателя постоянного тока с независимым возбуждением, перейдет в уравнение

$$L_a \frac{di_a}{dt} + R_a i_a + K_3 B_1(\alpha, \theta) \dot{\alpha} = K_1 e_v \quad (21)$$

А сила по избыточной координате примет вид

$$Q_\theta = K_2 i_\alpha - b_0 B_1(\alpha, \theta) \dot{\alpha}$$

Из уравнений (19), (20), (21) видно, что система допускает положения равновесия $r_0 \neq 0$ только при ненулевом значении силы тока. Значение силы тока, обеспечивающее существование положения равновесия, определяется из выражения

$$-\frac{\partial \Pi}{\partial \alpha} + B_1 K_2 i_\alpha = 0 \quad (22)$$

Кроме известного положения равновесия $\theta_1 = 0$

$$r_0 \neq 0; \quad \theta_0 = 0; \quad \alpha_0 = 0; \quad i_a^0 = \frac{d}{L} \frac{mg\sqrt{r_0^2 - R^2}}{K_2}; \quad e_v^0 = \frac{R_a i_a^0}{K_1}$$

используемый подход позволяет рассматривать все равновесия этого стенда, определяемые уравнениями связи (18) при $\alpha = 0$ (что, очевидно, необходимо для равновесия шара)

$$(d(1 - \cos \theta))^2 + (l - d \sin \theta)^2 = l^2 \quad \text{или} \quad \cos \theta + \frac{l}{d} \sin \theta = 1 \quad (23)$$

Это уравнение имеет три корня:

$$\theta_1 = 0; \quad \theta_{2,3} = \arctg \frac{l}{d} \pm \arccos \frac{d}{\sqrt{l^2 + d^2}} \quad (24)$$