

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
 ДОКЛАДЫ

Том 98 № 2

1998

Խմբագրական խորհուրդ

Գ.Ա.ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. թեկնածու (պատ. քարտուղար), Է.Գ.ԱՖՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Գ.Ե.ԲԱԴԴԱՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Է.Ս.ԳԱԲՐԻԵԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ.Վ.ԴՈՎԼԱՏՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ս.Ա.ԹԱԼԱԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ.Գ.ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Կ.Գ.ԳԱՐՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Յու.Յ.ՇՆՈՒԹՈՒՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Ֆ.Տ.ՍԱՐԿԻՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Վ.Բ.ՖԱՆԱՐԺՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս

Редакционная коллегия

Գ.Ա.ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, канд. техн. наук (отв. секретарь), Э.Г.АФРИКЯН, академик НАН Армении, Г.Е.БАГДАСАРЯН, академик НАН Армении, Э.С.ГАБРИЭЛЯН, академик НАН Армении, В.В.ДОВЛАТЯН, академик НАН Армении (зам. отв. редактора), В.О.КАЗАРЯН, академик НАН Армении, К.Г.КАРАГЕЗЯН, академик НАН Армении, Ф.Т.САРКИСЯН, академик НАН Армении, Д.М.СЕДРАКЯН, академик НАН Армении (отв. редактор), А.А.ТАЛАЛЯН, академик НАН Армении, Ю.Г.ШУКУРЯН, академик НАН Армении, В.В.ФАНАРДЖЯН, академик НАН Армении

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Գ.Գ.Էմին – Mod կատեգորիայի խիստ ուղիկաղների բնութագրումը 91

ՀԱՇՎ ՈՂԱԿԱՆ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Հ.Բ.Ներսիսյան, Ա.Վ.Պողոսյան, Կ.Պ.Սահակյան – Փաթեթի տիպի եռալստա-
րումների թվային լուծումը 96

ԻՆՖՈՐ ՄԱՏԻԿԱ

Մ.Ե.Հարությունյան – Կապակցված կոդավորումով փոխազդող կապուղու-
մասին 102

Կ.Բ.Համբարձումյան, Զ.Ա.Գալստյան, Հ.Ե.Կարապետյան, Գ.Հ.Մադաթյան,
Կ.Վ.Շահբազյան – Հարահուսի կայունության փորձարկման ալգորիթմը և նրա
ծրագրային իրականացումը Microsoft Visual C++ լեզվով 108

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

Ռ.Ս.Գևորգյան, Դ.Պ.Պետրոսյան, Մ.Գ.Հասրաթյան – Գլանային թաղանթների
եզրային խնդիրների ասիմպտոտիկ լուծումների կիրառությունը մեխանիկայի
նստեցման բների մաշվածի ներդիրային եղանակով նվազեցման տեսական
հիմնավորման մեջ 112

Վ.Յ.Գնունի – Թաղանթների և սալերի նախնական լարումների որոշման մասին 118

ՖԻԶԻԿԱ

Վ.Հ.Ջրբաշյան – Ալգորիթմ Դ.Ի.Մենդելեևի աղյուսակի համար 123

Գ.Ս.Աղաբաբյան – Կիսահաղորդչային գազային տվիչի հաղորդականության
սուրբձային կախվածությունը գազի ճնշումից 124

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱ

Գ.Ա.Կարդաշյան – Ֆեռոմագնիսական նյութերի կոերցիտիվ ուժի և մեա-
ցորդային մագնիսական ինդուկցիայի որոշումը փոփոխական մագնիսական դաշտում 132

ՀԻՂՐԱՎԼԻԿԱ

Ա.Մ.Բարխուդարյան, Ա.Հ.Բարլոյան, Հ.Ս.Մակարյան – Հեղուկի ոչ ստացիոնար
շարժումը պոմպային սարքավորման խողովակաշարում 137

ՇԻՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐ

Յու.Ա.Գասպարյան – Ավտոմանապարհների ծածկերի տեխնիկական
ախտորոշումը ռեզոնանսային եղանակով 142

ՍԵՅՍՄՈԼՈԳԻԱ

Ռ.Հ.Մովսիսյան – Երկրաշարժերի գեոդեզիական դեֆորմացիոն նախագուշակ .. 149

ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԶԻՄԻԱ

Զ.Ա.Միքայելյան, Վ.Ժ.Արծրունի, Ն.Օ.Գյուկյան, Հ.Գ.Խաչատրյան – Թալիումի
էֆստրակցիոն-աբսորբցիամետրական որոշումը չեզոք կարմիր եիմնային ներկանյու-
թով 158

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Լ.Հ.Հակոբյան – Էնդոկրին պանկրեացիտների պրոլիֆերացիայի ու էստեկի
կինետիկան առնետների մոտ հարուցված սուր պանկրեատիտի զարգացման
ընթացքում և նատրիումի թիոսուլֆատի ազդեցությունը նրա վրա 161

ԲԺՇԿԱԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ

Ա.Ս.Աղաբաբյան, Ա.Մ.Աղավելյան, Օ.Յ.Դավթյան, Մ.Պ.Մակարյան, Ա.Ս.Հակոբ-
յան, Կ.Գ.Ղարազյուզյան – Ցածրմուկեկուլային ՌՆԹ-ի կիրառումը հետվիրահատական
բարդությունների պրոֆիլակտիկայի համար 166

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

Լ.Ռ.Մանվելյան, Ա.Մ.Նատոյան, Վ.Բ.Ֆանարջյան – Գորտի տնդատակային
կորիզների նեյրոնների պատասխանները հակընթաց և ուղղընթաց տկտիվացման
ժամանակ 170

Ռ.Ա.Հարությունյան, Զ.Ռ.Հարությունյան, Ս.Շ.Մարտիրոսյան, Ա.Վ.Ոսկանյան –
Օրգանիզմի ջերմակարգավորման մեխանիզմների վրա օճերի և մեզոնների թույնների
ազդեցության համեմատական վերլուծությունը 175

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

Г.Г.Эмин – Характеризация строгих радикалов категории *Mod* 91

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА

А.Б.Нерсисян, А.В.Погосян, К.П.Саакян – Численное решение уравнений сверточного типа 96

ИНФОРМАТИКА

М.Е.Арутюнян – Об интерференционном канале с коррелированным кодированием. 102

К.Б.Амбарцумян, З.А.Галстян, А.Е.Карпетян, Г.Г.Мадатян, К.В.Шахбазян – Алгоритм стабилизационного эксперимента для произвольного конвейера и его программная реализация на языке Microsoft Visual C++ 108

МЕХАНИКА

Р.С.Геворкян, Д.П.Петросян, М.Г.Асратян – Применение асимптотических краевых задач цилиндрических оболочек к теоретическому обоснованию уменьшения износа посадочных отверстий корпусных деталей машин с помощью колец-вкладышей 112

В.Ц.Гнуни – Об определении начальных напряжений в пластинках и оболочках. 118

ФИЗИКА

В.А.Джрбашян – Алгоритм для таблицы Д.И.Менделеева 123

Г.С.Агабабян – Сублинейная зависимость проводимости полупроводникового газового сенсора от давления газа 124

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

Г.А.Кардашян – Определение коэрцитивной силы и остаточного магнетизма в переменном магнитном поле 132

ГИДРАВЛИКА

А.М.Бархударян, А.А.Баблоян, Г.С.Макарян – Нестационарное движение жидкостей в трубопроводах насосной установки 137

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю.А.Гаспарян – Техническая диагностика автодорожных покрытий с использованием резонансного метода 142

СЕЙСМОЛОГИЯ

Р.А.Мовсисян – Геодезический деформационный предвестник землетрясений 149

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Дж.А.Микаелян, В.Ж.Арцруни, Н.О.Геокчян, А.Г.Хачатрян – Экстракционно-абсорбциометрическое определение таллия (III) основным красителем нейтральным красным 158

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

Л.А.Акопян – Кинетика пролиферации и численности эндокринных панкреатитов в процессе развития индуцированного острого панкреатита у крыс и воздействие на нее тиосульфата натрия 161

МЕДИЦИНА

А.С.Агабалян, А.М.Агавелян, О.Я.Давтян, А.П.Макарян, А.С.Акопян, К.Г.Карагезян – Применение низкомолекулярной РНК для профилактики послеоперационных осложнений 166

ФИЗИОЛОГИЯ

Л.Р.Манвелян, А.М.Насоян, В.В.Фанарджян – Ответы нейронов вестибулярных ядер лягушки при их антидромной и ортодромной активации 170

Р.А.Арутюнян, К.Р.Арутюнян, С.Ш.Мартirosян, А.В.Восканян – Сравнительный анализ влияния ядов пчел и змей на терморегуляторные механизмы организма. 175

CONTENTS

MATHEMATICS

G.G.Emin – *The characterization of the strict radicals of the category Mod* 91

NUMERICAL MATHEMATICS

A.B.Nersessian, A.V.Poghosian, K.P.Sahakian – *Numerical solution of convolution type equations* 96

INFORMATION THEORY

M.E.Haroutunian – *On interference channel with correlative codification* 102 ✓

K.B.Hambardzumyan, Z.A.Galstyan, H.Y.Karapetyan, G.H.Madatyran, K.V.Shachbazyan – *Algorithm of stabilization test for conveyors and its program realization in Microsoft Visual C++ language* 108

MECHANICS

R.S.Gevorgyan, D.P.Petrosyan, M.G.Hasratyan – *Application of asymptotic solutions of boundary-value problems of cylindrical shells for the theoretical improvement of decreasing wear of holes fit of body details of machine by means of insert-rings* 112

V.Ts.Gmuni – *On determination of plates and shells initial stresses* 118

PHYSICS

V.A.Djrbashian – *Algorithms for Mendeleev table* 123

G.S.Aghababian – *Sublinear dependencies of the conductivity of semiconductor gas sensor on the gas pressure* 124

ELECTROTECHNICS

G.A.Kardashyan – *Definition of co-ercitive force and remanent magnetism of ferromaterials in alternating magnetic field* 132

HYDRAULICS

A.M.Barkhudaryan, A.H.Babloyan, H.S.Makaryan – *Non stationary movement of fluid in pipe run pumping system* 137

BUILDING CONSTRUCTIONS

Yu.A.Gasparyan – *Technical diagnostics of road-transport surfacings by resonance method* 142

SEISMOLOGY

R.H.Movsessyan – *The geodesic deformational precursor of earthquakes* 149

PHYSICAL CHEMISTRY

J.A.Mikaelian, V.J.Artsruni, N.O.Geokchian, A.G.Khachatrian – *Extraction-absorptiometric determination of thallium (III) by neutral red basic dye* 158

MOLECULAR BIOLOGY

L.H.Hakobian – *Kinetics of the proliferation and the quantity of endocrine pancreocytes in the process of development of the induced acute pancreatitis of rats and the influence of sodium thiosulfate on it* 161

A.S.Aghabalyan, A.M.Aghavelyan, O.Y.Davtjan, A.P.Makaryan, A.S.Akhopyan, K.G.Karagezyan – *Use of low molecular weight RNA for prophylaxis at post operational complications* 166

PHYSIOLOGY

L.R.Marvelyan, A.M.Nasoyan, V.V.Fanardjian – *Responses of frog vestibular nuclei neurons during antidromic and orthodromic activation* 170

R.A.Haroutunian, K.R.Haroutunian, S.Sh.Martirassian, A.V.Voskanian – *Comparative analysis of bee and snake venom influence on thermoregulatory mechanisms of organism* 175

Отпечатано на копи-принтере Rex Rotary CP1280

фирмы RICOH

Заказ №18. Тираж 200.

Сдано в набор 3.07.98. Подписано к печати 30.07.18.

Печ. л. 6. Бумага КУМ-ультра. Цена договорная.

Издательство "Гитутюн" НАН РА Компьютерная редакционно-издательская служба

375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Адр.ред. 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна 24-г, III эт, к.13, т.27-36-95

УДК 512.55 + 512.58

Г. Г. Эмин

Характеризация строгих радикалов категории *Mod*

(Представлено академиком НАН Армении Р.Р.Варшамовым 15/XI 1997)

Рассматривается категория *Mod* – модулей над всеми кольцами. Объекты этой категории – всевозможные пары (A, U) , где U – ассоциативное кольцо, не обязательно с единицей, A – правый U -модуль. Множество морфизмов модуля (A, U) в модуль (B, V) состоит из пар (φ_A, φ_U) , где φ_A – гомоморфизм абелевой группы A в абелеву группу B , а φ – гомоморфизм кольца U в кольцо V , причем $(a \cdot u)\varphi_A = a\varphi_A \cdot u\varphi_U$ для любых $a \in A$, $u \in U$. Такая пара называется гомоморфизмом модуля (A, U) в модуль (B, V) . Умножение морфизмов происходит покомпонентно.

В категории *Mod* выполнены аксиомы 1-6 §1 главы 5 книги (1), поэтому в категории *Mod* можно построить общую теорию радикалов в смысле Куроша ((2), §1, п.8).

Мы будем говорить, что радикал r категории *Mod* является строгим, если r -радикал $r(A, U)$ любого модуля (A, U) содержит все r -подмодули модуля (A, U) . Радикальный класс строгого радикала назовем строго радикальным классом.

Пусть L – класс объектов категории *Mod*. Обозначим через L^* класс всех таких модулей (A, U) , что любой ненулевой гомоморфный образ модуля (A, U) содержит ненулевой подмодуль, который изоморфен модулю из L . Нетрудно проверить, что условие L^* удовлетворяет условиям (P2) и (P3) §2 главы 5 книги (1), поэтому L^* – радикальный класс в силу теоремы 5.2.1 книги (1). Обозначим через r_L радикал, соответствующий радикальному классу L^* .

Пусть r – некоторый радикал в категории *Mod*, R – его радикальный класс, (A, U) – некоторый модуль и (B, V) – его подмодуль. Нетрудно заметить, что верна следующая

Лемма. Радикальный класс R тогда и только тогда является строго радикальным, когда из того, что $(B, V) \in R$, следует, что идеал, порожденный (B, V) в (A, U) , содержится в $r(A, U)$.

Теорема 1. Радикальный класс R категории Mod тогда и только тогда является строго радикальным, когда $R = L^*$ для некоторого класса L объектов категории Mod .

Доказательство. Пусть R — строго радикальный класс и r — радикал, соответствующий радикальному классу R . Тогда $R = R^*$.

Действительно, поскольку R замкнут относительно операции взятия гомоморфных образов, то очевидно, что $R \subseteq R^*$. Покажем, что и $R^* \subseteq R$. Предположим обратное, что $R \not\subseteq R^*$ (знак $\not\subseteq$ всюду в дальнейшем будет означать "не лежит и не равно"), т.е. что существует такой модуль $(A, U) \in R^*$, что $(A, U) \notin R$. Тогда $r(A, U) \neq (A, U)$, следовательно $(A, U) / r(A, U) \neq (O, O)$. Но тогда этот модуль как ненулевой гомоморфный образ модуля $(A, U) \in R^*$ должен содержать ненулевой r -подмодуль, что невозможно, так как $(A, U) / r(A, U)$ — r -полупростой модуль и r — строгий радикал. Получили противоречие. Значит, $R^* \subseteq R$.

Обратно. Пусть L — класс объектов категории Mod . Докажем, что радикальный класс L^* является строгим. Для этого в силу леммы достаточно доказать, что если (A, U) — некоторый модуль и (B, V) — такой подмодуль модуля (A, U) , что $(B, V) \in L^*$, то идеал (\bar{B}, \bar{V}) модуля (A, U) , порожденный подмодулем (B, V) , также принадлежит L^* (напомним, что $\bar{V} = V + UV + VU + UVU$, $\bar{B} = B + B \cdot U + A \cdot \bar{V}$).

Действительно, так как L^* — радикальный класс, то r_L -идеал (\bar{B}, \bar{V}) модуля (A, U) должен лежать в радикале $r_L(A, U)$. А чтобы показать, что $(\bar{B}, \bar{V}) \in L^*$, надо показать, что любой ненулевой гомоморфный образ модуля (\bar{B}, \bar{V}) , т.е. любой ненулевой фактор-модуль $(\bar{B}, \bar{V}) / (C, W) = (\bar{B} / C, \bar{V} / W)$, содержит ненулевой подмодуль, изоморфный некоторому модулю из L . А для этого, так как $(B, V) \in L^*$, достаточно найти ненулевой гомоморфизм из (B, V) в $(\bar{B} / C, \bar{V} / W)$:

а) Если $(B, V) \not\subseteq (C, W)$, то отображение $b \mapsto b + C$, $b \in B$, $v \mapsto v + W$, $v \in V$, дает нам нужный ненулевой гомоморфизм.

б) Пусть $(B, V) \subseteq (C, W)$. Тогда имеем следующую цепочку: $V \subseteq W \triangleleft \bar{V} \triangleleft U$. Обозначим через \bar{W} идеал, порожденный подкольцом W в кольце U . Ясно, что идеал \bar{W} лежит в идеале $\bar{V} \triangleleft U$, $\bar{W} \subseteq \bar{V}$. С другой стороны, так как $V \subseteq W \subseteq \bar{W} \triangleleft U$, то идеал, порожденный подкольцом V в кольце U ,

т.е. идеал \bar{V} , должен лежать в идеале \bar{W} кольца U , $\bar{V} \subseteq \bar{W}$. Получили, что $\bar{V} = \bar{W}$. По лемме же 1.1.5 книги (1) имеем, что $\bar{W}^3 \subseteq W$. Значит, $\bar{V}^3 \subseteq W$.

Выберем такое минимальное $n \geq 2$, что $\bar{V}^n \subseteq W$, но $\bar{V}^{n-1} \not\subseteq W$. Тогда $(V + UV)\bar{V}^{n-2} \not\subseteq W$ (если $n = 2$, то в качестве \bar{V}^{n-2} возьмем кольцо $U^{(1)} = \{U, 1\}$, полученное из кольца U присоединением единицы 1).

Действительно, если $n = 2$, то $(V + UV)U^{(1)} = V + UV + VU + UVU = \bar{V} \not\subseteq W$. Если же $n = 3$, т.е. $\bar{V}^3 \subseteq W$, но $\bar{V}^2 \not\subseteq W$, то $\bar{V}^2 = V\bar{V} + UV\bar{V} + VU\bar{V} + UVU\bar{V} \not\subseteq W$. Поскольку $V \subseteq W$ и W — идеал кольца \bar{V} , то $V\bar{V} \subseteq W$. Отсюда и из того, что \bar{V} — идеал кольца U , следует, что $VU\bar{V} \subseteq V\bar{V} \subseteq W$. Из тех же соображений следует, что $UVU\bar{V} \subseteq UV\bar{V}$. Получили, что $UV\bar{V}$ не лежит в W , иначе \bar{V}^2 лежало бы в W . Значит, $(V + UV)\bar{V} = V\bar{V} + UV\bar{V} \not\subseteq W$. Таким образом, существуют такие элементы $u \in U$, $z \in \bar{V}^{n-2}$ и такое целое число m , что $(m + u)Vz \not\subseteq W$. Рассмотрим отображение $\psi: V \rightarrow \bar{V}/W$, которое определено по следующему правилу: $\psi: v \mapsto (m + u)vz + W$ для каждого $v \in V$. Легко проверить, что отображение ψ определено корректно и что $\psi(v_1 + v_2) = \psi(v_1) + \psi(v_2)$. Покажем, что $\psi(v_1 v_2) = \psi(v_1)\psi(v_2) = 0 + W$. Действительно, для любых $v_1, v_2 \in V$ имеем, что $(m + u)v_1 v_2 z \in U^{(1)}V^2\bar{V}^{n-2} \subseteq \bar{V}^n \subseteq W$ и $(m + u)v_1 z (m + u)v_2 z \in U^{(1)}V\bar{V}^{n-2}U^{(1)}V\bar{V}^{n-2} \subseteq \bar{V}^n \subseteq W$. Таким образом, отображение ψ является гомоморфизмом колец и так как $(m + u)Vz \not\subseteq W$, то ψ — ненулевой гомоморфизм.

Рассмотрим пару отображений (φ, ψ) , где $\varphi: b \mapsto b + C$, $b \in B$. Так как $\varphi: B \rightarrow \bar{B}/C$ — нулевой гомоморфизм абелевых групп, то пара (φ, ψ) удовлетворяет условию полулинейности. Таким образом, пара (φ, ψ) является ненулевым гомоморфизмом категории *Mod*. Теорема доказана.

Следствие 1. Пусть L — класс модулей и (A, U) — некоторый модуль. Если L замкнут относительно операции взятия гомоморфных образов, то (A, U) тогда и только тогда будет r_L -полупростым модулем, когда в (A, U) нет ненулевых подмодулей из L .

Доказательство. Пусть (A, U) — r_L -полупростой модуль. Так как r_L — строгий радикал, то в (A, U) нет ненулевых подмодулей из L^* . Значит, в (A, U) нет ненулевых подмодулей и из L , так как из того, что класс L замкнут относительно операции взятия гомоморфных образов, следует, что $L \subseteq L^*$.

Обратно. Пусть в модуле (A, U) нет ненулевых подмодулей из L . Предположим обратное, что модуль (A, U) не является r_L -полупростым. Тогда

существует такой ненулевой идеал (C, W) модуля (A, U) , что $(C, W) \in L^*$. Рассмотрим гомоморфизм $(1_C, 1_W): (C, W) \rightarrow (C, W)$. Так как $(C, W) \in L^*$, то по определению L^* в (C, W) должен существовать ненулевой подмодуль $(B, V) \in L$. Получили противоречие, так как любой подмодуль модуля (C, W) является также и подмодулем модуля (A, U) .

Следствие 2. Пусть L – класс модулей и (A, U) – некоторый модуль. Если L – радикальный класс, то модуль (A, U) тогда и только тогда будет r_L -полупростым модулем, когда любой подмодуль модуля (A, U) является r_L -полупростым модулем.

Доказательство. Так как L замкнут относительно операции взятия гомоморфных образов, то $L \subseteq L^*$.

Пусть модуль (A, U) является r_L -полупростым и (B, V) – некоторый подмодуль модуля (A, U) . Так как r_L – строгий радикал, то подмодуль r_L -полупростого модуля (A, U) также будет r_L -полупростым, следовательно, в силу следствия 1, в подмодуле (B, V) нет ненулевых подмодулей, а следовательно и идеалов из L . Значит, подмодуль (B, V) – r_L -полупрост.

Обратно. Пусть любой подмодуль модуля (A, U) является r_L -полупростым модулем. Предположим обратное, что модуль (A, U) не является r_L -полупростым. Тогда существует такой ненулевой идеал (C, W) модуля (A, U) , что $(C, W) \in L^*$. Но в этом случае, как это уже было при доказательстве следствия 1, существует ненулевой подмодуль модуля (A, U) , принадлежащий L . Получили противоречие. Следствие доказано.

Пусть M – произвольный класс объектов категории Mod , удовлетворяющий условию, что любой ненулевой идеал модуля из M гомоморфно отображается на некоторый ненулевой модуль из M . Тогда класс M^{-1} всех модулей, не отображающихся гомоморфно ни на один ненулевой модуль из M , радикален в смысле Куроша (см. (1), с.418). Радикал S_M , соответствующий радикальному классу M^{-1} , называется верхним радикалом, определенным классом M .

Следствие 3. Радикальный класс R тогда и только тогда будет строго радикальным, когда R – верхний радикальный класс, определяемый замкнутым относительно операции взятия подмодулей классом M объектов категории Mod .

Доказательство. Сравнивая определения верхнего радикального класса, определенного классом M и радикального класса L^* , где L – класс всех таких модулей, которые не лежат в M , видим, что если M является классом, замкнутым относительно операции взятия подмодулей, то верхний радикальный класс M^{-1} , определенный классом M , совпадает с радикальным

классом L^* . Значит, если R – верхний радикальный класс, определенный замкнутым относительно операции взятия подмодулей классом M объектов категории Mod , то в силу теоремы 1 R – строго радикальный класс.

Обратно. Пусть R – строго радикальный класс. Тогда $R = R^*$. Пусть r – строгий радикал, соответствующий строго радикальному классу R , и M – полупростой класс для радикала r . Так как r – строгий радикал, то класс M замкнут относительно операции взятия подмодулей. Значит, как мы уже показали выше, $M^{-1} = L^*$, где L – класс всех таких модулей, которые не лежат в M . Покажем, что $L^* = R^*$.

Действительно, из включения $R \subseteq L$ следует, что $R^* \subseteq L^*$. Покажем теперь, что $L^* \subseteq R^*$.

Пусть модуль $(A, U) \in L^*$, тогда любой ненулевой гомоморфный образ модуля (A, U) содержит ненулевой подмодуль $(B, V) \in L$. Значит, модуль (B, V) не является r -полупростым, следовательно, (B, V) содержит некоторый ненулевой r -подмодуль, т.е. подмодуль, который изоморфен некоторому модулю из R . Получили, что модуль $(A, U) \in R^*$, т.е. что $L^* = R^*$. Выше мы уже доказали, что $R = R^*$ и $L^* = M^{-1}$. Значит, $R = M^{-1}$, где M – замкнутый относительно операции взятия подмодулей класс. Следствие доказано.

Институт проблем информатики и автоматизации НАН Армении

Գ. Գ. ԷՄԻՆ

Mod կատեգորիայի խիստ սադիկալների բնութագրումը

Գտնված են անհրաժեշտ և բավարար պայմանները, որպեսզի ռադիկալային դասը լինի խիստ ռադիկալային, այսինքն՝ Կուրոշի իմաստով խիստ ռադիկալի ռադիկալային դաս *Mod* կատեգորիայում՝ բոլոր օղակների վրա մոդուլների կատեգորիայում, որի օբյեկտները բոլոր (A, U) զույգերն են (U -ն ասոցիատիվ օղակ է, A -ն՝ աջ U -ն մոդուլ), իսկ մորֆիզմները՝ հոմոմորֆիզմների բոլոր այնպիսի (φ_A, φ_U) զույգերը, որ $(a \cdot u)\varphi_A = a\varphi_A \cdot u\varphi_U$, $a \in A$, $u \in U$, որտեղ φ_A , -ն աբելյան խմբերի կատեգորիայի հոմոմորֆիզմ է, իսկ φ_U -ն՝ ասոցիատիվ օղակների: Մասնավորապես, որպեսզի ռադիկալային R դասը լինի խիստ, անհրաժեշտ է և բավարար, որ R -ը լինի վերին ռադիկալային դաս, որը կազմավորվում է ենթամոդուլների վերջման գործողության նկատմամբ փակ, *Mod* կատեգորիայի օբյեկտների որևիցե M դասով:

ЛИТЕРАТУРА – ՊՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ В.А.Андрунакиевич, Ю.М.Рябухин, Радикалы алгебр и структурная теория, М., Наука, 1979. ² Е.Г.Шульгейфер, Сиб. матем. журн., т.7, №6, с.1412-1421 (1966).

ВЫЧИСЛИТЕЛЬНАЯ МАТЕМАТИКА

УДК 519.62, 519.64

Академик НАН Армении А. Б. Нерсисян, А. В. Погосян, К. П. Саакян

Численное решение уравнений сверточного типа

(Представлено 18/XI 1997)

В работе (1) предложен метод параметрической интерполяции для приближенного символического решения некоторых типов уравнений. В частности, речь шла о схеме решения операторных уравнений вида $Lu(x) = f(x)$, удовлетворяющих условию $L(e^{i\lambda x}) = l(\lambda)e^{i\lambda x}$, $\lambda \in \mathbb{C}$, $x \in [-1, 1]$.

Ниже этот подход применен к интегро-дифференциальным уравнениям определенного типа. В отличие от схемы заметки (1), здесь приведены подробные выкладки и разъяснения.

1. Рассмотрим начальную задачу

$$Ly(x) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{n=0}^p \left[q_n \frac{d^n}{dx^n} y(x) + \int_{-1}^1 K_n(x-z) \frac{d^n}{dz^n} y(z) dz \right] = f(x), \quad (1)$$

$$x \in [-1, 1], \quad y^{(n)}(t) = Y_n, \quad n = 0, 1, \dots, p-1,$$

где q_n ($n = 0, \dots, p$) от x не зависят, функции $K_n(x)$ ($n = 0, \dots, p$) $|x| \leq 2$ предполагаются периодическими ($K_n(x+2) = K_n(x)$) и непрерывными, $t \in [-1, 1]$ – фиксированное число. Предполагается, что эта задача корректна в $C^p[-1, 1]$.

Пусть $N \geq 1$ – целое, $\{\theta_n(N)\}_{n=-\infty}^{\infty}$, $\{\mu_m(N)\}_{m=1}^p$, $\{\varphi_m(x)\}_{m=1}^p$ заданные последовательности такие, что ряд $\sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n n^{2p}$ сходится абсолютно, $\varphi_m \in C^p[-1, 1]$ $m = 1, \dots, p$ а система $\{\varphi_m(x)\}_{m=1}^p \cup \{e^{i\mu_m x}\}_{n=-N}^N$ линейно независима на $[-1, 1]$.

Обозначим

$$y(f, N, x) = \sum_{k=-N}^N a_k(x) f(x_k) + \sum_{k=0}^{p-1} b_k(x) Y_k, \quad (2)$$

$$R_N(y(x)) = y(x) - y(f, N, x), \quad (3)$$

где $x_k = \frac{2k}{2N+1}$, $k = 0, \pm 1, \dots, \pm N$. В каждой точке $x \in [-1, 1]$ коэффициенты

$\{a_k(x)\}_{k=-N}^N$ и $\{b_k(x)\}_{k=0}^{p-1}$ определим из условия безусловной минимизации следующего функционала (см. (1)):

$$I(a(x), b(x)) \stackrel{\text{def}}{=} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n |R_N(e^{i\pi n x})|^2 + \sum_{m=1}^p \mu_m |R_N(\varphi_m(x))|^2 \rightarrow \min.$$

Вектор-функции $a(x) = (a_{-N}(x), \dots, a_N(x))^T$ и $b(x) = (b_0(x), \dots, b_{p-1}(x))^T$,

определяются как решения системы

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial a_s} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n \left[e^{i\pi n x} - l_n \sum_{k=-N}^N a_k(x) e^{i\pi n x_k} - e^{i\pi n t} \sum_{k=0}^{p-1} b_k(x) (i\pi n)^k \right] x \\ &\times \bar{l}_n e^{-i\pi n x_s} + \sum_{m=1}^p \mu_m \left[\varphi_m(x) - g_m(x) - \sum_{k=0}^{p-1} b_k(x) \varphi_m^{(k)}(t) \right] \overline{r_m(x_s)} = 0, \quad (4) \\ & s = 0, \pm 1, \dots, \pm N, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial I}{\partial b_l} &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n \left[e^{i\pi n x} - l_n \sum_{k=-N}^N a_k(x) e^{i\pi n x_k} - e^{i\pi n t} \sum_{k=0}^{p-1} b_k(x) (i\pi n)^k \right] x \\ &\times (-i\pi n)^l e^{-i\pi n t} + \sum_{m=1}^p \mu_m \left[\varphi_m(x) - g_m(x) - \sum_{k=0}^{p-1} b_k(x) \varphi_m^{(k)}(t) \right] \overline{\varphi_m^{(l)}(t)} = 0, \quad (5) \\ & l = 0, \dots, p-1, \end{aligned}$$

где

$$\begin{aligned} l_n &= \sum_{k=0}^p (i\pi n)^k \left[q_k + \int_{-1}^1 K_k(z) e^{-i\pi n z} dz \right], \quad n = 0, \pm 1, \dots, \pm N, \\ r_m(x) &= \sum_{k=0}^p \left[q_k \varphi_m^{(k)}(x) + \int_{-1}^1 K_k(x-z) \varphi_m^{(k)}(z) dz \right], \quad m = 1, \dots, p, \quad (6) \\ g_m(x) &= \sum_{k=-N}^N a_k(x) r_m(x_k), \quad m = 1, \dots, p. \end{aligned}$$

Можно показать, что если числа

$$d_s = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \theta_{s+(2N+1)r} |l_{s+(2N+1)r}|^2, \quad s = 0, \pm 1, \dots, \pm N,$$

не равны нулю, то вектор-функция $a(x)$ выразится через вектор-функции $b(x)$ и $g(x) = (g_1(x), \dots, g_p(x))^T$ следующим образом (см. также (1)):

$$a_k(x) = \frac{1}{2N+1} \sum_{n=-N}^N \frac{e^{-i\pi n x_k}}{d_n} \left[h_n(x) - \sum_{s=0}^{p-1} b_s(x) h_n^{(s)}(t) + \sum_{m=1}^p X_{nm} \mu_m \{ \varphi_m(x) - \right. \\ \left. - g_m(x) - \sum_{s=0}^{p-1} b_s(x) \varphi_m^{(s)}(t) \} \right], \quad k = 0, \pm 1, \dots, \pm N, \quad (7)$$

где $h_n(x) = \sum_{r=-\infty}^{\infty} \theta_{n+(2N+1)r} \bar{l}_{n+(2N+1)r} e^{i\pi(n+(2N+1)r)x}$,

$$X_{nm} = \frac{1}{2N+1} \sum_{s=-N}^N \overline{r_m(x_s)} e^{i\pi n x_s}, \quad n = 0, \pm 1, \dots, \pm N, \quad m = 1, \dots, p.$$

Используя (5) и (6), получим следующую систему для определения $b(x)$ и $g(x)$:

$$\sum_{m=1}^p A_{\tau m} g_m(x) + \sum_{k=0}^{p-1} B_{\tau k} b_k(x) = E_{\tau}(x), \quad \tau = 1, \dots, p, \quad (8)$$

$$\sum_{m=1}^p C_{lm} g_m(x) + \sum_{k=0}^{p-1} D_{lk} b_k(x) = F_l(x), \quad l = 0, \dots, p-1,$$

где приняты следующие обозначения ($\|\delta_{ij}\|_{i,j=1}^p$ — единичная матрица):

$$E_{\tau}(x) = \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{X_{s\tau}}}{d_s} \left[h_s(x) + \sum_{m=1}^p X_{sm} \mu_m \varphi_m(x) \right], \quad \tau = 1, \dots, p.$$

$$F_l(x) = \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{h_s^{(l)}(t)}}{d_s} \left[h_s(x) + \sum_{m=1}^p X_{sm} \mu_m \varphi_m(x) \right] - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n (-i\pi n)^l e^{i\pi n(x-t)} -$$

$$- \sum_{m=1}^p \mu_m \overline{\varphi_m^{(l)}(t)} \varphi_m(x), \quad l = 0, \dots, p-1,$$

$$A_{\tau m} = \delta_{\tau m} + \mu_m \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{X_{s\tau}}}{d_s} X_{sm}, \quad \tau, m = 1, \dots, p,$$

$$B_{\tau k} = \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{X_{s\tau}}}{d_s} \left[h_s^{(k)}(t) + \sum_{m=1}^p X_{sm} \mu_m \varphi_m^{(k)}(t) \right], \quad \tau = 1, \dots, p, \quad k = 0, \dots, p-1$$

$$C_{lm} = \mu_m \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{h_s^{(l)}(t)}}{d_s} X_{sm} - \mu_m \overline{\varphi_m^{(l)}(t)}, \quad l = 0, \dots, p-1, \quad m = 1, \dots, p,$$

$$D_{lk} = \sum_{s=-N}^N \frac{\overline{h_s^{(l)}(t)}}{d_s} \left[h_s^{(k)}(t) + \sum_{m=1}^p X_{sm} \mu_m \varphi_m^{(k)}(t) \right] - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \theta_n (-i\pi n)^l (i\pi n)^k -$$

$$- \sum_{m=1}^p \mu_m \overline{\varphi_m^{(k)}(t)} \varphi_m^{(l)}(t), \quad l, k = 0, \dots, p-1.$$

Теорема 1. Пусть функции $\{\varphi_m(x)\}_{m=1}^p$ таковы, что система (8) имеет единственное решение. Тогда для любых N , $\{\theta_n(N)\}_{n=-\infty}^{\infty}$, $\{\mu_m(N)\}_{m=1}^p$ функция $y(f, N, x)$ удовлетворяет начальным условиям задачи (1).

Доказательство. Продифференцируем систему (8) по x j раз, $j = 0, \dots, p-1$. Так как $E_\tau^{(j)}(t) = B_\tau$, $F_l^{(j)}(t) = D_l$, $\tau = 1, \dots, p$, $j = 0, \dots, p-1$, $l = 0, \dots, p-1$, то вектор-функции $b(x)$ и $g(x)$ должны иметь следующие свойства:

$$g_m^{(j)}(t) = 0, b_k^{(j)}(t) = \delta_{kj} \quad m = 1, \dots, p, \quad k = 0, \dots, p-1, \quad j = 0, \dots, p-1. \quad (9)$$

Из (2), (7) и (9) следует, что $a_k^{(j)}(t) = 0$, $y^{(j)}(f, N, t) = Y_j$, $j = 0, \dots, p-1$, $k = 0, \pm 1, \dots, \pm N$.

2. Рассмотрим простейший частный случай, когда $\theta_n = 1$, при $|n| \leq N$ и $\theta_n = 0$, при $|n| > N$. Из (2), (7) и (8) имеем

$$y(f, N, x) = \sum_{n=-N}^N \frac{f_n}{l_n} \left[e^{i\pi n x} - e^{i\pi n t} \sum_{s=0}^{p-1} b_s(x) (i\pi n)^s \right] + \sum_{s=0}^{p-1} b_s(x) Y_s, \quad (10)$$

здесь $f_n = \frac{1}{2N+1} \sum_{k=-N}^N f(x_k) e^{-i\pi n x_k}$, $n = 0, \pm 1, \dots, \pm N$, а

$$b_s(x) = \sum_{m=1}^p Q_{sm} G_m(x), \quad s = 0, \dots, p-1, \quad (11)$$

где $Q = \|Q_{sm}\|_{\substack{s=0 \\ m=1}}^{p-1}$ — обратная матрица к $\|G_m^{(j)}(t)\|_{\substack{j=0 \\ s=0}}^{p-1}$, а

$$G_m(x) = \sum_{n=-N}^N \frac{X_{nm}}{l_n} e^{i\pi n x} - \varphi_m(x), \quad m = 1, \dots, p. \quad (12)$$

Замечание 1. Легко проверить, что $Ly(f, N, x_k) = f(x_k)$, $k = 0, \pm 1, \dots, \pm N$, $Ly(\varphi_m(x), N, x) = \varphi_m(x)$, $m = 1, \dots, p$, $Ly(e^{i\pi n x}, N, x) = e^{i\pi n x}$, $n = 0, \pm 1, \dots, \pm N$, для таких $\{\varphi_m(x)\}_{m=1}^p$, что матрица Q существует.

Теорема 2. Пусть $\varphi_m(x)$ ($m = 1, \dots, p$) такие, что существует матрица Q , равномерно ограниченная по евклидовой норме числом, не зависящим от N .

Тогда $b_s(x) \rightarrow y(x)$ ($N \rightarrow \infty$) $s = 0, \dots, p-1$ равномерно по $x \in [-1, 1]$, где $y(x)$ — решение однородной задачи (1).

Доказательство. Из (11) и (12) имеем

$$\|Lb_s(x)\|_{L_2}^2 \leq \text{Const} \max_{1 \leq m \leq p} \|LG_m(x)\|_{L_2}^2 \rightarrow 0, \quad (N \rightarrow \infty), \quad s=0, \dots, p-1.$$

Из корректности задачи (1) следует, что соответствующий обратный оператор L^{-1} – интегральный.

Теорема 3. Пусть $f \in L_2(-1,1)$ и выполнены условия теоремы 2.

Тогда $R_N(y(x)) \rightarrow 0$ ($N \rightarrow \infty$) равномерно по $x \in [-1,1]$.

Доказательство достаточно провести для случая, когда $Y_s = 0$ ($s=0, \dots, p-1$). Из (3) и (10) имеем, согласно теореме 2,

$$\|LR_N(y(x))\|_{L_2}^2 \leq \text{Const} \left(\sum_{n=-N}^n \frac{|f_n|}{|n|} \right)^2 \max_{0 \leq s \leq p-1} \|Lb_s(x)\|_{L_2}^2 +$$

$$+ \left\| \sum_{|n| > N} f_n e^{imx} \right\|_{L_2}^2 \rightarrow 0, \quad (N \rightarrow \infty).$$

3. Численный пример. Пусть $y(x) = \frac{\cos 9x}{0,3 + x^2}$. Рассмотрим следующую

задачу:

$$y''' + y'' + y' + 2y + \int_{-1}^1 e^{\sin \pi(x-t)} y(t) dt + \int_{-1}^1 \ln(2 + \cos \pi(x-t)) y'(t) dt +$$

$$+ 2 \int_{-1}^1 y''(t) dt + \int_{-1}^1 (1 - \sin 2\pi(x-t)) y'''(t) dt = f(x). \quad (13)$$

Функция f вычисляется явно и

$$y(0) = 3,3, \quad y'(0) = 0, \quad y''(0) = -292,2.$$

N	$\varepsilon_1(s)$	$s_1(s)$	$\varepsilon_2(s)$	$s_2(s)$	$a(s)$
5	110	–	200	–	–
9	17	6,5	35	5,7	1
17	0,036	460	0,08	437,5	2,3
33	0,02	1,8	0,05	1,6	2,5
65	0,0048	4,1	0,012	4,1	2,5
129	0,0012	4	0,003	4	3,3
257	0,0003	4	0,0007	4,2	3,5
513	0,000076	4	0,000175	4	3,7
1025	0,000019	4	0,000043	4	4

Эта задача решалась на системе МАТНЕМАТИСА 3.0 (см. (2)), согласно формулам (10), (11), (12), где в качестве $\varphi_m(x)$ $m=1, \dots, p$, были взяты функции e^{mx} , $m=1, \dots, p$. Приводится таблица ошибок, где приняты следующие обозначения

$$N = 2^{s+1} + 1, \quad \varepsilon_1(s) = \|R_N\|_{L_2}, \quad \varepsilon_2(s) = \max_{-1 \leq x \leq 1} |R_N|, \quad s = 1, 2, \dots$$

$$s_1(s) = \frac{\varepsilon_1(s-1)}{\varepsilon_1(s)}, \quad s_2(s) = \frac{\varepsilon_2(s-1)}{\varepsilon_2(s)}, \quad a(s) = \frac{t(s)}{t(s-1)}, \quad s = 2, 3, \dots,$$

где $t(s)$ – время, затраченное на вычисления при данном s .

Как видим, в данном случае алгоритм имеет порядок $O(1/N^2)$ ($N \rightarrow \infty$), что свидетельствует о достаточной эффективности метода.

Институт математики НАН Армении

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Հ. Բ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ,

Ա. Վ. ՊՈՂՈՍՅԱՆ, Կ. Պ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Փաթեթի տիպի հավասարումների թվային լուծում

Առաջարկվում է եղանակ, որի միջոցով գտնվում են փաթեթի տիպի ինտեգրա-դիֆերենցիալ հավասարումների և համապատասխան եզրային խնդիրների մոտավոր լուծումները:

Նշված եղանակը աշխատում է արդյունավետ և հնարավորություն է տալիս լուծել խնդիրներ՝ պարամետրներից կախված տվյալներով: Հողվածում տեղ գտած բանաձևերը առաջին հայացքից մեծածավալ են, սակայն նրանց ծրագրային սպասարկումը շատ պարզ է, եթե օգտագործվեն MATHEMATICA 3.0 ծրագրային փաթեթի սիմվոլիկ և հաշվողական հնարավորությունները, մասնավորապես, Ֆուրյեի արագ ձևափոխության ալգորիթմը և գործողությունների արագությունը մատրիցների հետ աշխատելիս: Ներկայացված բանաձևերը ունեն ազատության աստիճաններ, որոնք կարելի է հարմարեցնել կոնկրետ խնդրի պայմաններին:

Մանրամասն ուսումնասիրված է մի մասնավոր դեպք, ապացուցված են համապատասխան թեորեմներ, իսկ առաջարկված բանաձևերը ստուգված են բազմաթիվ օրինակների վրա: Հողվածի վերջում նկարագրված է սիպլիկ օրինակներից մեկը, իսկ արդյունքները ներկայացված են աղյուսակում, որն էլ վկայում է մեթոդի արդյունավետությունը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А.Б.Нерсисян, ДНАН Армении, т.98, №1, с.23-30 (1998). ² S.Wolfram, The MATHEMATICA Book. Third Edition, Wolfram Media, 1996.

УДК 519.92

М. Е. Арутюнян

Об интерференционном канале с коррелированным кодированием

(Представлено академиком НАН Армении Ю.Г.Шукуряном 6/II 1998)

Изучается интерференционный канал, один из двух кодеров которого имеет полную информацию о сигналах с другого кодера. Построена граница случайного кодирования для области E -пропускной способности этого канала.

Интерференционный канал имеет несколько входов и несколько выходов; каждый вход посылает сообщения соответствующему выходу через канал.

Впервые такой канал был рассмотрен Шенноном ⁽¹⁾, затем Алсведе ^(2,3) получил границы для области пропускной способности. Работы Карлайла ⁽⁴⁻⁶⁾, а также ряд других работ посвящены исследованию интерференционных каналов, однако пропускная способность была определена лишь для частных случаев.

Для простоты изложения достаточно рассматривать случай с двумя входами и двумя выходами, так как результат несложно обобщить на случай многих передающих сторон.

В данной статье рассмотрен случай, когда один из двух кодеров получает кодовое слово, посылаемое с другого кодера. Для такой конфигурации ранее результатов получено не было.

Дискретный интерференционный канал задается двумя конечными входными алфавитами $\mathcal{X}_1, \mathcal{X}_2$, двумя конечными выходными алфавитами $\mathcal{Y}_1, \mathcal{Y}_2$ и условными вероятностями

$$W(y_1, y_2 | x_1, x_2), (y_1, y_2) \in (\mathcal{Y}_1 \times \mathcal{Y}_2), (x_1, x_2) \in (\mathcal{X}_1 \times \mathcal{X}_2).$$

Переходные вероятности на соответствующих выходах определяются следующим образом:

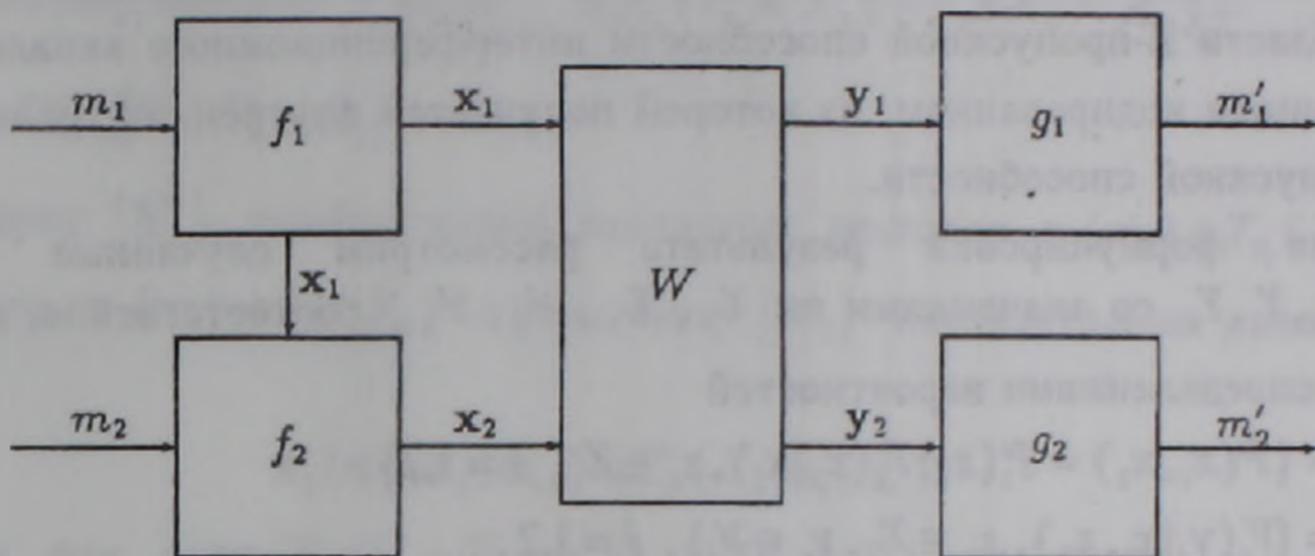
$$W_1(y_1 | x_1, x_2) = \sum_{y_2 \in \mathcal{Y}_2} W(y_1 y_2 | x_1, x_2),$$

$$W_2(y_2 | x_1, x_2) = \sum_{y_1 \in \mathcal{Y}_1} W(y_1 y_2 | x_1, x_2).$$

Рассматривается канал без памяти, т.е. переходные вероятности векторов длины n получаются как произведение переходных вероятностей соответствующих компонент: пусть $\mathbf{x}_1 = (x_1^1, x_1^2, \dots, x_1^n) \in \mathcal{X}_1^n$, $\mathbf{x}_2 \in \mathcal{X}_2^n$, $\mathbf{y}_1 \in \mathcal{Y}_1^n$, $\mathbf{y}_2 \in \mathcal{Y}_2^n$, тогда

$$W^n(\mathbf{y}_1, \mathbf{y}_2 | \mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2) = \prod_{i=1}^n W(y_1^i, y_2^i | x_1^i, x_2^i).$$

Конечные множества сообщений $\mathcal{M}_1, \mathcal{M}_2$ первого и второго источников обозначим, соответственно, \mathcal{M}_1 и \mathcal{M}_2 .



Интерференционный канал с коррелированным кодированием

Кодом (f, g) называется набор четырех отображений (f_1, f_2, g_1, g_2) , где $f_1: \mathcal{M}_1 \rightarrow \mathcal{X}_1^n$, $f_2: \mathcal{M}_2 \times \mathcal{X}_1^n \rightarrow \mathcal{X}_2^n$ суть операции кодирования, а $g_1: \mathcal{Y}_1^n \rightarrow \mathcal{M}_1$, $g_2: \mathcal{Y}_2^n \rightarrow \mathcal{M}_2$ декодирования на соответствующих выходах.

Пара скоростей этого кода определяется следующим образом:

$$R_i = n^{-1} \log |\mathcal{M}_i|, \quad i = 1, 2.$$

(В этой статье все экспоненты и логарифмы берутся по основанию 2.)

Обозначим

$$\begin{aligned} f_1(m_1) &= \mathbf{x}_1(m_1), \quad f_2(m_2 | m_1) = \mathbf{x}_2(m_2, \mathbf{x}_1(m_1)), \\ f(m_1, m_2) &= (\mathbf{x}_1(m_1), \mathbf{x}_2(m_2, \mathbf{x}_1(m_1))). \end{aligned}$$

Рассматриваются средние вероятности ошибок на двух выходах:

$$\begin{aligned} e_i(f_i, g_i) &= \frac{1}{|\mathcal{M}_i| |\mathcal{M}_j|} \sum_{m_1, m_2} e_i(m_1, m_2) = \\ &= \frac{1}{|\mathcal{M}_i| |\mathcal{M}_j|} \sum_{m_1, m_2} W_i^n \{ \mathcal{Y}_i^n - g_i^{-1}(m_i) | f(m_1, m_2) \}, \quad i = 1, 2. \end{aligned} \quad (1)$$

Пусть $E_i > 0$, $i = 1, 2$ и $E = (E_1, E_2)$. Неотрицательные действительные числа R_1, R_2 называются E -достижимой парой скоростей для интерференционного канала при средней вероятности ошибки, если для любого $\delta > 0$ существует код такой, что для достаточно больших n

$$\frac{1}{n} \log |\cdot \Pi_i| \leq R_i - \delta, \quad i = 1, 2$$

и

$$e_i(f_i, g_i) \leq \exp\{-nE_i\}, \quad i = 1, 2. \quad (2)$$

Область всех E -достижимых пар скоростей называется областью E -пропускной способности $C(E)$. Предел этой области, когда одновременно $E_1 \rightarrow 0$, $E_2 \rightarrow 0$, является областью пропускной способности C при средней вероятности ошибки.

В настоящей статье построена внутренняя граница случайного кодирования области E -пропускной способности интерференционного канала с коррелированным кодированием, из которой получается внутренняя граница области пропускной способности.

Для формулировки результата рассмотрим случайные величины X_1, X_2, Y_1, Y_2 со значениями из $\mathcal{X}_1, \mathcal{X}_2, \mathcal{Y}_1, \mathcal{Y}_2$, соответственно, и задаваемые распределениями вероятностей

$$P = \{P(x_1, x_2) = P_1(x_1)P_2(x_2|x_1), x_i \in \mathcal{X}_i, i = 1, 2\},$$

$$V_i = \{V_i(y_i|x_1, x_2), x_i \in \mathcal{X}_i, y_i \in \mathcal{Y}_i\}, \quad i = 1, 2,$$

$$P \circ V_i = \{P \circ V_i(x_1, x_2, y_i) = P(x_1, x_2)V_i(y_i|x_1, x_2), x_i \in \mathcal{X}_i, y_i \in \mathcal{Y}_i\}, \quad i = 1, 2.$$

Определения хорошо известных понятий энтропии, взаимной информации, дивергенции, типов, условных типов, комбинаторные неравенства и соотношения даны в (7-10).

Рассмотрим следующую область

$$\mathcal{R}_r(P, E) = \{(R_1, R_2):$$

$$0 \leq R_1 \leq \min_{V_1: D(V_1|W_1|P) \leq E_1} |I_{P, Y_1}(Y_1 \wedge X_1) + D(V_1|W_1|P) - E_1|^+, \quad (3)$$

$$0 \leq R_2 \leq \min_{V_2: D(V_2|W_2|P) \leq E_2} |I_{P, Y_2}(Y_2 \wedge X_2) - I_P(X_1 \wedge X_2) + D(V_2|W_2|P) - E_2|^+ \}. \quad (4)$$

Обозначим

$$\mathcal{R}_r(E) = \text{co} \bigcup_P \mathcal{R}_r(P, E).$$

Ниже будет доказана следующая

Теорема. Для всех $E = (E_1, E_2)$, $E_1 > 0, E_2 > 0$.

$$\mathcal{R}_r(E) \subset C(E). \quad (5)$$

Следствие. Внутренняя граница области пропускной способности C рассматриваемого канала при средней вероятности ошибки задается как выпуклое замыкание по всем P

$$\begin{aligned} \mathcal{R}_r(P) &= \{(R_1, R_2): \\ 0 \leq R_1 &\leq I_{P, Y_1}(Y_1 \wedge X_1), \\ 0 \leq R_2 &\leq I_{P, Y_2}(Y_2 \wedge X_2) - I_P(X_1 \wedge X_2)\}. \end{aligned}$$

Доказательство теоремы основано на следующей модификации леммы об упаковке из (7).

Лемма. Для любых $E_1 > \delta_1 > 0, E_2 > \delta_2 > 0, P$ на $X_1 \times X_2$, если

$$0 \leq |M_1| \leq \exp\left\{n \min_{V_1: D(V_1|W_1|P) \leq E_1} |I_{P, Y_1}(Y_1 \wedge X_1) + D(V_1|W_1|P) - E_1|^* - \delta_1\right\}, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} 0 \leq |M_2| &\leq \exp\left\{n \min_{V_2: D(V_2|W_2|P) \leq E_2} |I_{P, Y_2}(Y_2 \wedge X_2) - I_P(X_1 \wedge X_2) + \right. \\ &\left. + D(V_2|W_2|P) - E_2\right|^* - \delta_2\}, \end{aligned} \quad (7)$$

то существует $|M_1|$ необязательно различных векторов $\mathbf{x}_1(m_1) \in T_n(X_1)$ и для каждого $\mathbf{x}_1(m_1) \in T_n(X_1)$ существует $|M_2|$ необязательно различных векторов

$$\mathbf{x}_2(m_2, \mathbf{x}_1(m_1)) \in T_P(X_2 | \mathbf{x}_1(m_1))$$

таких, что для всех $V_1: X_1 \times X_2 \rightarrow Y_1, V_1': X_1 \times X_2 \rightarrow Y_2$, при достаточно больших n имеют место следующие неравенства:

$$\begin{aligned} \frac{1}{|M_1| |M_2|} \sum_{m_1, m_2} \left| T_{P, Y_1}(Y_1 | f(m_1, m_2)) \cap \bigcup_{m_1' \neq m_1} \bigcup_{m_2'} T_{P, Y_1'}(Y_1 | f(m_1', m_2')) \right| &\leq \\ \leq \exp\{n H_{P, Y_1}(Y_1 | X_1, X_2)\} \exp\{-n |E_1 - D(V_1|W_1|P)|^*\}, \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{1}{|M_1| |M_2|} \sum_{m_1, m_2} \left| T_{P, Y_2}(Y_2 | f(m_1, m_2)) \cap \bigcup_{m_2' \neq m_2} \bigcup_{m_1'} T_{P, Y_2'}(Y_2 | f(m_1', m_2')) \right| &\leq \\ \leq \exp\{n H_{P, Y_2}(Y_2 | X_1, X_2)\} \exp\{-n |E_2 - D(V_2|W_2|P)|^*\}, \end{aligned} \quad (9)$$

Доказательство леммы аналогично доказательству леммы (8,9), оно опускается ввиду большого объема. Для доказательства теоремы нужно показать существование кода со скоростями из области $\mathcal{R}_r(E)$ с вероятностями ошибок, удовлетворяющими (2). Согласно лемме существование $|M_1| \times |M_2|$ векторов $(\mathbf{x}_1, \mathbf{x}_2)$, удовлетворяющих условиям (6-9), гарантировано.

Декодирование определим согласно принципу "минимальной дивергенции". А именно, пусть $g_1(y_1) = m_1$, если $y_1 \in T_{P, Y_1}(Y_1 | f(m_1, m_2))$ при V_1 , при котором дивергенция $D(V_1|W_1|P)$ минимальна, далее пусть $g_2(y_2) = m_2$, когда $y_2 \in T_{P, Y_2}(Y_2 | f(m_1, m_2))$ при V_2 , для которого $D(V_2|W_2|P)$ минимальна.

При передаче сообщения m_1 ошибка декодирования на первом декодере произойдет, если существуют сообщение m_1' и условный тип V_1' такие, что



$$y_1 \in T_{P, V_1}(Y_1 | f(m_1, m_2)) \cap T_{P, V_1'}(Y_1 | f(m_1', m_2))$$

и

$$D(V_1 \| W_1 | P) \leq D(V_1' \| W_1 | P). \quad (10)$$

Обозначим $\mathcal{V} = \{V_1, V_1' : \text{имеет место (10)}\}$.

Средняя вероятность ошибки полученного кода может быть оценена следующим образом:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{|M_1| |M_2|} \sum_{m_1, m_2} e_1(m_1, m_2) \leq \\ & \leq \frac{1}{|M_1| |M_2|} \sum_{m_1, m_2} W_1^n \left\{ \bigcup_{\mathcal{V}} T_{P, V_1}(Y_1 | f(m_1, m_2)) \cap \right. \\ & \quad \left. \bigcap_{m_1' \neq m_1, m_2'} \bigcup T_{P, V_1'}(Y_1 | f(m_1', m_2') | f(m_1, m_2)) \right\} \leq \\ & \leq \frac{1}{|M_1| |M_2|} \sum_{m_1, m_2} \sum_{\mathcal{V}} \left| T_{P, V_1}(Y_1 | f(m_1, m_2)) \cap \bigcup_{m_1' \neq m_1, m_2'} \bigcup T_{P, V_1'}(Y_1 | f(m_1', m_2')) \right| \times \\ & \quad \times W_1^n(y | f(m_1, m_2)) \leq \\ & \leq \sum_{\mathcal{V}} \exp\{-nH_{P, V_1}(Y_1 | X_1, X_2) + D(V_1 \| W_1 | P)\} \times \\ & \times \exp\{nH_{P, V_1}(Y_1 | X_1, X_2)\} \exp\{-n(E_1 - D(V_1 \| W_1 | P))\} \leq \\ & \leq \exp\{-n(E_1 - \delta)\} \end{aligned}$$

Таким образом, (2) следует из произвольности $\delta > 0$. Вероятность ошибки на другом выходе можно оценить аналогично. Теорема доказана.

Институт проблем информатики и автоматизации НАН Армении

Մ. Ե. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Կապակցված կոդավորումով փոխազդող կապուղու մասին

Ինտերֆերենց կապուղին ունի մի քանի մուտք և մի քանի ելք: Ընդհանուր կապուղու միջոցով յուրաքանչյուր մուտքից հաղորդում են հաղորդագրություններ համապատասխան ելքին: Առաջին անգամ այսպիսի կապուղին դիտարկել է Շենոնը ⁽¹⁾, որից հետո հետազոտությունները շարունակել են Ալսֆեդեն ^(2,3), Կառլայլը ⁽⁴⁻⁶⁾ և ուրիշներ: Սակայն կապուղու ունակությունը որոշված է միայն մասնավոր դեպքերում:

Պարզության համար բավական է դիտարկել երկու մուտքերով և երկու ելքերով դեպքը, քանի որ արդյունքները հեշտությամբ ընդհանրացվում են բազմակի մուտքերով և ելքերով դեպքի համար:

Այս աշխատանքում ուսումնասիրվում է ինտերֆերենց կապուղու այն տարրերակրերը երկու կոդավորիչներից մեկը լրիվ տեղեկություն է ստանում մյուս կոդավորիչից: Դիտարկվում է առանց հիշողության դեպքը: Նշված կապուղու համար պատահական կոդավորման մեթոդով կառուցվում է E -ունակության տիրույթի ներքին գնահատականը, որից ստացվում է ունակության տիրույթի ներքին գնահատականը:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱՇԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ *C.E.Shannon*, Proc. 4-th Berkeley Symp. Math. Stat. and Prob., v.1, p.611-644 (1961). ² *R.Ahlsvede*, 2nd Intern. Symp. on Inform. Theory. Tsahkadzor, Armenian SSR, 1971, Akademiai Kiado, Budapest, p.23-52, 1973. ³ *R.Ahlsvede*, Annals of Probability, v.2, p.805-814 (1974). ⁴ *A.B.Carleial*, IEEE Trans. Inform. Theory, v.21, p.569-570 (1975). ⁵ *A.B.Carleial*, IEEE Trans. Inform. Theory, v.24, №1, p.60-70 (1978). ⁶ *A.B.Carleial*, IEEE Trans. Inform. Theory, v.29, №4, p.602-604 (1983). ⁷ *И.Чисар, Я.Кернер*, Теория информатики, М., Мир, 1985. ⁸ *М.Е.Арутюнян*, Проблемы передачи информации, т.27, №1, с.14-23 (1991). ⁹ *М.Е.Арутюнян*, Проблемы передачи информации, т.26, №4, с.16-23 (1990).

УДК 519.71

К. Б. Амбарцумян, З. А. Галстян, А. Е. Карапетян,
Г. Г. Мадатян, К. В. Шахбазян

**Алгоритм стабилизационного эксперимента для произвольного
конвейера и его программная реализация на языке
Microsoft Visual C++**

(Представлено академиком НАН Армении Ю.Г.Шукуряном 24/ III 1998)

В статье предлагается алгоритм стабилизационного эксперимента для конвейерных систем и его программная реализация на языке Microsoft Visual C++.

Введем необходимые понятия и обозначения. Конвейером будем называть сеть из функциональных элементов, обладающих единичной задержкой (¹). Рассмотрим класс помеченных графов $G = (V, U)$. Такие графы будем называть конвейерными графами. Каждому конвейерному графу G соответствует конвейер $K(G)$, и обратно, каждому конвейеру K соответствует конвейерный граф $G(K)$. Через G^* будем обозначать фактор-граф графа G . Пусть V – произвольная вершина графа G^* , тогда ей соответствует некоторая бикомпонента $B = (V_B, U_B)$ графа G . Если q – внутреннее состояние конвейера, то q_B – внутреннее состояние бикомпоненты B при состоянии конвейера q .

Стабилизационный эксперимент состоит в выяснении возможности перехода конвейера при фиксированном состоянии входов в некоторое устойчивое состояние.

Алгоритм стабилизационного эксперимента для произвольного конвейера. Предполагаем, что каждой бикомпоненте $B = (V_B, U_B)$ графа G сопоставлен вес $L(B)$. Алгоритм заключается в выполнении последовательности шагов конвейера и сравнении каждой пары последовательных значений. Вес $L(B)$ используется для выяснения стабильности бикомпоненты B . А именно $L(B)$ – это число шагов, в течение которых достигается стабильное состояние, если оно есть. Пусть V – произвольная вершина графа G^* . Легко видеть, что прежде чем решать задачу стабилизации для B , нужно убедиться в стабильности всех бикомпонент B' , предшествующих B . Лишь после стабилизации

всех предшествующих бикомпонент может начаться эксперимент для B . В процессе моделирования шагов конвейера $K(B)$ динамически определяется момент начала эксперимента для B . Будем говорить, что начиная с этого шага и до установления факта стабилизации бикомпонента B находится в состоянии тестирования. Как говорилось в (2), B может находиться в этом состоянии не более чем $k(B) |A|^{\frac{|U_B|}{k(B)}}$ шагов, где A – конечный алфавит, $k(B)$ – индекс расщепления (3), а U_B множество дуг B .

Алгоритм

Шаг 1. $y := q_0$ (начальное состояние конвейера).

Просмотр всех вершин B графа G^* , различающий следующие случаи:

1) если B не имеет предшественников, то $\sigma(B) := 2$ (т.е. все такие вершины приводятся в состояние тестирования); $n(B) := 0$ (счетчик числа шагов тестирования);

2) если B имеет предшественников, то $\sigma(B) := 1$ (тестирование еще не начато).

Шаг 2. Очередной шаг конвейера, т.е. вычисление q – нового состояния конвейера (или, что то же самое, нового выхода).

Шаг 3. Если $y = q$, то стабилизация достигнута. Конец алгоритма.

Шаг 4. Если $y \neq q$, то для каждой B рассмотреть следующие случаи:

1) если $\sigma(B) = 2$ и B – пустая, то $\sigma(B) := 3$ (тестирование окончено);

2) если $\sigma(B) = 2$, B – непустая и $y_B = q_B$, то $\sigma(B) := 3$;

3) если $\sigma(B) = 2$, B – непустая, $y_B \neq q_B$ и $L(B) = n(B)$, то стабильности нет. Конец алгоритма;

4) если $\sigma(B) = 2$, B – непустая, $q_B \neq y_B$, $n(B) < L(B)$, то $n(B) := n(B) + 1$.

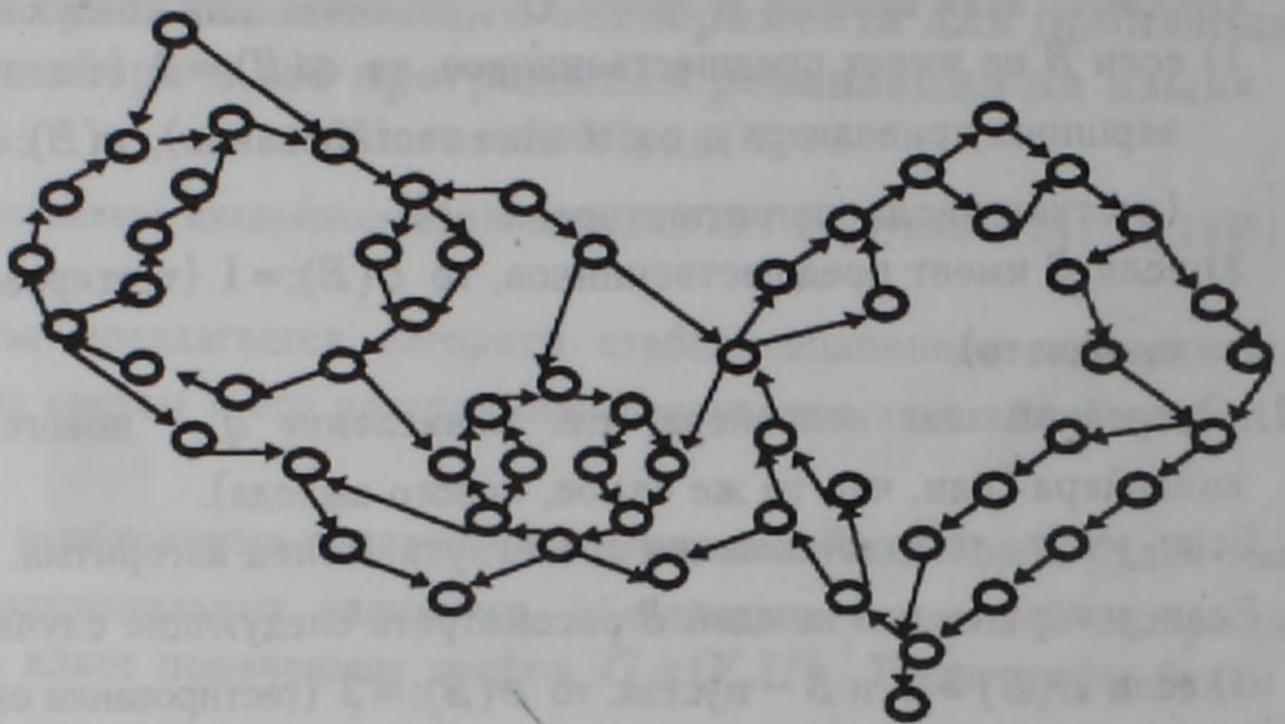
Шаг 5. Просмотр всех бикомпонент B таких, что $\sigma(B) = 1$. Если для B имеет место $\sigma(B) = 1$ и все ее предшественники B' в графе G^* имеют $\sigma(B') = 3$, то для такой бикомпоненты положим $\sigma(B) = 2$ и $n(B) := 0$ (начать тестирование B).

Шаг 6. Если существуют бикомпоненты, для которых $\sigma(B) = 2$, то $y := q$ и перейти к шагу 2. В противном случае стабилизация достигнута. Конец алгоритма.

Программная реализация алгоритма стабилизационного эксперимента для схемы. Для предложенного алгоритма на языке Microsoft Visual C++ была разработана программа Stabilization Experiment for Conveyer (Ver 1.0), работающая как под управлением операционной системы MS-DOS, так и Microsoft Windows 95. Программа для заданного начального состояния и для заданного постоянного входа (значения которого в Ver 1.0 могут быть только булевски-

ми) выясняет возможность стабилизации схемы. Предполагается, что функциональные элементы схемы вычисляют элементарные булевы функции. Программа на вход принимает схему в виде графа-конвейера. Он определяется числом вершин графа-конвейера (по умолчанию – одна вершина), а также для каждой вершины заданием булевой функции, выходной дуги, определяемой парой вершин, номером аргумента функции и значением на данной дуге.

Программа дает возможность зафиксировать выбранные дуги, откорректировать уже имеющиеся. Пользователю дается возможность запомнить введенный в файл граф (используется расширение .gta) для неоднократного использования.



Для выбранной схемы активизируется алгоритм стабилизации конвейера, после работы которого выдается информация о состоянии стабильности конвейера и количестве сделанных шагов. При желании пользователь может просмотреть пошаговую реализацию алгоритма и в каждый момент времени увидеть состояние любой вершины.

Рассмотрим пример, приведенный на рисунке. Для нахождения стабильности данного конвейера методом "наивного" моделирования необходимо выполнить 2^{60} шагов конвейера, программа же выдает ответ через 15 шагов.

Институт проблем информатики и автоматизации НАН Армении

**Վ. Բ. ՀԱՄԲԱՐՉՈՒՄՅԱՆ, Չ. Ա. ԳԱԼՍՏՅԱՆ, Հ. Ե. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ,
Գ. Հ. ՄԱԴԱԹՅԱՆ, Կ. Վ. ՇԱՀԲԱԶՅԱՆ**

Հարահուսի կայունության փորձարկման ալգորիթմը և նրա ծրագրային իրականացումը Microsoft Visual C++-ի գրով

Հարահուսային կազմակերպումների վերլուծության ժամանակ, կապված վերիֆիկացիայի պրոբլեմի հետ հարց է ծագում հարահոսների կայունության մասին՝ տրված հատատուն մուտքի համար: Հողվածում նկարագրված է հարահուսային համակարգերի կայունության փորձարկման ալգորիթմը և նրա ծրագրային իրականացումը Microsoft

Visual C++ լեզվով: Կայունության փորձը հիմնված է ՀարաՀոսներում ընթացող պրոցեսների դեցոմպոզիցիայի հնարավորության վրա:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В.Б.Кудрявцев, С.В.Алешин, А.С.Подколзин, Введение в теорию автоматов. М., 1985. ² К.В.Шахбазян, Зап. науч. семинаров ПОМИ., т.243, с.15-27 (1998). ³ К.В.Шахбазян, Т.А.Тушкина, М.М.Лебединский, Зап. науч. семинаров ЛОМИ., т.159, с.40-46 (1987).

УДК 539.3

Р. С. Геворкян, Д. П. Петросян, М. Г. Асратян

**Применение асимптотических решений краевых задач
цилиндрических оболочек к теоретическому обоснованию
уменьшения износа посадочных отверстий
корпусных деталей машин с помощью колец-вкладышей**

(Представлено академиком НАН Армении Л. А. Агаловяном 4/II 1998)

Износы посадочных отверстий корпусных деталей машин снижают или полностью нарушают работоспособность агрегатов. Зачастую это вызывает серьезные неисправности и аварии машин (¹).

Посадочные отверстия, как правило, изнашиваются с одной стороны, приобретая овальную форму. При этом смещаются центры отверстий, нарушается пространственная геометрия деталей (параллельность и перпендикулярность осей, межцентровые расстояния между осями валов). Несмотря на большое количество исследований в области восстановления посадочных поверхностей корпусных деталей, до настоящего времени нет единой общепринятой теории износа, одной из важнейших задач которой является четкое понимание закономерностей процесса изнашивания и выявление основных причин износа. Износ посадочных отверстий деталей машин является следствием проворачивания наружного кольца подшипника качения и вкладыша подшипника скольжения в гнезде. Процесс проворачивания объясняется различного рода толчками и вибрациями, возникающими при работе. Основной причиной износа посадочных поверхностей деталей является фреттинг-коррозия, которая возникает при трении скольжения с очень малыми возвратно-поступательными перемещениями. В основе фреттинг-коррозии лежит динамический характер нагружения в виде периодической или случайной вибрации, а также ударных импульсов регулярной или беспорядочной последовательности. Вибрационные перемещения контактирующих поверхностей возникают вследствие внешних возмущающих сил и автоколебаний. Для решения практических задач по обеспечению работоспособности подшипник-отверстия полное устранение фреттинга невозможно и не является обязатель-

ным. Достаточно частично предотвратить этот процесс путем снижения микроперемещений или контактных давлений. Одним из способов достижения этой цели является установка в разъем тонкостенных промежуточных деталей, позволяющих разделить имеющийся уровень микроперемещений между двумя поверхностями. Этот способ теоретически обосновывается ниже, с использованием асимптотических решений смешанных краевых задач анизотропных оболочек (2), что позволит путем оптимального сочетания физико-механических свойств материалов контактирующих деталей и промежуточных колец-вкладышей уменьшить явление фреттинг-коррозии и тем самым продлить срок безопасной эксплуатации машин и механизмов.

1. Имеем двухслойную цилиндрическую оболочку, внешняя поверхность которой жестко закреплена, а внутренней поверхности сообщены постоянные перемещения Δ_α – в направлении оси цилиндра и Δ – в направлении фиксированного диаметра (на рис.1 оно направлено вертикально вниз). Требуется определить компоненты полей напряжений и перемещений в двухслойной оболочке, когда на поверхности контакта слоев касательные напряжения пропорциональны нормальным напряжениям по модели кулоновского сухого трения.

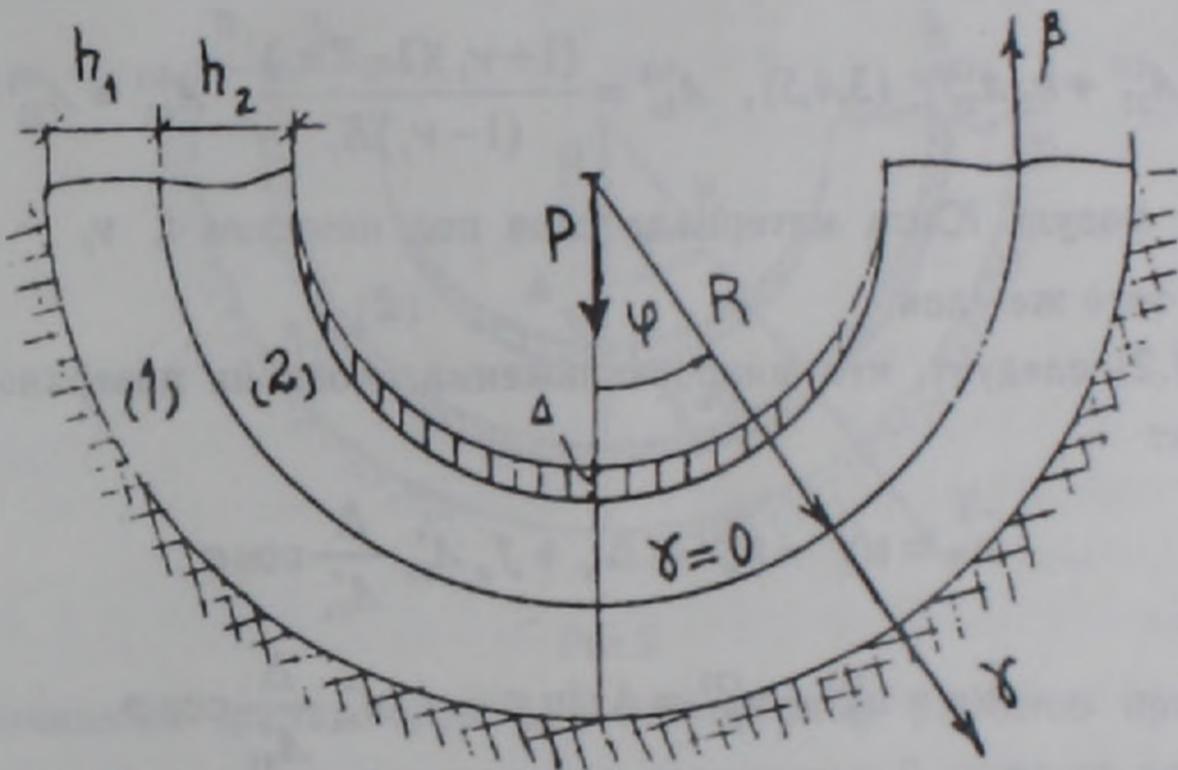


Рис.1.

За координатную поверхность примем цилиндр радиуса R , который разделяет слои. Пусть α – длина образующей, β – длина направляющей дуги, γ – длина внешней нормали в точке (α, β) координатной поверхности. Толщину внешнего слоя обозначим h_1 , а внутреннего – h_2 . Граничные условия и условия контакта слоев запишутся в виде

$$\begin{aligned}
 u_j(\gamma = h_1) &= 0, \quad j = \alpha, \beta, \gamma, \quad \varphi = \beta / R, \\
 u_\alpha(\gamma = -h_2) &= \Delta_\alpha, \quad u_\beta(\gamma = -h_2) = \Delta \sin \varphi, \quad u_\gamma(\gamma = -h_2) = \Delta \cos \varphi, \\
 u_\gamma^{(1)}(\gamma = 0) &= u_\gamma^{(2)}(\gamma = 0), \quad \sigma_{\gamma\gamma}^{(1)}(\gamma = 0) = \sigma_{\gamma\gamma}^{(2)}(\gamma = 0) = \sigma_{\gamma\gamma}, \\
 \sigma_{\alpha\gamma}^{(1)}(\gamma = 0) &= \sigma_{\alpha\gamma}^{(2)}(\gamma = 0) = f_\alpha \sigma_{\gamma\gamma} \quad (\alpha, \beta)
 \end{aligned}
 \tag{1.1}$$

где f_α, f_β – коэффициенты трения по соответствующим направлениям.

Компоненты полей напряжений и перемещений оболочки с условиями (1.1) с любой асимптотической точностью можно вычислить по рекуррентным формулам, выведенным в (2). Ограничиваясь достаточным для инженерных расчетов исходным приближением, получим

$$\begin{aligned}\sigma_{\gamma\gamma}^{(i)} &= -\frac{R}{R+\gamma}\sigma_1, \quad \sigma_{\alpha\gamma}^{(i)} = -\frac{R}{R+\gamma}f_\alpha\sigma_1, \quad \sigma_{\beta\gamma}^{(i)} = -f_\alpha\sigma_1, \\ \sigma_{\alpha\alpha}^{(i)} &= -\frac{R}{R+\gamma}A_{13}^{(i)}\sigma_1, \quad \sigma_{\beta\beta}^{(i)} = -A_{23}^{(i)}\sigma_1, \quad \sigma_{\alpha\beta}^{(i)} = 0, \\ u_\alpha^{(i)} &= (1-i)\Delta_\alpha - (\gamma + (-1)^i h_i)f_\alpha A_{55}^{(i)}\sigma_1, \quad \sigma_1 = \frac{\Delta}{A_{33}^*}\cos\varphi, \\ u_\beta^{(i)} &= (1-i)\Delta\sin\varphi - (\gamma + (-1)^i h_i)f_\beta A_{44}^{(i)}\sigma_1,\end{aligned}\tag{1.2}$$

$$u_\gamma^{(i)} = \Delta\cos\varphi - (\gamma A_{33}^{(i)} + h_2 A_{33}^{(i)})\sigma_1, \quad i=1,2,$$

$$A_{33}^* = h_1 A_{33}^{(1)} + h_2 A_{33}^{(2)} \quad (3,4,5), \quad A_{33}^{(i)} = \frac{(1+\nu_i)(1-2\nu_i)}{(1-\nu_i)E_i}, \quad A_{44}^{(i)} = A_{55}^{(i)} = \frac{2(1+\nu_i)}{E_i},$$

где E_i – модуль Юнга материала слоя под номером i , ν_i – коэффициент Пуассона того же слоя.

Из (1.2) следует, что микроскользящие слоев на поверхности контакта составляют

$$\begin{aligned}\bar{u}_\alpha &= u_\alpha^{(1)} - u_\alpha^{(2)} = \Delta_\alpha + f_\alpha A_{55}^* \frac{\Delta}{A_{33}^*} \cos\varphi, \\ \bar{u}_\beta &= u_\beta^{(1)} - u_\beta^{(2)} = \Delta\sin\varphi + f_\beta A_{44}^* \frac{\Delta}{A_{33}^*} \cos\varphi.\end{aligned}\tag{1.3}$$

Если перемещение Δ вызвано вертикальной внешней нагрузкой P , то в формулах (1.2), (1.3) следует принять

$$\Delta = \frac{2P}{\pi R\lambda} A_{33}^*,\tag{1.4}$$

где λ – длина контактируемого участка вдоль оси α .

Основными величинами, вызывающими износ посадочных отверстий корпусных деталей машин, являются напряжения $\sigma_{\gamma\gamma}^{(i)}, \sigma_{\alpha\gamma}^{(i)}, \sigma_{\beta\gamma}^{(i)}$ и микросмещения слоев на поверхности контакта $\bar{u}_\alpha, \bar{u}_\beta$. Все эти величины определяются по формулам (1.2) – (1.4).

2. Изменим рассмотренную выше задачу, не изменяя граничные условия.

Пусть толщина первого слоя оболочки, рассмотренной в первой задаче, уменьшена на h . В результате толщина этого слоя стала $h_1 - h$ и вместо

уменьшенной части, в качестве среднего слоя, одето кольцо толщины h . Получим трехслойную цилиндрическую оболочку, где средним слоем является кольцо-вкладыш (рис.2). Не придавая индекс величинам среднего слоя, граничные условия и условия контакта слоев запишем в виде

$$\begin{aligned}
 u_j(\gamma = h_1) &= 0, \quad j = \alpha, \beta, \gamma, \quad \varphi = \beta / R, \\
 u_\alpha(\gamma = -h_2) &= \Delta_\alpha, \quad u_\beta(\gamma = -h_2) = \Delta \sin \varphi, \quad u_\gamma(\gamma = -h_2) = \Delta \cos \varphi, \\
 u_\gamma(\gamma = 0) &= u_\gamma^{(2)}(\gamma = 0), \quad \sigma_\pi(\gamma = 0) = \sigma_\pi^{(2)}(\gamma = 0) = \sigma_\pi, \\
 \sigma_{\alpha\gamma}(\gamma = 0) &= \sigma_{\alpha\gamma}^{(2)}(\gamma = 0) = f_\alpha^* \sigma_\pi \quad (\alpha, \beta) \\
 u_\gamma(\gamma = h) &= u_\gamma^{(1)}(\gamma = h), \quad \sigma_\pi(\gamma = h) = \sigma_\pi^{(1)}(\gamma = h) = \sigma_\pi, \\
 \sigma_{\alpha\gamma}(\gamma = h) &= \sigma_{\alpha\gamma}^{(1)}(\gamma = h) = f_\alpha^* \sigma_\pi \quad (\alpha, \beta),
 \end{aligned} \tag{2.1}$$

где f_α^*, f_β^* — коэффициенты сухого трения между материалами слоев по направлениям осей α, β .

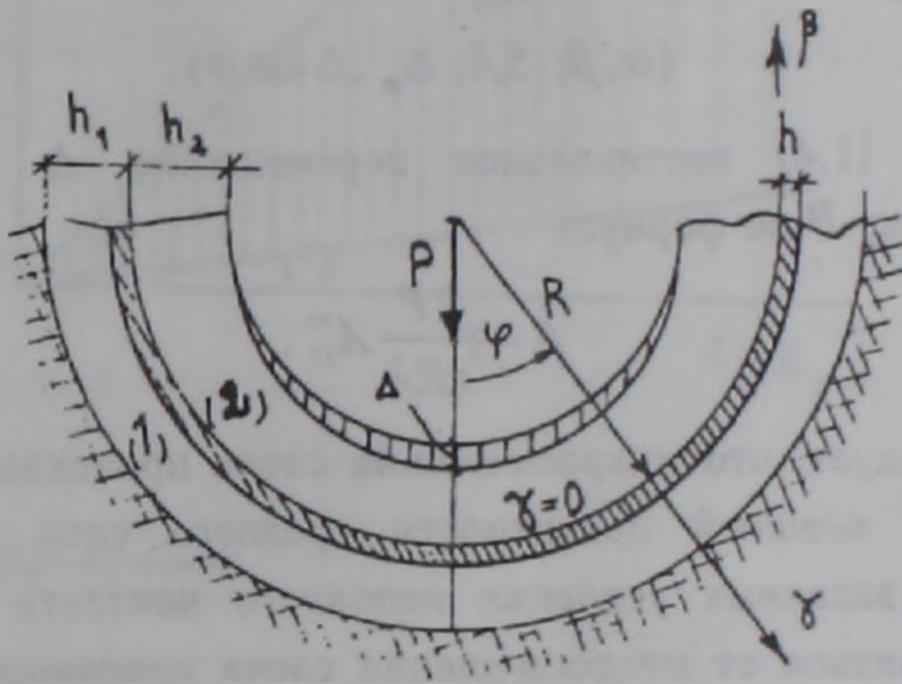


Рис.2.

Ограничиваясь достаточным для инженерных расчетов приближением, для компонентов полей напряжений и перемещений каждого слоя оболочки получим

а) для первого слоя $h_1 - h \leq \gamma \leq h_1$

$$\begin{aligned}
 u_\gamma^{(1)} &= (h_1 - \gamma) A_{33}^{(1)} \sigma_2, \quad u_\beta^{(1)} = (h_1 - \gamma) f_\beta^* A_{44}^{(1)} \sigma_2 \\
 u_\alpha^{(1)} &= (h_1 - \gamma) f_\alpha^* A_{33}^{(1)} \sigma_2, \quad \sigma_2 = \frac{\Delta \cos \varphi}{A_{33}^{**}};
 \end{aligned} \tag{2.2}$$

б) для второго слоя $-h_2 \leq \gamma \leq 0$

$$\begin{aligned}
 u_\gamma^{(2)} &= (h_1 A_{33}^{(1)} + h(A_{33} - A_{33}^{(1)}) - \gamma A_{33}^{(2)}) \sigma_2, \\
 u_\beta^{(2)} &= -\Delta \sin \varphi - (\gamma + h_2) A_{44}^{(2)} f_\beta^* \sigma_2, \\
 &(\alpha, \beta; 5,4; \Delta_\alpha, \Delta \sin \varphi), \\
 A_{33}^{**} &= h_1 A_{33}^{(1)} + h_2 A_{33}^{(2)} + h(A_{33} - A_{33}^{(1)}) \quad (3,4,5);
 \end{aligned} \tag{2.3}$$

в) для среднего слоя $0 \leq \gamma \leq h$

$$u_\gamma = \left((h_1 - h) A_{33}^{(1)} + (h - \gamma) A_{33} \right) \sigma_2,$$

$$u_\beta = -\frac{1}{2} \Delta \sin \varphi + \frac{1}{2} f_\beta^* \left((h_1 - h) A_{44}^{(1)} + (h - 2\gamma) A_{44} - h_2 A_{44}^{(2)} \right) \sigma_2 \quad (2.4)$$

$(\alpha, \beta; 5, 4; \Delta_\alpha, \Delta \sin \varphi).$

И для всех слоев оболочки $-h_2 \leq \gamma \leq h_1$

$$\sigma_{rr} = -\frac{R}{R + \gamma} \sigma_2, \quad \sigma_{\beta\gamma} = -f_\beta^* \sigma_2, \quad \sigma_{\alpha\gamma} = -f_\alpha^* \frac{R}{R + \gamma} \sigma_2. \quad (2.5)$$

Из полученных формул (2.2) – (2.4) следует, что скольжения слоев на поверхностях контактов $\gamma = 0$ и $\gamma = h$ составляют соответственно

$$\bar{u}_\beta^* = u_\beta^{(1)}(h) - u_\beta(h) = u_\beta(0) - u_\beta^{(2)}(0),$$

$$\bar{u}_\beta = \frac{1}{2} \Delta \sin \varphi + \frac{1}{2} f_\beta^* \frac{\Delta \cos \varphi}{A_{33}^*} \left(h_2 A_{44}^{(2)} + (h_1 - h) A_{44}^{(1)} + h A_{44} \right) \quad (2.6)$$

$(\alpha, \beta; 5, 4; \Delta_\alpha, \Delta \sin \varphi).$

Аналогично (1.4) вертикальное перемещение Δ выражается через внешнюю нагрузку P по формуле

$$\Delta = \frac{2P}{\pi R \lambda} A_{33}^*. \quad (2.7)$$

Из (2.6) следует, что микросмещения слоев происходят как на внутренней, так и на внешней поверхности среднего слоя (кольца-вкладыша). Поскольку при заданных условиях неполного контакта слоев (1.1), (2.1) полностью избавиться от микросмещения слоев невозможно, следовательно, целесообразно требовать, чтобы возникшее при заданной нагрузке P микросмещение слоев \bar{u}_β (1.3) было разделено кольцом-вкладышем между его внутренней и внешней поверхностями, в лучшем случае, поровну. Математически это можно представить в виде неравенств

$$\frac{1}{2} \bar{u}_\beta \leq \bar{u}_\beta^* < \bar{u}_\beta. \quad (2.8)$$

Подставив значения $\bar{u}_\beta, \bar{u}_\beta^*$ из (1.3), (1.4), (2.6), (2.7), получим условия, откуда могут быть определены физико-механические постоянные материала кольца-вкладыша

$$h(\mu A_{33}^{(1)} + f_\beta^* A_{44}^{(1)}) \leq A_{44}^* (f_\beta^* - f_\beta) + h(\mu A_{33} + f_\beta^* A_{44}) < \mu A_{33}^* + f_\beta^* A_{44}^*, \quad (2.9)$$

$\mu = \operatorname{tg} \varphi.$

В частном случае, когда физико-механические свойства материалов первого и второго слоев совпадают $E_1 = E_2, \nu_1 = \nu_2, f_\beta^* = f_\beta$, для модуля Юнга

материала кольца-вкладыша из (2.9) получаем

$$\frac{E_1 h}{h_1 + h_2 + h} < E \leq E_1. \quad (2.10)$$

Из (2.8) – (2.10) следует, что точки приведенного графика, соответствующие значениям модуля Юнга материала кольца-вкладыша, должны лежать между

лучами $E = E_1 \operatorname{tg} \theta$ $\left(\operatorname{tg} \theta = \frac{h}{h_1 + h_2 + h} \right)$ и биссектрисой $E = E_1$ координатно-

го угла. Причем, чем ближе E к E_1 , тем меньше будет смещение слоев и, следовательно, явление фреттинг-коррозии уменьшится почти вдвое.

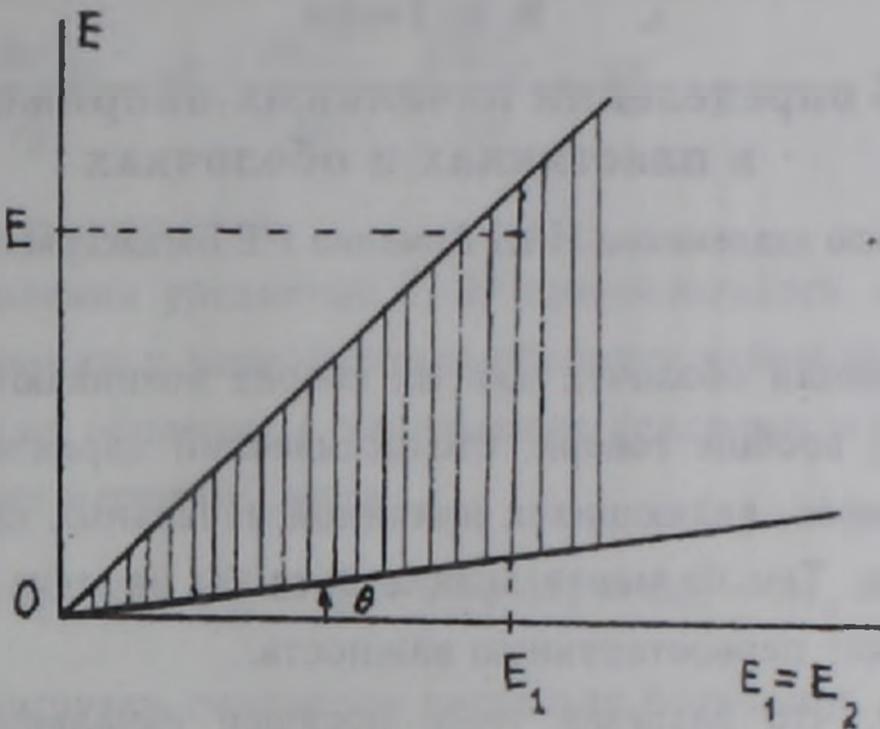


Рис.3.

Институт механики НАН Армении

Ռ. Ս. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Դ. Պ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Մ. Գ. ՀԱՍՐԱԹՅԱՆ

Գլանային թաղանթների եզրային խնդիրների ասիմպտոտիկ լուծումների կիրառությունը մեքենամասերի նստեցման բների մաշվածքի ներդրային եղանակով նվազեցման տեսական հիմնավորման մեջ

Օգտագործելով երկչերտ և եռաչերտ գլանային թաղանթների եզրային խնդիրների ասիմպտոտիկ լուծումները, ցույց է տրվում, որ արտաքին ազդեցությունների հետևանքով մեքենամասերի բների մակերևույթներում առաջանում են ֆրետինգ-կոռոզիա ծնող միկրոտեղաչարժեր: Օղակ-ներդիրի օգնությամբ միկրոտեղաչարժերը բաժանվում են նրա ներքին և արտաքին մակերևույթների միջև: Ցույց է տրվում, որ մեքենամասերի և օղակ-ներդիրի նյութերի օպտիմալ ընտրությամբ կարելի է նվազեցնել առաջացած միկրոտեղաչարժերը և հետևաբար նրանից առաջացած ֆրետինգ-կոռոզիայի երևույթը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Д.П.Петросян, Сб. науч. трудов Арм. СХИ, 1990. ² Л.А.Агаловян, Р.С.Геворкян, Изв. АН АрмССР. Механика, т.42, №3 (1989).

УДК 539.3

В. Ц. Гнуни

**Об определении начальных напряжений
в пластинках и оболочках**

(Представлено академиком НАН Армении Г.Е.Багдасаряном 3/III 1998)

При изготовлении оболочек или их сборке возникают начальные напряжения, имеющие, вообще говоря, стохастический характер. Статистический анализ всех факторов, являющихся причиной начальных напряжений, практически невозможен. Тем не менее знание хотя бы порядка внутренних напряжений представляет первостепенную важность.

Известно ⁽¹⁾, что разрезая тело, носящее начальные напряжения, на части, можно по неизбежно возникающим перемещениям определить начальные напряжения. Однако практическая ценность такого подхода весьма мала.

В настоящей работе рассматривается вопрос определения начальных напряжений в пластинках и весьма пологих оболочках по перемещениям оболочки или пластинки под действием некоторых систем внешних нагрузок. Очевидно, что поставленная задача не может быть решена на базе уравнений линейной теории.

Если начальные напряжения являются следствием больших деформаций, с помощью которых получалось тело данной формы, то любое "дополнительное" состояние существенно будет зависеть от начального напряженного состояния ⁽²⁾, что дает теоретическую возможность определить начальные напряжения. Однако начальные напряжения могут быть результатом небольших деформаций, что весьма вероятно в случае оболочек, тогда указанный выше путь определения начальных напряжений окажется непригодным.

На основе вышеизложенного на первой стадии исследования возможностей экспериментального определения начальных напряжений отказ от линейного закона упругости является не очень реальным способом определения начальных напряжений.

Если под действием внешних сил в теле реализуются большие перемещения, то они по существу зависят от начального состояния ⁽²⁾.

Следует отметить работу (3), где схожая по постановке обратная задача рассматривается для мембран и пластинок в несколько иной интерпретации.

1. Пусть в весьма пологой оболочке двойкой кривизны k_1, k_2 и постоянной толщины h имеются некоторые начальные тангенциальные усилия T_{ij}^0 , поперечные усилия T_{i3}^0 и моменты M_{ij}^0 . Эти усилия и моменты удовлетворяют следующим уравнениям равновесия:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T_{11}^0}{\partial x} + \frac{\partial T_{12}^0}{\partial y} = 0, \quad \frac{\partial T_{12}^0}{\partial x} + \frac{\partial T_{22}^0}{\partial y} = 0, \quad k_1 T_{11}^0 + k_2 T_{22}^0 + \frac{\partial T_{13}^0}{\partial x} + \frac{\partial T_{23}^0}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial M_{11}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{12}^0}{\partial y} = T_{13}^0, \quad \frac{\partial M_{12}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{22}^0}{\partial y} = T_{23}^0 \end{aligned} \quad (1.1)$$

и условиям свободного края.

При составлении уравнений (1.1) предполагалось, что начальные деформации по отношению к данной форме оболочки равны нулю.

Приложим на оболочку с начальными усилиями и моментами некоторую систему внешних нагрузок, тогда

$$T'_{ij} = T_{ij}^0 + T_{ij}, \quad T'_{i3} = T_{i3}^0 + T_{i3}, \quad M'_{ij} = M_{ij}^0 + M_{ij}, \quad (i, j = 1, 2). \quad (1.2)$$

Внешние нагрузки считаются настолько большими, что прогибы дополнительного состояния w сравнимы с толщиной оболочки.

Полные усилия и моменты (1.2) должны удовлетворять уравнениям равновесия гибких оболочек (4.5)

$$\begin{aligned} \frac{\partial T'_{11}}{\partial x} + \frac{\partial T'_{12}}{\partial y} - T'_{13} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - T'_{23} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = 0, \quad \frac{\partial T'_{12}}{\partial x} + \frac{\partial T'_{22}}{\partial y} - T'_{13} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - T'_{23} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = 0, \\ k_1 T'_{11} + k_2 T'_{22} + \frac{\partial T'_{13}}{\partial x} + \frac{\partial T'_{23}}{\partial y} + T'_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2T'_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + T'_{22} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + Z = 0, \\ \frac{\partial M'_{11}}{\partial x} + \frac{\partial M'_{12}}{\partial y} = T'_{13}, \quad \frac{\partial M'_{12}}{\partial x} + \frac{\partial M'_{22}}{\partial y} = T'_{23}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

Подставляя соотношения (1.2) в систему (1.3) и учитывая, что начальные усилия и моменты связаны системой (1.1), получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial M_{11}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{12}^0}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \left(\frac{\partial M_{12}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{22}^0}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = \frac{\partial T_{11}^0}{\partial x} + \frac{\partial T_{12}^0}{\partial y} - T_{13}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - T_{23}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \\ \left(\frac{\partial M_{11}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{12}^0}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + \left(\frac{\partial M_{12}^0}{\partial x} + \frac{\partial M_{22}^0}{\partial y} \right) \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = \frac{\partial T_{12}^0}{\partial x} + \frac{\partial T_{22}^0}{\partial y} - T_{13}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - T_{23}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \\ T_{11}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + 2T_{12}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} + T_{22}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} = -Z - \frac{\partial T_{13}^0}{\partial x} - \frac{\partial T_{23}^0}{\partial y} - k_1 T_{11}^0 - \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& -k_2 T_{22} - T_{11} \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - 2T_{12} \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} - T_{22} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2}, \\
& T_{13} = \frac{\partial M_{11}}{\partial x} + \frac{\partial M_{12}}{\partial y}, \quad T_{23} = \frac{\partial M_{12}}{\partial x} + \frac{\partial M_{22}}{\partial y},
\end{aligned} \tag{1.4}$$

где (6)

$$\begin{aligned}
M_{11} &= -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \right), \quad M_{22} = -D \left(\frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \nu \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \right), \quad M_{12} = -D(1-\nu) \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y}, \\
T_{11} &= B(\varepsilon_{11} + \nu \varepsilon_{22}), \quad T_{22} = B(\varepsilon_{22} + \nu \varepsilon_{11}), \quad T_{12} = \frac{B(1-\nu)}{2} \varepsilon_{12}, \\
\varepsilon_{11} &= \frac{\partial u}{\partial x} - k_1 w + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial x} \right)^2, \quad \varepsilon_{22} = \frac{\partial v}{\partial y} - k_2 w + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial w}{\partial y} \right)^2, \quad \varepsilon_{12} = \frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial x} \frac{\partial w}{\partial y}, \\
D &= \frac{Eh^3}{12(1-\nu^2)}, \quad B = \frac{Eh}{1-\nu^2}.
\end{aligned}$$

Зная перемещения под действием некоторых Z_k , из уравнений (1.5) можно определить значения начальных усилий T_{ij}^0 , T_{i3}^0 ($i, j = 1, 2$), а также

$$\frac{\partial M_{11}^0}{\partial x}, \quad \frac{\partial M_{22}^0}{\partial y}, \quad \frac{\partial M_{12}^0}{\partial x}, \quad \frac{\partial M_{12}^0}{\partial y}.$$

Используя условия свободного края для незагруженной оболочки и имея значения производных от начальных моментов, можно определить M_{ij}^0 .

2. Рассмотрим случай, когда начальные напряжения приближенно предполагаются не зависящими от координаты z . Тогда $T_{ij}^0 \neq 0$, $T_{i3}^0 \equiv 0$, $M_{ij}^0 \equiv 0$ ($i, j = 1, 2$).

Система (1.4) представится в виде

$$\begin{aligned}
& T_{11}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} + T_{22}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + 2T_{12}^0 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} = -Z + D\Delta^2 w - \\
& -k_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - k_2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \tag{2.1} \\
& \frac{1}{Eh} \Delta^2 \varphi = -k_1 \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} - k_2 \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} + \left(\frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \right)^2.
\end{aligned}$$

При получении системы (2.1) в первых двух уравнениях (1.4) пренебрегалось влиянием нелинейных членов, содержащих M_{ij} , и была введена функция усилий

$$T_{11} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2}, \quad T_{22} = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}, \quad T_{12} = -\frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y}.$$

Если в оболочке отсутствовали начальные усилия T_{ij}^0 , то правая часть первого уравнения (2.1) при удовлетворении второго уравнения равнялась бы нулю, и

$$Z^* = D\Delta^2 w - k_1 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} - k_2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} + 2 \frac{\partial^2 w}{\partial x \partial y} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x \partial y} - \frac{\partial^2 w}{\partial y^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2}. \quad (2.2)$$

Если $T_{ij}^0 \neq 0$, то при эксперименте (изгиб оболочки под действием давления) прогибы, удовлетворяющие системе (2.1), реализуются под действием некоторого Z , отличного от (2.2). Тогда правая часть первого уравнения (2.1) суть $Z^* - Z$.

При заданном значении постоянного давления Z_k поле перемещения $w_k(x, y)$ можно определить аппроксимацией по известным в достаточном количестве точек (x_i, y_i) экспериментальным значениям прогиба $w_k(x_i, y_i)$, с учетом реализованных граничных условий на краях оболочки или пластинки.

По найденным значениям функции прогиба $w_k(x, y)$ из уравнения

$$\frac{1}{Eh} \Delta^2 \varphi_k = -k_1 \frac{\partial^2 w_k}{\partial y^2} - k_2 \frac{\partial^2 w_k}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 w_k}{\partial x^2} \frac{\partial^2 w_k}{\partial y^2} + \left(\frac{\partial^2 w_k}{\partial x \partial y} \right)^2,$$

при соответствующих граничных условиях, реализованных в эксперименте, можно определить функцию усилий $\varphi_k(x, y)$.

Подстановкой значений $w_k(x, y)$ и $\varphi_k(x, y)$ в левую часть уравнения (2.2) найдем значения $Z_k^*(x, y)$ для каждого эксперимента.

Имея обработанные результаты трех серий эксперимента относительно трех значений постоянного давления Z_k , для определения искомым трех начальных усилий $T_{11}^0(x, y)$, $T_{22}^0(x, y)$, $T_{12}^0(x, y)$ получим систему трех алгебраических уравнений

$$\frac{\partial^2 w_0}{\partial x^2} T_{11}^0 + \frac{\partial^2 w_0}{\partial y^2} T_{22}^0 + 2 \frac{\partial^2 w_0}{\partial x \partial y} T_{12}^0 = Z_k^* - Z_k \quad (k = 1, 2, 3). \quad (2.3)$$

Таким образом, показано, что для определения начальных безмоментных усилий $T_{ij}^0(x, y)$ необходимо и достаточно иметь поле перемещения $w(x, y)$ для трех значений внешней нагрузки при реализованных в эксперименте граничных условиях.

Необходимо отметить, что нагружение и граничные условия можно подбирать исходя из возможностей постановки эксперимента.

Институт механики НАН Армении

Վ. Յ. ԳՆՈՒՆԻ

Թաղանթների և սալերի նախնական լարումների որոշման մասին

Առաջարկվում է եղանակ բարակ սալերում և թաղանթներում նախնական լարումները որոշելու համար: Ցույց է տրվում նախնական ճիգերի և մոմենտների որոշման հնարավորությունը, եթե սալը կամ թաղանթը առաձգականության սահմաններում կամ առանց քայքայվելու կարող է թուլլատրել հաստության կարգի ճկվածքներ: Մասնավոր դեպքում ենթադրվում է տարբերակ, երբ կարելի է ընդունել, որ նախնական լարումները չեն փոխվում ըստ հաստության:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ С.П.Тимошенко, Теория упругости, Л.-М., ОНТИ, 1937. ² В.В.Новожилов, Основы нелинейной теории упругости, М.-Л., Гостехиздат, 1948. ³ S.A.Ambartsumian, M.V.Belubekian, L.A.Movsisian, Изв. НАН Армении, Механика, т.49, №3, с.3-9 (1996). ⁴ X.M.Муштари, К.З.Галимов. Нелинейная теория упругих оболочек, Казань, Таткнигоиздат, 1957. ⁵ В.Ц.Гнуни, Тр.VI Всесоюзн. конф. по теории оболочек и пластинок, М., Наука, 1970. ⁶ А.С.Вольмир, Гибкие пластинки и оболочки, ГИТТЛ, М., 1956.

УДК 539.182

Академик НАН Армении В. А. Джрбашян
Алгоритм для таблицы Д.И. Менделеева

В (1) приведены результаты для распределения электронов в основном состоянии атома и для периодической системы элементов, которые не имеют недостатков традиционных выражений. В настоящей статье приводятся таблицы для распределения электронов, следующие из результатов (1).

Ереванский физический институт

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Վ. Ա. ԶԴՐԱՇՅԱՆ

Ալգորիթմ Դ.Ի.Մենդելևեի աղյուսակի համար

Բերվում են աղյուսակներ էլեկտրոնների բաշխման և տարրերի պարբերական համակարգի համար, որոնք հետևում են (1)-ի արդյունքներից:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ В.А. Джрбашян, ДНАН Армении, т.96, № 2-4, с.61-63 (1996).

ПЕРИОДИЧЕСКАЯ СИСТЕМА ЭЛЕМЕНТОВ

3 (f - элементы)														2 (d - элементы)										1 (p - элементы)										0 (s - элементы)																	
																																		(H)	(He)	H ¹	He ²														
																																		Li ³	Be ⁴																
																																		B ⁵	C ⁶	N ⁷	O ⁸	F ⁹	Ne ¹⁰	Na ¹¹	Mg ¹²										
																																		Al ¹³	Si ¹⁴	P ¹⁵	S ¹⁶	Cl ¹⁷	Ar ¹⁸	K ¹⁹	Ca ²⁰										
																																		Sc ²¹	Ti ²²	V ²³	Cr ²⁴	Mn ²⁵	Fe ²⁶	Co ²⁷	Ni ²⁸	Cu ²⁹	Zn ³⁰	Ga ³¹	Ge ³²	As ³³	Se ³⁴	Br ³⁵	Kr ³⁶	Rb ³⁷	Sr ³⁸
																																		Y ³⁹	Zr ⁴⁰	Nb ⁴¹	Mo ⁴²	Tc ⁴³	Ru ⁴⁴	Rh ⁴⁵	Pd ⁴⁶	Ag ⁴⁷	Cd ⁴⁸	In ⁴⁹	Sn ⁵⁰	Sb ⁵¹	Te ⁵²	I ⁵³	Xe ⁵⁴	Cs ⁵⁵	Ba ⁵⁶
La ⁵⁷	Ce ⁵⁸	Pr ⁵⁹	Nd ⁶⁰	Pm ⁶¹	Sm ⁶²	Eu ⁶³	Gd ⁶⁴	Tb ⁶⁵	Dy ⁶⁶	Ho ⁶⁷	Er ⁶⁸	Tm ⁶⁹	Yb ⁷⁰	Lu ⁷¹	Hf ⁷²	Ta ⁷³	W ⁷⁴	Re ⁷⁵	Os ⁷⁶	Ir ⁷⁷	Pt ⁷⁸	Au ⁷⁹	Hg ⁸⁰	Tl ⁸¹	Pb ⁸²	Bi ⁸³	Po ⁸⁴	At ⁸⁵	Rn ⁸⁶	Fr ⁸⁷	Ra ⁸⁸																				
138.9055	140.12	140.9077	144.2	[145]	150.4	151.96	157.25	158.9254	167.2	164.9304	167.2	168.9342	173.0	174.96	178.4	180.947	183.5	186.207	190.2	192.2	195.0	196.967	200.5	204.3	207.2	208.980	[209]	[210]	[223]	[226]	[227]																				
Лантан	Церий	Празеодим	Неодим	Прометий	Самарий	Европий	Гадолиний	Тербий	Диспрозий	Гольмий	Эрбий	Тулий	Иттербий	Лютеций	Гафний	Тантал	Вольфрам	Рений	Осний	Иридий	Платина	Золото	Ртуть	Таллий	Свинец	Висмут	Полоний	Астат	Радон	Франций	Радий																				
Ac ⁸⁹	Th ⁹⁰	Pa ⁹¹	U ⁹²	Np ⁹³	Pu ⁹⁴	Am ⁹⁵	Cm ⁹⁶	Bk ⁹⁷	Cf ⁹⁸	Es ⁹⁹	Fm ¹⁰⁰	Md ¹⁰¹	(No) ¹⁰²	(Lr) ¹⁰³	Ku ¹⁰⁴																																				
[227]	232.038	231.0359	238.02	237.0452	[244]	[243]	[247]	[247]	[251]	[254]	[257]	[258]	[255]	[251]	[261]																																				
Актиний	Торий	Протактиний	Уран	Нептуний	Плутоний	Америций	Кюрий	Берклий	Калифорний	Эйнштейний	Фермий	Менделевий	(Нобелий)	(Лоуренсий)	Юпитерий																																				
														III	IV	V	VI	VII	VIII			I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII	I	II																				
														B										A																											

L - квантовое число момента
 n - главное квантовое число

УДК 621.38

Г. С. Агабабян

Сублинейная зависимость проводимости полупроводникового газового сенсора от давления газа

(Представлено академиком НАН Армении В. М. Арутюняном 9/X 1997)

1. *Введение.* Необходимость создания химических полупроводниковых сенсоров для определения концентрации газа требует поиска таких систем, в которых о степени взаимодействия газа с полупроводником судят по изменениям электрических характеристик полупроводникового сенсора (например, по изменению электрического потенциала, емкости или проводимости полупроводника) ⁽¹⁾. Детектируемые газовые молекулы не должны безвозвратно "связываться" на поверхности полупроводника, они могут уходить в газовую фазу. Вместе с тем свободные носители заряда и адсорбированные частицы должны образовывать заряженные состояния, т.е. между молекулами газа и полупроводником осуществляется перенос заряда, поэтому нейтральную форму (слабую) хемосорбции и физадсорбцию мы рассматривать здесь не будем.

Зависимость поверхностной проводимости σ от давления адсорбируемого газа P , полученная в эксперименте, чаще всего представляется в виде степенной зависимости $\sigma(P) = P^k$, где $0 < k < 1$ ^(2,3). В работе ⁽³⁾, например, для тонкопленочных газовых сенсоров получена закономерность с $k=1/3$. Между тем, сублинейная зависимость σ от давления предсказывается теорией Ленгмюра лишь для многоатомных газов ⁽⁴⁾.

В этой статье теоретически получена сублинейная зависимость поверхностной проводимости от давления многоатомного адсорбируемого газа с использованием численных результатов, приведенных в ⁽⁵⁾, как в случае ленгмюровской кинетики, так и в случае, когда учитывается взаимодействие адсорбированных ионов газа.

2. *Зависимость поверхности от давления адсорбируемого газа.* Как известно, в полупроводнике хемадсорбция в частности приводит к изменению

поверхностной проводимости (4.6). Ход потенциала в области пространственного заряда (ОПЗ), как обычно, определяется уравнением Пуассона

$$\Delta\varphi = \frac{4\pi}{\varepsilon} \rho, \quad (1)$$

где $\rho = (N_D - N_A + p - n)$ – плотность заряда в ОПЗ, возникающей при контакте полупроводника с газом, N_D и N_A – концентрации ионизированных доноров и акцепторов, n и p – концентрации свободных электронов и дырок в ОПЗ.

С учетом условия электронейтральности в объеме полупроводника

$$N_D - N_A + p_0 - n_0 = 0, \quad (2)$$

где n_0, p_0 – равновесные концентрации электронов и дырок в объеме, а также того, что концентрации носителей изменяются только в направлении нормали к поверхности (поверхность расположена в $x = 0$, полупроводник расположен при $x \geq 0$), при выполнении распределения Больцмана уравнение Пуассона запишется в виде (4.6).

$$\frac{d^2 y}{dx^2} = \frac{1}{2L^2} [\gamma(1 - e^{-y}) + \gamma^{-1}(e^y - 1)], \quad (3)$$

где $y = e\varphi / kT$ – безразмерный потенциал, $L = \sqrt{\frac{\varepsilon kT}{8\pi e^2 n_i}}$ – длина экранирования,

$\gamma = \frac{n_0}{n_i} = \left(\frac{n_0}{p_0}\right)^{1/2} = e^{\mu/kT}$, $n_i = (n_0 p_0)^{1/2}$ – концентрация электронов и дырок в собственном полупроводнике, μ – химический потенциал.

После интегрирования (3) при граничных условиях

$$\rho = 0, y = 0, dy/dx = 0 \text{ при } x \rightarrow \infty \quad (4)$$

получаем

$$\frac{dy}{dx} = L^{-1} F(y, \gamma), \quad (5)$$

где

$$F(y, \gamma) = \pm \sqrt{(e^{-y} + y - 1)\gamma + (e^y - y^{-1} - 1)\gamma^{-1}}. \quad (6)$$

Знак функции $F(y, \gamma)$ при $y_s > 0$ положителен, а при $y_s < 0$ – отрицателен. Напомним, что y_s – величина безразмерного потенциала у поверхности полупроводника, положительный знак которого соответствует изгибу зон вверх.

Избыточные концентрации электронов и дырок в ОПЗ определяются следующими соотношениями:

$$\Delta n = -n_0 L \varphi(y_s, \gamma), \quad \Delta p = p_0 L \phi(y_s, \gamma), \quad (7)$$

где

$$\varphi(y_s, \gamma) = - \int_0^{y_s} \frac{e^{-y} - 1}{F(y, \gamma)} dy, \quad \phi(y_s, \gamma) = \int_0^{y_s} \frac{e^{-y} - 1}{F(y, \gamma)} dy. \quad (8)$$

Полный заряд в ОПЗ равен

$$Q = 2n_s e L F(y_s, \gamma). \quad (9)$$

Из условия электронейтральности заряд в ОПЗ равен заряду противоположного знака на поверхности полупроводника. Далее примем, что поскольку этот заряд состоит также из адсорбированных ионов газа и поверхностная концентрация является функцией давления, то заряд ОПЗ в конечном счете тоже будет некоторой функцией давления газа P

$$Q = -[Q_0 + eN_s(P)] = -Q_s(P). \quad (10)$$

Здесь $N_s(P)$ – концентрация адсорбированных атомов на поверхности, Q_0 – концентрация заряда на поверхности при отсутствии адсорбции.

Из (9) и (10) очевидно, что поверхностный потенциал становится теперь некоторой функцией от давления, аналитический вид зависимости которой в общем случае получить невозможно. Это можно сделать лишь в частных случаях (4,5).

Для нахождения изменения поверхностной проводимости $\Delta\sigma(P) = e(\mu_{ns}\Delta n + \mu_{ps}\Delta p)$ необходимо решить уравнения (5) и (9), что аналитически можно сделать только в частных случаях (5,6).

С целью получения в общем случае зависимости поверхностной проводимости от давления адсорбируемого газа мы воспользуемся значениями функций $F(y_s, \gamma)$, $\varphi(y_s, \gamma)$ и $\phi(y_s, \gamma)$, протабулированных в определенном интервале значений y_s и γ . Эти функции представляются в виде номограмм или таблиц (5,6)

3. *Случай ленгмюровской кинетики.* В этом случае зависимость концентрации адсорбированных молекул, как известно, определяется уравнением

$$N = N_s \frac{Pb}{Pb + 1} = N_s \frac{\Psi}{\Psi + 1}, \quad (11)$$

где b – кинетическая константа адсорбции, $\Psi = Pb$ – нормированное давление, N_s – число адсорбционных центров на единицу поверхности. Тогда из условия (10) имеем выражение

$$2n_s e L F(y_s, \gamma) = -N_s \frac{\Psi}{\Psi + 1} - N_0, \quad (12)$$

откуда

$$\Psi = \frac{f-1}{\lambda-f+1} \text{ или } f = 1 + \lambda \frac{\Psi}{\Psi+1}, \quad (13)$$

$$\text{где } f = -\frac{2n_i L}{N_0} F(y_s, \gamma), \quad \lambda = \frac{N_i}{N_0}.$$

Для изменения носителей заряда имеем

$$\Delta n = -n_0 L \varphi(y_s, \gamma) = \gamma \frac{N_i}{v} \varphi(y_s, \gamma), \quad (14)$$

$$\Delta p = p_0 L \Phi(y_s, \gamma) = \gamma^{-1} \frac{N_i}{v} \Phi(y_s, \gamma),$$

$$\text{где } \gamma = \frac{N_i}{n_i L}.$$

Используя выражения (13) и (14), при фиксированном значении γ из таблиц функций $F(y_s, \gamma)$, $\varphi(y_s, \gamma)$ и $\Phi(y_s, \gamma)$, приведенных в (5), можно найти ряд значений Δn , Δp , y_s и Ψ , откуда можно получить некоторую связь между концентрацией носителей заряда и давлением.

Для N_i , N_0 , n_i и L для определенности возьмем характерные (например, для Si) значения. В (13) следует определить знак N_0 . Если на поверхности (при отсутствии адсорбции) из глубины полупроводника захватываются электроны, то знак N_0 будет отрицательным, а в случае захвата поверхностным состоянием дырок — положительным.

Рассмотрим полупроводник n -типа, когда $N_0 > 0$ и на поверхности полупроводника имеет место донорная адсорбция газа: $F(y_s, \gamma) > 0$. Пусть $N_i = 10^{13} \text{ см}^{-2}$, $N_{\text{дси}} = 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $n_{\text{дси}} = 1,4 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $L = 2,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$, для γ возьмем значение 100 ($n_0 = 10^4 p_0$).

В табл. I в качестве иллюстрации приведены значения Ψ , Δn , y_s и $F(y_s, \gamma)$, которые рассчитаны по формулам (13) и (14) с использованием таблиц (5). Заметим, что значения Δp меняются незначительно.

Таблица I

Ψ	0,04	0,06	0,08	0,1	0,12	0,15	0,18	0,22	0,24	0,3
$-F$	7867	10812	13645	16377	19012	22792	26380	30890	33035	39077
$\Delta n \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	0,5	0,675	0,825	1,01	1,232	1,36	1,66	1,83	2,03	2,46
y_s	13,4	14	14,4	14,8	15,2	15,4	15,8	16	16,2	16,6
Ψ	0,6	0,8	1	1,2	1,5	1,97	2,77	4,35	8,95	206,85
$-F$	62485	73756	82773	90150	99003	109380	120880	133600	147650	163180
$\Delta n \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$	3,7	4,515	4,993	5,513	6,190	6,745	7,454	8,224	9,086	10,041
y_s	17,4	17,8	18	18,2	18,4	18,6	18,8	19	19,2	19,4

Как следует из (9), при $\Psi = 0$ $F_0 = -1623,4$, $y_s \approx -10,2$. Значение F при $\Psi = 0(F_0)$ зависит от N_0 , очевидно, что от N_0 зависит и значение y_s .

$$F_0 = -\frac{N_0}{2n_1 L}. \quad (15)$$

Когда $\Psi \rightarrow \infty$, из (9) следует

$$F_\infty = -\frac{N_0}{2n_1 L}(1 + \eta) = -\frac{N_0 + N_1}{2n_1 L}, \quad (16)$$

что в нашем случае соответствует $F_\infty = -163923$. Этому значению, в свою очередь, соответствует $y_{s\infty} \approx -19,4$, $\Delta n_\infty = 10^{13}$ см⁻², $\Delta p_\infty = 0,736 \cdot 10^5$ см⁻². Конечно, при других значениях N_0 и N_1 получаются другие значения для F_∞ и, следовательно, $y_{s\infty}$, Δn_∞ , Δp_∞ . В качестве иллюстрации мы ограничимся случаем выбора лишь одного набора параметров. Надо отметить, что как значение F_0 , так и F_∞ зависит также от n_1 и L , т.е. от типа полупроводника.

Обработав данные, приведенные в табл.1, можно убедиться, что зависимость Δn от давления газа при всех значениях Ψ имеет сублинейный характер и ее можно представить в виде

$$\ln|\Delta n(p)| = k \ln \Psi. \quad (17)$$

С увеличением Ψ k увеличивается от нуля, достигнув максимум значения 0,4625. С дальнейшим ростом Ψ k последовательно уменьшается, практически стремясь к нулю. Естественно, нуль соответствует участку насыщения зависимости $\Psi(P)$.

4. *Случай уменьшения теплоты адсорбции.* Выше отмечалось, что при хемосорбции газа на поверхности полупроводника имеет место обмен заряда между молекулами и полупроводником. Ионы газа связываются вблизи поверхности (на внешней стороне полупроводника). Но вместе с тем они могут уходить обратно в газовую фазу и в стационарном состоянии должно быть достигнуто динамическое равновесие. Как известно, для того, чтобы молекула газа уходила с поверхности в газовую фазу, ей необходимо преодолеть некоторый энергетический барьер, определяемый теплотой адсорбции. Обычно считается, что теплота адсорбции зависит от степени заполнения адсорбатом поверхностных состояний твердого тела, от температуры и от характеристик системы. Мы ранее учли взаимодействие ионов адсорбента, т.е. то, что с увеличением числа адсорбированных ионов газа теплота адсорбции может уменьшиться на некоторую величину (7).

При расчете энергии W будем считать, что поверхность полупроводника имеет радиус A . Вначале вычислим электрический потенциал адсорбционного слоя с учетом того, что в глубине полупроводника потенциал φ по определению равен нулю. В условиях, когда в кольце dS на поверхности сенсора

создана плотность поверхностного заряда, на ион, помещенный в центре кольца, будет действовать поле

$$d\varphi = \frac{\sigma dS}{R}, \quad (18)$$

где R – расстояние от центра до кольца. В случае однородного распределения электронов на поверхности и "одноэлектронной" связи нетрудно убедиться в том, что для сенсора, имеющего радиус A , потенциал φ равен

$$\varphi = 2\pi eNA. \quad (19)$$

Тогда для энергии W имеем

$$W = \eta N, \quad (20)$$

где

$$\eta = 2\pi e^2 A. \quad (21)$$

Здесь N – число электронов на единицу поверхности слоя адсорбции.

Зависимость W от N вряд ли существенным образом изменится для других геометрических разновидностей формы поверхности сенсора.

Рассмотрим в рамках обычной теории кинетику адсорбции в условиях заряжения поверхности "одноэлектронным" газом. Хорошо известно уравнение кинетики

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N_s - N) - \beta' N, \quad (22)$$

где P – давление газа,

$$\alpha = \frac{\chi S}{(2\pi m_* kT)^{1/2}}, \quad \beta' = \beta_0 \exp\left(\frac{W - q}{kT}\right), \quad (23)$$

χ – вероятность удерживания молекулы газа на центре адсорбции, S – эффективная поверхность молекулы газа, m_* – масса адсорбированной молекулы, k – константа Больцмана, t – время, T – температура. Уменьшение Q приводит к записи уравнения (22) в виде

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N_s - N) - N\beta \exp\left(\frac{\eta N}{kT}\right). \quad (24)$$

Это уравнение свидетельствует о том, что число молекул, уходящих с поверхности полупроводника в газовую фазу, увеличивается в $\exp(W/kT)$ раз по сравнению с обычным случаем, описываемым теорией Ленгмюра (ср. с (11)). Это трансцендентное уравнение аналитически решить нельзя. В условиях, когда $\eta N < kT$, экспоненту можно разложить в ряд. Ограничиваясь первыми двумя членами разложения, получим

$$\Theta = \frac{N(t=\infty)}{N_s} = C(\Psi + 1) \left[\sqrt{1 + \frac{2\Psi}{C(\Psi + 1)^2}} - 1 \right], \quad (25)$$

где

$$C = \frac{kT}{2\eta N_1} \quad (26)$$

Если под корнем член рядом с единицей мал, из уравнения (11) нетрудно получить изотермы Ленгмюра и, соответственно, изотермы Генри. В случае, когда

$$2\Psi > C(\Psi + 1)^2, \quad (27)$$

вновь достаточно ограничиться двумя членами разложения квадратичного корня в ряд

$$\Theta N(t = \infty) \equiv \sqrt{2C\Psi} - C(\Psi + 1). \quad (28)$$

Анализ выражений (27) и (28) показывает, что при $C < 1$ возможна область давления газа, где изотерма (28) имеет преимущественно корневой характер от давления газа P . Такая зависимость для одноатомных газовых систем не объясняется в рамках теорий Ленгмюра и Генри – квадратичная зависимость возможна здесь в условиях, когда молекула диссоциирует на две частицы, каждая из которых занимает свой адсорбционный центр. Этот процесс требует другой записи уравнения (6), да и сама форма соответствующих (25) или (28) уравнений иная (см. (2.7)).

В случае, когда адсорбционная изотерма дается выражением (25), уравнение, соответствующее (10), уже имеет вид

$$N_1 C(\Psi + 1) \left[\sqrt{1 + \frac{2\Psi}{C(\Psi + 1)^2}} - 1 \right] + N_0 = -2n_1 LF(y_s, \gamma). \quad (29)$$

После простых преобразований из (29) получим

$$\Psi = \frac{(f - 1)^2 + 2\lambda C(f - 1)}{2\lambda C(\lambda - f + 1)} \quad (30a)$$

или

$$f = \lambda C(\Psi + 1) \left[\sqrt{1 + \frac{2\Psi}{C(\Psi + 1)^2}} - 1 \right] + 1. \quad (30b)$$

Из (30a) и (30b) легко получить уравнения (13), для $2\lambda C \gg (f - 1)$ в (30a) и $2\Psi \ll C(\Psi + 1)^2$ в (30b). Используя таблицы, приведенные в (5), из уравнений (30) можем получить ряд значений Ψ , Δl , y_s и $F(y_s, \gamma)$ и установить некоторую связь между Δl и Ψ . В табл.2 для иллюстрации приведен ряд этих значений при $C = 1,5 \cdot 10^{-3}$.

Значения Δl и Δp вновь рассчитываются по формулам (14). Значения Δp , как и раньше, практически не меняются. Проанализировав приведенные

значения, можно убедиться, что зависимость Δl от давления имеет сублинейный характер и ее можно представить в виде (17).

Таблица 2

$-F$	2003	2447	2988	3650	4458	5446	6651	8124	9923	12120
$-Y_s$	10,6	11	11,4	11,8	12,2	12,6	13	13,4	13,8	14,2
Ψ	0,0042	0,014	0,032	0,065	0,121	0,213	0,362	0,598	0,972	1,559
$-F$	14800	18080	22080	29810	36410	44470	54320	66340	81030	98970
$-Y_s$	14,6	15	15,4	16	16,4	16,8	17,2	17,6	18	18,4
Ψ	2,478	3,89	6,2	12,37	19,75	31,9	52,49	88,76	157,1	300,9

В этом случае, как и в ленгмюровском, с увеличением ψ k ($k = \ln|\Delta l| / \ln|\Psi|$) сначала возрастает, достигнув максимума значения, потом убывает, стремясь к нулю. Но в этом случае, в отличие от ленгмюровского, значения k зависят от C . Например, при $C = 1,5 \cdot 10^{-3}$ максимум значения k не превышает 0,5, кроме того, в довольно широком диапазоне ψ (от 0,0465 до 300) k изменяется от $\approx 0,3$ до 0,45, что свидетельствует о сублинейной степенной зависимости проводимости газового сенсора от давления газа.

Таким образом, показано, что и в случае одноатомных газов адсорбционная изотерма носит преимущественно сублинейный характер.

Ереванский государственный университет

Փ. Ս. ԱՂԱԲԱԲՅԱՆ

Կիսահաղորդչային գազային տվիչի հաղորդականության սուբգծային կախվածությունը գազի ճնշումից

Հաշվարկված են գազի հետ կոնտակտի մեջ գտնվող կիսահաղորդչի մակերևութային պոտենցիալի և տարածական լիցքի տիրույթում լիցքակիրների կոնցենտրացիայի գազի ճնշումից կախվածությունները: Ստացված են լիցքակիրների կոնցենտրացիաների փոփոխության, ադսորբցվող գազի ճնշումից համապատասխան սուբգծային կախվածությունները սովորական լինգմյուրյան դեպքում և այն դեպքում, երբ գազի ադսորբցիայի հետևանքով նվազում է ադսորբցիայի ջերմությունը:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В.М.Арутюнян, Химические сенсоры, Ереван, Лрату, 1992; Микроэлектроника, т.20, в.4, с.337 (1991).
- ² V.M.Aroutiounian, Chemical sensors, v.9, supp.13, p.197-200 (1993); In: Eurosensors VII. Budapest, Book of Abstracts, p. 123 (1993).
- ³ H.Gestlinger, Sensors and Actuators B, v.17, p.47-60 (1993); v.18-19, p.125-131 (1994).
- ⁴ Ф.Ф.Волькенштейн, Физико-химия поверхности полупроводников, М., Наука, 1973.
- ⁵ Физика поверхности полупроводников (сб. ст под ред. Г.Е.Пикуса), М., ИЛ, 1959.
- ⁶ В.И.Ляшенко, В.Г.Литовченко, И.И.Стенко и др., Электронные процессы на поверхности полупроводников, Киев, Наукова думка, 1968.
- ⁷ V.M.Aroutiounian, G.S.Aghababian, Proc EUROSENSORS XI. Int. Conf. Warsaw., 1997.

УДК 621.317

Г. А. Кардашян

Определение коэрцитивной силы и остаточного магнетизма в переменном магнитном поле

(Представлено академиком НАН Армении В.В.Алексеевским 16/1 1998)

Электромагнитное свойство ферромагнитных материалов в основном характеризуется петлей гистерезиса, магнитной индукцией, напряженностью магнитного поля, потерями, магнитной проницаемостью, коэрцитивной силой и остаточным магнетизмом. ГОСТ 12119-80 "Сталь электротехническая. Методы определения магнитных и электрических величин" предусматривает измерение всех вышеуказанных параметров, однако в разделе перемагничивания ферромагнитных материалов в симметричных переменных магнитных полях как в ГОСТе, так и в (1,2) отсутствует гарантируемый метод и средство для измерения H_c и B_r при намагничивании, а эти параметры определяются при намагничивании ферромагнитных материалов в постоянных и квазистатических магнитных полях.

Известно, что динамическая петля гистерезиса несколько отличается от статической, так как H_c и B_r зависят не только от намагничивающего поля, но и от внешних упругих напряжений, толщины листа, частоты, температуры и т.д. (1). Следовательно, измеряемые коэрцитивные силы H_c и остаточные магнитные индукции B_r будут отличаться.

В связи с развитием электронно-измерительной техники и возможностью перемагничивания ферромагнитных материалов в разомкнутой магнитной цепи с обеспечением заданного режима магнитной индукции или напряженности магнитного поля (3,4) в испытуемых локальных областях становится возможным автоматическое измерение коэрцитивной силы H_c и остаточной магнитной индукции B_r в динамических режимах перемагничивания.

Основой для уравнения динамической петли ферромагнетика является уравнение для статической петли, в котором при переменном токе

$$B = C \frac{H \pm H_c}{H + a \pm b} \quad (1)$$

все величины, кроме C и a , являются периодическими функциями времени (5). С учетом, что $b = H_c - H_{ввз}$, уравнение (1) можно представить в виде

$$B = C \frac{H \pm H(t)}{H + a \pm b} = C \frac{H \pm H(t)}{H \pm H(t) + a \mp H_{ввз}} \quad (2)$$

H для восходящей и нисходящей ветви соответственно представляется

$$\left. \begin{aligned} H_B &= a_B \frac{B + B(t)}{C_B - B} \\ H_H &= a_H \frac{B - B(t)}{C_H - B} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

где
$$B(t) = \frac{C_B}{a_B} H(t) = \frac{C_H}{a_H} H(t) \quad (4)$$

Уравнение (3) аналогично (2) выражается общим уравнением

$$H = a \frac{B \pm B(t)}{C - B \mp D} = a \frac{B \pm B(t)}{C - (B \pm B(t)) \pm B_{ввз}} \quad (5)$$

где
$$\left. \begin{aligned} C &= 0,5(C_H + C_B) \\ D &= 0,5(C_H - C_B) = B(t) - B_{ввз} \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Верхний знак в (2) принимается для нисходящей ветви, а в (5) для восходящей. Постоянные C и a для восходящей и нисходящей ветвей различны.

Если напряженность магнитного поля изменяется во времени по гармоническому закону, то уравнению (2) соответствует следующая параметрическая форма:

$$\left. \begin{aligned} B &= C \frac{H_m \cos(\omega t \mp \alpha_1)}{H_m \cos(\omega t \mp \alpha_1) + a \mp H_d \sin \omega t} = \\ &= C \frac{H_{Bm} \cos \omega t \pm H_c \sin \omega t}{H_{Bm} \cos \omega t + a \pm H_d \sin \omega t} \end{aligned} \right\} \quad (7)$$

где
$$\left. \begin{aligned} H_{Bm} &= H_m \cos \alpha_1; H_d = H_c - H_d; \\ H_c &= H_m \sin \alpha_1; \alpha_1 = \arctg(H_c / H_{Bm}); \end{aligned} \right\}$$

H_{Bm} — напряженность, соответствующая максимальной индукции B_m ; H_d — амплитуда напряженности, обусловленная магнитной вязкостью (вихревыми токами). Здесь принято во внимание, что составляющие $H(t)$ и $H_{ввз}$, обуславливающие потери в стали, должны во времени изменяться по одноименному закону. В связи с этим при изменении индукции по гармоническому закону уравнению (5) будет соответствовать следующая параметрическая форма:

$$\begin{aligned}
 H &= a \frac{B_m \cos(\omega t \mp \alpha_2)}{C - B_m \cos(\omega t \mp \alpha_2) + a \mp B_d \sin \omega t} = \\
 &= a \frac{B_{Hm} \cos \omega t \pm B_r \sin \omega t}{C - B_{Hm} \cos \omega t \mp B_d \sin \omega t},
 \end{aligned} \tag{8}$$

где

$$\begin{aligned}
 B_{Hm} &= B_m \cos \alpha_2; \quad B_r = B_r - B_d; \\
 B_r &= B_m \sin \alpha_2; \quad \alpha_2 = \operatorname{arctg}(B_r / B_{Hm})
 \end{aligned}$$

B_{Hm} — индукция, соответствующая максимальной напряженности H_m ; B_d — амплитуда индукции, обусловленная магнитной вязкостью (вихревыми токами).

После определения постоянных (7) и (8) представляется возможным определить мгновенные значения несинусоидальных индукций, напряженности магнитного поля и их производных по времени. Однако определение постоянных этих уравнений сопряжено с некоторыми трудностями⁽⁵⁾. Поэтому даются более простые зависимости $H(B)$ и $B(H)$, имеющие вид

$$H = \frac{aB}{C - B} \pm \frac{H(t)C - B_b}{C - B} = H_{cp} \mp H_n; \tag{9}$$

$$B = \frac{CH}{a + H} \mp \frac{B(t)a + HD}{a + H} = B_{cp} \mp B_n; \tag{10}$$

где

$$H_{cp} = a \frac{B_m \cos \omega t}{C - B_m \cos \omega t} \tag{11}$$

$$H_n = \frac{H_c C_1 - H_d B_m \cos \omega t}{C - B_m \cos \omega t} \sin \omega t \tag{12}$$

$$\sin \omega t = \sqrt{1 - \left(\frac{B}{B_m}\right)^2}; \quad -\pi \leq \omega t \leq \pi \tag{13}$$

$$H = H_{cp} - H_n.$$

В (9) верхний знак принимается для нисходящей ветви, а в (10) — для восходящей.

Причем в случае косинусоидальной индукции

$$\left. \begin{aligned}
 B &= B_m \cos \omega t; \quad b = H_d \sin \omega t; \\
 H_n &= H_c \sin \omega t; \quad H_d = H_c - H_d;
 \end{aligned} \right\} \tag{14}$$

при косинусоидальной напряженности

$$\left. \begin{aligned}
 H &= H_m \cos \omega t; \quad D = B_d \sin \omega t \\
 B_d &= B_r \sin \omega t; \quad B_d = B_r - B_d
 \end{aligned} \right\} \tag{15}$$

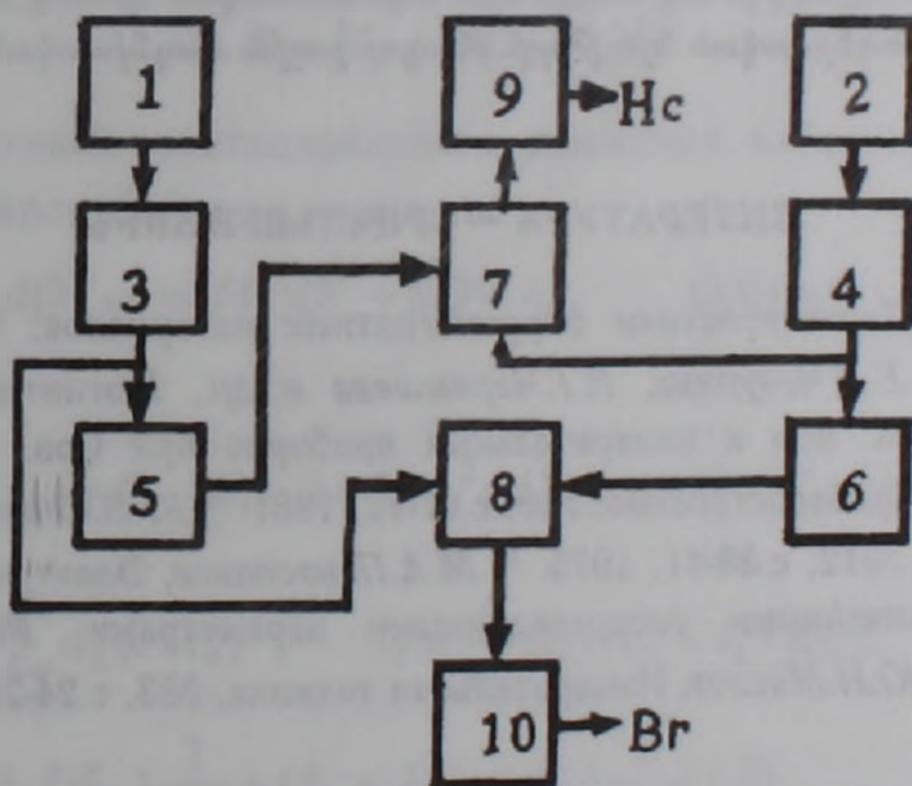
Однако из (6), где индукция изменяется по синусоидальному закону, напряженность магнитного поля определяется

$$H(t) = \begin{cases} \frac{a_b B_m \sin \omega t + C_b H_c}{-B_m \sin \omega t + C_b}, & 0 \leq \omega t \leq \pi/2 \\ \frac{-a_n B_m \sin \omega t + C_n H_c}{B_m \sin \omega t - C_n}, & \pi/2 \leq \omega t \leq \pi \end{cases}, \quad (16)$$

где при $\omega t = 0$, $\sin \omega t = 0$ $H(t) = H_c$, а при $\omega t = \pi$, $\sin \omega t = 0$ и $H(t) = -H_c$.

Это значит, что если фиксировать значение напряженности магнитного поля в мгновение, когда синусоидально-изменяющаяся магнитная индукция приравнивается к нулю, то определится значение коэрцитивной силы H_c . Заметим, что $H(t)$ осуществляет полное колебание в течение $0 \leq \omega t \leq \pi$, при этом проходит через состояние $B=0$ дважды. В первый раз преобладает значение H_c , когда $\omega t = 0$, во второй $-H_c$, когда $\omega t = \pi$. Поэтому, учитывая, что при симметричном цикле перемагничивания $H_c = |-H_c|$, достаточно провести измерение для одного состояния $B=0$, при котором $H(t) = H_c$. Аналогично, при нулевом значении напряженности магнитного поля определяется значение остаточной магнитной индукции.

Для измерения коэрцитивной силы и остаточной магнитной индукции испытуемого ферромагнитного материала магнитоизмерительный прибор (3,6), с выходами первичных преобразователей магнитной индукции (ППВ)1 и напряженности магнитного поля (ППН)2, дополнительно снабжен соответственно усилителями 3 и 4, двумя нуль-органами, выполненными на интегральных микросхемах К521СА2 5 и 6, двумя ключевыми схемами 7 и 8 и двумя пиковыми детекторами 9 и 10 (см. рисунок).



Принципиально-блочная схема устройства для измерения H_c и B_r ферромагнетиков.

Устройство работает следующим образом: выход ППВ1, где формируется синусоидальное напряжение, через усилитель 3 подключается к входу нуль-

органа 5 и ключевой схемы 8. На выходе нуля-органа 5, при переходе кривой магнитной индукции через нулевое значение от положительного полупериода образуется импульсное напряжение величиной 3-3,5 вольт в момент времени, соответствующий нулевому значению магнитной индукции. При этом на управляющий вход ключевой схемы 7 поступает сигнал от 2, через усилитель 4, соответствующий коэрцитивной силе H_c испытуемого материала. На время длительности сигнала нуля-органа 5 ключевая схема 7 пропускает сигнал на вход пикового детектора 9, на выходе которого образуется постоянное напряжение, по величине равное коэрцитивной силе H_c .

Аналогично измеряется остаточная магнитная индукция. При переходе $H(t)$ с положительного полупериода через нулевое значение на выходе нуля-органа 6 образуется напряжение, на некоторое время открывающее ключевую схему 8, на вход которой через усилитель 3 от ППВ поступает напряжение, по величине соответствующее B_r , которая на выходе пикового детектора 10 фиксируется в виде постоянного напряжения по величине, равной остаточной магнитной индукции B_r .

Государственный инженерный университет Армении

Գ. Ա. ԿԱՐԴԱՇՅԱՆ

Ֆեռոմագնիսական նյութերի կոերցիտիվ ուժի և մնացորդային մագնիսական ինդուկցիայի որոշումը փոփոխական մագնիսական դաշտում

Տեսականորեն և պրակտիկորեն նկարագրված է բաց մագնիսական շղթայում, փոփոխական մագնիսական դաշտում ֆեռոմագնիսական նյութերի սահմանափակ տիրույթում մնացորդային մագնիսական ինդուկցիայի և կոերցիտիվ ուժի անմիջական որոշման հնարավորությունը: Առաջարկված է սարք, որը ավտոմատորեն կարող է չափել նշված պայմաններում, ֆեռոմագնիսական նյութերի մնացորդային մագնիսական ինդուկցիան և կոերցիտիվ ուժը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ И.И.Кифер, Характеристики ферромагнитных материалов, М., Энергия, 1967.
- ² Е.Т.Чернышев, Е.Н.Чечурина, Н.Г.Чернышева и др., Магнитные измерения, М., Комитет стандартов, мер и измерительных приборов при Сов. Мин. СССР, 1969.
- ³ Ж.А.Кардашян, Приборостроение, №6, с.67-72, 1981. ⁴ Ю.В.Селезнев, Д.К.Пискунов, Приборостроение, №12, с.38-41, 1975. ⁵ М.А.Панасенков, Электромагнитные расчеты устройств с нелинейными распределенными параметрами, М., Энергия, 1971.
- ⁶ Ж.А.Кардашян, Ю.Н.Маслов, Измерительная техника, №3, с.24-26, 1980.

УДК 532.501.32

А. М. Бархударян, А. А. Баблоян, Г. С. Макарян

**Нестационарное движение жидкостей
 в трубопроводах насосной установки**

(Представлено академиком НАН Армении Р.А.Мовсисяном 6/III 1998)

При работе насосной станции часто возникает необходимость открытия или закрытия задвижек, установленных на нагнетательных трубопроводах. При этом в системе возникает нестационарное движение жидкости. Изучение переходных (нестационарных) процессов необходимо для оценки прочности и долговечности систем.

Предположим, что всасывающий и нагнетательный трубопроводы установки залиты водой и насос работает при закрытой задвижке. Начиная с некоторого момента времени с постепенным открытием задвижки в системе возникает нестационарное движение жидкости.

Целью данной работы являлось изучение переходных процессов, происходящих до установления стационарного движения.

Представляя аналитическую зависимость между напором H и расходом Q насоса уравнением (1)

$$H = H_0 + GQ - SQ^2$$

и используя уравнение нестационарного движения несжимаемой жидкости (2), получим дифференциальное уравнение

$$dQ / dt = f(t)Q^2 + qQ + h, \quad Q(0) = 0. \quad (1)$$

где

$$f(t) = -A - B\psi(t); \quad A = C_2 / C_1; \quad B = 8 / \pi^2 g d_{\alpha}^4 c_1; \quad q = G / C_1; \quad h = \frac{H_0 - H_1}{C_1};$$

$$\psi(t) = \frac{(1 - t / t_0)^2}{t / t_0} \sum_{k=0}^{\infty} d_k (t / t_0)^k; \quad C_1 = \frac{4}{\pi g} (l_1 / d_{01}^2 + l_2 / d_{02}^2); \quad (1')$$

$$C_2 = \frac{8}{\pi^2 g} \left[(\xi_1 + \lambda_1 l_1 / d_{01}) \frac{1}{d_{01}^4} + (\xi_2 + \lambda_2 l_2 / d_{02}) \frac{1}{d_{02}^4} \right] + S;$$

l_1 и l_2 – соответственно длины всасывающего и нагнетательного трубопроводов, d_{01} и d_{02} – соответствующие диаметры, λ_1 и λ_2 – коэффициенты сопро-

тивления трения, ξ_1 и ξ_2 – суммарные коэффициенты местных сопротивлений всасывающего и нагнетательного трубопроводов, $\psi(t)$ – коэффициент местного сопротивления задвижки, t_0 – время полного открытия задвижки, H_1 – статический напор.

Введем новую переменную $\tau = t/t_0$ и представим уравнение (1) в виде

$$\frac{1}{t_0} \frac{dQ}{d\tau} + [A + B\psi(\tau)]Q^2 - qQ = h, \quad Q(0) = 0. \quad (2)$$

Представим функцию $\psi(t)$ в виде ряда

$$\psi(\tau) = \frac{d_0}{\tau} + \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \tau^k \quad (0 \leq \tau \leq 1), \quad (3)$$

где $\alpha_0 = d_1 - 2d_0; \quad \alpha_k = d_{k+1} - 2d_k + d_{k-1} \quad (k \geq 1)$

и ищем решение задачи в виде

$$Q(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} \alpha_k \tau^k, \quad \alpha_0 = 0. \quad (4)$$

При этом имеем

$$Q^2(\tau) = \sum_{k=0}^{\infty} Z_k \tau^k; \quad \frac{dQ}{d\tau} = \sum_{k=0}^{\infty} (k+1) \alpha_{k+1} \tau^k; \quad (5)$$

$$Q^2 \psi = d_0 \sum_{k=0}^{\infty} Z_{k+1} \tau^k + \sum_{k=0}^{\infty} v_k \tau^k,$$

где введены обозначения

$$Z_{2n+1} = 2 \sum_{p=0}^n \alpha_p \alpha_{2n-p+1}, \quad (k = 2n+1)$$

$$Z_{2n} = \alpha_n^2 + 2 \sum_{p=0}^{n-1} \alpha_p \alpha_{2n-p}, \quad (k = 2n) \quad (6)$$

$$v_k = \sum_{p=0}^k \alpha_p Z_{k-p} = \sum_{p=0}^k \alpha_{k-p} Z_p.$$

Подставляя (4) и (6) в уравнение (2) и приравнявая коэффициенты при τ^k к нулю, для определения постоянных α_k получим следующее рекуррентное соотношение:

$$\frac{1}{t_0} (k+1) \alpha_{k+1} + AZ_k + Bd_0 Z_{k+1} + Bv_k - q\alpha_k = h\delta_{p,k} \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (7)$$

где $\delta_{p,k}$ – символ Кронекера.

Из уравнения (7) постоянные α_k ($k \geq 1$) определяются поочередно, единственным образом.

Рассмотрим теперь уравнение (2) в малой окрестности точки $\tau=1$ слева, считая, что $Q|_{\tau=1} = Q_0$, где значение Q_0 подлежит определению.

Вводим новую переменную

$$X = \tau - 1 = \frac{t - t_0}{t_0} \quad \left(\begin{array}{l} 0 \ll t \ll t_0 \\ -1 \ll X \leq 0 \end{array} \right). \quad (8)$$

Представим функцию $\psi(X)$ в виде ряда. В силу (1') этот ряд будет иметь вид

$$\psi(X) = \sum_{k=0}^{\infty} \beta_k X^{k+2} \quad (-1 \ll X \leq 0). \quad (9)$$

Представим решение уравнения (2) в виде

$$Q = \sum_{k=0}^{\infty} b_k X^k \quad (-1 \ll X \leq 0). \quad (10)$$

Для определения неизвестных постоянных аналогичным образом получено следующее рекуррентное соотношение:

$$\begin{aligned} \frac{1}{t_0} b_1 + AU_0 - qb_0 &= h; & (U_0 = b_0^2) \\ \frac{2}{t_0} b_2 + AU_1 - qb_1 &= 0; & (U_1 = 2b_0 b_1) \\ \frac{k+1}{t_0} b_{k+1} + AU_k + BW_{k-2} - qb_k &= 0; & (k \geq 2), \end{aligned} \quad (11)$$

где

$$\begin{aligned} U_{2n+1} &= 2 \sum_{p=0}^n b_p b_{2n-p+1}; & U_{2n} &= b_n^2 + 2 \sum_{p=0}^{n-1} b_p b_{2n-p}; \\ W_k &= \sum_{p=0}^k b_p \beta_{k-p} = \sum_{p=0}^k b_{k-p} \beta_p. \end{aligned} \quad (12)$$

Считая, что $b_0 = Q_0$ известен, по формулам (11) определим все коэффициенты b_k ($k \geq 1$) единственным образом.

Рассмотрим наконец случай, когда $t \geq t_0$ ($\tau \geq 1$ или $X \geq 0$). Считая, что начиная с момента времени $t = t_0$ функция $\psi(t) = 0$, уравнение (1) представим в виде ($B=0$)

$$dQ/dt + AQ^2 = qQ + h. \quad (13)$$

Считая, что $A > 0$ и $h > 0$, решение уравнения (13) представим в виде

$$\ln \frac{|Q - X_1|}{Q - X_2} = -A(X_1 - X_2)(t + C_3), \quad (14)$$

где

$$X_{1,2} = \frac{q \pm \sqrt{q^2 + 4Ah}}{2A} \quad (15)$$

или же (при $0 < Q < X_1$)

$$Q(t) = \frac{X_1 + X_2 K(t)}{1 + K(t)}; \quad K(t) = e^{-A(X_1 - X_2)(t + C_3)} \quad (16)$$

Если при этом для уравнения (13) задано начальное условие

$$Q(t_0) = Q_1, \quad (17)$$

то произвольную постоянную C_3 определим из соотношения

$$t_0 + C_3 = \frac{1}{A(X_1 - X_2)} \ln \frac{Q_1 - X_2}{|Q_1 - X_1|}. \quad (18)$$

Пусть $X_1 \geq X_2$, тогда

$$X_1 = \frac{q + \sqrt{q^2 + 4Ah}}{2A}; \quad X_2 = \frac{q - \sqrt{q^2 + 4Ah}}{2A}, \quad (19)$$

$$X_1 > 0; \quad X_2 < 0$$

При этом $Q(\infty) = X_1$, следовательно

$$Q(\infty) - Q(t) = \frac{(X_1 - X_2)K(t)}{1 + K(t)}. \quad (20)$$

Вопрос, связанный с определением значения Q_0 , остается пока открытым. Так как определение Q_0 связано с решением довольно сложного нелинейного уравнения, целесообразно определить Q_0 путем подбора, т.е. заданием приближенного значения Q_0 и дальнейшей проверкой условий контакта двух решений уравнением (2).

Вопрос определения Q_0 отпадает, если второе решение уравнения (2) построить в малой окрестности точки $\tau = \tau_*$, где $0,5 < \tau_* < 1$. Построение такого решения не вызывает принципиально новых математических трудностей.

Коэффициенты d_k, β_k и α_k можно определить при помощи таблицы $\psi(\tau)$. Пусть из таблицы нам известны значения

$$\psi(\tau_p) = y_p; \quad (p = 1 \div N); \quad (\tau_p \neq 0, \text{ или } 1). \quad (21)$$

Тогда постоянные d_k, β_k и α_k можно определить прямым путем (с помощью таблицы (2)) из следующих систем уравнений:

$$\sum_{k=0}^{N-1} d_k \tau_p^k = \frac{\tau_p}{(\tau_p - 1)^2} y_p; \quad (p = 1 \div N) \quad (22)$$

$$\sum_{k=0}^{N-1} \beta_k (\tau_p - 1)^k = \frac{y_p}{(\tau_p - 1)^2}; \quad (p=1 \div N) \quad (23)$$

$$d_0 + \sum_{k=0}^{N-2} \alpha_k \tau_p^{k+1} = \tau_p y_p; \quad (p=1 \div N) \quad (24)$$

При этом точные соотношения между постоянными d_k, β_k и α_k будут удовлетворяться приближенно (в точном смысле), но практически точно.

Отметим, что при получении уравнений (21)-(24) считалось, что задвижка открывается равномерно. При неравномерном (в том числе скачкообразном) открытии задвижки уравнения (21)-(24) приобретают иной вид.

Ереванский архитектурно-строительный институт

Ա. Մ. ԲԱՐԽՈՒԴԱՐՅԱՆ, Ա. Հ. ԲԱԲԼՈՅԱՆ, Հ. Ս. ՄԱԿԱՐՅԱՆ

Հեղուկի ոչ ստացիոնար շարժումը պոմպային սարքավորման խողովակաշարում

Աշխատանքում ուսումնասիրված է հեղուկի ոչ ստացիոնար շարժումը խողովակաշարում, որը առաջանում է մղման խողովակի վրա տեղադրված փականի հավասարաչափ բացման հետևանքով:

Հնդուկված է, որ նախքան փականի բացելը համակարգը լցված էր հեղուկով, պոմպը աշխատում էր հաստատուն պտտաթվերով, իսկ փականը լրիվ փակ էր:

Ուսումնասիրությունները կատարվել են ինչպես փականի բացման ժամանակահատվածում, այնպես էլ փականը լրիվ բացվելուց հետո:

ЛИТЕРАТУРА – ՊՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Е.А. Прегер. Научн. труды ЛИСИ, вып.20 (1955). ² Վ.Մ.Հովսեփյան, Հիդրավլիկա, Լույս, Երևան 1973.

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

УДК 534.833 (26)

Ю. А. Гаспарян

Техническая диагностика автодорожных покрытий
 с использованием резонансного метода

(Представлено академиком НАН Армении Б.К. Карапетяном 4/VI 1996)

Сложившаяся в настоящее время система поддержания работоспособности бетонных покрытий автодорог не обеспечивает достаточной их надежности, так как существующие механические, склерометрические приближенные методы контроля, согласно ГОСТам, не несут полной информации о техническом состоянии бетонных покрытий.

Высокую надежность можно обеспечить путем создания, внедрения в практику эксплуатации и технологические процессы изготовления бетонных покрытий дорог объективных инструментальных методов и средств технической диагностики, а также прогнозирования остаточного ресурса работы бетонных покрытий (1-8). Физической основой новых методов измерений является взаимосвязь между деформационными процессами, возникающими в бетонных покрытиях, и акустическими величинами. При этом деформационные явления возникают от статических и динамических нагрузок колес автомобилей, а также от температурных и других нагрузок, связанных с природными условиями. В автодорожных бетонных покрытиях, расположенных на упругом основании, распространяются поверхностные продольные, поперечно-сдвиговые и изгибные упругие акустические волны.

При рассмотрении собственной частоты колебаний системы применяют энергетический способ распространения продольных волн $\lambda_{пр} = C_{пр} / f$ и поперечных колебаний в виде $l(x, y, t) = A_{mn} \sin(\omega t + k_n x)$. Тогда энергия системы, представленная в работах (2,3), приобретает вид

$$U_k = \frac{M}{2\lambda} \int_0^{\lambda} \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)^2 dx = 0,25(\omega A_{mn})^2 M;$$

$$U_k = 0,5\omega^2 \int_0^l M(l'')^2 dx; \quad U_n = 0,5 \int_0^l EI[l''(x, y)]^2 dx;$$

$$U_p = 0,5ES\lambda^{-1} \int_0^{\lambda} \left(\frac{\partial v}{\partial x}\right)^2 dx = 0,25(\omega A_{mn})^2 M; \quad (1)$$

$$U_\Sigma = \omega^2 MS^{-1}; \quad W = v/V = 0,5\rho(\omega A_{mn})^2; \quad v = \omega A.$$

Математическая задача волнового уравнения распространения неоднородных продольных волн бетонного покрытия, имеющего форму прямоугольного параллелепипеда с ребрами $a \times b \times l$, расположенными по координатным осям x, y, z и зависящими от времени t , при фундаментальных характеристических функциях имеет вид (4)

$$\frac{\partial^2 l(x, y, z, t)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 l(x, y, z, t)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 l(x, y, z, t)}{\partial z^2} = C^{-2} \frac{\partial^2 l(x, y, z, t)}{\partial t^2}; \quad (2)$$

$$l(x, y, z, t) = \sum_{m, n, p=0}^{\infty} \sum \Phi(x, y, z, t) e^{j\omega t}.$$

На жестких поверхностях нормальная составляющая вектора колебательной скорости $U_n = \frac{\partial l(x, y, z, t)}{\partial n}$ равна нулю; после подстановки этой функции $\Phi(x, y, z, t)$ в волновое уравнение приходим к уравнению Гельмгольца

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Phi}{\partial z^2} + k^2 \Phi = 0; \quad \Phi(x, y, z, t) + k^2 \Phi(x, y, z, t) = 0. \quad (3)$$

Решение можно искать при следующих граничных условиях, которые характеризуются величинами

$$\left. \frac{\partial \Phi}{\partial x} \right|_{x=0, a} = 0; \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial y} \right|_{y=0, b} = 0; \quad \left. \frac{\partial \Phi}{\partial z} \right|_{z=0, l} = \begin{cases} v_0(x, y) e^{\omega(x, y)} \\ 0 \end{cases} \quad (4)$$

при $0 < x \leq a$; $a < x < \infty$; $0 \leq y \leq b$; $b < y < \infty$.

Согласно (2), (3) и граничным условиям (4), после дифференцирования, приняв $z=0$, получим

$$\sum_{m, n}^{\infty} A_{mn} k_p \cos k_m x \cdot \cos k_n y = U(x, y) e^{j[\varphi(x, y) - 0,5\pi]}. \quad (5)$$

Эта величина представляет собой разложение функции скорости $\exp\{j[\varphi(x, y) - 0,5\pi]\}$ в двойной ряд Фурье, где A_{mn} приобретает вид

$$A_{mn} = \frac{4\varepsilon_m \varepsilon_n}{abk_p} \iint_S U(x, y) e^{j[\varphi(x, y) - 0,5\pi]} \cos k_m x \cdot \cos k_n y ds, \quad (6)$$

где, если $m, n = 0$, то $\varepsilon_m, \varepsilon_n = 0,5$; $m, n \neq 0$; $\varepsilon_m = \varepsilon_n = 1,0$.

Если волна распространяется во всем сечении $z=0$ с одинаковой скоростью, амплитудой и фазой $U(x, y) e^{j\varphi(x, y)} = U_0$, то

$$A_{mn} = \frac{4\varepsilon_m \varepsilon_n U_0}{abk_p} \iint_S \cos k_m x \cdot \cos k_n y ds, = 4\varepsilon_m \varepsilon_n U_0 \frac{\sin \pi m}{\pi m} \cdot \frac{\sin \pi n}{\pi n};$$

$$\begin{cases} 0, & \text{при } m, n \neq 0; \\ U_0 & \text{при } m, n = 0; \end{cases} \quad A_\infty = \frac{U_0}{k_\infty} = \frac{U_0 c}{2\pi f}; \quad \Phi_\infty = \frac{U_0 c}{j\omega} e^{j(\omega t - k_z z)}; \quad (7)$$

$$U = -\frac{\partial \Phi}{\partial z} U_0 e^{j(\omega t - k_z z)}; \quad P = j\omega \rho = \rho c U_0 a; \quad a = \exp[j(\omega t - k_z z)].$$

Если волны распространяются навстречу друг другу перпендикулярно оси автодороги,

$$\Phi(x, z, t) = (Ae^{-jk_z z} + Be^{jk_z z}) e^{j(\omega t - k_x x)}. \quad (8)$$

Тогда давление от воздействия колеса автомобиля и скорость распространения упругой волны равны

$$P = j\omega \rho (Ae^{-jk_z z} + Be^{jk_z z}) \exp[j(\omega t - k_x x)]; \quad (9)$$

$$U_z = jk_z (Ae^{-jk_z z} - Be^{jk_z z}) \exp[j(\omega t - k_x x)].$$

При $z=0$ $(A - B)e^{j(\omega t - k_x x)} = 0$ и $A=B$, тогда

$$\Phi(x, z, t) = 2A \cos(k_z z) e^{j(\omega t - k_x x)}; \quad (10)$$

$$U = -2Ak_z \sin(k_z z) \exp[j(\omega t - k_x x)].$$

Чтобы удовлетворить граничным условиям, приходится подбирать значения волновых чисел по границе $x, y, z = a, b, l$, что приводит к уравнению $\sin(k_{mnp} a, b, l) = 0$. В зависимости от физико-технических параметров бетонного покрытия автодорог ($a \times b \times l$) и λ, f, c_E решением будет дискретный ряд $k_{mnp} = \pi mnp / abl$, откуда $k_m = \pi m / a$; $k_n = \pi n / b$; $k_p = \pi p / l$; $m=0, 1, 2, 3, \dots$

$$k_m^2 + k_n^2 + k_p^2 = |k_{mnp}| = \frac{\omega_{mnp}}{c_E}. \quad (11)$$

Следовательно, собственные частоты, распространяемые в бетонных покрытиях с геометрическими параметрами ($a \times b \times l$) и со скоростью распространения продольных волн c_E в зависимости от мод колебаний m, n, p , имеют вид

$$f_{mnp} = \frac{0,5k_{mnp}c_E}{\pi} = 0,5c_E \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 + \left(\frac{p}{l}\right)^2 \right]^{0,5}. \quad (12)$$

Если частота возбуждаемых упругих волн меньше, чем $\omega < \frac{\pi c}{a}$ при $b < a$, что имеет место в практике автодорожных покрытий, т.е. $b = h < a$ (a – ширина

проезжей части), то в этом случае будет распространяться продольная волна, амплитуда которой не зависит от координаты точек поперечного сечения. Тогда условие распространения волны в бетонном покрытии прямоугольного сечения сводится к неравенству $a < \frac{\pi c}{\omega} = \frac{\pi}{k} = \frac{\lambda}{2}$. Для частоты, большей чем $\omega > \frac{\pi c}{a}$, наряду с неоднородными могут наблюдаться нормальные волны низших порядков, вплоть до мод нулевого порядка элукчательно.

В теоретических задачах о свободных деформациях автодорожного покрытия нагрузкой может быть сила инерции $q = -\rho h \partial^2 l(x, y, t) / \partial t^2$ и инерционный импеданс $\omega^2 M_s$, в которых при распространении волновых процессов меняется правая часть дифуравнения (1). При расположении покрытия $(a \times b)$ по ширине и длине координатных осей x, y изогнутую поверхность участка покрытия считают цилиндрической с осью, параллельной его длине. При колебаниях любая прямая плиты превращается в синусоиду, содержащую в интервале $(0, a)$ по оси x полуволн m , т.е. $m=4$, а при $(0, b)$ по оси y — в синусоиду с n полуволнами — $n=2$.

Рассмотрим теоретический метод диагностирования деформации автодорожных покрытий с использованием резонансного способа. При воздействии силовых нагрузок $P(q)$ деформация прогиба $l(x, y, t)$ бетонного покрытия на упругом основании смещается перпендикулярно по направлению оси распространения поверхностных скоростных волн. В результате чего в бетонных покрытиях образуются наинизшие — поперечные и изгибные и наивысшие — продольные моды колебаний m, n, p , характеризуемые дифуравнением движения второго или четвертого порядка, в зависимости от рассматриваемых волновых процессов. Если прямоугольная плита несет статическую нагрузку, которая является силой инерции $\omega^2 M_s / D$, тогда дифференциальное уравнение движения при изгибных смещениях имеет вид

$$\frac{\partial^4 l(x, y, t)}{\partial x^4} + \frac{2\partial^4 l(x, y, t)}{\partial x^2 \partial y^2} + \frac{\partial^4 l(x, y, t)}{\partial y^4} = \frac{\omega^2 M_s l(x, y, t)}{D}. \quad (13)$$

Участок автодорожного покрытия с опертыми краями имеет частное решение

$$l(x, y, t) = A_{mn} \sin k_m x \cdot \sin k_n y \quad (m, n = 1, 2, 3, \dots). \quad (14)$$

Вышеуказанная величина удовлетворяет граничным условиям на контурах равенством нулю прогибов $l(x, y, t) \Big|_{\substack{x=0, a \\ y=0, b}} = 0$ и изгибающих моментов

$$\frac{\partial^2 l(x, y, t)}{\partial x^2} \Big|_{x=0, a} + \mu \frac{\partial^2 l(x, y, t)}{\partial y^2} = 0; \quad \frac{\partial^2 l(x, y, t)}{\partial y^2} \Big|_{y=0, b} + \mu \frac{\partial^2 l(x, y, t)}{\partial x^2} = 0. \quad (15)$$

Подставляя величину (14) в уравнение (13) с учетом (15), получим

$$k_m^4 + 2(k_m k_n)^2 + k_n^4 = \frac{\omega^2 M_s}{D} \quad (16)$$

или

$$\left(\frac{\pi m}{a}\right)^4 + 2\left(\frac{\pi m}{a} \cdot \frac{\pi n}{b}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^4 = \frac{\omega^2 \rho h}{D}, \quad (17)$$

откуда

$$\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 = \left(\frac{\omega^2 \rho h}{D}\right)^{0,5}; \quad \omega_{mn} = \left(\frac{D}{\rho h}\right)^{0,5} \left[\left(\frac{\pi m}{a}\right)^2 + \left(\frac{\pi n}{b}\right)^2 \right] \quad (18)$$

или

$$\omega_{mn} = 0,5\pi^2 h \left[\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)} \right]^{0,5} \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right]. \quad (19)$$

Следовательно, расчет собственной частоты в зависимости от мод колебаний m и n и физико-технических параметров покрытия E , ρ , h , μ необходимо производить по формуле

$$f_{mn} = 0,25\pi h \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right] \left[\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)} \right]^{0,5}. \quad (20)$$

Низшая частота зависит от числа полувольт и соответствует случаю изгиба по одной полуволне в каждом направлении $m=n=1$, тогда

$$f_{11} = 0,25\pi h \frac{a^2 + b^2}{(ab)^2} \left[\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)} \right]^{0,5}. \quad (21)$$

Если одна из сторон автодорожного покрытия значительно больше другой, то одно слагаемое становится весьма малым по сравнению с другим, тогда величина (19) принимает вид

$$\omega_{11} = 0,5h \left(\frac{\pi}{b}\right)^2 \left[\frac{E}{3\rho(1-\mu^2)} \right]^{0,5}. \quad (22)$$

Приведенный метод связан не только с простотой формы колебания, но и с граничными условиями; при других краевых закреплениях приходится обращаться к приближенным способам расчета резонансной частоты.

Прочностные характеристики бетонного покрытия, в частности, действительный динамический модуль упругости, можно определить по формуле (19), где после простых преобразований имеем

$$\omega_{mn}^2 = \frac{\pi^4 E h^2}{12\rho(1-\mu^2)} \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right]^2; \quad E = \frac{4,9\rho(1-\mu^2)f_{mn}^2}{h^2 \left[\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2 \right]^2}. \quad (23)$$

Согласно теоретическим исследованиям, произведенным по величинам (19), (20) и рассмотренным в работе (5), получены полуэмпирические зависимости динамических модулей упругости, сдвига, коэффициенты сжатия, а также логарифмического декремента затухания для продольных, поперечных и изгибных волн. В этом случае определяемые прочностные характеристики в лабораторных условиях будут иметь вид

$$\begin{aligned} E_{\text{пр}} &= \omega^2 M_s l = \left(2\pi f_{\text{рез}} l / h\right)^2 \rho k; & \mu &= \frac{0,5E}{G} - 1; \\ E_{\text{из}} &= (2\pi / m^2)^2 (\rho l^3 / y) f_{\text{из}}^2 k_2; & \delta &= \frac{\Delta f}{f_{\text{рез}}}; \\ G &= (2l / h)^2 f_{\text{ном}}^2 \rho k_3; & \delta &= \pi(f_2 - f_1) / \sqrt{3} f_{\text{рез}}, \end{aligned} \quad (24)$$

где k_{1+3} поправочные коэффициенты, характеризующие геометрические параметры и вид конструкции, m – расчетный коэффициент, зависящий от номера гармоник; f_1, f_2 – частоты соответствующих амплитуд колебаний, которые в два раза меньше резонансного значения (октавная полоса частот).

На основании вышеприведенных расчетов можно изготовить акустический прибор для диагностирования технического состояния автодорожных бетонных покрытий методом акустического импеданса. Принцип работы прибора состоит в следующем: если прижать пьезодатчик к поверхности покрытия, то сила реакции контролируемого изделия деформирует пьезоэлемент, который подает напряжение пропорционально этой силе на измерительную цифровую или стрелочную индикацию. В этом случае входной импеданс максимален, и сила реакции изделия на стержень-датчик достигает больших значений. При нахождении пьезодатчика в зоне дефекта (5-10 мм) наблюдаются пористость, пустоты, механические включения, некачественное уплотнение и т.п. Поскольку жесткость этой части меньше жесткости всей конструкции, импеданс, а следовательно, и сила реакции на стержень резко уменьшается. При уменьшении входного импеданса контролируемого покрытия реактивная составляющая колебательной системы автомобильное колесо – дорожное покрытие обращается в нуль, амплитуда упругих колебаний резко возрастает, что отмечается на частотной характеристике в виде резонансных пиков. По изменению амплитуды (или фазы) силы реакции можно судить о наличии дефекта системы – неравномерном содержании цемента-битума в любой точке поверхности автодорожного покрытия. Если пьезодатчик не прижат к поверхности, то напряжение равно нулю, поскольку пьезоэлемент колеблется вместе со стержнем, не деформируясь.

Ереванский архитектурно-строительный институт.

**Ավտոճանապարհների ծածկերի տեխնիկական ախտորոշումը
ռեզոնանսային եղանակով**

Բերված են ավտոճանապարհների բետոնե ծածկերի տեխնիկական վիճակի ստուգման նոր մեթոդներ, որոնք աչքի են ընկնում չափման ճշտությամբ և ռեզոնանսային հաճախականությունների որոշման իրական մեծություններով: Իզոտրոպ բետոնե ծածկի դեֆորմացիայի փոփոխությունը բնութագրվում է ֆիզիկա-տեսական հաշվարկով, որը իրենից ներկայացնում է երկրորդ կամ չորրորդ կարգի դիֆերենցիալ հավասարում, կախված մակերևութային երկայնական, լայնական սարքի ակուստիկական ալիքների տարածման արագությունից:

Տեսական հաշվարկը ցույց է տալիս, որ ըստ ռեզոնանսային հաճախականության և ակուստիկական ալիքների մարման արագության (12, 20, 23, 24) կարելի է որոշել ավտոճանապարհային ծածկերի տեխնիկական վիճակը և կանխատեսել նրանց ամրության բնութագրերը:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Ультразвук. Под ред. И.П.Голоямина. М., Советская энциклопедия, 1979.
² Ю.А.Гаспарян и др., ДАН Армении, т.90, №4, с.172-179 (1990). ³ Ю.А.Гаспарян, ДАН Армении, т.91, №2, с.65-73 (1990). ⁴ Л.Ф.Лепендин, Акустика, М., Высшая школа, 1978. ⁵ Технические средства диагностирования. Справочник. Под.общ.ред. В.В.Клюева. М., Машиностроение, 1989. ⁶ С.П.Тимошенко, С.Войновский-Кригер, Пластинки и оболочки, М., Изд. физ.-мат. лит., 1963. ⁷ В.В.Судаков, Контроль качества и надежность железобетонных конструкций, Л., Стройиздат, 1980. ⁸ В.В.Дзенис, В.Г.Васильев и др., Акустические методы контроля в технологии строительных материалов, Л., 1978.

УДК 551.240

Академик НАН Армении Р. А. Мовсисян

Геодезический деформационный предвестник землетрясений

(Представлено 23/1 1998)

Как известно, проблема прогноза землетрясений заключается в поисках ответов на три вопроса: где, какой магнитуды и когда произойдет очередной сейсмический толчок.

В работах (1,2) проблему прогноза предлагается разделить на два этапа. На первом необходимо ответить на два вопроса – где и какой магнитуды готовится землетрясение, а на втором, сосредоточив на конкретном участке геологического сейсмогенного разлома различные средства наблюдений за предвестниками, попытаться ответить на третий вопрос.

В качестве прогнозного признака для обнаружения зон возникновения очагов землетрясений в работе (2) предлагается использовать геодезический деформационный предвестник – экспоненциальное искривление горных пород, наглядно описанное в работе новозеландского сейсмолога Дж.Эйби (3) в качестве иллюстрации к теории упругой отдачи Г.Ф.Рейда (4).

В настоящей статье обосновывается возможность установления математической зависимости между характеристиками геодезического предвестника и параметрами будущего землетрясения.

В работе (5) предложена методика геодезического мониторинга вдоль активного разлома, позволяющая разграничить зоны возникновения возможных очагов коровых землетрясений от криповых ползучих смещений литосферных блоков, для чего предложено использовать сравнительно простые геодезические построения в виде четырехугольников со сторонами не более 1 км. На рис.1,а четырехугольники №1 и 2 находятся в зоне криповых смещений сейсмогенных блоков I и II, движущихся в противоположных направлениях со скоростью U_0 см/год. Эта скорость определяется путем повторного измерения длин диагоналей четырехугольников.

вертикальной плоскости, проходящей, например, через сторону O_1O четырехугольника, точки 1, 2, 3 ... 6 на расстоянии около 500 м друг от друга. Как видно из рис.1, направление O_1O принято за ось абсцисс, а перпендикулярное ему направление вдоль разлома – за ось ординат. Согласно теории Г.Ф.Рейда через некоторое время Δt закрепленные в одной плоскости точки переместятся и займут новое положение в направлении движения блока I – $1', 2', 3' \dots$. То же самое произойдет с точками, расположенными на блоке II. Если мысленно соединить точки $1', 2', 3' \dots$, то получим кривую, которую назовем деформационной. При возрастании абсциссы x ординаты y точек кривой будут экспоненциально приближаться к определенной величине $A_0 \cdot \Delta t$, равной половине смещения $U_0 \cdot \Delta t$ блоков I и II за время Δt . Согласно теории упругой отдачи, механизм подготовки и возникновения корового землетрясения заключается в следующем.

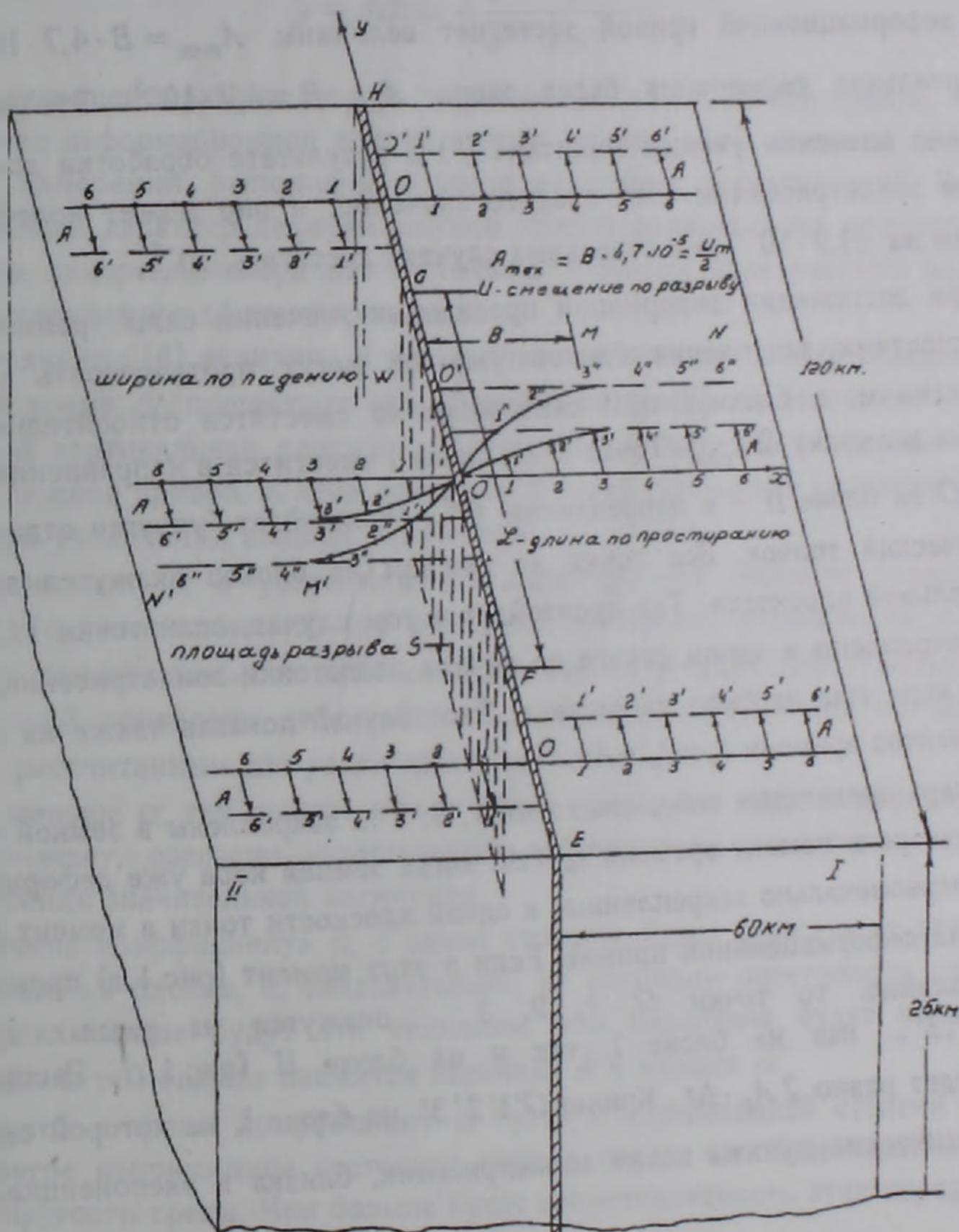


Рис. 2

На участках EF , GH вне длины L зоны зацепления блоков I и II по поверхности S , а также на участках MN и $M'N'$, удаленных от разлома на расстояние, превышающее некоторую величину B , происходят криповые перемещения блоков. При этом на участке EF , GH точки O , 1, 2, 3 ..., закрепленные на различных блоках, смещаются за время Δt относительно друг друга на величину $U_0 \cdot \Delta t = 2 A_0 \cdot \Delta t$, оставаясь на каждом из блоков в одной вертикальной плоскости. Такой же характер будут иметь смещения на участках MN и $M'N'$, удаленных от разлома более величины B .

На участке FG зацепления блоков I и II через год после закрепления точек 1, 2, 3 ... в одной вертикальной плоскости они займут положение 1', 2', 3' ... на деформационной кривой. Через два года они окажутся на другой кривой - 1'', 2'', 3'' ..., при этом на расстояниях, больших величины B , где происходят криповые смещения, точки 4, 5, 6 ... переместятся за два года на величину $2 A_0$. Так будет продолжаться до тех пор, пока максимальная ордината деформационной кривой достигнет величины $A_{\max} = B \cdot 4,7 \cdot 10^{-5}$ или относительная деформация будет равна $A_{\max} : B = 4,7 \cdot 10^{-5}$. Это значение получено японским ученым Рикитакэ (6) в результате обработки данных по многим землетрясениям. Это среднее значение, и оно может колебаться в среднем на $\pm 1,9 \cdot 10^{-5}$, а в отдельных случаях достигать 10^{-4} .

При достижении деформаций предельных значений силы трения между поверхностями зацепления блоков уже не могут противостоять упругим напряжениям, и блоки I и II скачкообразно сместятся относительно друг друга на величину $2 A_{\max}$. Точка O на блоке I сместится в направлении O' , а точка O на блоке II - в направлении O'' . Произойдет "упругая отдача" или сейсмический толчок. Все точки на каждом из блоков окажутся в одной вертикальной плоскости. Так произойдет в том случае, если точки 1, 2, 3 ... были закреплены в одном створе до начала подготовки землетрясения, когда земная кора еще не была напряжена. Этот случай показан также на рис. 1, б для моментов времени t_0 и $t_0 + \Delta t$.

Теперь представим себе, что точки 1, 2, 3 ... закреплены в земной коре в одном створе в момент времени $t_0 + \Delta t$, когда земная кора уже деформировалась и первоначально закрепленные в одной плоскости точки в момент t_0 оказались на деформационной кривой. Если в этот момент (рис. 1, в) произойдет землетрясение, то точки O , 1, 2, 3 ... окажутся на разных кривых $O', 1', 2', 3' ...$ как на блоке I, так и на блоке II (рис. 1, г). Расстояние $O'O''$ будет равно $2 A_0 \cdot \Delta t$. Кривая $O'1'2'3'$ на блоке I, на которой окажутся геодезические пункты после землетрясения, близка к экспоненциальной кривой

$$y = A \cdot e^{-\alpha x} \quad (1)$$

Этот вывод сделан на основании данных по многим землетрясениям, происшедшим в местах, где геодезические измерения выполнялись до и после землетрясения (7).

Если после землетрясения положение геодезических пунктов аппроксимировалось кривой (1), то до землетрясения уравнение правой ветви деформационной кривой имело вид (рис.1,в)

$$y = A(1 - e^{-\alpha x}) \quad (2)$$

а левой ветви

$$y = A(e^{\alpha x} - 1) \quad (3)$$

согласно принятой системе координат.

В работе (5) впервые были выполнены расчеты, в которых уравнение деформационной кривой выражалось гиперболическим тангенсом

$$y = Ath\alpha x = \frac{e^{\alpha x} - e^{-\alpha x}}{e^{\alpha x} + e^{-\alpha x}} \quad (4)$$

Эта экспоненциальная кривая, выражающая характер как правой, так и левой ветви деформационной кривой, лучше согласуется с данными, полученными из измерений, выполненных после некоторых землетрясений. В действительности характер деформационной кривой должен будет уточняться в результате измерений координат ее точек в процессе геодезического мониторинга, выполняемого до землетрясения.

В уравнении (4) величина A равна половине относительного смещения U блоков за время Δt , прошедшее между моментом t_0 закрепления точек 1, 2, 3, ... в одной вертикальной плоскости и моментом измерения координат точек деформационной кривой. К этой величине A будут стремиться ординаты точек кривой при увеличении абсцисс этих точек.

Коэффициент α в уравнении (4) характеризует скорость нарастания ординат y с увеличением x , его размерность обратна размерности x . Чем больше α , тем при меньших значениях x ординаты y будут приближаться к A (5). На рис.3 приведены деформационные кривые, построенные по данным таблицы, рассчитанным для различных значений α .

Чем меньше α , тем дальше в тело блока проникают упругие деформации, а это означает, согласно утверждению сейсмологов, что нужно ожидать землетрясения значительной магнитуды.

Величина коэффициента α , с одной стороны, будет зависеть от длины L зоны сцепления блоков, а, следовательно, от величины поверхности сцепления S . Чем больше будут эти величины, тем медленнее будут нарастать деформации и тем больше окажется величина B и меньше α .

С другой стороны коэффициент α будет в определенной степени отражать упругое напряженное состояние горных пород, т.е. будет зависеть от модуля упругости среды. Чем больше будет сопротивляемость этих пород, тем

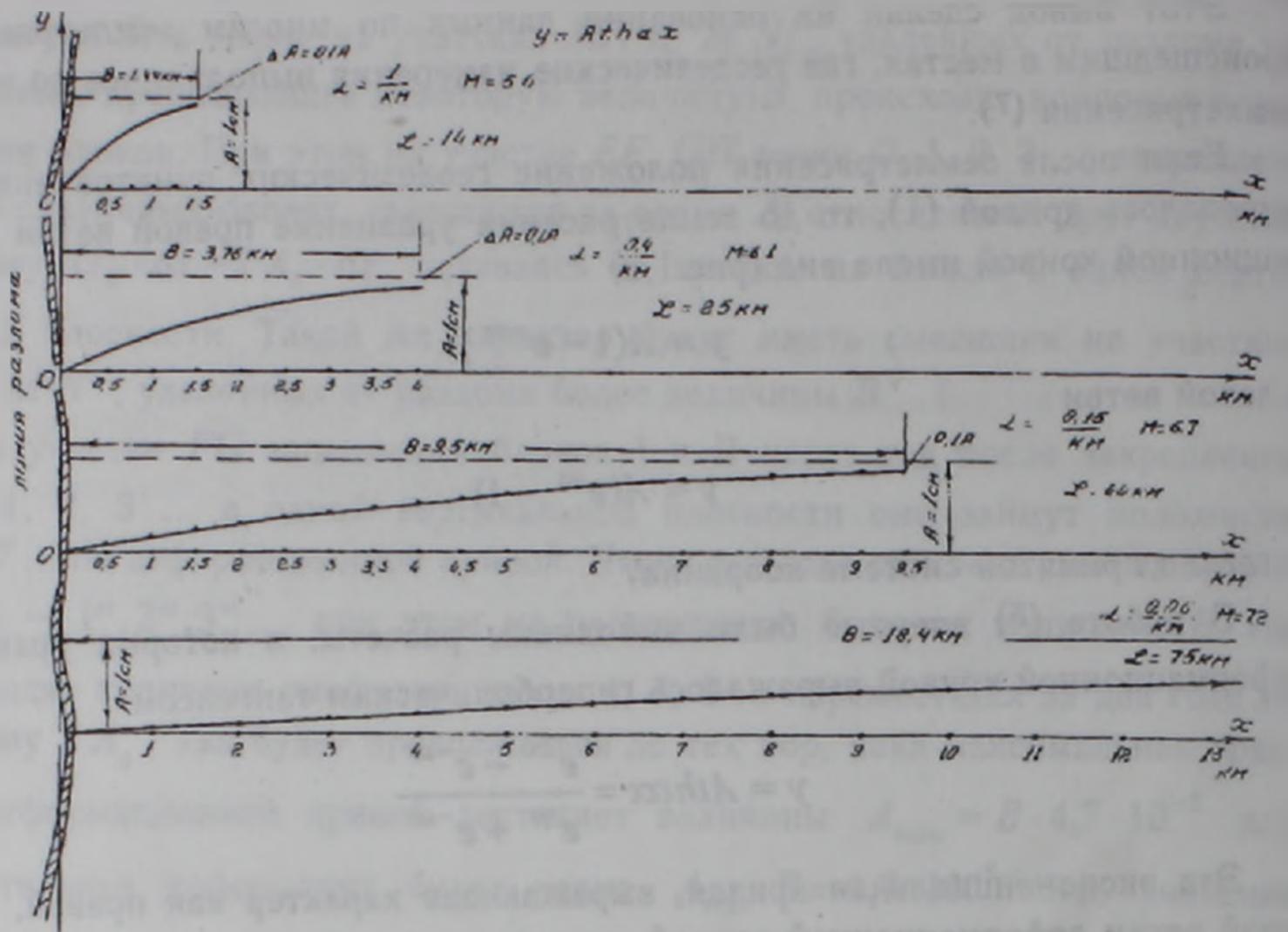


Рис. 3

меньше будет α и тем большие деформации A_{\max} накопятся за время подготовки сейсмического толчка.

Таким образом, можно утверждать, что должна существовать математическая зависимость между характеристикой геодезического предвестника — коэффициентом α в формуле деформационной кривой (4) и магнитудой M готовящегося землетрясения на участке зацепления двух сейсмогенных блоков, перемещающихся в противоположных направлениях.

Чтобы найти функцию $M=f(\alpha)$, необходимо иметь достаточное количество данных о параметрах уже происшедших землетрясений, а также иметь теоретический подход к решению задачи.

В работе замечательного русского сейсмолога Ю.В.Ризниченко (8) изложены результаты обработки данных многих землетрясений, часть из которых приведена в таблице. Для определения зависимости M от α достаточно знать магнитуду землетрясения и происшедшую подвижку крыльев очага U_{\max} или $A_{\max} = U_{\max} / 2$.

Для того чтобы найти зависимость между M и α , предварительно найдем зависимость между α и относительной деформацией ε , используя формулу (4). Дифференцируя эту формулу, получим

$$\frac{\partial y}{\partial x} = \frac{A \cdot \alpha}{Ch^2 \alpha x} = \varepsilon \quad (5)$$

Максимальное значение ε_{\max} при $x=0$ будет

$$\varepsilon_{\max} = A \cdot \alpha \quad (6)$$

откуда

$$\alpha = \frac{\varepsilon_{\max}}{A} \quad (7)$$

Как уже отмечалось, из обработки данных значительного числа землетрясений получено среднее значение относительной максимальной деформации

$$\varepsilon_{\max} = 4,7 \cdot 10^{-5} \pm 1,9 \cdot 10^{-5} \quad (8)$$

Используя это значение и приведенные в таблице данные о магнитудах и соответствующих им максимальных величинах $A_{\max} = U_{\max} : 2$, вычислены коэффициенты α , записанные в третьем столбце таблицы.

Зависимость коэффициента α от магнитуды M

№	Магнитуда M	Величина подвижки крыльев очага U , см	$\alpha = 1 / \text{км}$
1	5	3,5	2,68
2	5,6	9,2	1,02
3	6,1	24	0,39
4	6,7	64	0,15
5	7,2	170	0,055
6	7,8	440	0,021
7	8,4	1200	0,008
8	8,9	3100	0,008

Анализируя эти данные, нетрудно найти ключ к четко просматриваемой эмпирической зависимости между магнитудой M и коэффициентом α . При изменении магнитуды на (0,6 – 0,5) единиц коэффициент α увеличивается в 2,6 раза. Исходя из этого можно написать

$$M = 8,9 - 0,6 \frac{\lg \frac{\alpha}{0,003}}{\lg 2,6} \quad (9)$$

После преобразования формула (9) принимает вид

$$M = 5,5 - 1,4 \lg \alpha \quad (10)$$

По полученной формуле рассчитаны магнитуды землетрясений после предварительного расчета α согласно данным, приведенным в таблице. Сходимость расчетных данных с действительными значениями магнитуд оценивается в 0,2 единицы. По магнитуде M и известной в сейсмологии зависимости можно определить величину L .

Таким образом, впервые найдена математическая зависимость между характеристикой геодезического предвестника – деформационной кривой и параметрами очага будущего землетрясения и предложена теория деформа-

ционного предвестника. Какое практическое применение могут иметь полученные результаты?

В работах (2.5) говорится о том, что геодезические построения в поперечных к разлому направлениях должны простираться на 10 и более километров для того, чтобы получить данные о характере упругих деформаций земной коры в зоне подготовки землетрясения.

На рис.1 показан поперечник длиной 3 км, на котором закреплены 6 точек, расположенных на расстоянии 0,5 км друг от друга. Такого числа точек достаточно, чтобы по значениям их координат определить коэффициент α . Из формулы (4) следует, что для определения неизвестных A и α достаточно иметь два уравнения. Измерив на местности координаты двух точек (x и y), можем вычислить значения A и α . Для контроля будут использованы координаты дополнительных точек.

Таким образом, выполнив высокоточные геодезические измерения лишь на одном створе небольшой протяженности и вычислив α , мы сможем получить данные о магнитуде M и длине очага L будущего землетрясения.

Заглядывая несколько вперед, можно сказать, что деформационная кривая несет в себе информацию и о других параметрах землетрясения: о сейсмическом моменте, ширине поверхности разрыва, величине подвижки крыльев поверхности разрыва. Для всех указанных параметров можно найти эмпирические зависимости от α .

Дальнейшее развитие теории геодезического — деформационного предвестника будет освещено в последующих публикациях. Можно надеяться, что развитие этой теории приведет к новым результатам, которые позволят приблизиться к краткосрочному прогнозу. Логика подсказывает, что в деформационной кривой, изменение ординат которой есть результат медленного, постепенного накопления упругих напряжений, должна изменяться скорость роста ординат y перед землетрясением. Следовательно, обнаружив очаг будущего землетрясения и организовав непрерывное наблюдение за деформациями, можно будет обнаружить наличие краткосрочного геодезического предвестника.

Таким образом, мы видим реальные возможности приблизиться к решению сложнейшей проблемы прогноза землетрясений, в частности, в более глубоком изучении деформационного предвестника землетрясений.

Ереванский архитектурно-строительный институт
Национальная служба сейсмической защиты РА

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Ա. Հ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Երկրաշարժերի գեոդեզիական դեֆորմացիոն նախագուշակ

Հողվածում քննարկվում են երկրաշարժերի կանխագուշակման վերաբերող հարցերը: Կանխագուշակել երկրաշարժը նշանակում է պատասխանել 3 հարցերի. որտեղ, ինչպիսի մագնիտուդով և երբ տեղի կունենա հերթական սեյսմիկ հարվածը: Պրոբլեմը չափազանց բարդ է: Չկան մաթեմատիկական օրինաչափություններ, որոնց օգնությամբ հնա-

րավոր է որոշել, երբ երկրի խորքերի այս կամ այն ծավալի մեջ դանդաղ ընթացող պրոցեսները կընդհատվեն թուխքային փոփոխությամբ:

Հողվածում առաջարկվում է նոր մեթոդիկա ապագա երկրաշարժի օջախի տեղը կանխագուշակելու և նրա մագնիտուդը գնահատելու համար: Մեթոդիկան հիմնված է ճշգրիտ գեոդեզիական չափումների վրա, այսինքն գեոդեզիական դեֆորմացիոն նախագուշակի ուսումնասիրության վրա:

Հայտնաբերված է մաթեմատիկական օրինաչափություն գեոդեզիական նախագուշակի բնութագրերի և ապագա երկրաշարժի մագնիտուդի և ենթադրվող օջախի երկարության միջև:

Ստացած օրինաչափությունը հնարավորություն է տալիս համեմատաբար կարճ ճանապարհով և քիչ ծախսերով պատասխանել վերը նշված երեք հարցերից երկուսին. որտեղ և ինչ մագնիտուդով է սպասվում հերթական երկրաշարժը: Դա հնարավորություն կտա երկրաշարժագետներին կենտրոնացնել կոնկրետ տարածքի վրա բոլոր հնարավոր միջոցները երրորդ հարցին, երբ կարող է տեղի ունենալ սեյսմիկ հարվածը, ավելի մեծ հավանականությամբ պատասխանելու համար:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1 С.С.Григорян, ДАН СССР, т.306, с.1083-1087 (1989).
- 2 А.К.Певнев, Изв. АН СССР, сер. Физика Земли, №12, 1988.
- 3 Дж.А.Эйби, Землетрясения, М., Недра, 1982.
- 4 G.F.Reid, Bull.Department Geology. Univ. Calif. Publ., v.6, №19, p.413-444 (1911).
- 5 Р.А.Мовсесян, ДНАН Армении, т.96, №2-4, с.76-82 (1996).
- 6 Т.Рикитаке, Предсказание землетрясений, М., МИС, 1979.
- 7 В.Н.Магницкий, Внутреннее строение и физика Земли, 1965.
- 8 Ю.В.Ризниченко, Исследования по физике землетрясений, М., Наука, 1976.

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

УДК 546.135+46.683

Дж. А. Микаелян, В. Ж. Арцруни, Н. О. Геокчян, А. Г. Хачатрян

**Экстракционно-абсорбциометрическое определение таллия(III)
основным красителем нейтральным красным**

(Представлено академиком НАН Армении А.А.Манташяном 10/X 1997)

Повышенные требования к точности, чувствительности и избирательности методов аналитического определения ряда редких и рассеянных элементов, в том числе таллия, привлекают внимание аналитиков к экстракционно-фотометрическим методам с применением основных красителей, которые позволяют быстро и надежно проводить операции разделения, выделения, концентрирования.

В качестве реагентов на таллий для экстракционно-фотометрического определения применялись красители азинового и оксазинового рядов. Из азиновых красителей ранее для определения микроколичеств таллия использовали только сафранин Т (1-3). Данных о применении для вышеуказанной цели других представителей этого ряда красителей нам обнаружить не удалось. В этой связи несомненный интерес приобретает исследование ранее не изученного красителя азинового ряда – нейтрального красного, поскольку кроме того, что это имеет практическое значение, могут быть получены данные, позволяющие связать строение основного красителя с его спектральными характеристиками и аналитическими параметрами, характеризующими методики определения следовых количеств редких и рассеянных элементов.

Рабочий раствор таллия (III) готовили соответствующим разбавлением запасного раствора, титр которого устанавливали броматометрическим методом. Кислотность водной фазы регулировали добавлением соляной кислоты. Раствор нейтрального красного готовили растворением навески красителя в дистиллированной воде. Органические растворители квалификации "хч" и "чда" дополнительной очистке не подвергали.

Спектры светопоглощения органических экстрактов измеряли на спектрофотометре СФ-16, равновесные значения рН водных растворов измеряли при помощи рН-метра-милливольтметра рН-121 со стеклянным электродом.

Для экстракционного извлечения образующегося ионного ассоциата хлоридного комплекса таллия (III) с катионом красителя наиболее пригодным экстрагентом оказался амилацетат. При этом простая соль красителя практически не извлекается в органическую фазу.

Однократная экстракция, осуществляемая путем встряхивания в течение одной минуты, приводит к практически количественному переходу ионного ассоциата в фазу органического красителя.

Максимум на спектрах светопоглощения полученных экстрактов наблюдается при длине волны 530 нм. Максимальные и постоянные значения оптической плотности достигаются при рН 1,0 при использовании растворов красителя с концентрацией $1,6 \cdot 10^{-5}$ моль/л. Оптическая плотность органических экстрактов остается неизменной в течение двух часов. Прямая пропорциональная зависимость между оптической плотностью органических экстрактов и концентрацией таллия (III) в водной фазе наблюдается в интервале содержаний таллия (III) 0,1-40 мкг в 10 мл. Степень извлечения 84,7%. Кажущийся молярный коэффициент светопоглощения, рассчитанный по данным градуировочного графика, $E_{530} = 5,5 \cdot 10^4$.

Стехиометрическое отношение компонентов в образующемся ионном ассоциате было установлено методом прямой линии Асмуса и равно 1:1.

Исследовано влияние некоторых сопутствующих элементов на экстракционно-абсорбциометрическое определение таллия нейтральным красным. Установлено, что определению таллия мешают золото (III), сурьма (V), платина (IV).

Разработан высокочувствительный экстракционно-фотометрический метод определения микроколичеств таллия в различных объектах. В стандартном образце оксидной марганцевой руды с паспортным содержанием таллия 0,42% при использовании нейтрального красного по разработанной методике нами найдено $(0,40 \pm 0,03)\%$.

Ереванский государственный университет
Государственный инженерный университет Армении

Չ. Ա. ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, Վ. Ժ. ԱՐԾՐՈՒՆԻ, Ն. Օ. ԳՅՈԿՉՅԱՆ, Հ. Գ. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Թալիումի էքստրակցիոն-աբսորբցիամետրիական որոշումը չեզոք կարմիր հիմնային ներկանյութով

Հետազոտվել է թալիումի քլորիդային կոմպլեքսի փոխազդեցությունը չեզոք կարմիր ազինային շարքի ներկանյութի հետ: Օպտիմալ թթվության պայմաններում (рН 1,0) թալիումը գործնականորեն միանվագ էքստրակցիայով լրիվ լուծահանվում է ամիլացետատով:

Գունավոր միացության ամիլացետատային էքստրակտը ֆոտոմետրիայի հիմնական օրենքին ենթարկվում է 0,1-40 մկգ 10 մլ ջրային ֆազում թալիումի պարունակության սահմաններում: Թվացող լուսակլանման մոլյար գործակիցը հավասար է $5,5 \cdot 10^4$:

Որոշվել է թալիումի քլորիդային կոմպլեքսի և ներկանյութի կատիոնի մոլային հարաբերությունը, որը կազմում է 1:1:

Ուսումնասիրվել է խանգարիչ և ուղեկցող տարրերի ազդեցությունը չեզոք կարմրի օգնությամբ թալիումի որոշման վրա:

Մշակված եղանակը կիրառվել է օբսիդային մանգանային հանքերում թալիումի որոշման համար:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А.Т.Пилипенко, Нгуен Монг Шинь, Укр. хим. журн., т.34, №5, с.400 (1968).

² Дж.А.Микаелян, В.Ж.Арцруни, А.Г.Хачатрян, Арм. хим. журн., т.41, №11, с.672

(1988). ³ Дж.А.Микаелян, В.Ж.Арцруни, А.Г.Хачатрян, Уч. зап. ЕГУ, №3, с.91, 1989.

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

УДК 576.3:576.311:616.37

Л. А. Акопян

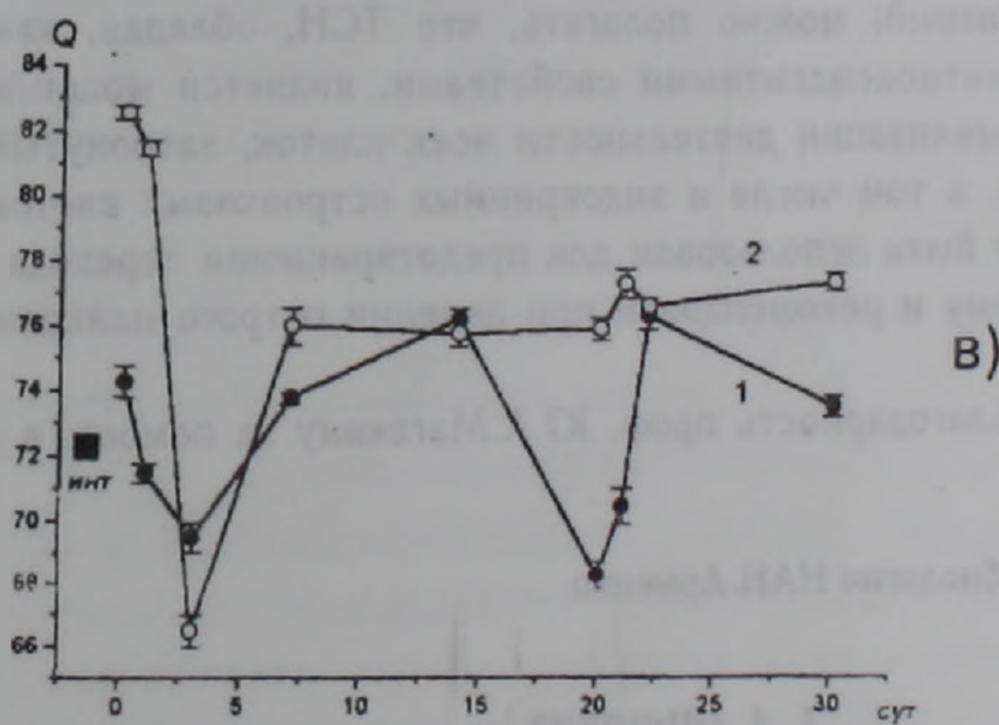
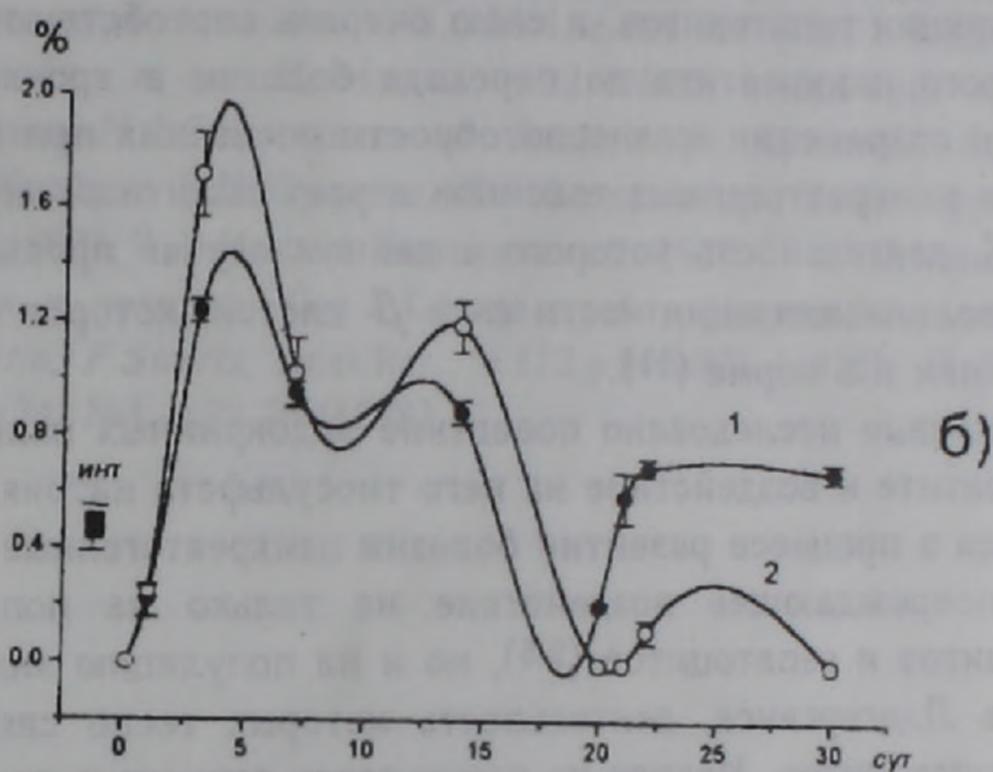
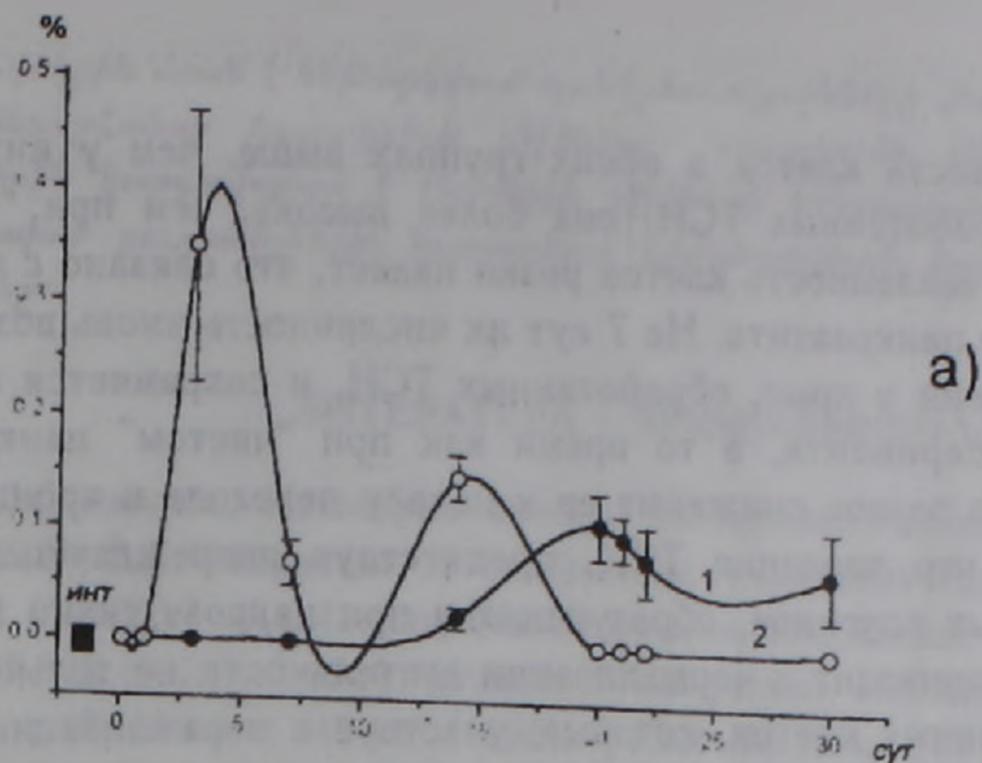
Кинетика пролиферации и численности эндокринных панкреацитов в процессе развития индуцированного острого панкреатита у крыс и воздействие на нее тиосульфата натрия

(Представлено академиком НАН Армении К.Г. Карагезяном 10/III 1998)

Проблема острого панкреатита – весьма распространенного заболевания у людей – сложна и до настоящего времени не разрешена, что в особенности касается его клиники и лечения до перехода в хроническую форму, поскольку лечение хронического панкреатита чрезвычайно затруднено и нередко заканчивается безрезультатно. Лечение острого панкреатита осложняется невозможностью проведения эксперимента на людях, поэтому в многочисленных исследованиях используются различные модели индуцированного острого панкреатита у лабораторных животных. Ранее в Отделе физико-химической биологии клетки ИМБ НАН РА была проведена серия исследований на модели индуцированного острого панкреатита у крыс, предложенной П.С. Симаворяном (1), в результате которых удалось выявить и детально изучить патологические изменения, происходящие в экзокринных клетках поджелудочной железы и связанные с ними изменения в популяции гепатоцитов в процессе развития острого панкреатита и после перехода его в хроническую форму (2-5). Затем в ряде работ было исследовано воздействие тиосульфата натрия (ТСН) на те же популяции клеток и показано, что это биологически активное вещество, положительно влияя на активность панкреа- и гепатоцитов, стимулирует восстановительные процессы в обеих популяциях и предотвращает переход острого панкреатита в хроническую форму (6-8). В указанных работах главное внимание было уделено исследованию функционирования в условиях патологии экзокринных панкреацитов и участия в его нормализации клеток печени. Между тем известно, что в регуляции ряда функций гепатоцитов, и в частности гликогенсинтезирующей, участвуют эндокринные α - и β -клетки островков Лангерганса поджелудочной железы, продуцирующие инсулин и глюкагон (9). В то же время очевидно, что условия острого панкреатита не могли не отразиться на поведении этих клеток. В данной работе представлены результаты анализа основных препаратов, определяющих жизнеспособность α - и β -клеток при панкреатите без воздействия и под воздействием ТСН, а именно: митотический индекс (число делящихся клеток, в %), индекс

меченая ^3H -тимидином синтеза ДНК с помощью радиоавтографии (в %) и численность клеток в $0,01 \text{ мм}^2$ площади среза.

На рисунке (а) представлены кривые, характеризующие кинетику митотического индекса исследованных клеток начиная с 3 ч после индукции панкреатита и до 30 сут включительно, т.е. за период, охватывающий острую и хроническую стадии. Видно, что у больных крыс, не подвергавшихся воздействию ТСН ("чистый" панкреатит), вплоть до 7 сут (т.е. до завершения фазы "первичного эффекта") клетки, как и в контроле (интактные крысы), не делятся и лишь после этого митотический индекс начинает возрастать, достигает максимума на 20-21 сут (окончание стадии острого панкреатита), а затем, при переходе в хроническую форму, несколько понижается, оставаясь на достаточно высоком уровне до окончания эксперимента. Иная картина наблюдается у крыс, которым вводили ТСН. Здесь митотическая активность резко возрастает уже с 1 сут, достигает максимума на 3 сут, после чего снижается к 7 сут, вновь нарастает до 14 сут, а затем падает до нуля к 20 сут (начало хронической стадии при "чистом" панкреатите) и сохраняется на этом уровне до конца эксперимента. Из этого следует, что у здоровых крыс эндокринные α - и β -клетки практически не делятся. При "чистом" панкреатите в результате патологических нарушений их митотическая активность стимулируется для восполнения потерь при некробиозе. Но поскольку некробиотический процесс продолжается и в хронической стадии панкреатита, эти клетки не прекращают делиться, хотя и с меньшей активностью. Воздействие ТСН, как указывалось, стимулирует защитные реакции клеток поджелудочной железы, активность гепатоцитов и параллельно пролиферативную активность эндокринных клеток, что приводит к ранней стабилизации всей клеточной системы железы и нормализации деятельности популяций гепатоцитов. Это подтверждается данными радиоавтографии синтеза ДНК в эндокринных клетках (рисунок, б). Видно, что через 3 ч после индукции панкреатита синтетическая активность этих клеток полностью подавлена, в отличие от интактных крыс. Но уже с первых суток панкреатита начинается синтез ДНК в обеих группах, сильнее выраженный у крыс, обработанных ТСН, вплоть до перехода в хроническую стадию (20 сут). После этого при "чистом" панкреатите синтетическая активность снова возрастает и держится на этом уровне до конца эксперимента в полном соответствии с данными, характеризующими митотическую активность. В то же время при сравнении кривых митотической и синтетической активности видно, что количество синтезирующих ДНК клеток выше, чем число делящихся. Это означает, что часть клеток, накопивших больше диплоидного количества ДНК в ядрах, не делится, и функционирует с повышенным содержанием ДНК в ядрах, т.е. с большей активностью, чем диплоидные клетки. Последнее еще раз подтверждает концепцию Ю.А.Магакяна (10) об открытом им явлении гиперрепликации ДНК как о резервном механизме повышения активности клеток в экстремальных условиях и патологии. Об этом же свидетельствуют данные, характеризующие кинетику численности клеток, приходящихся на единицу площади островков Лангерганса (рисунок, в). В начале фазы "первич-



Изменение митотического индекса (а), индекса мечения (б) и численности (в) эндокринных панкреатитов в процессе развития острого панкреатита без воздействия (1) и под воздействием (2) тиосульфата натрия. О — число клеток на единицу площади; инт — интактные крысы; сут — сутки.

ого эффекта" численность клеток в обеих группах выше, чем у интактных крыс, но у крыс, обработанных ТСН, она более высока, чем при "чистом" панкреатите. К 3 сут численность клеток резко падает, что связано с гибелью части клеток в начале панкреатита. На 7 сут их численность вновь возрастает в более сильной степени у крыс, обработанных ТСН, и сохраняется на этом уровне до конца эксперимента, в то время как при "чистом" панкреатите наблюдается еще одно резкое снижение ее к началу перехода в хроническую фазу. Это означает, что введение ТСН, препятствуя повреждающему действию панкреатогенных токсинов, образующихся при некрозе ткани железы, при повторной атаке приводит к нормализации деятельности не только экзокринных, но и эндокринных клеток, которые, участвуя в нормализации гликогенсинтезирующей функции гепатоцитов, в свою очередь способствуют выходу из состояния острого панкреатита до перехода болезни в хроническую форму. Важную роль в сохранении жизнеспособности последних при первичной и повторной атаке панкреатогенных токсинов играет защитный механизм гиперрепликации ДНК, деятельность которого в данном случае проявляется, скорее всего, в виде полиплоидизации части α - и β клеток, которая вообще свойственна этим клеткам и в норме (11).

Таким образом, впервые исследовано поведение эндокринных панкреацитов при остром панкреатите и воздействие на него тиосульфата натрия. Показано, что образующиеся в процессе развития болезни панкреатогенные некротоксины оказывают повреждающее воздействие не только на популяции экзокринных панкреацитов и гепатоцитов (2-5), но и на популяцию эндокринных клеток островков Лангерганса, деятельность которых тесно связана с регуляцией функций гепатоцитов. Исходя из результатов данного и предшествующих (6-8) исследований, можно полагать, что ТСН, обладая, как было показано ранее (12), антиоксидантными свойствами, является мощным экзогенным фактором нормализации деятельности всех клеток, затронутых патологическим процессом, в том числе и эндокринных островковых клеток, и на этом основании может быть использован для предотвращения перехода болезни в хроническую форму и рекомендован при лечении острого панкреатита у людей.

Автор выражает благодарность проф. Ю.А.Магакяну за помощь в работе над данной статьей.

Институт молекулярной биологии НАН Армении

Լ. Հ. ՀԱՎՈՐՅԱՆ

Էնդոկրին պանկրեացիտների պրոլիֆերացիայի ու քանակի կիներտիկան առնետների մոտ հարուցված սուր պանկրեատիտի զարգացման ընթացքում և նատրիումի թիոսուլֆատի ազդեցությունը նրա վրա

Հետազոտվել են՝ էնդոկրին պանկրեացիտների քանակը, միտոտիկ ակտիվությունը և ԴՆԹ-ի սինթեզի առնետների մոտ սուր պանկրեատիտի զարգացման ընթացքում և նատրիումի թիոսուլֆատի ազդեցությունը նրանց վրա: Ցույց է տրվել, որ ոչ միայն

գեղձի էնդոկրին մասն է ենթարկվում պանկրեատոքսինների վնասիչ ազդեցությանը, այլ նաև Լանգերհանսի կղզյակների բջիջները: Նատրիումի թիոսուլֆատի ներարումը առնետներին կարգավորում է էնդոկրին բջիջների կենսագործունեության մեր կողմից հետազոտված ցուցանիշները, նպաստելով հիվանդության խրոնիկական ձևի անցման կանխմանը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ *Ս.С.Симаворян*, Некоторые аспекты патофизиологии панкреатитов, докт. дисс., Ереван, 1973.
- ² *Е.М.Каралова, Н.А.Габриэлян, А.С.Канаян и др.*, Цитология, т.32, №4, с.337-342 (1990).
- ³ *Л.А.Акопян, Н.А.Габриэлян, А.С.Канаян и др.*, Цитология, т.36, №8, с.829-835 (1994).
- ⁴ *Ю.А.Магакян, Е.М.Каралова, Л.А.Акопян и др.*, Биол. журн. Армении, т.49, №3-4, с.145-148 (1996).
- ⁵ *Ю.А.Магакян, Е.М.Каралова, Л.А.Акопян и др.*, Биол. журн. Армении, т.49, №3-4, с.164-167 (1996).
- ⁶ *Е.М.Каралова, А.С.Канаян, Л.А.Араратян и др.*, Цитология, т.32, №12, с.1205-1211 (1990).
- ⁷ *Е.М.Каралова, Л.А.Акопян, Н.А.Габриэлян и др.*, Биол. журн. Армении, т.50, №1-2, с.41-45 (1997).
- ⁸ *Ю.А.Магакян, Е.М.Каралова, Л.А.Акопян и др.*, Биол. журн. Армении, т.40, №1-2, с.46-52 (1997).
- ⁹ *Д.Мецлер*, Биохимия, т.2, 1980.
- ¹⁰ *Ю.А.Магакян, Е.М.Каралова*, Итоги науки и техники. Сер.: Общие пробл. физ.хим.биол., т.16, с.241, М.: (1991).
- ¹¹ *M.Ehrle, F.Swartz*, Anat.Res., v.172, p.305-306 (1972).
- ¹² *К.Г.Карагезян*, Вопр.мед. химии, т.24, №1, с.73-76 (1978).

УДК 616.155.37:616.35

А. С. Агабалян, А. М. Агавелян, О. Я. Давтян, А. П. Макарян, А. С. Акопян,
академик НАН Армении К. Г. Карагезян

Применение низкомолекулярной РНК для профилактики послеоперационных осложнений

(Представлено 24/X 1997)

Известно, что наиболее тяжелым осложнением в послеоперационном периоде является развивающаяся у больных эндогенная интоксикация. Независимо от этиологического фактора симптомы интоксикации имеют общие черты и клинические проявления, указывающие на наличие специфического синдрома эндогенной интоксикации и являющиеся важным фактором в патогенезе многих заболеваний.

Недостаточная эффективность терапии эндотоксикозов во многом объясняется малой информативностью традиционных лабораторных методов распознавания интоксикации и отсутствием средств с широким биологическим спектром действия, способных стимулировать неспецифическую резистентность организма.

В связи с вышеизложенным представлялось интересным изучить влияние низкомолекулярной РНК-препарата нуклеината (НН), обладающего иммунокорректирующим и иммуномодулирующими свойствами, на развитие послеоперационных осложнений у больных колоректальным раком.

Под наблюдением находилось 50 больных, оперированных по поводу аденокарциномы различных отделов толстой кишки. С целью раннего выявления развивающейся интоксикации в послеоперационном периоде использовали методы определения уровня молекул средней массы (МСМ), содержания креатинина (Кр), мочевины (М), общего белка (ОБ), альбумина (А) и лейкоцитарного индекса интоксикации (ЛИИ) (1-3). Для определения состояния гуморального иммунитета у больных были использованы методы определения количественного содержания иммуноглобулинов (ИгА, ИгМ, ИгГ) в сыворотке крови и показателей фагоцитоза (фагоцитарный индекс (ФИ) и фагоцитарная чувствительность (ФЧ)) (4). НН вводили внутримышечно по 2 мл 5%-ного

раствора на 0,5%-ном растворе новокаина ежедневно в течение первых 4-х суток после хирургического вмешательства по одному разу в день.

С целью установления оптимальных методов ранней диагностики интоксикации у всех больных определяли количественное содержание МСМ, Кр, М, ОБ, А и величину ЛИИ. Результаты этого исследования отражены в табл. 1.

Таблица 1

Сравнительная оценка методов индикации эндогенной интоксикации

Время после операции, ч	Показатели развития интоксикаций (n=50)					
	МСМ, усл. ед	Кр, мкмоль/л	М, ммоль/л	ОБ, г/л	А, мг/л	ЛИИ, абс. величина
12	0,375±0,02	128,6±1,6	7,63±0,11	68,8±2,5	56,1±1,5	2,86±0,14
24	0,405±0,04	130,1±1,9	7,56±0,14	66,1±1,1	54,2±0,9	2,97±0,09
36	0,412±0,03	130,8±2,1	8,01±0,22	65,7±2,2	55,1±1,2	3,24±0,36
48	0,4105±0,01	132,5±3,4	8,21±0,19	64,3±1,6	53,6±2,1	3,36±0,51
Доноры	0,246±0,019	123,1±2,95	7,51±0,11	76,3±2,31	60,0±1,2	1,55±0,05

Из таблицы видно, что наиболее информативными методами лабораторной диагностики эндогенной интоксикации являются методы определения МСМ и ЛИИ, о роли которых в ранней диагностике эндотоксикозов сообщали также и другие авторы (5).

Для изучения влияния НН на течение послеоперационного периода больные были подразделены на две группы, из которых первая (n=25) получала традиционную послеоперационную терапию, а вторая (n=25) на фоне традиционной терапии – нуклеинат натрия. Об эффективности проводимой терапии судили по восстановлению клинико-биохимических показателей (табл. 2).

Таблица 2

Влияние НН на восстановительные процессы в послеоперационном периоде (через 96 ч после операции)

Показатели интоксикации	Группа больных		Доноры (n=40)
	I (n=25)	II (n=25)	
МСМ	0,315±0,021	0,358±0,012	0,246±0,018
ЛИИ	2,21±0,11	1,59±0,22	1,55±0,05
Кр	136,2±2,2	128,4±1,3	123,2±2,95
ОБ	67,9±2,6	73,5±1,4	76,2±2,31
А	53,6±0,9	58,1±1,2	58,5±1,2
М	8,9±0,44	7,61±0,13	7,38±0,11

Примечание: значения показателей те же, что в табл. 1.

Из таблицы видно, что у больных второй группы, получавших нуклеинат натрия, показатели эндогенной интоксикации в раннем послеоперационном периоде оставались в пределах своих физиологических значений, в то время как у больных первой группы, несмотря на проводимую базисную терапию, они все еще оставались значительно измененными. Нужно отметить, что результаты биохимического исследования у больных обеих групп практически не изменялись в течение всего периода наблюдения и полностью соответствовали клинической картине послеоперационного периода.

Проведенное лабораторное и клиническое исследование больных показало, что выраженная эндогенная интоксикация наблюдалась у 6 больных первой группы и у одного больного второй группы (24 и 4% соответственно).

Следующий этап исследований был посвящен изучению влияния нуклеината натрия на состояние гуморального иммунитета в послеоперационном периоде у больных обеих групп. Результаты этих исследований суммированы в табл.3.

Таблица 3

Влияние нуклеината натрия на состояние гуморального иммунитета у больных в послеоперационном периоде (через 96 ч после операции)

Показатели гуморального иммунитета	Группа больных (n=50)		Доноры (n=40)
	I (n=25)	II (n=25)	
Т-лимфоциты, %	41,2±1,33	53,3±1,26	55,2±0,5
ИгА, г/л	1,27±0,09	1,97±0,14	2,01±0,21
ИгМ, г/л	0,66±0,03	0,83±0,43	0,89±0,09
ИгГ, г/л	6,2±1,05	9,48±0,25	10,1±0,45
ФИ, %	5,8±1,3	9,05±0,94	10,1±2,1
ФЧ, %	38,9±4,5	55,3±3,2	60,0±5,5
ПЗФ, абс. величина	0,89	0,98	1,0

Полученные данные убедительно показывают, что нуклеинат натрия обладает выраженным иммунокорригирующим действием, выражающимся в полном восстановлении показателей иммунитета, что коррелирует с данными других исследователей, использовавших в качестве иммуностимулятора препараты низкомолекулярной РНК (6,7).

Эффективность применения нуклеината натрия оценивали по количеству возникающих осложнений в послеоперационном периоде. Показательно, что в первой группе осложнения наблюдались у 6 больных (24%), тогда как у больных второй группы осложнение было зарегистрировано у одного больного (4%).

Впервые о широком спектре биологического действия препаратов низкомолекулярной РНК, в частности нуклеината натрия (натриевая соль рибонуклеиновой кислоты), сообщил А.В.Земсков (7). Впоследствии было показано, что препараты РНК обладают способностью усиливать первичный и вторичный иммунные ответы, стимулировать синтез эндогенного интерферона, активировать фагоцитоз, обладают детоксицирующим, противовирусным и противоопухолевым действием (8,9).

Таким образом, проведенное нами исследование показало выраженное детоксицирующее и иммункорректирующее свойство нуклеината натрия, что позволяет рекомендовать его для использования в комплексе мероприятий по профилактике послеоперационных осложнений.

Ереванский государственный медицинский университет

НИИ проктологии МЗ РА

Институт молекулярной биологии НАН Армении

Ա. Ս. ԱՂԱԲԱԼՅԱՆ, Ա. Մ. ԱՂԱՎԵԼՅԱՆ, Օ. Յ. ԴԱՎԹՅԱՆ, Ա. Պ. ՄԱԿԱՐՅԱՆ,

Ա. Ս. ՀԱԿՈԲՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Կ. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈՉՅԱՆ

Ցածրմոլեկուլային ՌՆԹ-ի կիրառումը հետվիրահատական բարդությունների պրոֆիլակտիկայի համար

Ցույց է տրված, որ նատրիումի նուկլեինատը արտահայտված դրական ազդեցություն է ունենում Հաստ աղու քաղցկեղով հիվանդների կենսագործունեության և իմունոլոգիական ստատուսի վրա՝ հետվիրահատական շրջանում: Հաստատված է, որ էնդոգեն ինտոքսիկացիայի վաղ Հայտնաբերման օբյեկտիվ գործոններ են Հանդիսանում միջին մասսայի մոլեկուլների որոշումը և ինտոքսիկացիայի լեյկոցիտար ինդեքսը: Որոշված է, որ նատրիումի նուկլեինատի կիրառումից հետո հետվիրահատական բարդությունների թիվը կազմում է 4 տոկոս, իսկ բուժման արդյունավետությունը բարձրացել է 6 անգամ:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Н.И.Габриелян, А.А.Дмитриев, О.А.Севостьянов и др., Анестезиология и реаниматология, №1, с.36-38, 1985. ² В.Г.Колб, В.С.Камышников, Справочник по клинической химии, М., Медицина, 1987. ³ Б.А.Рейс, А.К.Чернышев, А.В.Николов и др., Вест.хирургии, №6, с.53-55, 1986. ⁴ Л.Б.Борисов., Б.Н.Козьмин-Соколов, И.С.Фрейдлин, Руководство к лабораторным занятиям по медицинской микробиологии, вирусологии и иммунологии, М., Медицина, 1993. ⁵ А.С.Агабалян, Р.А.Захарян, А.П.Макарян и др., ДНАН Армении, т.96, № 1, с 62-65 (1996). ⁶ А.М.Земсков, Иммунология, №4, с.83-85, 1988. ⁷ А.М.Земсков, Журн. микробиол.эпидемиол. иммунол., №3, с.80-84, 1980. ⁸ А.Б.Островский, Тер.архив, №2, с.37-40, 1986. ⁹ В.М.Провоторов, А.М.Земсков, А.В.Никитин и др., Иммунология, №1, с.75-77, 1984.

УДК 612.827:612.82

Л. Р. Манвелян, А. М. Насоян, академик НАН Армении В. В. Фанарджян

**Ответы нейронов вестибулярных ядер лягушки
при их антидромной и ортодромной активации**

(Представлено 11/II 1998)

В предыдущем нашем исследовании (1) на основании анализа амплитудных и временных характеристик фокальных, полевых потенциалов вестибулярного ядерного комплекса (ВЯК), возникающих на стимуляцию ипсилатерального вестибулярного нерва и вестибулоспинального тракта в шейном и поясничном отделах спинного мозга, была показана четкая корреляция между особенностями вестибулярного входа в ВЯК и вестибулоспинальной системой у лягушки. Настоящая работа является продолжением исследования указанного вопроса при использовании техники внутриклеточного отведения потенциалов отдельных нейронов.

Эксперименты были выполнены на изолированном перфузируемом препарате мозга 50 взрослых озерных лягушек (*Rana ridibunda*) (2). Животные глубоко наркотизировались раствором M^s -222, или применялся эфирный наркоз. Череп и позвоночный столб открывались с дорсальной стороны. Животное обездвигивалось внутримышечным введением дитилина (10%-ного раствора, 2 мг/кг веса тела). Перфузируемый рингеровский раствор насыщался смесью O_2 (96%) и CO_2 (4%) и охлаждался до 10-18°C. Биполярные стимулирующие электроды накладывали на переднюю ветвь VIII черепного нерва, а также вводили в шейный (II пара спинномозговых нервов) и поясничный (VIII-X пары спинномозговых нервов) отделы спинного мозга. Электрическое раздражение осуществляли одиночными прямоугольными ударами постоянного тока (0,1-0,2 мс; 0,05-0,4 мА) с частотой 0,3 Гц. Для отведения внутриклеточных потенциалов использовали сточенные стеклянные микроэлектроды, заполненные раствором лимоннокислого калия (2М) с сопротивлением 10-30 МОм. Применялся компьютерный анализ данных. Пробеги луча осциллографа конвертировали при помощи аналого-цифрового устройства и данные сохраняли в компьютере для последующей статистической обработки.

Раздражение передней ветви ипсилатерального вестибулярного нерва вызывало в ВЯК потенциалы поля, состоящие из двух негативных компонентов, из которых первый (N_0) представлял входящий залп активированных афферентных волокон и второй (N_1) отражал постсинаптическую деполяризацию центральных вестибулярных нейронов (3-5). Согласно проведенным измерениям и последующей коррекции скрытые периоды возникновения N_0 компонента составляли 0,61-0,89 мс ($0,73 \pm 0,07$ мс; $n=64$). N_1 компонент возникал с латенцией 1,66-2,92 мс ($2,18 \pm 0,36$ мс; $n=62$). Разница между отмеченными величинами представляла синаптическую задержку, равную 1,2-2,6 мс ($1,83 \pm 0,38$ мс; $n=41$). Указанные потенциалы поля служили ориентиром для определения области регистрации активности вестибулярных нейронов.

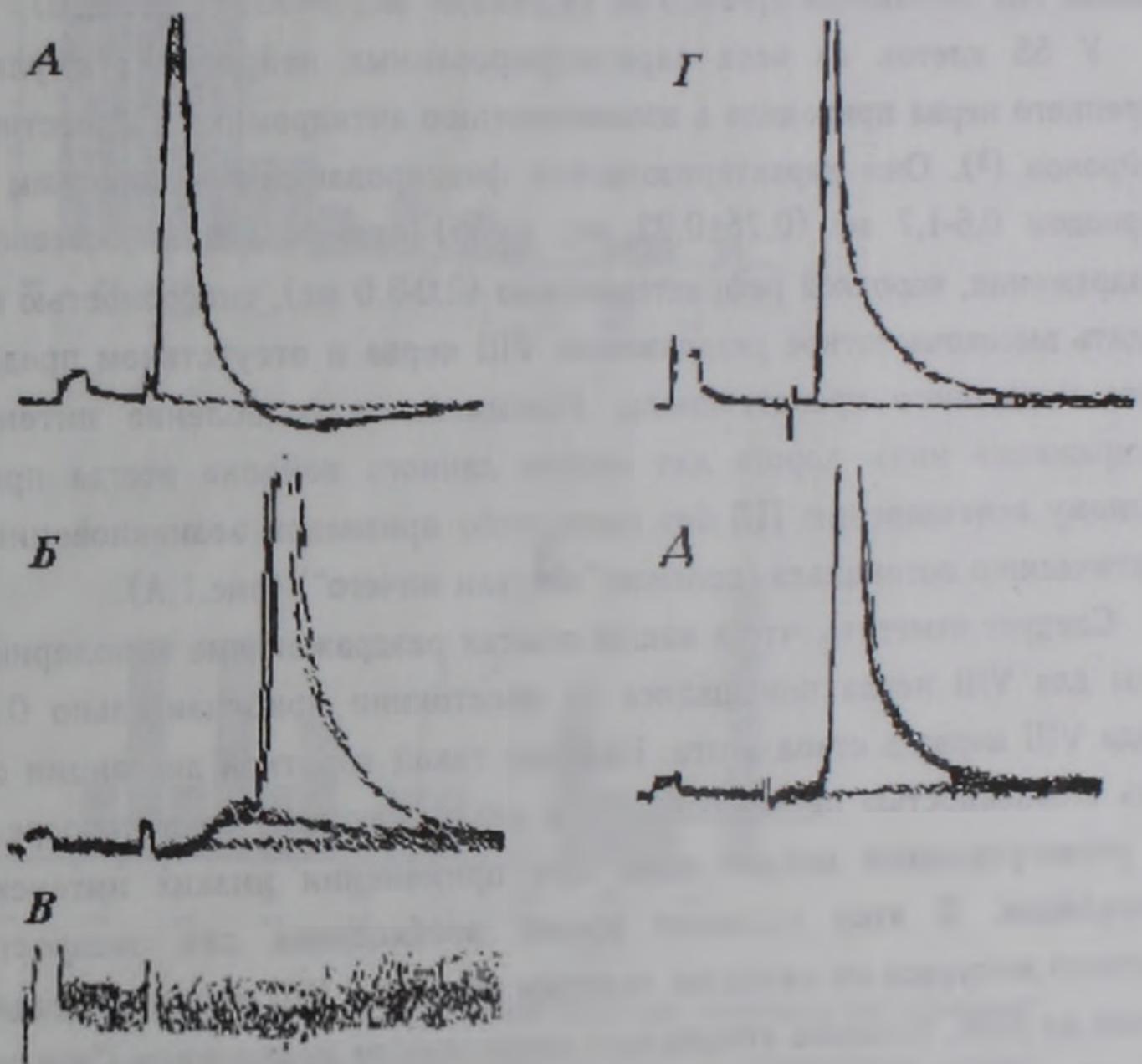


Рис.1. Антидромная и синаптическая активация вестибулярных нейронов лягушки: А – антидромный потенциал действия; Б – ВПСП с ортодромным потенциалом действия на раздражение передней ветви ипсилатерального вестибулярного нерва; В – внеклеточная запись ответа нейрона на В; Г, Д – антидромные потенциалы действия вестибулоспинальных нейронов на раздражение шейного (Г) и поясничного (Д) утолщений спинного мозга. Калибровочный импульс: 1 мВ, 2 мс (для Б, В, Д), 5 мВ, 2 мс (для А, Г). Проведен компьютерный анализ потенциалов.

Внутриклеточная активность была зарегистрирована у 320 нейронов ВЯК. У 90 нейронов электрическое раздражение VIII нерва вызывало химически передаваемый возбуждающий постсинаптический потенциал (ВПСП), возникающий с латенцией 1,5-5,63 мс ($2,8 \pm 0,88$ мс). Из них у 48 нейронов скрытый период ВПСП составлял 1,5-2,9 мс ($2,18 \pm 0,42$ мс), что дало основание оценить указанные постсинаптические потенциалы как моносинаптические (3,4), а регистрируемые клетки как вестибулярные нейроны второго порядка (5). Амплитуда указанных ВПСП градуально увеличивалась при увеличении интенсивности раздражения VIII нерва и достигала 7,4 мВ с временем восхождения до пика ВПСП в 1,74-7,0 мс ($3,65 \pm 1,35$ мс; $n=19$); длительность ВПСП, измеряемая от пика до половины амплитуды деполяризации, доходила до 7,85 мс. При более интенсивных раздражениях на вершине ВПСП возникали потенциалы действия (ПД) с амплитудой 50-100 мВ. Латенция наиболее ранних ПД составляла 2,46-7,0 мс ($4,26 \pm 1,07$ мс; $n=33$) (рис.1,Б,В).

У 55 клеток из всех зарегистрированных нейронов стимуляция VIII черепного нерва приводила к возникновению антидромных ПД вестибулярных нейронов (3). Они характеризовались фиксированным и коротким скрытым периодом 0,6-1,7 мс ($0,75 \pm 0,22$ мс; $n=55$) при различных интенсивностях раздражения, короткой рефрактерностью (2,0-3,0 мс), способностью воспроизводить высокочастотное раздражение VIII нерва и отсутствием предшествующего медленного препотенциала. Минимальное ослабление интенсивности раздражения ниже порога для аксона данного нейрона всегда приводит к полному исчезновению ПД без каких-либо признаков возникновения постсинаптического потенциала (правило "все или ничего") (рис.1,А).

Следует отметить, что в наших опытах раздражающие биполярные электроды для VIII нерва помещались на расстоянии приблизительно 0,4 мм от входа VIII нерва в ствол мозга. Наличие такой короткой дистанции осложнялось возможностью перекидки петель раздражающего тока непосредственно на регистрируемый нейрон даже при применении низких интенсивностей стимуляции. В этих условиях время, необходимое для распространения нервного импульса по наиболее толстым волокнам VIII нерва от места раздражения до ВЯК, согласно специально проведенным измерениям Страка и сотр. (5), равно 0,6-0,65 мс (время утилизации – 0,5 мс). Это дало основание ПД, регистрируемые на стимуляцию VIII нерва из вестибулярных нейронов со скрытыми периодами короче 0,6 мс, не считать антидромно возникающими.

У 134 нейронов ВЯК на раздражение спинного мозга возникали антидромные ПД, которые определялись на основании тех же особенностей, как и антидромные ответы нейронов ВЯК, вызванные стимуляцией VIII нерва. Указанные нейроны идентифицировались как вестибулоспинальные и были подразделены на вестибуло-цервикальные клетки (С-нейроны), антидромно активируемые на раздражение шейного отдела спинного мозга, и вестибуло-

люмбарные клетки (L-нейроны), которые испытывали антидромную активацию и при раздражении поясничного отдела спинного мозга. Антидромные ПД С-нейронов характеризовались латенцией 1,05-2,9 мс ($1,43 \pm 0,37$ мс; $n=82$), рефрактерным периодом в 2,0-3,0 мс, способностью воспроизводить высокочастотное раздражение. Антидромные ПД L-нейронов возникали с латенцией 1,46-2,96 мс ($2,19 \pm 0,53$ мс; $n=21$), их рефрактарность также была короткой, и они могли быть воспроизведены при высокочастотном раздражении (рис.1,Г,Д; рис.2,А,Б)

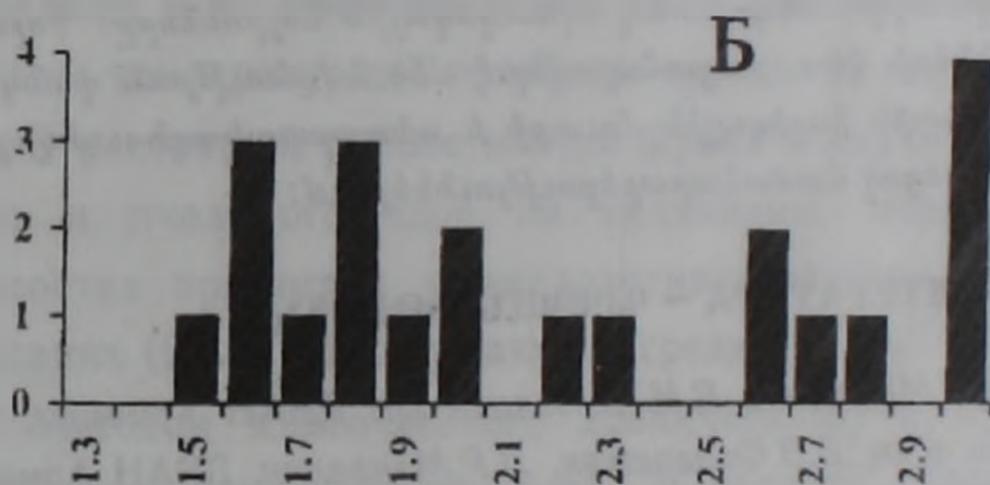
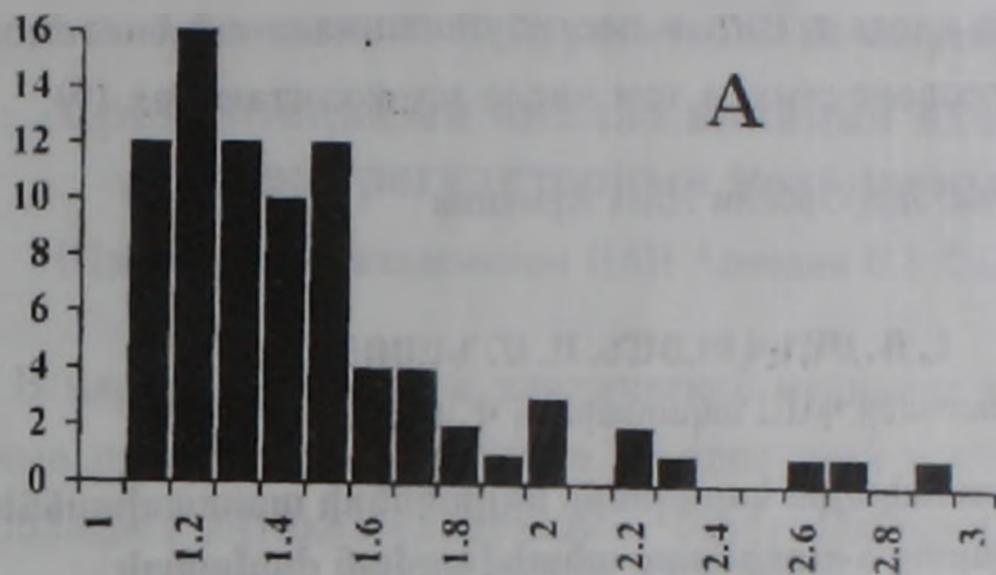


Рис.2. Гистограммы распределения скрытых периодов антидромных ответов вестибулоспинальных нейронов лягушки на стимуляцию шейного (А) и поясничного (Б) утолщений спинного мозга. По оси абсцисс — время, мс; по оси ординат — количество нейронов

7 нейронов ВЯК могли быть антидромно активированы при стимуляции спинного мозга и вестибулярного нерва. Последнее с некоторой долей вероятности указывает на возможность коллатерального ветвления вестибулоспинальных аксонов С- и L-нейронов. Однако нельзя исключить, что отмеченная антидромная активация из двух источников определялась электротоническим сцеплением вестибулоспинальных клеток с эфферентными нейронами ВЯК, проецирующимися в лабиринт (3). Этот вопрос требует дальнейшего изучения

с применением специального тестирования на коллатеральное ветвление аксонов.

Стимуляция спинного мозга приводила и к синаптической активации вестибулярных нейронов. Регистрируемые ПД на раздражение шейного утолщения возникали со скрытым периодом в среднем 2,29 мс; ПД на стимуляцию поясничного утолщения спинного мозга возникали немного реже с латенцией до 3,37 мс.

Суммируя полученные данные, следует отметить большое сходство в функциональной организации корреляционных отношений между особенностями вестибулярного входа в ВЯК и вестибулоспинальной системой у лягушки и более высших позвоночных, в том числе млекопитающих (6).

Институт физиологии им. Л.А.Орбели НАН Армении

Լ. Ռ. ՄԱՆՎԵԼՅԱՆ, Ա. Մ. ՆԱՍՈՅԱՆ,

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Վ. Բ. ՖԱՆԱՐՋՅԱՆ

Գորտի անդաստակային կորիզների նեյրոնների պատասխանները հակընթաց և ուղղընթաց ակտիվացման ժամանակ

Ներքղջային արտածման տեխնիկայի կիրառման ժամանակ հետազոտվել են անդաստակային կորիզների նեյրոնների հակընթաց պոտենցիալները՝ ի պատասխան անդաստակային նյարդի և ողնուղեղի խթանման: Էլեկտրաֆիզիոլոգիորեն տարբերակվել և ուսումնասիրվել են վերջիններիս անդաստակ-ողնուղեղային նեյրոնները: Գորտերի մոտ, համեմատած կաթնասունների հետ, բացահայտվել է մեծ նմանություն գանգային ութերորդ նյարդի անդաստակային կորիզային մուտքի և անդաստակ-ողնուղեղային համակարգի միջև գոյություն ունեցող համահարաբերություններում:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ *В.В.Фанарджян, Л.Р.Манвелян, В.И.Погосян и др.* ДНАН Армении, т.97, №3, с.76-81 (1997). ² *В.И. Погосян, В.В.Фанарджян, Л.Р.Манвелян,* ДНАН Армении, т.97, №2, с.70-72 (1997). ³ *W.Precht, A.Richter, S.Ozawa et al.,* Exp.Brain Res., v.19 p.377-393 (1974). ⁴ *H.Straka, N.Dieringer,* J.Neurophysiol., v.76, p.3081-3101 (1996). ⁵ *H.Straka, S.Biesdorf, N.Dieringer,* J.Neurophysiol., v.78, p.1363-1372 (1997). ⁶ *V.J.Wilson, G.Melvill Jones,* Mammalian Vestibular Physiology, N.Y., London, Plenum Press, 1979.

ФИЗИОЛОГИЯ

УДК 612.57

Р. А. Арутюнян, К. Р. Арутюнян, С. Ш. Мартиросян, А. В. Восканян

**Сравнительный анализ влияния ядов пчел и змей на
терморегуляторные механизмы организма**

(Представлено академиком НАН Армении В.В.Фанарджяном 19/II 1998)

В настоящее время в клинической медицине успешно применяют эффективные препараты, полученные из ядов змей и пчел. Известно, что змеиный яд обладает антикоагулирующим, болеутоляющим, анальгезирующим эффектом, а также стимулирует функции кортико-адреналовой системы организма (1-3). Пчелиный яд вызывает охранительное торможение высших отделов нервной системы, оказывает сосудорасширяющее и регулирующее влияние на липидный и углеводный обмен (4-6). Однако влияние змеиного и пчелиного ядов на температурный гомеостаз организма необходимо выяснить.

В настоящей работе мы постарались изучить особенности влияния змеиного и пчелиного ядов на механизмы, поддерживающие температурный гомеостаз организма у ненаркотизированных крыс при термoneйтральных условиях (21-22°C) окружающей среды.

Методом многочасового хронического термографирования у животных определяли температуру "ядра" в области ободочной кишки и бедренных мышц и температуру "оболочки" в области хвостовой артерии. Регистрация температуры исследуемых точек производилась с помощью термопар диаметром 100 мкр на 12-канальном самопишущем потенциометре. Последний был подключен к выходу фотоэлектрического умножителя Ф-116/2 с чувствительностью 0,013°C для определения температуры "ядра" и 0,13°C для "оболочки" и термокамеры. Для оценки участия механизмов сократительного термогенеза в регуляции температурного гомеостаза "рабочие" спай термопар вводили в мякоть бедренных мышц на длину 1,5-2,0 см. С целью изучения особенностей несократительного термогенеза термопару вводили в ободочную кишку на глубину 5 см. "Свободные" спай всех термопар помещались в ультратермостат типа У-10, где поддерживалась эталонная температура.

Теплосодержание в организме определяли по формуле $Q=Cm(t^{\circ})$, где m – масса животного, C – удельная теплоемкость тканей, равная $0,83$ кал/гр $^{\circ}$ С, t° – абсолютная температура "ядра" организма. Каждый эксперимент проводили на трех крысах. Во время эксперимента в течение 30 мин проводили синхронную регистрацию исследуемых показателей с целью установления их контрольного фона, затем одной крысе внутривенно вводился пчелиный яд в дозе 25 мг/100 г массы тела, второй – яд гюрзы, а третьей – яд кобры в той же дозе. Далее в течение 90 мин проводили синхронное термографирование исследуемых показателей. Работа выполнена на 9 крысах, проведено 27 опытов.

Полученными результатами установлено, что через 30 мин после введения пчелиного яда индуцируется слабый гипертермический эффект и температура внутренних органов повышается в среднем на $0,16^{\circ}$ С, а скелетной мускулатуры – на $0,14^{\circ}$ С, а затем снижается и в течение 1,5 ч держится ниже нормы соответственно на $0,31$ и $0,57^{\circ}$ С ($p<0,02$). Аналогичный эффект был установлен при внутривенном введении в организм яда кобры. Из данных таблицы видно, что через 30 мин после введения яда кобры температура внутренних органов повышалась в среднем на $0,07^{\circ}$ С, а температура скелетных мышц оставалась неизменной. В дальнейшем температура как внутренних органов, так и скелетных мышц снижалась и через 1,5 ч температура этих органов оставалась ниже исходной в среднем на $0,41-0,43^{\circ}$ С ($p<0,001$). В отношении влияния яда гюрзы на температурный гомеостаз "ядра" организма показано, что в аналогичных условиях эксперимента он вызывает более слабый гипертермический эффект, чем яд пчелы. Действительно, через 30 мин после введения яда гюрзы температура висцеральных органов повышалась в пределах $0,08^{\circ}$ С, а температура скелетных мышц, наоборот, снижалась на $0,1^{\circ}$ С. В дальнейшем температура этих органов продолжала снижаться и через 90 мин после введения яда гюрзы кишечная и мышечная температура снижалась по сравнению с контролем на $0,37$ и $0,69^{\circ}$ С.

При изучении влияния указанных ядов на сосудистую терморегуляторную реакцию и общее теплосодержание в организме установлено, что пчелиный яд вначале инициирует вазодилатацию и повышает температуру артериальных сосудов на $0,46^{\circ}$ С, а затем вызывает вазоконстрикцию и снижает температуру сосудов в пределах $1,04^{\circ}$ С ($p<0,001$). Теплосодержание при этом повышалось на $0,13$ кал/г массы и составило $31,90$ кал/100 г массы тела. Далее температура сосудов частично повышалась, но исходной не достигала. В это время теплосодержание снижалось до $0,25$ кал/г массы тела.

Что касается динамики изменения сосудистой терморегуляторной реакции и общего теплосодержания в организме под воздействием яда кобры, то из данных таблицы видно, что вначале он вызывал вазоконстрикцию и температура "оболочки" организма снижалась в пределах $0,73^{\circ}$ С, а теплосодержание повышалось на $0,08$ кал/г и составляло $31,31$ кал/100 г массы тела. В

дальнейшем наблюдалась вазодилатация и температура сосудов повышалась на 0,21-0,32°C, что снижало теплосодержание в организме на 0,34 кал/г массы.

Влияние внутривенного введения яда пчел и змей на терморегуляционные показатели организма

Показатели	Яд пчелы				Яд гюрзы				Яд кобры			
	К	30'	60'	90'	К	30'	60'	90'	К	30'	60'	90'
Температура кишок	32,28 ±0,16	38,44 ±0,09	38,11 ±0,08	37,98 ±0,30	37,14 ±0,28	38,22 ±0,32	38,20 ±0,20	37,77 ±0,21	37,66 ±0,05	37,73 ±0,11	37,53 ±0,16	37,25 ±0,21
Температура скелетных мышц	37,48 ±0,26	37,62 ±0,22	37,22 ±0,15	36,91 ±0,29	37,48 ±0,50	37,38 ±0,47	37,14 ±0,16	36,79 ±0,32	36,84 ±0,18	36,84 ±0,27	36,74 ±0,18	36,41 ±0,15
Температура кожных артериальных сосудов	27,38 ±1,70	27,84 ±1,75	26,34 ±2,68	26,94 ±2,25	24,06 ±1,80	23,06 ±2,00	23,32 ±2,15	23,52 ±2,00	25,50 ±1,50	24,77 ±1,22	25,71 ±1,59	25,78 ±1,00
Теплосодержание, кал/100г массы тела	31,77	31,90	31,63	31,52	31,65	31,72	31,54	31,35	31,25	31,31	31,15	30,91

Данные таблицы показывают, что через 30 мин после введения яда гюрзы индуцируется сосудосуживающий эффект, который сохраняется в течение 90 мин эксперимента и температура "оболочки" организма снижается от исходной на 0,74°C. Теплосодержание в организме сначала повышалось от исходного на 0,27 кал/г массы, затем снижалось и составляло 31,35 кал/100 г массы тела.

Анализируя влияние различных ядов на динамику терморегуляции, можно заметить, что: 1) температура различных областей и органов меняется в зависимости от вида животного. Так, например, изменение ректальной температуры у экспериментальных животных при воздействии яда пчелы, гюрзы и кобры протекает практически однотипно: это повышение температуры кишок к 30-й минуте и затем понижение в остальные 60 мин; 2) мышечная температура при действии пчелиного яда по динамике изменения повторяет картину ректальных, а в случае введения яда гюрзы и кобры происходит изначальное падение температуры без того предварительного повышения, что наблюдалось при действии пчелиного яда; 3) наибольшую разницу в действии ядов можно наблюдать в изменении сосудистых терморегуляторных реакций, когда к 30-й минуте после введения яда пчелы наблюдается максимальное значение потепления кожи, которое к 60-й минуте постепенно переходит в минимальное охлаждение, и далее идет частичное восстановление температуры кожи сосудов. Яд кобры оказывает действие в обратном порядке: охлаждение, наступившее к 30-й минуте, сменяется потеплением. И наконец, яд гюрзы действует однонаправленно: к 30-й минуте наступает максимальное охлаждение, постепенно переходя в восстановление начальной температуры, при этом не доходя до контрольной точки за 90 мин. Таким образом, наиболее

чувствительной к видоспецифичности ядов является кожа, мышцы реагируют более сглаженной реакцией, а в реакции кишечной температуры и общего теплосодержания в организме отсутствуют какие-либо особенности динамики, связанные с медикацией того или иного яда.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели НАН Армении

**Ռ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՈՒՆՅԱՆ, Ք. Ռ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ս. Շ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Ա. Վ. ՈՍԿԱՆՅԱՆ**

**Օրգանիզմի ջերմակարգավորման մեխանիզմների վրա օձերի
և մեղուների թույների ազդեցության համեմատական վերլուծությունը**

Ցույց է տրված, որ ինչպես մեղվի, այնպես և օձի թույներն աղիքային ջերմաստիճանի վրա ազդում են միանման, սկզբից ակտիվացնելով ոչ կծկողական ջերմագենեզը, իսկ հետո իջեցնելով այն:

Մկանային ջերմաստիճանի վրա, եթե մեղվաթույնը սկզբում ակտիվացնում է կծկողական ջերմագենեզը, իսկ հետո թուլացնում է այն, ապա օձերի թույները ի սկզբանէ իջեցնում են կծկողական ջերմագենեզը:

Ջերմակարգավորման անոթային ռեակցիայում մեղվաթույնը սկզբում հարուցում է անոթալայնացում և ջերմարձակման ակտիվացում, իսկ հետո բերում հակառակ արդյունքի: Օձերի թույնը ազդում է միափուլ, հարուցելով անոթասեղմում՝ իջեցնելով օրգանիզմի ջերմարձակման քանակը:

ЛИТЕРАТУРА -ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ М.Н.Султанов. Лечебные свойства змеиного и пчелиного ядов, Ашхабад, Туркменистан, 1972. ² Б.Н.Орлов, И.А.Вальцева. Яды змей, Ташкент, Медицина, 1977. ³ R.Schrocter, W.Vogt, Arch. Pharm., №2, p.201-207, 1973. ⁴ И.Ф.Кононенко, Матер. XIX Междунар. конф. по пчеловодству, М., 1958. ⁵ Г.П.Зайцев, В.Т.Порядин, в кн.: Пчела и здоровье человека, М., 1964. ⁶ Н.М.Артемов, Б.Н.Орлов, Матер. XXI Междунар. конф. по пчеловодству, М., 1967.