

ՀԱՅԿԱՍՏԱՆԻ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՇԽԻՇՄԱՐԿ
 АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Յ Ն Ե Ր
 Д О К Л А Д Ы

LXX, № 4

1980

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. ԱՐՁՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. բեկնածու (պատ. Բարձրագույն), է. Գ. ԱՅՐԻԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Ա. Բ. ԲԱՐԱՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Հ. Խ. ԲՈՒՆՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱՎԱԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Վ. Մ. ԹԱՌԱՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Վ. Հ. ՇԱՄՐԱՐՁՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Հ. Գ. ՄԱՂԱՑՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Գ. Ո. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Օ. Մ. ՍԱԳՈՆՋՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻՔԱՅԵԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ, Վ. Բ. ՉԱՆԱՐՁՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ բոլորակից-անդամ

Редакционная коллегия

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Г. А. АРЗУМАНЯН, канд. техн. наук (отв. секретарь), Э. Г. АФРИКЯН, чл.-корр. АН АрмССР, А. Т. БАБАЯН, академик АН АрмССР, Г. Х. БУНЯТЯН, академик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН, академик АН АрмССР (зам. отв. редактора), И. Г. МАГАКЬЯН, академик АН АрмССР, А. Г. НАЗАРОВ, академик АН АрмССР (отв. редактор), Г. С. СААКЯН, чл.-корр. АН АрмССР, О. М. САПОНДЖЯН, чл.-корр. АН АрмССР, А. А. ТАЛАЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР, В. М. ТАРАЯН, чл.-корр. АН АрмССР, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР, В. В. ФАНАРДЖЯН, чл.-корр. АН АрмССР.

Ի Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ԽՈՍԻՄԻՍՏԻԱԿ

Ո Ս. Մուսայեյան—Քաջասական կորուսյան շափերում որոշ ոչ կոմպակտ տի-
րույթների իզոմերիկ ընկզմակիությունը E² 199

Ո. Կ. Ռուֆայեյան—Ամբողջ ֆունկցիաների որոշ սիստեմների բազիսության մասին 198

Ռ. Կ. Հայրապետյան—Հիպերբոլիական սիստեմների համար խառը խնդրի թույլ
L²-կոտկոտության մասին 205

Լ. Զ. Պեվոզյան—Որոշ դասի ոչ ինքնահամաչափ սպերատորների ֆունկցիոնալ մոդելը 212

Կ. Ե. Պեվոզյան, Ա. Հ. Մխիթարյան—Սզակի մեծ ոչսիմետրիկ սխալներ ուզող
կոդերի դաս 216

ԿՐԵՆԱՆՆԻԿԱ

Մ. Վ. Քելյուրեկյան—Հիսկարամագերսական իմպուլսի միջոցով առաձգական ալիք-
ների ցրտման մասին 219

Ռ. Մ. Կիրակոսյան—Առաձգա-պլաստիկական սառերի ճկվածքների և լարումների
վերին գնահատականների մասին 225

ՃԻՂԻԿԱ

Լ. Հ. Հովհաննիսյան—Բարիում-ալյումինային եռաթարերի բյուրեղների ահեցումը
վախճանում 231

ՈՆՏՍՄՈԼՈԳԻԱ

Ա. Գ. Լազարով—Շենքերի զեապածքների սանդղակ երկրաչափների ժամանակ 238

ԻՒՈՒԹԻՄԻԱ

Լ. Լ. Դանիլովա, Վ. Վ. Օրդյան, Ս. Ս. Հովակիմյան, Գ. Օ. Բաղալյան, Կ. Կ. Ղա-
րապետյան—Ամբողջական արյան և էրիթրոցիտների ֆոսֆորիպիդների դինամիկական սուր
տարածան ինֆարկտի ժամանակ 241

Ժ. Ա. Պեոզյան—Լ—ամինաթթուների գեամինացման պրոցեսների դարձելի արդե-
լակումը երիկամների կեղեցիին չերաում արյան չիճումի ազդեցության տակ 250

ԿԵՂԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ս. Հ. Միրզոյան, Ա. Թ. Քաղեվոսյան, Գ. Ա. Կեվոզյան—Ախտաբանության պայ-
մաններում նյարդաակտիվ ամինաթթուների և ուղեղում երանց վերափոխման նյութերի
նպաստումը հիպոթալամուում և ստամոքսի լորձաթաղանթում C¹⁴-լիցիտի սպիտա-
կուցների մեջ ներառման խթանմանը 252

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

	Стр.
<i>Р. Ц. Мусиелян</i> —Изометрические погружения в E^3 некоторых некомпактных областей в метриках отрицательной кривизны	193
<i>С. Г. Рафиелян</i> —О базисности некоторых систем целых функций	198
<i>Р. Г. Айрипетян</i> —О слабой L^2 -корректности смешанных задач для гиперболических систем	205
<i>Л. З. Геворкян</i> —Функциональная модель для некоторого класса несамосопряженных операторов	212
<i>Д. Н. Гелоркян, А. Г. Мхитарян</i> —Класс кодов, исправляющих больше односторонние несимметрические ошибки	216

МЕХАНИКА

<i>М. В. Белубекян</i> —О возбуждении упругих волн электромагнитным импульсом	219
<i>Р. М. Киракосян</i> —О верхних оценках прогибов и напряжений упруго-пластических пластин	225

ФИЗИКА

<i>Л. А. Оганесян</i> —Выращивание кристаллов иттрий-алюминиевого граната (ИАГ) в вакууме	231
---	-----

СЕЙСМОЛОГИЯ

<i>А. Г. Назаров</i> —Шкала повреждений зданий при землетрясениях	238
---	-----

БИОХИМИЯ

<i>Л. Л. Дамилова, В. В. Ордян, С. С. Овакимян, Г. О. Бадалиян, К. Г. Карагезян</i> —Динамика фосфолипидов цельной крови и эритроцитов при остром обширном инфаркте миокарда	241
<i>Ж. С. Геворкян</i> —Обратимое ингибирование процессов деаминации L-аминокислот в корковом слое почек под действием сыворотки крови	250

ФАРМАКОЛОГИЯ

<i>С. А. Мирзоян, А. Т. Татевосян, Г. А. Геворкян</i> —О способности нейрорактивных аминокислот и продуктов их превращения в мозге стимулировать включение C^{14} -лейцина в белки слизистой желудка и гипоталамуса в условиях патологии	253
--	-----

CONTENTS

MATHEMATICS

- R. Ts. Musnellan*—Isometric immersion on E^3 of some noncompact domains in metrics of negative curvature. 193
- S. G. Rafaelian*—On basicity of some systems of entire functions. 198
- R. G. Hulrapetian*—On weak L^2 -well-posedness of mixed problems for hyperbolic systems. 205
- L. Z. Gevorkian*—On the functional model of a certain class of non self-adjoint operators 215
- D. A. Gevorkian, A. H. Mkhartian*—Single great asymmetric error-correcting codes. 216

MECHANICS

- M. V. Belubekian*—On the excitement of elastic waves by electromagnetic momentum. 219
- R. M. Kirakosian*—On the upper estimations of flexure and strain of an elastic-plastic plate. 225

PHYSICS

- I. H. Hovhannessian*—The crystal growth of lithium-aluminum garnet in vacuum. 231

SEISMOLOGY

- A. G. Nazarov*—The scale of damages of buildings by earthquakes. 238

BIOCHEMISTRY

- L. L. Dani'oun, V. V. Ordian, S. S. Ovakimian, G. O. Badallan, K. G. Karageosian*—Phospholipids of total blood and erythrocytes in the acute myocardial infarction 241
- J. S. Gevorkian*—Reversible inhibition of decamination of L-amino acids in the rat renal cortex under the action of blood serum 250

PHARMACOLOGY

- S. A. Mirzoyan, A. T. Tatevossian, G. A. Gevorkian*—On the capacity of stimulation of neuroactive aminoacids and products of their transformation in the brain C^{14} -leucines inclusion into the protein of the gastric mucosa and hypothalamus in pathological cases 258

Технический редактор Л. А. АЗИЗБЕКЯН

ВФ 03911 Подписано к печати 18 VII 80 г. Тираж 510. Изд. 5278 Заказ 489

Формат бумаги 70×108 $\frac{1}{8}$, Пет. л. 4,25. Бум. л. 2,12
Усл. печ. л. 5,95 Уч. изд. л. 4,35.

Типография Издательства АН Армянской ССР Ереван, Барендмутян, 24.
Типография Издательства АН Армянской ССР г. Эчмиадзин

УДК 513+14

МАТЕМАТИКА

Р. Ц. Мусаелян

Изометрические погружения в E^3 некоторых некомпактных областей в метриках отрицательной кривизны

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. М. Джрбашяном 28/VIII 1979)

1. **Формулировка теоремы.** В статье рассматривается вопрос о регулярных изометрических погружениях в E^3 некоторых классов выпуклых множеств в метриках переменной отрицательной кривизны. Исследуемые метрики представляют собой обобщение рассмотренного ранее случая метрик постоянной кривизны (см. (1)). При этом понятие выпуклого множества вводится обычным образом, с использованием геодезических линий данной метрики*.

Мы введем понятие бесконечных многоугольников в рассматриваемых метриках.

Оссерманом доказано (см. (2)), что полные двумерные метрики с кривизной, ограниченной сверху отрицательной константой, конформно отображаются на круг, границу которого по аналогии со случаем постоянной кривизны назовем абсолютно. Согласно этому результату геодезические в метрике переходят в кривые без самопересечений, соединяющие точки границы круга (бесконечно удаленные точки геодезических). При этом выпуклые области в метрике изображаются в круге с помощью областей того же типа, как и в круге при соответствующей интерпретации геометрии Лобачевского. Поэтому можно ввести понятие бесконечных многоугольников так же, как это сделано в статье (1). В дальнейшем мы будем обращаться к отображению рассматриваемой метрики в круг, говоря при этом об образах геометрических объектов в этом круге. Например, мы будем говорить об образах геодезических в круге.

Выпуклое множество, состоящее из пересечения конечного или счетного множества полуплоскостей**, не имеющих общих точек, называется бесконечным многоугольником (БМ). Граница БМ состоит из

* Область D в метрике переменной отрицательной кривизны называется выпуклой, если отрезок геодезической, соединяющий любые две точки, принадлежащие D , целиком содержится в D .

** Часть полной метрики, ограниченную геодезической, будем называть полуплоскостью.

прямых (геодезических), которые назовем сторонами БМ. Две стороны называются соседними, если они параллельны*. Соседние стороны определяют бесконечно удаленную точку — вершину БМ. Все вершины БМ расположены на абсолюте.

Из множества всех тех БМ, у каждого из которых любая сторона имеет две соседние (в противоположных направлениях), выделим два множества M_1 и M_2 .

Множество M_1 состоит из БМ, для каждого из которых можно указать такой отвечающий ему орицикл** O в заданной метрике, что нижняя грань длин ортогональных проекций (с помощью геодезических) сторон этого многоугольника на указанный орицикл положительна.

Множество M_2 в заданной метрике состоит из БМ, для каждого из которых точная нижняя грань длин ортогональных проекций сторон рассматриваемого многоугольника на одну из его сторон положительна.

Очевидно, БМ с конечным числом сторон, любая сторона которого имеет две соседних, входит и в M_1 и в M_2 . Очевидно также, что существуют БМ, принадлежащие множеству M_1 и не принадлежащие множеству M_2 и наоборот.

Пусть полная метрика отрицательной кривизны задана в области $\Pi_0 = \{0 < x < \infty, -\infty < y < \infty\}$ в виде

$$dS^2 = dx^2 + |e^{-x} + b_1(y)|^2 dy^2. \quad (1)$$

Пусть далее кривизна метрики удовлетворяет условию

$$-k_2 \leq K(x, y) \leq -k_1 \neq 0,$$

где $k_1 \leq k_2$ положительные константы. Будем предполагать также, что функция $b_1(y)$ принадлежит классу $C^{(1)***}$ на оси Oy .

Будем рассматривать также метрику отрицательной кривизны, заданной в полосе $\Pi_a = \{0 < x < a, -\infty < y < \infty\}$ в виде

$$dS^2 = dx^2 + |Chx + b_2(y)|^2 dy^2. \quad (2)$$

Пусть кривизна метрики удовлетворяет условию

$$-x_2 \leq K(x, y) \leq -x_1 \neq 0,$$

где $x_1 \leq x_2$ положительные константы.

Предположим также, что функция $b_2(y) \in C^{(1)}$ на оси Oy . Справедливо следующее утверждение.

Теорема 1. В метриках (1) и (2) любой многоугольник из

* Геодезические в рассматриваемой метрике называются параллельными, если их образы в круге имеют единственную общую точку на абсолюте.

** Рассмотрим семейство геодезических линий, параллельных в одном направлении. Любая ортогональная траектория указанного семейства геодезических называется орициклом, а область, ограниченная орициклом, называется орикругом (см. (2)).

*** $C^{(1)}$ — класс функций, заданных на всей прямой, ограниченных вместе с производными до 4-го порядка и точными константами Липшица для производных 4-го порядка.

класса M_1 или M_2 регулярно изометрически погружается в E^3 в виде поверхности класса $C^{1,1}$.

2. Вспомогательные утверждения. Известно, что при заданной первой квадратичной форме вторая квадратичная форма однозначно (с точностью до движения) определяет поверхность. Для отыскания коэффициентов $L(x, y)$, $M(x, y)$ и $N(x, y)$ второй квадратичной формы используются уравнения Петерсона—Коляци и Гаусса, которые эквивалентны (при $r(x, y) \neq s(x, y)$) следующей системе квазилинейных уравнений гиперболического типа (см. ^(1,2)):

$$\begin{cases} r_1(x, y) + s(x, y) \cdot r_2(x, y) = F_1(x, y, r, s) \\ s_1(x, y) + r(x, y) \cdot s_2(x, y) = F_2(x, y, r, s) \end{cases} \quad (3)$$

в которых функции r, s —угловые коэффициенты образов асимптотических линий в параметрической плоскости xoy . F_1 и F_2 в системе (3) представляют собой многочлены от r и s с коэффициентами $A_i(x, y)$, которые вычисляются с помощью коэффициентов первой квадратичной формы заданной метрики.

Будем считать, что функции $A_i(x, y)$ заданы в полосе $\Pi_a = \{0 \leq x \leq a, -\infty < y < \infty\}$ ($a = \infty$ не исключается) и принадлежат в этой полосе классу $C^{1,1}$. Считаем также, что начальные данные $\{r_0(y), s_0(y)\} \in C^{1,1}$ на оси oy .

Теорема 2 (существования и единственности).

В некоторой полосе Π_{h_1} , $h_1 \leq a$ существует единственное решение $\{r(x, y), s(x, y)\} \in C^{1,1}$ системы (3) с начальными данными $\{r_0, s_0\}$, принадлежащее классу $C^{1,1}$. Для ширины h_1 этой полосы существует оценки снизу, зависящая от коэффициентов $A(x, y)$ и от начальных данных.

Доказательство этой теоремы см. в ⁽³⁾.

Лемма 1. Пусть выполнены сформулированные в начале пункта условия и, кроме того, начальные данные $\{r_0, s_0\}$ на оси oy удовлетворяют неравенству

$$0 < 2\delta \leq |r_0 - s_0|, \quad \delta = \text{const.}$$

Тогда в некоторой полосе Π_{h_2} , $h_2 \leq h_1$ (h_1 —число, гарантированное теоремой существования и единственности) решение $\{r, s\}$ системы (3) удовлетворяет условию $\delta \leq |r - s|$.

Для ширины h_2 полосы Π_{h_2} может быть указана оценка снизу, зависящая от коэффициентов $A_i(x, y)$ системы (3) и от начальных данных.

Доказательство этой леммы приведено в ⁽⁴⁾.

* Принадлежность функции $A_i(x, y)$ классу $C^{1,1}$ определяется в полной аналогии с предыдущим определением такого класса на оси oy .

Будем говорить, что эквидистанта* (Э) отсекает от БМ часть, содержащую вершину P этого многоугольника, если она пересекает соседние стороны БМ, определяющие P , и дуга эквидистанты (Э), заключенная между точками пересечения, содержится в БМ.

Аналогично вводится понятие отсечения части БМ, содержащей бесконечно удаленную вершину P посредством орицикла, и понятие дуги орицикла, отсекающей P .

Пусть $БМ \in M_1$, O — орицикл, отвечающий БМ, Q — бесконечно удаленная точка орицикла O . Можно доказывать следующие утверждения.

*Лемма 2. Пусть $БМ \in M_1$ и h — любое положительное число. Среди орициклов эквидистантных O найдется такой орицикл O_1 , который отсекает все вершины БМ, причем, если P_1 — любая вершина БМ и a_1 — прямая, соединяющая Q с P_1 , то эквидистантная полоса** с базой a_1 и ширины $2h$ содержит часть БМ, отсеченную O_1 , и содержащую P_1 .*

Пусть теперь $БМ \in M_2$. Рассмотрим эквидистантные полосы (ЭП)_z с базой l и ширины $2z$ и те граничные эквидистанты $Э_z$ этих полос, которые лежат по ту же сторону от l , что и БМ.

Лемма 3. Пусть $БМ \in M_2$ и h — любое положительное число. Среди указанных выше эквидистант найдется такая эквидистанта $Э_h$, которая отсекает все вершины БМ, причем, если P_1 — любая не лежащая на l вершина БМ и a_1 — прямая, проходящая через P_1 и ортогональная l , то эквидистантная полоса с базой a_1 и ширины $2h$ содержит часть БМ, отсеченную $Э_h$ и содержащую P_1 .

С помощью вспомогательных утверждений может быть проведено доказательство теоремы, сформулированной в пункте 1. При этом план доказательства совпадает с планом доказательства основной теоремы в статье (1).

Автор выражает искреннюю благодарность профессору Э. Г. Позняку за постановку задачи и постоянное внимание к выполнению работы.

Армянский педагогический институт
им. Х. Абовяна.

* Эквидистанта — геометрическое место точек, равноудаленных от данной прямой (геодезической), которая называется базой.

** Пусть τ — прямая в рассматриваемой метрике. Множество точек, удаленных от τ не более чем на z , называется эквидистантной полосой (ЭП) ширины $2z$ с базой τ . Очевидно, граница (ЭП) — эквидистант с базой τ .

Բացասական կորության չափերում որոշ ոչ կոմպակտ տիրույթների
իզոմետրիկ ընկղմելիությունը E³

Աշխատանքում դիտարկված է տված փոփոխական բացասական կորության չափերում, որոշ ոչ կոմպակտ ուռուցիկ տիրույթների ընկղմելիությունը E³։ Այդպիսի տիրույթները այստեղ անվանում են անվերջ բազմանկյուններ։ Հաստատուն բացասական կորության չափերում այդպիսի բազմանկյունների ընկղմելիությունը ապացուցել է. է. Գ. Պոզնյակը։ Այս աշխատանքը վերոհիշյալ աշխատանքի ընդհանրացումն է։

Л И Т Е Р А Т У Р А — Չ Բ Ա Կ Ը Ն Ս Ի Մ Ի Ն

¹ Э. Г. Позняк, *Мат. сборник*, т. 102 (144), № 1 (1977) ² R. Osserman, On the inequality $\Delta u \leq f(u)$, *Pacific J. Math.*, 1957, 7, 1611—1647. ³ Е. В. Шикун, Изометрические погружения в некоторых областях неположительной кривизны. Докт. дис., М., 1976. ⁴ Э. Г. Позняк, *ДАН СССР*, т. 170, № 4 (1966) ⁵ Э. Г. Позняк, *Укр. геометр. сборник*, вып. 3, 1966

УДК 517.53

МАТЕМАТИКА

С. Г. Рафасян

О базисности некоторых систем целых функций

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. М. Джрбашяном 18/1 1980)

Для любого $\rho (1 < \rho < +\infty)$ и $\omega (-1 < \omega < \rho - 1)$ обозначим через $W_{\rho, \omega}^{\sigma}$ класс целых функций порядка $\rho (1 < \rho < 2)$ и типа $\sigma (0 < \sigma < +\infty)$, для которых

$$\|f\|_{\rho, \omega} = \max_{1 < t < 4} \left\{ \int_0^{+\infty} |f(re^{i\theta})|^{\rho} r^{\omega} dr \right\}^{1/\rho} < M_f < +\infty, \quad (1)$$

где соответственно

$$\theta_{1,2} = \pm \frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{\rho} \right), \quad \theta_{3,4} = \pm \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{1}{\rho} \right). \quad (2)$$

На основании ряда свойств функций класса $W_{\rho, \omega}^{\sigma}$, анонсированных в заметке автора (1), нами установлены приводимые в данной заметке интерполяционные теоремы и теоремы о базисности специальных систем целых функций в указанных классах. Отметим при этом, что теоремы о базисах являются по существу дискретными аналогами лишь части известных результатов М. М. Джрбашяна в построенной им теории гармонического анализа на системах лучей в комплексной области (см. (2), гл. IV).

I. Рассмотрим функцию

$$S_{\rho}(z; \mu) = E_{\rho}(iz; \mu) - E_{\rho}(-iz; \mu), \quad (3)$$

где $\rho > 1, \mu \in (-\infty, \infty)$;

$$E_{\rho}(z; \mu) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{z^k}{\Gamma\left(\mu + \frac{k}{\rho}\right)} \quad (4)$$

целая функция типа Миттаг-Леффлера порядка ρ и типа 1 при любом μ .

Нетрудно показать, что функция $S_{\rho}(z; \mu)$ допускает и представ-

$$S_\rho(z; \mu) = 2izE_{\rho, \mu} \left(-z^2; \mu + \frac{1}{\rho} \right) \quad (3')$$

и поэтому также будет целой, порядка ρ и типа 1.

Следующие две леммы об асимптотическом поведении функции $S_\rho(z; \mu)$ и ее нулей следуют из соответствующих известных результатов относительно функции $E_\rho(z; \mu)$ (см. (2), стр. 133—146).

Лемма 1. 1. Пусть $\rho > 1$ и $\alpha \in (\pi/2\rho, \pi/\rho)$ — любое. Тогда при $|z| \rightarrow \infty$ справедливы следующие асимптотические формулы:

а) при $\left| \arg z + \frac{\pi}{2} \right| \leq \alpha$

$$S_\rho(z; \mu) = \rho(lz)^{\mu(1-1/\rho)} e^{i\mu z^2} + \frac{2l}{z\Gamma(\mu - 1/\rho)} + O\left(\frac{1}{|z|^2}\right); \quad (5)$$

б) при $\left| \arg z - \frac{\pi}{2} \right| < \alpha$

$$S_\rho(z; \mu) = \rho(-lz)^{\mu(1-1/\rho)} e^{-i\mu z^2} + \frac{2l}{z\Gamma(\mu - 1/\rho)} + O\left(\frac{1}{|z|^2}\right) \quad (5')$$

в) при $\left| \arg z \right| - \frac{\pi}{2} > \alpha$

$$S_\rho(z; \mu) = \frac{2l}{z\Gamma(\mu - 1/\rho)} + O\left(\frac{1}{|z|^2}\right). \quad (6)$$

2. Пусть $\rho = 1$ и $-1 < \mu < 2$, тогда при $x \rightarrow +\infty$

$$S_1(x; \mu) = 2ix^{1-\mu} \cos\left(x - \frac{\pi}{2}\mu\right) + O\left(\frac{1}{|x|}\right). \quad (7)$$

Лемма 2. Все достаточно большие по модулю нули z_k функции $S_\rho(z; \mu)$ простые, при этом

1. Если $\rho = 1$, то при $k \rightarrow \infty$

$$z_k = \exp\left\{ \pm i(1 \pm 1/\rho) \frac{\pi}{2} \right\} (2\pi k)^{1/\rho} \left[1 + O\left(\frac{\ln k}{k}\right) \right]. \quad (8)$$

2. Если $\rho = 1$ и $-1 < \mu < 2$, то все нули z_k функции $S_1(z; \mu)$ с достаточно большим модулем лежат на вещественной оси $(-\infty, \infty)$, причем

$$Z_k = \pi k \left[1 + O\left(\frac{1}{|k|}\right) \right]. \quad (8')$$

Асимптотическое поведение производной $S'_\rho(z; \mu)$ функции $S_\rho(z; \mu)$ на последовательности ее нулей $\{z_k\}$ дается в следующей лемме.

Лемма 3. 1. Если $1 < \rho < 2$ и $\mu > 0$, то

а) при $\operatorname{Im} z_k < 0$

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \left\{ (-iz_k)^{\mu-1} S'_\rho(z_k; \mu) \right\} = \frac{2\rho}{\Gamma(\mu - 1/\rho)}; \quad (9')$$

б) при $\text{Im } z_k > 0$

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \left| (iz_k)^{\mu-1} S_1(z_k; \mu) \right| = \frac{2\rho}{\Gamma(\mu-1/\rho)}. \quad (9'')$$

2. Если $\rho=1$ и $-1 < \mu < 2$, то

$$\lim_{k \rightarrow \infty} \{ (-k)^{\mu-1} S_1'(z_k; \mu) (-1)^k \} = \frac{1}{2}. \quad (10)$$

Из лемм 2 и 3 вытекает

Следствие. Существуют постоянные $C_0(\mu) > 0$ и $N_0(\mu) \geq 1$, не зависящие от k , и такие, что

1) Если $1 < \rho < 2$ и $\mu > 0$

$$|S_1(z_k; \mu)| \geq C_0(\mu) k^{1-2/\rho} \quad k \geq N_0(\mu); \quad (11')$$

2) Если $\rho=1$ и $-1 < \mu < 2$

$$|S_1'(z_k; \mu)| \geq C_1(\mu) k^{1-\mu} \quad k \geq N_1(\mu). \quad (11'')$$

Доказательство приводимых ниже теорем существенно опирается на эти леммы.

II. Заметив, что точка $z=0$ является простым нулем функции $S_0(z; \mu)$, обозначим через $\{r_n\}_n$, $r_n = r_n(\rho, \mu)$ последовательность в порядке неубывания их модулей

$$0 = r_0 < |r_1| \leq |r_2| \leq \dots \leq |r_n| \leq \dots$$

с условием, что каждый нуль записывается столько раз, какова его кратность.

Из леммы 1 вытекает, что

1) При $\rho=1$ и $\frac{1+\omega}{\rho} < \mu < 2$

$$(z-r_n)^{-1} S_1(\sigma z; \mu) \in W_{\rho, \omega}^{\mu}; \quad (12)$$

2) При $\rho > 1$ и $\mu = 1 + 1/\rho$

$$(z-r_n)^{-1} S_\rho(\sigma^{1/\rho} z; 1 + 1/\rho) \in W_{\rho, \omega}^{\mu}; \quad (13)$$

$$z(z-r_n)^{-1} S_1(\sigma^{1/\rho} z; 1 + 1/\rho) \in W_{\rho, \omega}^{\mu}.$$

Обозначим теперь через $H_\rho(\alpha, \omega, \mu)$ ($1 < \rho < +\infty$, $-1 < \omega < \rho-1$) множество аналитических в области угла

$$\Delta(\alpha, \mu) = \{z; |\arg z - \mu| < \pi/2\alpha, \quad 0 < |z| < +\infty, \quad (1/2 < \alpha < +\infty)\}$$

функций $f(z)$, для которых

$$\|f\|_{W_\rho} \stackrel{\text{def}}{=} \sup_{1/2 < \alpha < +\infty} \left\{ \int_0^{+\infty} |f(re^{i\tau})|^\rho r^\omega dr \right\} < +\infty. \quad (14)$$

Имеет место следующая

Теорема 1.1. Пусть $\rho > 1$ и $\{\lambda_n\}_n^\infty$ — множество всех нулей функции $S_1(z; \rho)$ ($-1 < \rho < 2$). Тогда для любой функции $f(z) \in H_\rho[\omega, \rho, -\pi/2]$ ($1 < \rho < 2$)

$$\sum_{|\lambda_n| < r} |f(\lambda_n)| \rho^{|\lambda_n|} < M_\rho(\omega, \rho) \|f\|_{H_\rho}, \quad (15)$$

где $M_\rho(\omega, \rho) > 0$ — не зависит от f .

2. Пусть $\rho = 1$ и $\{\lambda_n\}_n^\infty$ — множество всех нулей функции $S_1(z; \mu)$ ($-1 < \mu < 2$). Тогда для любой функции $F(z)$ такой, что $f(z) = F(z+i) \in H_\rho[1, \omega, -\pi/2]$,

$$\sum_{|\lambda_n| < r} |f(\lambda_n)| \rho^{|\lambda_n|} < M_\rho(\omega, 1) \|f\|_{H_\rho}, \quad (15)$$

где $M_\rho(\omega, 1) > 0$ не зависит от f .

Пользуясь методом, предложенным в ряде работ М. М. Джрбашяна (см., например, (2)), приведем далее построение одной важной системы функций, ассоциированной с функцией $S_1(z; \mu)$ и с ее нулями.

С этой целью для любого $k (0 < k < \infty)$ обозначим через $s_k \geq 1$ кратность появления числа λ_k на отрезке $|\lambda_n| \leq r_k$ последовательности нулей функции $S_1(z; \mu)$, через p_k — кратность появления числа λ_k во всей последовательности $\{\lambda_n\}_n^\infty$. Очевидно, что $1 < s_k < p_k < +\infty$ ($0 < k < +\infty$), причем в силу леммы 2 при достаточно большом $k_0 \geq 0$ будем иметь $s_k = p_k = 1$ ($k \geq k_0$).

Обозначим

$$a_j(\lambda_k) = \frac{1}{j!} \left| \frac{d^j}{dz^j} \left[\frac{(z - \lambda_k)^{p_k}}{S_1(z; \mu)} \right] \right|_{z = \lambda_k} \quad (0 \leq j \leq p_k - s_k, k \geq 0) \quad (16)$$

и введем в рассмотрение целые функции

$$\Omega_{k,n}(z; \mu) = \frac{S_1(z; \mu)}{(s_k - 1)! (z - \lambda_k)^{p_k - s_k + 1}} \sum_{j=0}^{p_k - s_k} a_j(\lambda_k) (z - \lambda_k)^j, \quad (k \geq 0), \quad (17)$$

которые, как известно (2), удовлетворяют интерполяционным данным

$$\Omega_{k,n}^{(j)}(\lambda_k; \mu) = \begin{cases} 1, & k = n \\ 0, & k \neq n \end{cases} \quad (n, k \geq 0). \quad (18)$$

Ввиду того, что при $k \geq k_0$ все нули функции $S_1(z; \mu)$ простые, из (16) и (17) следует, что

$$\Omega_{k,n}(z; \mu) = \frac{S_1(z; \mu)}{S_1(z; \mu)(z - \lambda_k)}, \quad k \geq k_0. \quad (17')$$

Наконец, введем в рассмотрение последовательность $\{\Phi_{k,n}(z)\}_n^\infty$ целых функций порядка ρ ($1 < \rho < 2$) и типа σ ($0 < \sigma < +\infty$), положив при $\rho = 1$

$$\Phi_{k,1}(z) = \Omega_{k,1}(oz; \mu), \quad (0 \leq k < +\infty) \quad (19)$$

и при $1 < \rho < 2$

$$\Phi_{0,\rho}(z) = \Omega_{0,\rho}(o^{1/\rho}; 1 + 1/\rho), \quad \Phi_{k,\rho}(z) = \lambda_k^{-1} z \Omega_{k,\rho}(z^{1/\rho}; 1 + 1/\rho), \quad k \geq 1. \quad (20)$$

Ввиду свойств (12), (13) и формул (20) справедлива

Лемма 4. 1. При $\frac{1+\omega}{\rho} < \mu < 2$ $\Phi_{k,1}(z) \in W_{1,\rho}^{\mu,\omega}$ ($k \geq 0$).

2. При $1 < \rho < 2$ $\Phi_{k,\rho}(z) \in W_{\rho,\rho}^{\mu,\omega}$.

3. При $1 \leq \rho < 2$

$$\Phi_{k,\rho}^{(s_{k-1})}(i, n) = \begin{cases} 1 & k = n \\ 0 & k \neq n \end{cases} \quad (k, n \geq 0). \quad (21)$$

III. Пусть $(c_k)_k^\infty$ — некоторая последовательность комплексных чисел, для которой ряд вида

$$f(z) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \Phi_{k,\rho}(z) \quad (22)$$

равномерно сходится на любом компакте плоскости z . Тогда сумма ряда — $f(z)$ будет целой функцией и, как легко следует из свойства (21) системы $\{\Phi_{k,\rho}(z)\}$, удовлетворяет интерполяционным условиям

$$f^{(s_{k-1})}(i, k) = c_k \quad (0 \leq k < +\infty). \quad (23)$$

Для формулировки основных теорем данной заметки нам следует ввести такое определение:

Пусть $l^p \equiv l_{\rho,\omega}^p$ ($1 < \rho < +\infty, -1 < \omega < \rho - 1, 1 \leq \rho < 2$)

означает множество последовательностей комплексных чисел $\{c_k\}_k^\infty$, удовлетворяющих условию

$$\|c_k\|_{l^p} = \left\{ \sum_{k=1}^{\infty} |c_k|^{\rho k \frac{1+\omega}{\rho} - 1} \right\}^{1/\rho} < +\infty. \quad (24)$$

Теорема 2. Пусть $1 < \rho < +\infty, -1 < \omega < \rho - 1$ и $1 \leq \rho < 2$.

Кроме того положим, что при $\rho = 1$ в определении (19) параметр

$\mu \in \left(\frac{1+\omega}{\rho}, 1 + \frac{1+\omega}{\rho} \right)$. Тогда

1. Для любого элемента $\{c_k\} \in l_{\rho,\omega}^p$ ряд (22) равномерно сходится на любом компакте, а также по норме $W_{\rho,\rho}^{\mu,\omega}$ к некоторой функции $f(z) \in W_{\rho,\rho}^{\mu,\omega}$, удовлетворяющей интерполяционным условиям (23).

2. Справедливы неравенства вида для норм

$$m \|c_k\|_{l^p} \leq \|f\|_{W_{\rho,\rho}^{\mu,\omega}} \leq M \|c_k\|_{l^p}, \quad (25)$$

где $m > 0$ и $M > 0$ не зависят от элемента $\{c_k\} \in l^p$.

Справедлива и обратная теорема.

Теорема 3. При тех же условиях на все параметры любая функция $f(z) \in W_{\rho, \omega}^{\nu}$ разлагается в интерполяционный ряд вида

$$f(z) = \sum_{k=0}^{\infty} f^{(k-1)}(i_k) \Phi_{k, \rho}(z), \quad (26)$$

сходящийся к ней на любом компакте и в метрике $W_{\rho, \omega}^{\nu}$.

В случае, когда $\rho = 2$, из наших теорем, в частности, вытекает

Теорема 4. При $-1 < \omega < 1$, $1 < \rho < 2$ и $\frac{1+\omega}{2} < \mu < \frac{3}{2} + \frac{\omega}{2}$ (когда $\rho = 1$) система функций $\{\Phi_{k, \rho}(z)\}_k^{\infty}$ образует базис Рисса в классе $W_{\rho, \omega}^{\nu}$.

IV. Согласно известной теореме М. М. Джрбашяна (см. (2), теореме 6. 13), которая в частном случае $\nu = \rho = 1$ сводится к известной теореме Винера — Пэли о целых функциях экспоненциального типа, класс $W_{\rho, \omega}^{\nu}$ совпадает с множеством функций, представимых в виде

$$f(z) = \int_{-\sigma^{1/\rho}}^{\sigma^{1/\rho}} E_1(iz; \nu) \varphi(\tau) |\tau|^{v-1} d\tau, \quad (27)$$

где $v = \frac{1+\omega+\rho}{2\rho}$ и функция $\varphi(\tau) |\tau|^{v-1} \in L_2(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$ — произвольна.

На основе этого результата следует, во-первых, что существует система функций $\{\varphi_k(\tau)\}_k^{\infty}$, $\varphi_k(\tau) \in L_2(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$, ортогональная с системой

$$\{E_1^{(k-1)}(i_k; \nu) (i\tau)^{k-1}\}_k^{\infty}, \quad v = \frac{1+\omega+\rho}{2\rho} \quad (28)$$

на $(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$, и, во-вторых, что в силу теоремы 4 система функций $\{\varphi_k(\tau)\}_k^{\infty}$ образует базис Рисса в $L_2(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$.

В силу этого факта и вновь на основе теоремы 4 устанавливается

Теорема 5. 1. Система функций (28) в условиях теоремы 4 образует базис Рисса в $L_2(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$.

2. Если в $L_2(-\sigma^{1/\rho}, \sigma^{1/\rho})$

$$f(x) = \sum_{k=0}^{\infty} a_k(f) E_1^{(k-1)}(i_k; \nu) (ix)^{k-1}, \quad (29)$$

где

$$a_k(f) = \int_{-\sigma^{1/\rho}}^{\sigma^{1/\rho}} f(t) \varphi_k(t) dt \quad (k \geq 0), \quad (30)$$

то

$$r_1 \|x^{-1} f(x)\|_{L_2} \leq \|c_k\|_{L_2} \leq r_2 \|x f(x)\|_{L_2} \quad (31)$$

В заключение отметим, что в крайнем случае, когда $\mu = \nu = 1$, $\omega = 0$ и $z = \pi$, теорема 3 сводится к известной интерполяционной теореме Коши — Котельникова и система (28) переходит в тригонометрическую систему $\{e^{i\tau}\}$.

В заключение приношу глубокую благодарность моему научно-му руководителю академику АН Арм. ССР М. М. Джрбашяну за постановку задач и руководство.

Ереванский государственный университет

Ս. Գ. ԽԱՅԱՅԵԱՆ

Ամբողջ ֆունկցիաների որոշ սիստեմների բազիսության մասին

Ինչպես ենթադրելով $W_{\rho, \omega}^{\rho, \omega}$ -ով $\rho(1 \leq \rho < 2)$ կարգ $\omega = (0 < \omega < +\infty)$ տիպ ունեցող արև բոլոր ամբողջ ֆունկցիաների դասը, որոնց համար

$$\|f\|_{\rho, \omega} = \max_{|z|=1} \left| \int_0^{+\infty} |f(ie^{-t})|^{\rho} r^{-\omega} dt \right|^{1/\rho} < M, < +\infty$$

որտեղ՝

$$\xi_{2\omega} = +\frac{\pi}{2} \left(1 - \frac{1}{\rho}\right), \quad \xi_{2\omega} = \pm \frac{\pi}{2} \left(1 + \frac{1}{\rho}\right)$$

Հողվածում լուծվում է մի ինտերպոլյացիայի խնդիր $W_{\rho, \omega}^{\rho, \omega}$ դասում, ինչպես նաև այդ դասում կառուցվում է բազիս: Օգտվելով այդ արդյունքներից, ինչպես նաև պարամետրական ներկայացման մասին Մ. Մ. Զրբաշյանի մի թեորեմից, ցույց է տրվում, որ ֆունկցիաների հետևյալ սիստեմը

$$\left\{ E_{\rho, \omega}^{-1}(it, t, \rho)(it)^{\omega-1} \right\}_0^{\infty}, \quad \rho = \frac{1+\omega+\rho}{2\omega}$$

Խիստ բազիս է $L_2(-\infty, +\infty)$ տարածության մեջ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1 С. Г. Рафислян, ДАН АрмССР, т. 70, № 2 (1980) 2 М. М. Джрбашян, Интегральные преобразования и представления функции в комплексной области, «Наука», М., 1966 3 М. М. Джрбашян, Изв. АН АрмССР, матем., т. 9, № 5 (1974).

УДК 517.956

МАТЕМАТИКА

Р. Г. Айрапетян

О слабой L^2 -корректности смешанных задач для гиперболических систем

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Р. А. Александряком 21.1.1980)

Исследованию L^2 -корректности смешанных задач для гиперболических систем первого порядка посвящен ряд работ (¹⁻³). Что же касается условий C^∞ -корректности, то они были получены Р. Хершем (⁴) для однородной системы, гиперболической в смысле Гординга, причем коэффициенты, входящие в уравнения и граничные условия, предполагались постоянными. Позднее, в работе (⁵), К. Касахара уточнил доказательство Р. Херша и перенес его результат на неоднородные системы (с младшими членами). Исследованию необходимых условий C^∞ -корректности для систем с переменными коэффициентами посвящена работа К. Кажитани (¹⁰).

В предлагаемой заметке рассмотрена смешанная задача для однородной системы первого порядка, гиперболической в смысле Гординга. Доказана достаточность условий Р. Херша и К. Касахара для слабой C^∞ -корректности, когда элементы граничной матрицы являются гладкими функциями. В доказательстве используются идея редукции смешанной задачи к задаче на границе, описанная в работах (^{11,12}) для волнового уравнения, и методы работ (^{9,1}).

1°. Рассмотрим задачу:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = A_0 \frac{\partial u}{\partial x} + \sum_{j=1}^{n-1} A_j \frac{\partial u}{\partial y_j} \quad \text{при } t > 0, x > 0, y \in R^{n-1}, \quad (1)$$

$$B(t, y)u = g(t, y) \quad \text{при } t \geq 0, x = 0, y \in R^{n-1}, \quad (2)$$

$$u = 0 \quad \text{при } t = 0, x > 0, y \in R^{n-1}, \quad (3)$$

где $u(t, x, y)$, $g(t, y)$ — комплекснозначные вектор-функции размерностей m и p ; A_j ($j = 0, 1, \dots, n-1$) — комплекснозначные матрицы размера $m \times m$ с постоянными коэффициентами; $B(t, y)$ — комплекснозначная матрица размера $p \times m$, элементы которой бесконечно дифференцируемые функции, определенные в R^n и постоянные вне некоторого компакта.

Система (1) предполагается гиперболической по Гордингу, т. е. Условие I. Корни уравнения

$$\det(-I - iA_0\xi - i\sum_{j=1}^{n-1} A_j\eta_j) = 0 \quad (4)$$

чисто мнимые, т. е. $\operatorname{Re} z = 0$ для $\xi \in R^1$, $\tau = (\tau_1, \dots, \tau_{n-1}) \in R^{n-1}$.

Далее, предполагается

Условие II.

$$\det A_0 \neq 0. \quad (5)$$

что означает нехарактеристичность гиперплоскости $x = 0$.

Из гиперболичности системы (1) следует, что собственные значения матрицы A_0 вещественны, а из условия II — что они отличны от нуля. Пусть число отрицательных собственных значений матрицы A_0 равно μ , (с учетом кратностей). Для корректной постановки задачи необходимо, чтобы $\mu = \mu_1$, что и будет предполагаться.

Для дальнейшего нам понадобятся следующие линейные пространства вектор-функций (здесь и всюду дальше) $0 \leq s < \infty$, $\tau > 0$, $p = 0, 1, \dots$

$$\Gamma = \{(t, 0, y); t \in R^1, y \in R^{n-1}\}, \quad \Gamma_+ = \{(t, 0, y); t > 0, y \in R^{n-1}\},$$

$$\Omega = \{(t, x, y); t \in R^1, x > 0, y \in R^{n-1}\}, \quad \Omega_+ = \{(t, x, y); t > 0, x > 0, y \in R^{n-1}\}.$$

1) Пространство $H_{p,1}^s(\Gamma)$, получаемое пополнением пространства $C_0^s(\Gamma) \times \dots \times C_0^s(\Gamma)$ (μ раз) по норме

$$\langle u(t, y) \rangle_{p,1} = \left(\sum_{j=1}^{\mu} \int_{-\infty}^{\infty} (1 + |\xi|^2 + |\tau|^2)^{s/2} |\hat{u}_j(z, \tau)|^2 dz d\tau \right)^{1/2},$$

где $z = \tau + i0$, а \hat{u} — преобразование Фурье — Лапласа функции u

$$\hat{u}(z, \tau) = F_{z,\tau}(\exp[-\tau t] u). \quad (6)$$

2) Пространство $H_{p,1}^m(\Omega)$, получаемое пополнением пространства $C_0^s(\bar{\Omega}) \times \dots \times C_0^s(\bar{\Omega})$ (m раз) по норме

$$\|u(t, x, y)\|_{p,1} = \left(\sum_{j=1}^m \sum_{k=0}^p \int_0^{\infty} \langle \frac{\partial^k}{\partial x^k} u_j(t, x, y) \rangle_{p-k,1}^2 dx \right)^{1/2}.$$

Пусть \bar{u} обозначает продолжение нулем при $t < 0$ функции u .

3) Пространство $H_{p,1}^s(\Gamma_+)$ состоит из элементов u таких, что $\bar{u} \in H_{p,1}^s(\Gamma)$, с нормой

$$\|u\|_{p,1} = \langle \bar{u} \rangle_{p,1}.$$

4) Аналогично, пространство $H_{p,1}^m(\Omega_+)$ состоит из элементов u таких, что $\bar{u} \in H_{p,1}^m(\Omega)$, с нормой

$$|u|_{p,1} = |\bar{u}|_{p,1}.$$

Систему (1) можно переписать следующим образом:

$$\frac{\partial u}{\partial x} = A_0^{-1} \left(\frac{\partial}{\partial t} - \sum_{j=1}^{n-1} A_j \frac{\partial}{\partial y_j} \right) u. \quad (7)$$

Продолжив u нулем при $t < 0$ и преобразуя (7) с помощью преобразования Фурье — Лапласа (6), получим систему обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\frac{d}{dx} \hat{u}(\tau, x, \eta) = M(\tau, \eta) \hat{u}(\tau, x, \eta), \quad (8)$$

где

$$M(\tau, \eta) = A_0^{-1} \left(\tau I - i \sum_{j=1}^{n-1} A_j \eta_j \right), \quad \tau = \xi + i\zeta, \quad \xi > 0. \quad (9)$$

Пусть $\omega = \{(\tau, \eta); \tau = \xi + i\zeta, \xi \geq c_0 > 0, \zeta \in \mathbb{R}^1, \eta \in \mathbb{R}^{n-1}\}$.

Из гиперболичности системы (1) следует, что матрица $M(\tau, \eta)$ не имеет чисто мнимых собственных значений ни при каких $(\tau, \eta) \in \omega$. Следовательно, число собственных значений с отрицательной вещественной частью постоянно для всех $(\tau, \eta) \in \omega$ (с учетом кратностей).

Для $(\tau, \eta) \in \omega$ через $E_-(\tau, \eta)$ обозначим собственное подпространство пространства \mathbb{C}^n , соответствующее собственным значениям матрицы $M(\tau, \eta)$ с отрицательной вещественной частью. Очевидно, что размерность подпространства $E_-(\tau, \eta)$ равна μ .

2. Достаточным для слабой L^2 -корректности является следующее Условие III. Для $(\tau, \eta) \in \omega, (t, y) \in \mathbb{R}^n$

$$\mathbb{C}^n = \text{Ker } B(t, y) + E_-(\tau, \eta), \quad (10)$$

где $+$ понимается как прямая сумма линейных подпространств.

Имеет место следующая

Теорема. При выполнении условий I—III существуют положительные постоянные k и τ_0 такие, что для $\tau > \tau_0$ и $g \in H_{p, \lambda, \tau}^s(\Gamma_+)$ задача (1)–(3) имеет единственное решение $u \in H_{p, \lambda}^s(\Omega_+)$, для которого выполняется оценка

$$|u|_{p, \tau} \leq \text{const} \|g\|_{p, \lambda, \tau}. \quad (11)$$

Замечание. Предположение $g \in H_{p, \lambda, \tau}^s(\Gamma_-)$ содержит в себе выполнение условий согласования $(C_{p, \lambda})$ для задачи (1)–(3).

Доказательство теоремы основано на использовании подхода, предложенного в работах М. Тсюжи (21) и М. Икава (12).

Пусть h — вектор размерности μ . Рассмотрим вспомогательную задачу:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = A_0 \frac{\partial v}{\partial x} + \sum_{j=1}^{n-1} A_j \frac{\partial v}{\partial y_j} \quad \text{при } t > 0, x > 0, y \in \mathbb{R}^{n-1}, \quad (12)$$

$$B_0 v = h \quad \text{при } t > 0, x = 0, y \in R^{n-1}, \quad (13)$$

$$v = 0 \quad \text{при } t = 0, x > 0, y \in R^{n-1}, \quad (14)$$

где $B_0 = B(0, 0)$.

Задача (12)–(14) имеет единственное решение $v \in H_{p,1}^k(\Omega_+)$ для $\forall h \in H_{p,1}^k(\Gamma_+)$, где k – неотрицательное целое число (см., например, (9)).

Определим линейный оператор $L: H_{p,1}^k(\Gamma_+) \rightarrow H_{p,1}^k(\Gamma_+)$

$$L: h \rightarrow B(t, y)v|_{t=0}, \quad (15)$$

где v – решение задачи (12)–(14).

В доказательстве можно выделить два основных этапа:

- 1) построение оператора L ;
- 2) доказательство однозначной разрешимости уравнения

$$Lh = g. \quad (16)$$

1) При построении оператора L используются результаты работы К. Касахара (9).

Продолжим h и g нулями при $t < 0$. Тогда $\tilde{g} \in H_{p,1}^k(\Gamma)$ для $\gamma > 0$. Преобразуя (12) и (13) с помощью преобразования Фурье – Лапласа (6), получим задачу для системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d}{dx} \hat{v}(\tau, x, \tau_1) = M(\tau, \tau_1) \hat{v}(\tau, x, \tau_1) \quad \text{при } x > 0, \quad (17)$$

$$B_0 \hat{v}(\tau, 0, \tau_1) = \hat{h}(\tau, \tau_1). \quad (18)$$

Рассмотрим эту задачу на пересечении ω со сферой $|\tau|^2 + |\tau_1|^2 = 1$, где $\tau = \tau_1 + i\tau_2$. Как известно, общее решение системы (17) записывается в виде матричной экспоненты:

$$\hat{v}(\tau, x, \tau_1) = \exp \{M(\tau, \tau_1)x\} c(\tau, \tau_1). \quad (19)$$

Из (19) следует

$$B_0 c(\tau, \tau_1) = \hat{h}(\tau, \tau_1). \quad (20)$$

Так как для $(\tau, \tau_1) \in \omega$ решение (19) должно стремиться к нулю при $x \rightarrow +\infty$, ясно, что

$$c(\tau, \tau_1) \in E_-(\tau, \tau_1). \quad (21)$$

Пусть $v^1(\tau, \tau_1), \dots, v^m(\tau, \tau_1)$ – некоторый базис в $E_-(\tau, \tau_1)$, который, как показано в работе (9), может быть выбран так, чтобы $v_j^i(\tau, \tau_1)$ были голоморфны на пересечении $\omega \cap \{(\tau, \tau_1): |\tau|^2 + |\tau_1|^2 = 1\}$ для $i = 1, \dots, m; j = 1, \dots, m$. Из условий (21), (20)

$$c(\tau, \tau_1) = Q(\tau, \tau_1) \hat{h}(\tau, \tau_1), \quad (22)$$

где

$$Q(\tau, \tau_1) = V(\tau, \tau_1)(B_0 V(\tau, \tau_1))^{-1}, \quad (23)$$

а V — матрица размеров $m \times p$, столбцами которой являются векторы v^1, \dots, v^m . Учитывая однородность матрицы M по (τ, τ_1) , можно продолжить функции $v_j^i(\tau, \tau_1)$ на все ω по степени однородности 0. Тогда

$$|v_j^i(\tau, \tau_1)| \leq \text{const} \quad \forall (\tau, \tau_1) \in \omega; \quad i = 1, \dots, m; \quad j = 1, \dots, p, \quad (24)$$

$$\hat{v}(\tau, 0, \eta) = Q(\tau, \tau_1) \hat{h}(\tau, \tau_1), \quad v(t, 0, y) = \exp[|\xi t| F^{-1}] Q(\tau, \tau_1) \hat{h}(\tau, \tau_1). \quad (25)$$

Отсюда и из (15)

$$Lh = \exp[|\xi t| F^{-1}] B(t, y) Q(\tau, \tau_1) F_{\tau, \tau_1}(\exp[-|\xi t| \bar{h}(t, y)]). \quad (26)$$

Таким образом, оператор L является псевдодифференциальным оператором нулевого порядка, зависящим от параметра. Свойства таких операторов изучены в ряде работ (см., например, (21)).

2) Однозначная разрешимость уравнения (16) для оператора (17) доказывается использованием техники регуляризаторов, аналогично тому, как это делается в работе М. С. Аграновича (2).

Из условия III

$$\det(B(t, y)Q(\tau, \tau_1)) \neq 0 \quad \forall (\tau, \tau_1) \in \omega, \quad \forall (t, y) \in \Gamma. \quad (27)$$

Отсюда, используя однородность $Q(\tau, \tau_1)$ степени 0 по (τ, τ_1) и то, что элементы матрицы $B(t, y)$ постоянные вне некоторого компакта, получаем

$$|\det B(t, y)Q(\tau, \tau_1)| \geq \text{const} \quad \forall (\tau, \tau_1) \in \omega, \quad \forall (t, y) \in \Gamma.$$

Следовательно, элементы матрицы $(B(t, y)Q(\tau, \tau_1))^{-1}$ также ограничены постоянной на $\omega \times \Gamma$.

Положим

$$Rh = \exp[|\xi t| F^{-1}] (B(t, y)Q(\tau, \tau_1))^{-1} F_{\tau, \tau_1}(\exp[-|\xi t| \bar{h}(t, y)]).$$

Тогда, (см., например, (2)).

$$RL = I + T, \quad (28)$$

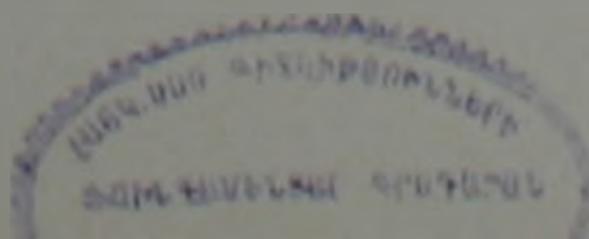
причем для любого s и $h \in H_{s, \xi}^{\infty}(\Gamma)$

$$\xi \langle Th \rangle_{s, \xi} \leq \langle Th \rangle_{s+1, \xi} \leq C_s \langle h \rangle_{s, \xi}. \quad (29)$$

Следовательно, существует $\tau_0 > 0$ такое, что для $\xi > \tau_0$ существует $(I + T)^{-1}$ и имеет место оценка

$$\langle h \rangle_{s, \xi} \leq \text{const} \langle Rh \rangle_{s, \xi} \leq \text{const} \langle g \rangle_{s, \xi}. \quad (30)$$

Как уже указывалось, $g \in H_{0, \tau}^{\infty}(\Gamma)$ для $\tau > 0$. Зафиксировав k , из (30) получаем для $\xi > \tau_0$



$$\langle h \rangle_0 \leq \text{const} \langle g \rangle_0 = \left(\int_0^{\infty} dt \int_{R^{n-1}} |\exp[-\xi t] g(t, y)|^2 dy \right)^{1/2} \leq C_g.$$

При любых α и β , $\alpha < \beta < 0$, и для $\xi > \xi_0$

$$\exp[-2\alpha\beta] \int_0^{\infty} dt \int_{R^{n-1}} |h(t, y)|^2 dy \leq \int_0^{\infty} dt \int_{R^{n-1}} |\exp[-\xi t] h(t, y)|^2 dy \leq C_g.$$

Поэтому $h = 0$ почти всюду при $t < 0$ и при $\xi > \xi_0$ выполняется оценка

$$\langle h \rangle_{p, T} \leq \text{const} \langle g \rangle_{p, T}. \quad (31)$$

Как показано в работе (*), для $h \in H_{p+k, T}^s(\Gamma_-)$ существует единственное решение $v \in H_{p, T}^s(\Omega_-)$ задачи (12)–(14), причем имеет место представление решения:

$$v = \exp[\xi t] F^{-1} |\exp[M(\tau, \tau)x] P_-(\tau, \tau) Q(\tau, \tau) F_{\tau, \tau} (e^{-\xi t} \bar{h}(t, y))|. \quad (32)$$

где $P_-(\tau, \tau)$ — проектор на подпространство $E_-(\tau, \tau)$, и доказана оценка

$$|\exp[M(\tau, \tau)x] P_-(\tau, \tau)| \leq c(|\tau|^2 + |\eta|^2)^a \quad (\tau, \tau) \in \omega, \quad (33)$$

a — некоторое рациональное число.

Отсюда

$$\|v\|_{p, T} \leq \text{const} \langle h \rangle_{p+k, T}. \quad (34)$$

Из предыдущего видно, что если h есть решение уравнения (16), то решение задачи (12)–(14) удовлетворяет задаче (1)–(3).

Таким образом, существование решения задачи (1)–(3) доказано. Из (30), (31) следуют оценка (11) и единственность решения.

3. Пример. Рассмотрим смешанную задачу для волнового уравнения. Коэффициенты, входящие в граничное условие, предполагаются комплексными.

$$u_{tt} - u_{xx} - \sum_{j=1}^{n-1} u_{y_j y_j} = 0 \quad \text{при } t > 0, x > 0, y \in R^{n-1}. \quad (35)$$

$$b_1(t, y)u_t + b_2(t, y)u_x + \sum_{j=1}^{n-1} b_{j+1}(t, y)u_{y_j} = g \quad \text{при } t > 0, x = 0, y \in R^{n-1}, \quad (36)$$

$$u = 0, u_t = 0 \quad \text{при } t = 0, x > 0, y \in R^{n-1}. \quad (37)$$

Вводя обозначения: $u_t = v_1$, $u_x = v_2$, $u_{y_j} = v_{j+1}$ и

$$A_0 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & \\ & & I \end{pmatrix}, \quad {}^1B(t, y) = \begin{pmatrix} b_1(t, y) \\ b_2(t, y) \\ \vdots \\ b_{n+1}(t, y) \end{pmatrix}$$

и обозначив $A_j = \|a'_{jk}\|$ матрицу, у которой $a'_{1,j+2} = 1$, $a'_{j-2,1} = 1$, $a'_{j-2,j} = -1$, а остальные элементы нули, $j = 1, \dots, n-1$; $l, k = 1, \dots, n+1$, запишем (35)–(37) в виде задачи для системы

$$V_t = A_0 V_x + \sum_{j=1}^{n-1} A_j V_{y_j} \quad \text{при } t > 0, x > 0, y \in R^{n-1}, \quad (38)$$

$$B(t, y)V = g(t, y) \quad \text{при } t > 0, x = 0, y \in R^{n-1}, \quad (39)$$

$$V = 0 \quad \text{при } t = 0, x > 0, y \in R^{n-1}. \quad (40)$$

Нетрудно проверить, что для системы (38) выполнены условия I и II, а условие III выглядит следующим образом ($\sqrt{-z^2 + |\tau|^2}$ — корень с отрицательной вещественной частью):

$$b_2 \sqrt{-z^2 + |\tau|^2} + b_3 z + i \sum_{j=1}^{n-1} b_{j+2} \tau_j \neq 0, \quad (41)$$

при $\tau \in R^{n-1}$, $z = \xi + i\sigma$, $\xi > 0$, $\sigma \in R^1$.

Условие (41) совпадает с условием Лопатинского для задачи (35)–(37).

Институт математики
Академии наук Армянской ССР

Բ. Չ. ՀԱՅՐԱՊԵՏԱՆ

Հիպերբոլական սիստեմների համար խառը խնդրի
թույլ L^2 -կոռեկտուրյան մասին

Հոդվածում դիտարկված է խառը խնդիրը Գորդինգի իմաստով հիպերբոլիկ, առաջին կարգի, համասեռ սիստեմի համար: Երբ եզրային մատրիցը հաստատուն չէ, ասկացուցված է Ռ. Հերշի և Կ. Կասահարայի պայմանների բավարար լինելը թույլ L^2 -կոռեկտուրյան համար: Ապացուցման մեջ օգտագործված է եզրի վրա դիտարկվող խնդիրն խառը խնդրի սեղուկցիան, որը առուչարկված է Մ. Քայլուծիի և Մ. Իկավայի սչխատանքներում: Կիրառված է պարամետրից կախված սյսնդոդիֆերենցիալ օպերատորների հաշվումը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՔԻ ՏՐԻՆ

- ¹ H. O. Kreiss, Comm. Pure Appl. Math., vol. 23 (1971) (Русский перевод: Математика, т. 14, № 5 (1970)). ² М. С. Агранович, Матем. сб., т. 84, № 1 (1971). ³ М. С. Агранович, Функци. анализ. и его приложения, т. 6, № 2 (1972). ⁴ T. Shiota, T. Ohkubo, Hokkaido Math. J., vol. 4, № 1 (1975). ⁵ M. Ikawa, Publ. Res. Inst. Math. Sci. Kyoto Univ., vol. 7, № 2 (1971). ⁶ K. Kajitani, Publ. Res. Inst. Math. Sci. Kyoto Univ., vol. 7, № 1 (1971). ⁷ S. Osher, Indiana Univ. Math. J., vol. 22, № 7 (1973). ⁸ R. Hersh, J. Math. and Mech., vol. 12, № 3 (1963). ⁹ K. Kasahara, Publ. Res. Inst. Math. Sci. Kyoto Univ., vol. 6, № 3 (1971). ¹⁰ K. Kajitani, J. Math. Kyoto Univ., vol. 14, № 2 (1974). ¹¹ M. Tsuji, Proc. Jap. Acad., vol. 50, № 2 (1974). ¹² M. Ikawa, Publ. Res. Inst. Math. Sci. Kyoto Univ., vol. 12, № 1 (1976). ¹³ R. Sakamoto, J. Math. Kyoto Univ., vol. 10, № 2 (1970) (Русский перевод: Математика, т. 16, № 1 (1972)).

УДК 517.984

МАТЕМАТИКА

Л. З. Геворкян

Функциональная модель для некоторого класса несамосопряженных операторов

(Представлено чл. корр. АН Армянской ССР Р. А. Александрияном 29/1 1980)

Пусть H — гильбертово пространство, A — ограниченный оператор в H , $B(H)$ — алгебра всех ограниченных операторов в H , \mathcal{A} — равномерно замкнутая подалгебра с единицей алгебры $B(H)$, порожденная оператором A , и ξ — циклический вектор оператора A .

Обозначим через ρ отображение \mathcal{A} в H , определяемое формулой

$$\rho(B) = B\xi.$$

Можно доказать, что ρ является инъективным отображением. Обозначим через M образ \mathcal{A} при отображении ρ . Алгебраическую структуру подалгебры \mathcal{A} при помощи отображения ρ перенесем в M , т. е. определим произведение двух элементов $x, y \in M$ по формуле

$$x \cdot y = BC\xi \quad (x = B\xi, \quad y = C\xi).$$

Легко видеть, что действие некоторого оператора $D \in \mathcal{A}$ на какой-то элемент $z \in M$ сводится к умножению элемента $D\xi$, соответствующего D и z .

Отметим, что M инвариантно относительно любого оператора $D \in \mathcal{A}$.

Введем в M новую норму по формуле

$$|x| = |B|.$$

Легко видеть, что это определение, в силу инъективности ρ , корректно. Таким образом, M превращается в коммутативную банахову алгебру с единицей, причем роль единицы играет элемент ξ . (Фактически, M реализует регулярное представление алгебры \mathcal{A} ⁽¹⁾).

В силу того, что оператор A обладает циклическим вектором, множество M всюду плотно в H , причем норма $|\cdot|$ мажорирует гильбертову норму $|\cdot|$

$$|x| \leq |B| \cdot |\xi| = |x| \cdot |\xi|.$$

Отсюда следует включение

$$M \subset H \subset M^*,$$

где M^* — сопряженное пространство к M .

Определение. Элемент $\varphi_\lambda \in M^*$ называется собственным функционалом оператора A^* с собственным значением, равным λ , если для всех $x \in M$

$$(Ax, \varphi_\lambda) = \lambda(x, \varphi_\lambda).$$

Заметим, что если $\varphi_\lambda \in H$, т. е. φ_λ непрерывен также относительно нормы $\|\cdot\|$, то он просто является собственным вектором оператора A^* .

В дальнейшем мы всегда будем предполагать, что $\|\xi\| = 1$, а собственные функционалы φ_λ нормированы условием $(\xi, \varphi_\lambda) = 1$ ($(\xi, \varphi_\lambda) \neq 0$, если $\varphi_\lambda \neq 0$).

Основная теорема. Множество собственных функционалов оператора A^* и множество линейных мультипликативных функционалов над алгеброй M совпадают.

Доказательство этой теоремы опирается на глубокую теорему Глисона, Кахана, Желязко (²), характеризующую мультипликативные функционалы над произвольной банаховой алгеброй, а именно:

если φ_λ такой функционал над банаховой алгеброй M , что $(\xi, \varphi_\lambda) = 1$ и $(x, \varphi_\lambda) \neq 0$ для каждого обратимого элемента $x \in M$, то φ_λ непрерывен и мультипликативен.

Доказывается, что оператор A^* простой, т. е. каждому значению λ соответствует только один собственный функционал φ_λ .

Каждому элементу $x \in M$ поставим в соответствие функцию $\bar{x}(\lambda)$

$$\bar{x}(\lambda) = (x, \varphi_\lambda).$$

Можно доказать, что $\bar{x}(\lambda)$ есть не что иное, как преобразование Гельфанда элемента $x \in M$. Предположим теперь, что алгебра A полупростая. Это равносильно тому, что для любого элемента $x \in M$ существует собственный функционал φ_λ такой, что $(x, \varphi_\lambda) \neq 0$. В этом случае, как известно, преобразование Гельфанда инъективно.

Обозначим через \bar{M} образ алгебры M при преобразовании Гельфанда. Определим скалярное произведение в \bar{M} по формуле

$$(\bar{x}(\lambda), \bar{y}(\lambda))_{\bar{M}} = (x, y)_M.$$

Обозначим через \bar{H} пополнение \bar{M} по этому скалярному произведению. Преобразование Гельфанда, определенное лишь на всюду плотном множестве \bar{M} , продолжается до изометрического оператора $G: H \rightarrow \bar{H}$, а оператору A соответствует оператор умножения на независимую переменную в пространстве \bar{H} .

Пространство представления \bar{H} наряду с обычными функциями

будет содержать также предельные элементы, которые могут трактоваться как обобщенные функции.

Пример 1. Пусть A — самосопряженный оператор с простым спектром. Как хорошо известно ⁽¹⁾, равномерно замкнутая подалгебра, порожденная оператором A , изометрически изоморфна алгебре всех непрерывных функций на спектре оператора A . Оказывается, что соответствующее скалярное произведение можно задать при помощи некоторой меры μ и пополнение алгебры непрерывных функций по этой мере является пространством представления. Таким образом, мы получаем каноническое представление самосопряженного оператора.

Пример 2. Пусть U оператор одностороннего сдвига. В этом случае, как доказали Шилдс и Уоллен ⁽²⁾, равномерно замкнутая подалгебра, порожденная оператором U , изометрически изоморфна алгебре аналитических в открытом и непрерывных в замкнутом единичном круге функций. Пополнение этой алгебры по соответствующему скалярному произведению приводит к классу Харди H^2 .

Вышеприведенные примеры хорошо известны. Следующий пример показывает, что описанная выше конструкция является существенным обобщением этих классических результатов.

Пример 3. Пусть A оператор в пространстве $L^2(0, 1)$, определяемый формулой

$$(Af)(x) = xf(x) - \frac{1}{2} \int_0^x f(t) dt.$$

Собственные функции сопряженного оператора имеют вид

$$\varphi_\lambda(x) = \frac{\psi(\lambda - x)}{(\lambda - x)^{1/2}}, \quad \text{где } \psi(x) \text{ — функция Хевисайда.}$$

Эти функции не принадлежат пространству $L^2(0, 1)$ и должны рассматриваться как собственные функционалы.

Обозначим через H образ пространства L^2 при отображении

$$(J^{1/2}f)(x) = \frac{1}{\Gamma(1/2)} \int_0^x \frac{f(t) dt}{(x-t)^{1/2}}.$$

Введем в пространстве образов скалярное произведение

$$(f, g)_H = (J^{-1/2}f, J^{-1/2}g)_L.$$

Пользуясь теоремой Фубини, легко можно доказать, что при этом оператор A переходит в оператор умножения на независимую переменную в пространстве H .

Որոշ դասի ոչ ինՖեանամալուծ օպերատորների ֆունկցիոնալ մոդելը

Դիցուք A -ն սահմանափակ օպերատոր է H հիլբերտյան տարածությունում, օժտված ցիկլիկ վեկտորով h այնպիսին, որ նրա ծնած հավասարաչափ փակ հանրահաշիվը կիսապարզ է: Ցույց է տրված, որ այդ դեպքում A -ն կարելի է ներկայացնել որպես անկախ փոփոխականով բաղմապատկման օպերատոր՝ ընդհանրացված ֆունկցիաներ սյարունակող տարածությունում:

Այդ տեսանկյունից քննարկված է երկու դասական օրինակ:

Քննարկված է նաև մեկ օրինակ, որը ցույց է տալիս, որ առաջարկված թեորեմը հանդիսանում է հայտնի արդյունքների հական ընդհանրացում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ М. А. Наймарк, Нормированные кольца, «Наука», М., 1968. ² У. Рудин, Функциональный анализ, «Мир», М., 1975. ³ А. Shields, L. Wallen, Ind. Univ. Math. J., vol 20 (1971).

УДК 5198

МАТЕМАТИКА

Д. Н. Геворкян, А. Г. Мхитарян

Класс кодов, исправляющих большие одиночные несимметрические ошибки

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Р. Р. Варшамовым 30/1 1980)

Как выяснилось в последнее время, в некоторых устройствах хранения и передачи информации наиболее типичны искажения, имеющие несимметрический характер. Примером реального устройства с несимметрическими искажениями может служить система с мультипликативной помехой, когда уровень сигнала в посылке падает ниже порогового значения, установленного в решающем устройстве, запоминающее устройство — на ферритах или на магнитной ленте в больших ЭВМ и др. В релейных же устройствах это искажение типа обрыва или короткого замыкания (¹-²). В связи с этим большой интерес представляет исследование несимметрических систем кодирования.

Обозначим через $B_n^q = \{b = (b_1, b_2, \dots, b_n) : b_i \in \{0, 1, \dots, q-1\}\}$ — множество всех последовательностей длины n с символами из множества $Q = \{0, 1, \dots, q-1\}$. Пусть при передаче (или хранении) в i -ой позиции вектора $b = (b_1, b_2, \dots, b_n)$ произошла ошибка величины e , т. е. $b_i \rightarrow b_i' = b_i + e$. В случае симметрической ошибки b_i' — произвольный элемент множества Q и величина e не зависит от b_i . В случае несимметрических искажений различают два вида ошибок: 1) малые искажения типа $e = +1$ (или $e = -1$), когда каждый символ b_i (за исключением тех, которые равны $q-1$) подвержен искажению типа $b_i \rightarrow b_i + 1$ (или $b_i \rightarrow b_i - 1$); 2) большие искажения типа (+) (или (-)), когда каждый символ, кроме $b_i = q-1$, подвержен искажению типа $b_i \rightarrow b_i + e$, $e = 1, 2, \dots, q-1-b_i$ (или $b_i \rightarrow b_i - e$, $e = -1, -2, \dots, -b_i$). Очевидно, что в случае $q = 2$ эти два вида несимметрических ошибок совпадают. В отличие от кодов, исправляющих большие несимметрические ошибки, кодам, исправляющим малые несимметрические ошибки, посвящен целый ряд работ, из которых следует особо выделить код Варшамова — Тененгольца (³), исправляющий одиночную малую несимметрическую ошибку над произвольным основанием $q \geq 2$.

В настоящей работе построен класс кодов, исправляющих одиночные большие несимметрические ошибки. Приведенная средняя оценка мощности этих кодов является оптимальной.

Пусть $p = 2q - 1$, где p — простое число, $\alpha = g^{\frac{p-1}{2}}$, g — примитивный элемент поля Галуа $GF(p^m)$. Тогда имеет место

Теорема. Множество $M_{n,q}$ всех решений уравнения

$$\sum_{i=1}^n x_i \alpha^i = a, \quad x_i \in \{0, 1, \dots, q-1\}, \quad a \in GF(p^m),$$

является q -ичным кодом длины $n = 2(p^m - 1)(p - 1)^{-1}$, исправляющим одиночные большие несимметрические ошибки тогда и только тогда, когда $(m, q - 1)^* = 1$.

Доказательство. Обозначим через $\langle \alpha^i \rangle$ циклическую подгруппу поля $GF(p^m)$, образованную последовательными степенями элемента $\alpha \in GF(p^m)$. Рассмотрим разложение мультипликативной группы поля $GF(p^m)$ на смежные классы по циклической подгруппе

$\langle \alpha^i = g^{\frac{p-1}{2}i} \rangle$. Утверждение теоремы эквивалентно тому, что при усло-

вии $(m, q - 1) = 1$ все числа $1, 2, \dots, q - 1 = \frac{p-1}{2}$ лежат в раз-

личных смежных классах. Произвольный элемент r , принадлежащий простому полю $GF(p)$, можно представить в виде

$$r = g^{k \frac{p^m - 1}{p - 1}}, \quad k = 0, 1, \dots, p - 2.$$

Два числа $\beta, \gamma \in GF(p)$ лежат в одном смежном классе тогда и только тогда, когда $\beta \cdot \gamma^{-1} \in \langle \alpha^i \rangle$, откуда следует, что

$$g^{k \frac{p^m - 1}{p - 1}} = g^{i \frac{p-1}{2}}, \quad k = 1, 2, \dots, p - 2; \quad i = 1, 2, \dots, \frac{p^m - 1}{p - 1}$$

или, что то же,

$$k \frac{p^m - 1}{p - 1} \equiv i \frac{p - 1}{2} \pmod{p^m - 1}. \quad (1)$$

Из условия $(m, \frac{p-1}{2}) = 1$ следует, что $(\frac{p^m - 1}{p - 1}, \frac{p - 1}{2}) = 1$ и срав-

нение (1) имеет единственное решение при $k = \frac{p-1}{2}$ и $i = \frac{p^m - 1}{p - 1}$.

Это означает, что в каждом смежном классе лежат ровно два числа r и $-r$ простого поля $GF(p)$ и, следовательно, все числа

$\{1, 2, \dots, q - 1 = \frac{p-1}{2}\}$ лежат в различных смежных классах. Что

и требовалось доказать.

(x, y) — наибольший общий делитель чисел x и y .

Для мощности $M_{n,q}$ наилучшего, в смысле количества векторов, кода справедлива следующая оценка:

$$M_{n,q} > \frac{q^n}{(q-1)n+1},$$

являющаяся, как легко видеть, оптимальной.

Вычислительный центр Академии наук
Армянской ССР и Ереванского
государственного университета

Գ. Ն. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ա. Հ. ՄԵԼԻՔԱՆԻԱՆ

Եզակի մեծ ոչսիմետրիկ սխալներ ուղղող կոդերի դաս

Ստացված է կամայական q հիմք ունեցող կոդերի դաս, որոնք ուղղում են եզակի մեծ ոչսիմետրիկ սխալներ և կարծես հանդիսանում են Հեմինգի ընդհանրացված կոդերի անալոգ ոչսիմետրիկ կապուղիների համար:

Կոդը որոշվում է որպես $GF(p^m)$ դաշտում

$$\sum_{i=1}^{n-2} \frac{p^{m-1}}{p-1} x_i g^{i(q-1)} = \alpha$$

հավասարման լուծումների բազմություն: Այստեղ $x_i \in \{0, 1, \dots, q-1\}$, $\alpha \in GF(p^m)$, իսկ g -ն՝ $GF(p^m)$ դաշտի պրիմիտիվ տարրն է:

Հիշյալ կոդերի հզորության համար բերված է միջին գնահատականը, որը հավասար է՝

$$M_{n,q} > \frac{q^n}{(q-1)n+1}.$$

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ W. H. Kim., IRE Trans. on Information Theory, vol. IT-5 (1959). ² D. Constantin, T. R. N. Rao, Inform. Contr., vol. 40 (1979). ³ P. P. Варшамов, Г. М. Тенгольц, Автоматика и телемеханика, т. 26 (1965).

УДК 534.21

МЕХАНИКА

М. В. Белубекян

О возбуждении упругих волн электромагнитным импульсом

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. А. Амбарцумяном 26/XII 1979)

В настоящее время большой интерес представляет изучение физико-механических свойств материала конструкции на основе экспериментального исследования характера распространения упругих волн. Возбуждение упругих волн в конструкции можно осуществить различными способами. Особое значение придается возможности возбуждения упругих волн или колебаний бесконтактным способом, в частности, при помощи электромагнитного импульса или колебаний электромагнитного поля (1). Теоретическое исследование вопроса распространения упругих волн, обусловленных изменением электромагнитного поля, в точной постановке связано со значительными трудностями. В данной статье обсуждается возможность исследования указанной задачи на основе приближенной модели идеально проводящего материала.

1. Пусть упругая электропроводящая среда находится в постоянном магнитном поле \vec{H}_0 . Возмущения в такой среде будут описываться системой связанных уравнений электродинамики движущейся среды и уравнений движения среды при наличии объемных сил электромагнитного происхождения (2-4).

Система уравнений магнитоупругости упрощается на основе следующих предположений. Упругая среда обладает достаточно хорошей электропроводимостью и не обладает ферромагнитными или пьезоэлектрическими свойствами. Токи смещения пренебрегаются по сравнению с токами проводимости. Упругие перемещения и возмущения электромагнитного поля предполагаются малыми.

На основе указанных допущений линеаризованные уравнения магнитоупругости в абсолютной гауссовой системе единиц имеют вид (4)

$$\operatorname{rot} \vec{h} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}, \quad \operatorname{rot} \vec{e} = -\frac{1}{c} \frac{\partial h}{\partial t}, \quad \operatorname{div} \vec{h} = 0 \quad (1.1)$$

$$c_i^2 \Delta \vec{u} + (c_i^2 - c_i^2) \operatorname{grad} \operatorname{div} \vec{u} - \frac{1}{\rho c} \vec{j} \times \vec{H}_0 = \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (1.2)$$

Здесь \vec{h} , \vec{e} — векторы напряженностей возмущенного магнитного и электрического полей; \vec{j} — плотность возмущенного электрического тока; μ — магнитная проницаемость среды; \vec{u} — вектор упругих перемещений частиц среды; c — скорость света в вакууме; c_l , c_t — скорости продольных и поперечных звуковых волн при отсутствии магнитного поля. Система уравнений (1.1) и (1.2) окажется замкнутой, если добавить следующую функциональную связь:

$$\vec{j} = \left(\vec{e} + \frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \times \vec{H}_0 \right), \quad (1.3)$$

которая следует из линеаризованного закона Ома для движущейся среды (σ — электропроводность среды). Очевидно, что при необходимости определения таких величин, как плотность электрических зарядов или напряжения в среде, уравнения (1.1) и (1.2) должны быть дополнены соответствующими уравнениями и функциональными связями.

Система уравнений (1.1) и (1.2), описывающая взаимодействие электромагнитного поля и поля упругих перемещений, существенно упрощается при предположении об идеальной проводимости среды ($\sigma \rightarrow \infty$) (2). В этом случае, согласно (1.3), получается соотношение

$$\vec{e} = - \frac{\mu}{c} \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \times \vec{H}_0, \quad (1.4)$$

которое, в частности, показывает, что начальные условия для возбужденного электрического поля и для скорости перемещения частиц должны быть согласованы.

Подставляя (1.4) во второе уравнение системы (1.1) и интегрируя по t , получим

$$\vec{h} = \text{rot} (\vec{u} \times \vec{H}_0) + \vec{q}. \quad (1.5)$$

Здесь \vec{q} является произвольной вектор-функцией координат (не зависит от t) и должна определяться заданием начальных компонент магнитного поля и поля упругих перемещений. В частности при $\vec{u}|_{t=0} = 0$ следует, что $\vec{q} = \vec{h}|_{t=0}$.

Обычно в задачах распространения магнитоупругих волн в приближении модели идеального проводника полагается, что $\vec{q} = 0$ (3,4). Такое допущение приемлемо при исследовании задач установившихся колебаний. Однако в общем случае задачи о распространении начальных возмущений нельзя полагать $\vec{q} = 0$. В частности, при такой постановке задача возбуждения упругих волн при помощи возмущения магнитного поля не будет иметь смысла.

Определяя плотность электрического тока \vec{j} из первого уравнения системы (1.1) с использованием соотношения (1.5) и подставляя

в уравнение (1.2), получим следующее уравнение, описывающее распространение магнитоупругих волн в идеально проводящей среде

$$c_i^2 \Delta \vec{u} + (c_i^2 - c_i^1) \text{grad div } \vec{u} + \frac{\mu}{4\pi\rho} [\text{rot rot} (\vec{u} \times \vec{H}_0)] \times \vec{H}_0 + \frac{\mu}{4\pi\rho} (\text{rot } \vec{q}) \times \vec{H}_0 = \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} \quad (1.6)$$

При исследовании задачи распространения волн в пространстве должны быть заданы также начальные условия. Ограничиваясь задачей возникновения магнитоупругих волн вследствие изменения только электромагнитного поля, рассмотрим две характерные задачи с заданием начальных условий в частном виде.

Для первой задачи — задачи распространения магнитоупругих волн, обусловленных изменением только магнитного поля, — начальные условия имеют вид

$$\vec{u}|_{t=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad \vec{h}|_{t=0} = \vec{q}. \quad (1.7)$$

Из условий (1.7) и (1.4) вытекает, что начальное электрическое поле равно нулю.

Вторая задача — задача распространения магнитоупругих волн, обусловленных изменением электрического поля, — должна удовлетворять следующим начальным условиям:

$$\vec{u}|_{t=0} = 0, \quad \vec{e}|_{t=0} = \vec{g}, \quad \vec{h}|_{t=0} = 0. \quad (1.8)$$

Согласно (1.4) заданное начальное электрическое поле накладывает определенные ограничения на задание вектора скорости перемещения

2. Рассмотрим распространение одномерных волн. Система прямоугольных координат (x, y, z) выбирается так, чтобы ось ox совпала с направлением распространения волны и чтобы плоскость xoy была параллельна вектору напряженности заданного внешнего магнитного поля. Таким образом $\vec{H}_0 = \{H_{0x}, H_{0z}, 0\}$ и все искомые функции являются функциями только от координаты x и времени t .

Уравнения (1.6) будут иметь следующий вид:

$$\begin{aligned} (c_i^2 + V_i^2) \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} - V_1 V_2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - \left(\frac{\mu}{4\pi\rho} \right)^{1/2} V_2 \frac{dq_1}{dx} &= \frac{\partial^2 u_1}{\partial t^2}; \\ (c_i^2 + V_i^2) \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - V_1 V_2 \frac{\partial^2 u_1}{\partial x^2} + \left(\frac{\mu}{4\pi\rho} \right)^{1/2} V_1 \frac{dq_2}{dx} &= \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}; \\ (c_i^2 + V_i^2) \frac{\partial^2 u_3}{\partial x^2} + \left(\frac{\mu}{4\pi\rho} \right)^{1/2} V_1 \frac{dq_2}{dx} &= \frac{\partial^2 u_3}{\partial t^2}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где

$$V_1 = \frac{\mu H_1}{4\pi\rho}, \quad V_2 = \frac{\mu H_2}{4\pi\rho}$$

В систему уравнений (2.1) не входит функция $q_1(x)$, т. е. не требуется задания начального условия для компоненты возбужденного магнитного поля h_1 . Заметим, что согласно третьему уравнению системы (1.1) для рассматриваемой одномерной задачи начальные условия, налагаемые на возбужденное магнитное поле, не могут быть произвольными и должны удовлетворять $h_3|_{t=0} = 0$.

Третье уравнение системы (2.1) отделяется от остальных двух уравнений. Такого же вида уравнения получаются из первых двух уравнений системы (2.1) в частных случаях $H_{01} = 0$ или $H_{02} = 0$.

Решение третьего уравнения из (2.1), удовлетворяющее начальным условиям задачи

$$u_3|_{t=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial u_3}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad h_3|_{t=0} = 0,$$

имеет вид

$$u_3(x, t) = \frac{1}{2} \left(\frac{\mu}{4\pi\rho} \right)^{1/2} \frac{V_3}{c_0^2} \left[\int_0^{x-c_0 t} q_3(\xi) d\xi + \int_0^{x+c_0 t} q_3(\xi) d\xi - 2 \int_0^x q_3(\xi) d\xi \right], \quad (2.2)$$

где $c_0 = c_1 + V_1^2$.

Из (2.2) видно, что амплитуда упругой волны зависит от напряженности заданного магнитного поля. Легко получить, что наибольшее значение амплитуды достигается при следующем значении напряженности магнитного поля

$$V_3 = c_1 \quad \text{или} \quad H_{01}^* = \sqrt{4\pi\mu^{-1}G}, \quad (2.3)$$

где G — модуль упругости при сдвиге.

Так же нетрудно получить решение системы из первых двух уравнений (2.1) при следующих начальных условиях задачи:

$$u_1|_{t=0} = u_2|_{t=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial u_1}{\partial t} \right|_{t=0} = \left. \frac{\partial u_2}{\partial t} \right|_{t=0} = 0, \quad h_3|_{t=0} = q_2(x).$$

3. Рассмотрим следующее плоское состояние. Пусть все искомые величины и начальные условия зависят только от двух пространственных координат x и y и соответствующие перемещения u_1 и u_2 тождественно равны нулю. Из общих уравнений задачи получается, что для существования такого плоского состояния необходимо, чтобы вектор напряженности магнитного поля был либо перпендикулярен либо параллелен плоскости xoy .

Если в случае продольного поля выбрать прямоугольную координатную систему так, чтобы ось x совпала с направлением вектора

напряженности магнитного поля, то уравнение движения (1.2) превращается к виду:

$$(c_1^2 - V^2) \frac{\partial^2 u_2}{\partial x^2} - c_1^2 \frac{\partial^2 u_2}{\partial y^2} + \left(\frac{\mu}{4\pi c} \right)^{1/2} V_1 \frac{\partial \sigma_1}{\partial x} = \frac{\partial^2 u_2}{\partial t^2}. \quad (3.1)$$

Согласно (1.7) рассмотрим задачу о возбуждении упругих волн при помощи изменения магнитного поля со следующими начальными условиями:

$$u_2|_{t=0} = 0, \quad \frac{\partial u_2}{\partial t} \Big|_{t=0} = 0, \quad h_2|_{t=0} = q_2(x). \quad (3.2)$$

Решение уравнения (3.1) с учетом (3.2) имеет вид:

$$u_2(x, y, t) = \left(\frac{\mu}{4\pi c} \right)^{1/2} \frac{V_1}{c_0^2} \left\{ \frac{1}{2\pi c_0} \frac{\partial}{\partial t} \int \int [(c_1 t)^2 - c_1^2 c_0^{-2} (x - \xi)^2 - (y - \eta)^2]^{1/2} \times \right. \\ \left. \int \left[q_2(z) dz \right] d\xi d\eta - \int q_2(x) dx \right\}. \quad (3.3)$$

Здесь интегрирование производится по внутренности эллипса

$$c_1^2 (x - \xi)^2 + c_0^2 (y - \eta)^2 = (c_1 t)^2.$$

Формула (3.3), так же как и формула (2.2), показывает, что амплитуда волны с возрастанием напряженности магнитного поля возрастает, достигая максимума при определенном значении магнитного поля, и затем уменьшается при дальнейшем увеличении напряженности магнитного поля.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

ԻՐ. Վ. ԲԵԼՈՒԲԵԿՅԱՆ

Էլեկտրամագնիսական իմպուլսի միջոցով առաձգական ալիքների
զրգոման մասին

Իրտարկվում է միաշափ մագնիսաառաձգական ալիքների տարածումը
աստատուն մագնիսական դաշտում գտնվող իզոլյական հաղորդիչ միջավայրում:

Բերված են սկզբնական մագնիսական դաշտի զրգոման պայմանները,
որոնց դեպքում առաջանում է առաձգական ալիքների տարածում: Ստացված
պայմաններին բավարարող խնդրի լուծումը ցույց է տալիս, որ առաձգական
ալիքների ամպլիտուդն ճապես կախված է սված հաստատուն մագնիսական
դաշտի մեծությունից: Առաձգական ալիքը ունենում է մեծագույն ամպլիտուդ:

Էրբ մագնիսական դաշտը քաղաքարում է հետևյալ պայմանին՝

$$H_{\Sigma} = \sqrt{4\pi \cdot G}$$

որտեղ μ -ն մագնիսական թափանցելիությունն է, G -ն սահքի առածգական մոդուլը:

Ուսումնասիրված է նաև հարթ լարվածային վիճակի մագնիսաառածգական ալիքների տարածումը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. Э. Микельсон, З. Д. Черный, Электродинамическое возбуждение и измерение колебаний в металлах, изд-во «Знание», Рига, 1979. ² С. А. Амбарцумян, Г. Е. Багдасарян, М. В. Бегубекян, Магнитоупругость тонких оболочек и пластин, «Наука», М., 1977. ³ А. А. Нильштин, Механика сплошной среды, Изд-во МГУ, М., 1978. ⁴ S. Kaliski, J. Petrykiewicz, Proc. Vib. Probl., 2, 1959. ⁵ S. Kaliski, Proc. Vib. Probl., 2, 1961. ⁶ J. Bazer, W. B. Ericson, Arch. Ration. Mech. and Anal., vol. 55, № 2 (1974).

КДК 539.374

МЕХАНИКА

Р. М. Киракосян

О верхних оценках прогибов и напряжений упруго-пластических пластин

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. А. Амбарцумяном 11 1980)

Предлагается способ определения верхних оценок для максимальных прогибов и напряжений упруго-пластических пластин, основанный на использовании упругих решений соответствующих краевых задач. На основе этих оценок получается единая нижняя оценка для несущей способности произвольных идеально-пластических пластин. Приводятся примеры сравнения с точными решениями.

1. Используя соотношения между изгибающими моментами M_1 , M_2 , M_{12} и кривизнами срединной плоскости пластинки χ_1 , χ_2 , χ_{12} в рамках поперечного изгиба (1), можно записать

$$m_i = D(1 - \Omega)\chi_i, \quad D = \frac{Eh^3}{12(1 - \nu^2)}, \quad (1.1)$$

где D — цилиндрическая жесткость, h — толщина, E — модуль Юнга, ν — коэффициент Пуассона материала пластинки, m_i и χ_i — аналоги интенсивностей напряжений и деформаций:

$$m_i = \sqrt{M_i^2 - M_1M_2 + M_2^2 + 3M_{12}^2}, \quad \chi_i = \frac{\sqrt{3}}{2} \sqrt{\chi_1^2 + \chi_1\chi_2 + \chi_2^2 + \chi_{12}^2}. \quad (1.2)$$

В случае линейного упрочнения

$$\Omega = \begin{cases} 0, & \chi_i \leq \chi_s = \frac{3\varepsilon_s}{2h} \\ \lambda \left(1 - \frac{9\varepsilon_s}{4h\chi_i} + \frac{27\varepsilon_s^2}{16h^2\chi_i^2} \right), & \chi_i \geq \chi_s \end{cases} \quad (1.3)$$

где λ — параметр упрочнения, χ_s — значение интенсивности кривизны, после достижения которого появляются остаточные деформации. На рис. 1 изображен график зависимости (1.1). В пределах упругости ($\chi_i \leq \chi_s$) этот график является прямой линией с угловым коэффициентом D . Моменту появления первых пластических деформаций в сечении соответствуют значения m_i и χ_{si} , которые служат аналогами

пределов упругости ε_s и ε_{pr} . С развитием областей пластических деформаций график $m_L \sim x_L$ отклоняется от прямой линии, непрерывно наклоняясь в сторону оси x_L . График имеет асимптоту с угловым коэффициентом $(1-\lambda)D$. При идеально пластическом материале $\lambda=1$ и асимптота становится параллельной оси x_L . Предельное значение интенсивности моментов m_{pr} , которое характеризует несущую способность сечения, оказывается в полтора раза больше предела упругости m_s .

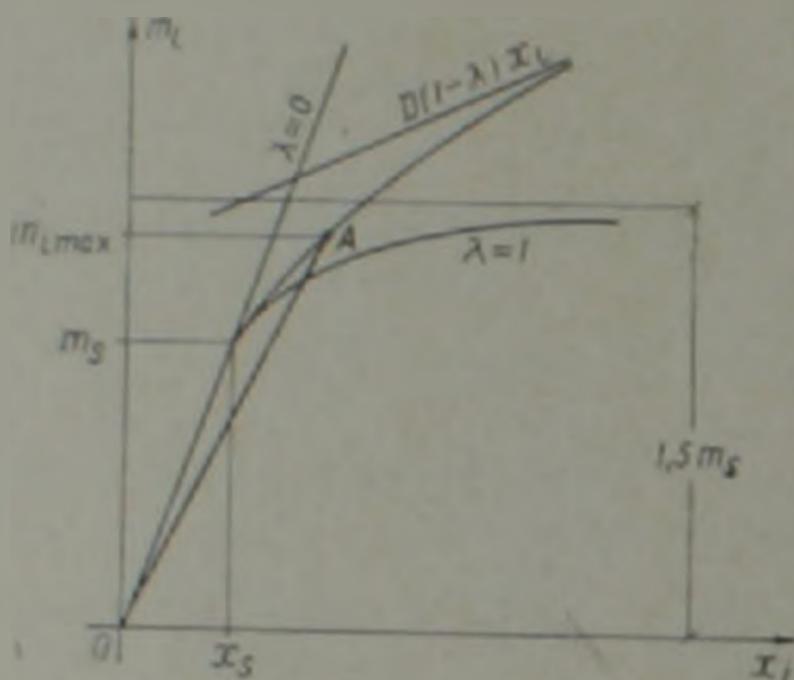


Рис. 1. Зависимость между интенсивностями моментов и кривизны сечения пластинки

Упруго-пластически изгибаемую пластинку можно рассмотреть как пластинку, изготовленную из некоторого приведенного материала с неоднородным модулем E_{np} . Соответствующую жесткость D_{np} можно представить в виде

$$D_{np} = \begin{cases} D, & x_L \leq x_s \\ D \left[1 - \lambda \left(1 - \frac{9\varepsilon_s}{4hx_L} + \frac{27\varepsilon_s^3}{16h^3x_L^3} \right) \right], & x_L \geq x_s. \end{cases} \quad (1.4)$$

За пределом упругости с возрастанием интенсивности кривизны x_L жесткость приведенной упругой пластинки D_{np} монотонно убывает. Наименьшее значение D_{np}^{min} получается в том сечении, где x_L принимает наибольшее значение, т. е.

$$D_{np}^{min} = D \left[1 - \lambda \left(1 - \frac{9\varepsilon_s}{4hx_{Lmax}} + \frac{27\varepsilon_s^3}{16h^3x_{Lmax}^3} \right) \right] \quad (1.5)$$

Так как

$$D_{np}^{min} > D(1-\lambda), \quad (1.6)$$

то, полагая

$$D_{np}^{min}(0) = D(1-\lambda) \quad (1.7)$$

и решая задачу упругого изгиба рассмотренной пластинки при заданных нагрузках и граничных условиях, получим завышенные значения для прогибов. Максимальные значения интенсивности кривизны пластинки обозначим через $\chi_{i\max}(0)$. Соответствующее значение интенсивности моментов $m_{i\max}(0)$, подсчитанное по действительной зависимости (1.1), будет превышать действительное максимальное значение $m_{i\max}$. Таким образом получены верхние оценки для интенсивностей кривизны, моментов и нижняя оценка для приведенной жесткости:

$$\chi_{i\max}(0) > \chi_i, \quad m_{i\max}(0) > m_i, \quad D_{пр}^{\min}(0) < D_{пр}. \quad (1.8)$$

Эти оценки очень грубы и не могут представлять практический интерес. Принимая их в качестве нулевого, последующие приближения построим по рекуррентным формулам

$$D_{пр}^{\min}(n) = \frac{m_{i\max}(n-1)}{\chi_{i\max}(n-1)},$$

$$m_{i\max}(n-1) = D_{пр}^{\min}(n-1) \left[1 - \nu \left(1 - \frac{9\varepsilon_1}{4h\chi_{i\max}(n-1)} + \frac{27\varepsilon_1^2}{16h^2\chi_{i\max}^2(n-1)} \right) \right] \quad (1.9)$$

где $\chi_{i\max}(n-1)$ получается решением упругой задачи при $D_{пр} = D_{пр}^{\min}(n-1)$. Смысл этого рекуррентного процесса наглядно можно представить графически (рис. 2). На оси χ_i цифрами 0, 1, 2, ..., ∞ обозначены значения соответствующих приближений максимальной интенсивности кривизны $\chi_{i\max}(n)$. Причем нулевое приближение $\chi_{i\max}(0)$ получается из упругого решения, когда связь между m_i и χ_i дается линией CD , параллельной асимптоте LN ($D_{пр}(0) \equiv D(1-\nu)$). Имея ну-

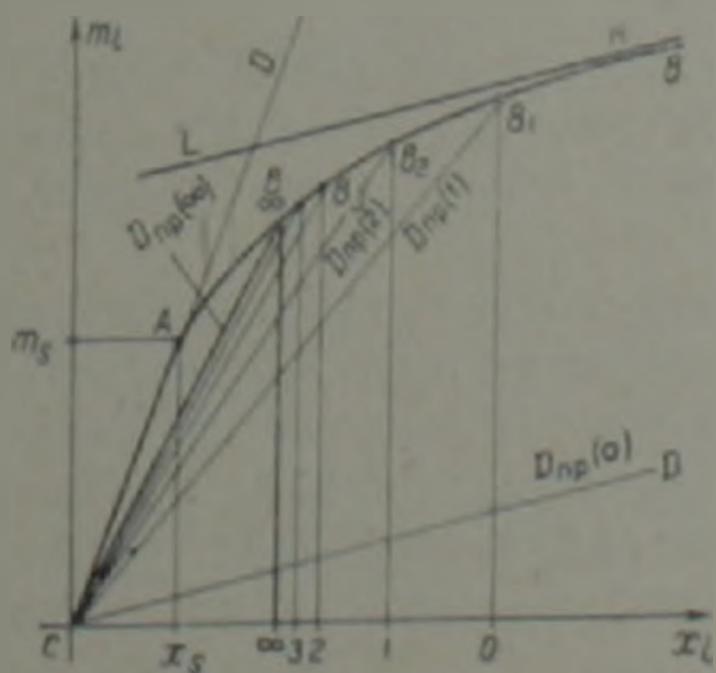


Рис. 2. Определение приведенной жесткости сечения пластинки

левое приближение по действительной диаграмме $m_i \sim \chi_i$ (кривая $CA'B$), можно определить нулевое приближение максимальной интенсивности

моментов $m_{i\max}(0)$ — отрезок OB_1 . Соединяя точку B_1 с началом координат C , находим первое приближение приведенной жесткости $D^{\min}(1) = OB_1CO$. Далее, решая упругую задачу по диаграмме CB_1 , определяем первое приближение максимальной интенсивности кривизны $\chi_{i\max}(1)$. Оно изображено цифрой 1 на оси χ_i . Первое приближение $m_{i\max}(1)$ получается путем пересечения с действительной диаграммой $CAВ$ линии $1B_1$, параллельной оси m_i . Аналогично строятся и последующие приближения. Так как последовательность минимальных жесткостей $D^{\min}(n)$ монотонно растет и ограничена сверху значением действительной цилиндрической жесткости пластинки D , то она сходится. Предельное значение $D^{\min}(\infty) = D^*$ характеризуется тем, что для него значения максимальной интенсивности моментов $m_{i\max}(\infty) = m_i^*$, подсчитанные по приведенной диаграмме CB_1 и по действительной диаграмме $CAВ$, совпадают. На основе этого D^* можно определить непосредственно, не связываясь с описанным выше процессом последовательных приближений. Пусть решена задача упругого изгиба пластинки. Определяется максимальная интенсивность кривизны как функция от неизвестной жесткости $\chi_{i\max}(D^*)$. Приравняв значения интенсивности моментов, подсчитанные для $\chi_{i\max}(D^*)$ по соотношению упругой пластинки с жесткостью D^* и по соотношению реальной упруго-пластической пластинки (1.1), получим:

$$D^* = D \left\{ 1 - \lambda \left[1 - \frac{9\epsilon_s}{4h\chi_{i\max}(D^*)} + \frac{27\epsilon_s^2}{16h^2\chi_{i\max}^2(D^*)} \right] \right\}. \quad (1.10)$$

Это и есть уравнение для определения D^* . Максимальные значения прогибов и напряжений упругой пластинки с однородной жесткостью D^* будут служить в качестве верхних оценок для действительных значений соответствующих величин реальной упруго-пластической пластинки.

По мере возрастания неоднородности напряженно-деформированного состояния и возрастания пластических свойств материала расхождения между оценками и действительными значениями будут увеличиваться.

Важно заметить, что с ростом пластических деформаций материал приближается к несжимаемому и его коэффициент поперечной деформации стремится к половине. Предлагаемые оценки получены в предположении о неизменности коэффициента Пуассона. Это приводит к искусственному уменьшению жесткости пластинки, а следовательно и к завышению деформаций. Оценки от этого становятся несколько грубыми.

Так как в теории поперечного изгиба однородных пластин как изгибающие моменты, так и их интенсивность m_i не зависят от жесткости пластинки, то нижнюю оценку минимальной жесткости D^* можно определить и следующим простым образом. Из упругого решения задачи определяется максимальное значение интенсивности

моментов M_{max} , это значение откладывается вдоль оси m , и проводится линия, параллельная оси x_1 , до пересечения с действительной диаграммой $m_1 \sim x_1$ упруго-пластической пластинки в точке A (рис. 1). Угловый коэффициент линии OA будет равняться искомому значению нижней оценки минимальной жесткости D^* .

Тот факт, что для однородных упругих пластин интенсивность изгибающих моментов прямо пропорциональна параметру нагрузки q , показывает, что несущая способность произвольной идеально-пластической пластинки ограничена снизу единым неравенством

$$q_{op} > 1,5 q_1 \quad (1.11)$$

где q_1 — то значение параметра нагрузки, при котором в какой-то точке (или точках) пластинки впервые достигается предел упругости материала. Например, в случае круглой защемленной по контуру пластинки, нагруженной равномерно распределенной нагрузкой, $q_{op} = 1,828 q_1$ (2) и нижняя оценка несущей способности (1.11) отличается от точной не более чем на 18 %.

2. Рассмотрим задачу определения верхней оценки для максимального прогиба шарнирно-опертой по контуру круглой пластинки, изгибаемой под действием равномерно распределенной нагрузки. В случае значения параметра упрочнения $\nu = 0,95$ и несжимаемости материала уравнение (1.10) принимает вид:

$$\frac{D^*}{D} \sim \begin{cases} 1, & \bar{q} = \frac{q h a^2}{2 \epsilon_1 D} \leq \bar{q}_1 = 3,429 \\ 0,05 + 4,886 \frac{1}{\bar{q}} - 19,144 \frac{1}{\bar{q}^2}, & \bar{q} \geq \bar{q}_1 \end{cases} \quad (2.1)$$

В нижеприведенной таблице представлены результаты некоторых расчетов, выполненных с помощью (2.1). В последней строке приведены отношения верхних оценок w^{*u} максимальных прогибов упруго-пластической пластинки к максимальным прогибам упругой пластинки w^e .

\bar{q}	3.429	4	5	6	7	8
D^* / D	1	0.972	0.874	0.776	0.692	0.623
$\frac{w^{*u}}{w^e} = \frac{D}{D^*}$	1	1.029	1.144	1.289	1.445	1.604

Из точного решения задачи упруго-пластического изгиба, когда в центре пластинки пластическая зона деформаций достигает половины толщины, имеем ((1), стр. 222)

$$\bar{q} = 5, \quad \frac{w^{*u}}{w^e} = \frac{0,399}{0,286} = 1,426. \quad (2.2)$$

В данном случае верхняя оценка максимального прогиба $w^{\text{max}}/w^0 = 1.114$ отличается от точного значения (2.2) менее чем на 1,6 %.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

Ի. Մ. ԿԻՐԱԿՈՍՅԱՆ

Առաձգա-պլաստիկական սալերի ճկվածքների և լարումների վերին գնահատականների մասին

Հենվելով առաձգական սալերի ծուխի խնդիրների հայտնի լուծումների վրա, առաջարկվում է առաձգա-պլաստիկական սալերի ճկվածքների և լարումների վերին սահմանների որոշման եղանակ: Սալի հաստությամբ լարվածադեֆորմացիոն վիճակի անհամասեռությունից ազատվելու նպատակով նախօրոք մտցվում են ծող մոմենտների և կորությունների ինտենսիվությունների գաղափարը, որոնք հանդիսանում են շոշափող լարումների և սահրի դեֆորմացիաների ինտենսիվությունների անալոզները:

Պարզության համար վերին գնահատականների որոշման առաջարկվող եզանակը ցուցադրվում է գծայնորեն ամրապնդվող նյութից պատրաստված սալերի համար: Ստացված գնահատականների հիման վրա իդեալական պլաստիկական սալերի կրող ունակության համար առաջարկվում է միասնական ներքին սահման: Դիտարկվում է մաքսիմալ ճկվածքների ճշգրիտ արժեքները վերին գնահատականների հետ համեմատելու կոնկրետ օրինակ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

А. А. Мильшин, Пластичность, Гостехиздат, М.—Л., 1948. ? Ф. Ходж, Пластический анализ конструкции, «Мир», М., 1965.

УДК 532.781:536.423.1

ФИЗИКА

Л. А. Оганесян

Выращивание кристаллов иттрий-алюминиевого граната (ИАГ) в вакууме

(Представлено чл. корр. АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 20 III 1980)

Кристаллы ИАГ с примесями р-э. являются одним из основных твердотельных материалов для оптических квантовых генераторов. В последнее время возникла необходимость синтеза больших монокристаллов с хорошими оптическими качествами. Одним из способов улучшения оптических свойств кристаллов ИАГ является их выращивание из расплава в вакууме. На рис. 1 показаны спектры поглощения кристаллов ИАГ, выращенных в вакууме (спектр 1) и в среде азот-водород при атмосферном давлении. Из литературных данных (1) известно, что большинство сторонних примесей (катионов) в иттрий-алюминиевом гранате резко сдвигают край его собственного ультрафиолетового поглощения в длинноволновую область. Из спектров 1, 2 (рис. 1) видно, что выращивание в вакууме приводит, по-видимому, к более интенсивному испарению части этих неконтролируемых примесей из расплава, которые в процессе выращивания уже не захватываются

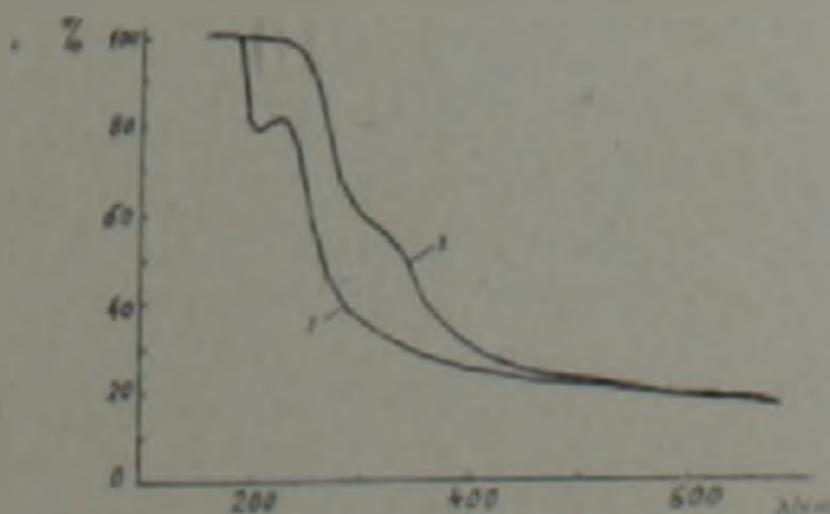


Рис. 1. Спектры поглощения кристаллов ИАГ при 296 К, толщина образцов 0,39 см: 1—выращенного в вакууме, 2—выращенного в среде азот-водород (20% водород—80% азот)

растущим кристаллом. Поскольку выращивание кристаллов ИАГ больших размеров проводится в течение длительного времени, а давление паров компонент системы (Al_2O_3 и Y_2O_3) над расплавом различно, то происходит постепенное нарушение стехиометрии расплава (²). В процессе выращивания кристаллов ИАГ из расплава в вакууме методами Бриджмена — Стокбаргера и лодочки, когда все количество расплава проходит через фронт кристаллизации, конечная часть ($l_0 - X$) расплава (где l_0 — длина расплава, X — максимальная длина выращенного монокристалла ИАГ) затвердевает в виде смеси двух фаз системы $\text{Al}_2\text{O}_3 - \text{Y}_2\text{O}_3$: граната $\text{Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ и перовскита YAlO_3 .

Целью данной работы является получение аналитических зависимостей длины выращенного монокристалла X от параметров роста (скорость выращивания, скорость испарения компонент системы, геометрия расплава) и сравнение с экспериментальными данными, полученными при кристаллизации расплава методами Бриджмена — Стокбаргера и лодочки.

Рассмотрим в общем случае двухкомпонентную систему. Предположим, что в момент времени $t = 0$ количество расплава данной системы есть $M(0) = M_1(0) + M_2(0)$ (где $M_1(0)$ и $M_2(0)$ — количества первой и второй компонент, соответственно), и стехиометрическое соотношение этих компонент: $M_1(0)/M_2(0) = x/(1-x)$. В отсутствие химического взаимодействия расплава с материалом контейнера и со средой камеры причиной нарушения стехиометрии расплава со временем является испарение расплава. Найдем те условия для скоростей испарения компонент системы, при которых стехиометрия системы не нарушается. Обозначим через γ_1 и γ_2 скорости испарения I и II компонент, соответственно (γ_1 и γ_2 — функции от температуры (²)). Пускай при выдержке расплава в постоянных условиях (температура, вакуум и т. п.) количества I и II компонент в момент времени t есть $M_1(t)$ и $M_2(t)$, а в момент времени $t + \Delta t$ (где Δt — малый промежуток времени) будет

$$M_1(t + \Delta t) = M_1(t) - \gamma_1 S \Delta t; \quad (1)$$

$$M_2(t + \Delta t) = M_2(t) - \gamma_2 S \Delta t,$$

где S — площадь поверхности расплава.

Если считать, что испарение данной системы мало, т. е. имеет место условие $\gamma_1 S \Delta t \ll M_1(t)$ и $\gamma_2 S \Delta t \ll M_2(t)$, то можно воспользоваться приближением $1/(1-y) \approx 1+y$, где $y \ll 1$, и систему (1) записать в виде

$$\frac{M_1(t + \Delta t)}{M_2(t + \Delta t)} - \frac{M_1(t)}{M_2(t)} = \Delta M_{1,2} = - \frac{S}{M_2(t)} \left(\gamma_1 - \frac{M_1(t)}{M_2(t)} \gamma_2 \right) \Delta t, \quad (2)$$

откуда следует, что $\Delta M_{1,2} = 0$, т. е. количественное соотношение I и II компонент с момента времени t не нарушится, если

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 0 \quad \text{или} \quad \gamma_1/\gamma_2 = M_1(t)/M_2(t), \quad (3)$$

а условие ненарушения стехиометрии для момента времени $t = 0$ будет

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 0 \quad \text{или} \quad \gamma_1/\gamma_2 = M_1(0)/M_2(0) = a/(1-a). \quad (3a)$$

Рассмотрим теперь случай, когда расплав данной испаряющейся системы кристаллизуется со скоростью v , причем стехиометрическое соотношение I и II компонент растущего кристалла $= M_1/M_2 = a/(1-a)$. Тогда можно записать

$$\begin{aligned} \Delta M_1 &= -a\rho_c \Delta V - \gamma_1 S \Delta t; \\ \Delta M_2 &= -(1-a)\rho_c \Delta V - \gamma_2 S \Delta t, \end{aligned} \quad (4)$$

где ρ_c — удельный вес кристалла, ΔV — приращение его объема.

Первое из этих уравнений отражает убыль I компоненты системы, а второе — убыль II ее компоненты за счет роста кристалла и за счет испарения за время Δt . Рост кристалла будет продолжаться до тех пор, пока отношение количеств I и II компонент в оставшемся расплаве не достигнет некоторого критического значения C , т. е.

$$M_1(t_2)/M_2(t_2) = C. \quad (5)$$

При решении (4) с (5) были использованы следующие условия:

а) уменьшение количества расплава за счет испарения намного меньше по сравнению с первоначальным количеством расплава. Здесь важно отметить, что малое отклонение от стехиометрии может сопровождаться образованием большого количества другого химически прочного состава данной системы, имеющего близкую стехиометрию;

б) другая фаза, образовавшаяся в расплаве, не захватывается кристаллом.

Учитывая эти допущения и заменяя производную по времени производной по координате ($x = vt$, где v — скорость роста), систему (4) можно свести к уравнениям вида:

$$\begin{aligned} \Delta M_1 &= -a\rho_c \Delta V - \gamma_1 S \Delta x/v; \\ \Delta M_2 &= -(1-a)\rho_c \Delta V - \gamma_2 S \Delta x/v, \end{aligned} \quad (6)$$

а условие (5) — к

$$M_1(X)/M_2(X) = C. \quad (7)$$

Если принять за начало отсчета координат начало роста кристалла и считать, как это обычно принято, что плотность расплава равна плотности кристалла ($\rho_k = \rho_c$), то, решая (6) и (7) для различных методов кристаллизации, получим приведенные ниже соотношения, дающие зависимости длины X растущего монокристалла от вышеуказанных параметров.

Учитывая специфику испарения, методы кристаллизации из расплава удобно разбить на три группы (4): методы, при которых поверхность испарения постоянна (методы Бриджмена — Стокбаргера, Чохральского, зонной плавки, Вернейля); переменна (методы лодочки и Киропулоса); когда по тем или иным причинам испарение не существенно. Мы рассмотрим методы Бриджмена — Стокбаргера и лодочки, которые удовлетворяют требованиям нашей задачи.

Для метода Бриджмена — Стокбаргера получим

$$X = \frac{l_0}{1 - \frac{\beta_1 - C\gamma_2}{\gamma_1}}, \quad (8)$$

где l_0 — длина (высота) расплава, $\beta = \alpha - C(1 - \alpha)$ — постоянная.

При выполнении условий (3) из (8) видно, что $X = l_0$. Для метода лодочки получим

$$X = \left(l_0 + \frac{\beta_0 d \cdot v}{\gamma_1 - C\gamma_2} \right) - \left[l_0^2 + \left(\frac{\beta_0 d \cdot v}{\beta_1 - C\gamma_2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (9)$$

где l_0 — длина расплава (лодочки), d — толщина расплава, $\beta = \alpha - C(1 - \alpha)$. При выполнении условий (3) легко показать, что $X = l_0$.

Для сравнения аналитических зависимостей (8) и (9) с экспериментальными данными, полученными при кристаллизации расплава ИАГ методами Бриджмена — Стокбаргера и лодочки, в первую очередь необходимо оценить физические и технические параметры условий роста, т. е. определить значения γ_1 , γ_2 , C , а также разумный диапазон скоростей роста v , в пределах которого можно получить монокристаллы удовлетворительного качества.

Основа методики определения скоростей испарения окиси алюминия (γ_1) и окиси иттрия (γ_2) заключалась в том, что предварительно взвешенный образец монокристалла ИАГ расплавляли при определенных условиях, расплав выдерживали заданное время, после чего охлаждали до твердого состояния и повторно взвешивали, далее с помощью рентгенофазового анализа определяли фазовый состав (содержание $Y_3Al_5O_{12}$ и $YAlO_3$) охлажденного расплава. По количеству и составу образца до и после эксперимента определялось испарившееся количество окиси алюминия, окиси иттрия и скорость испарения этих окислов. Относительная погрешность результатов измерений не превышала 9%.

Опыты показали, что скорость испарения окиси иттрия по сравнению со скоростью испарения окиси алюминия является малой величиной второго порядка и находится в пределах ошибки нашего эксперимента.

Зависимость массовой скорости испарения окиси алюминия из расплава ИАГ от температуры показана на рис. 2. Обработка результатов методом наименьших квадратов приводит к следующей эмпирической формуле:

$$\gamma_1 = [(5,1981 - 0,1685) \cdot 10^3 \exp(-5,9326 \cdot T^{-1})] \cdot 2 / \text{см}^2 \cdot \text{сек}. \quad (10)$$

Кристаллизация проводилась из расплава, имеющего точную стехиометрию граната, т. е. в начале кристаллизации отношение количества окиси алюминия к окиси иттрия было $\alpha/(1 - \alpha)$, где $\alpha = 0,429$.

Постоянная C определялась из эксперимента следующим образом: методом количественного рентгенофазового анализа определялся

фазовый состав конечной немонокристаллической ($l_0 - X$) части образца, которая представляла собой смесь фаз граната и алюмината иттрия, после чего определялась постоянная C как отношение количеств Al_2O_3 к Y_2O_3 . Измерения показали, что C зависит от скорости кристаллизации, так например, для метода Бриджмена—Стокбаргера при $v = 1,55$ мм/час $C = 0,48$, а при $v = 4,5$ мм/час $C = 0,53$. Для метода лодочки при $v = 8$ мм/час $C = 0,587$.

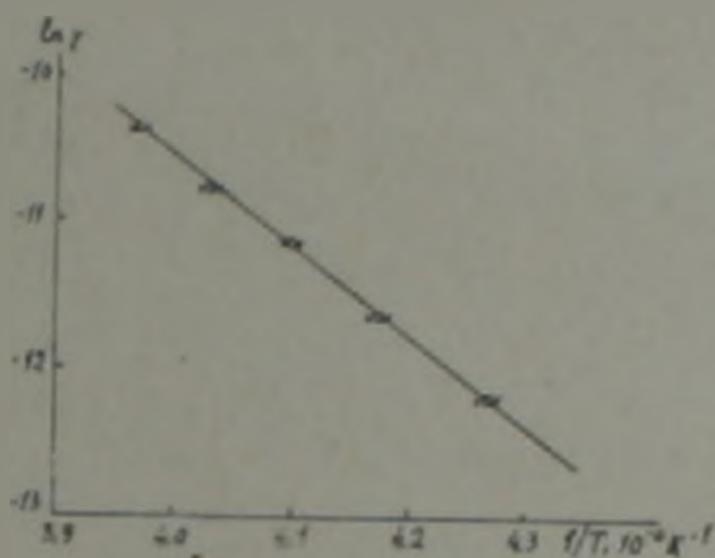


Рис. 2. Зависимость логарифма скорости испарения окиси алюминия из расплава ИАГ от обратной температуры

Кристаллизация методом Бриджмена—Стокбаргера проводилась при следующих условиях: температура поверхности расплава $T_{cp} = 2320$ К, степень вакуума $P = 4-5 \cdot 10^{-5}$ тор, $v = 1,55$ мм/час, длина расплава менялась от эксперимента к эксперименту в пределах 4—10 см.

Кристаллизация методом лодочки проводилась при $T_{cp} = 2270$ К, $P = 3-4 \cdot 10^{-5}$ тор, $v = 8$ мм/час, для двух случаев. В одном случае при постоянных толщинах расплава ($d = 0,9$ см) менялась его длина в пределах 5—16 см, а в другом при постоянной длине расплава ($l_0 = 10$ см) менялась его толщина в пределах 0,4—1 см.

В обоих методах кристаллизации следует обратить внимание на нечеткую границу раздела между монокристаллической и конечной частью образцов. У образцов, выращенных методом Бриджмена—Стокбаргера, состав конечной части вначале вытесняется на боковую поверхность и в последующем заполняет весь оставшийся объем. В этом случае для определения длины монокристаллической части X вначале измерялась общая длина образца l_0 , после чего монокристалл механическим способом очищали от выделенного состава, взвешивали и его длину X определяли по формуле $X = m / r^2 \rho$ (где m — масса монокристалла граната, ρ — его плотность, r — радиус поперечного сечения цилиндрического образца). У образцов, полученных кристаллизацией методом лодочки, длина X монокристаллической части определялась по средней точке границы раздела. Определенная таким образом длина X бралась как экспериментальная величина длины монокристалла граната.

Результаты проведенных опытов представлены точками на рис. 3 и 4. Сплошная линия 1 на рис. 3 соответствует расчетной кривой по формуле (8), а сплошная линия 2 на рис. 3 и сплошная линия на рис. 4 соответствуют расчетной кривой по формуле (9). Как видно из рисунков, экспериментальные данные удовлетворительно совпадают с расчетными кривыми.

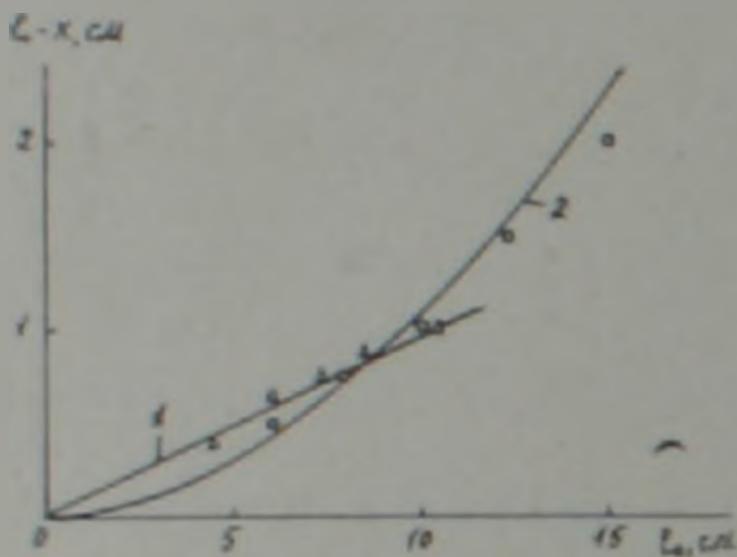


Рис. 3 Зависимость длины ($l_0 - X$) конечной части образцов от длины расплава: 1—кривая рассчитанная по формуле (8); 2—кривая рассчитанная по формуле (9); Δ —экспериментальные данные в случае метода Бриджмена—Стокбаргера; \circ —экспериментальные данные в случае метода лодочки

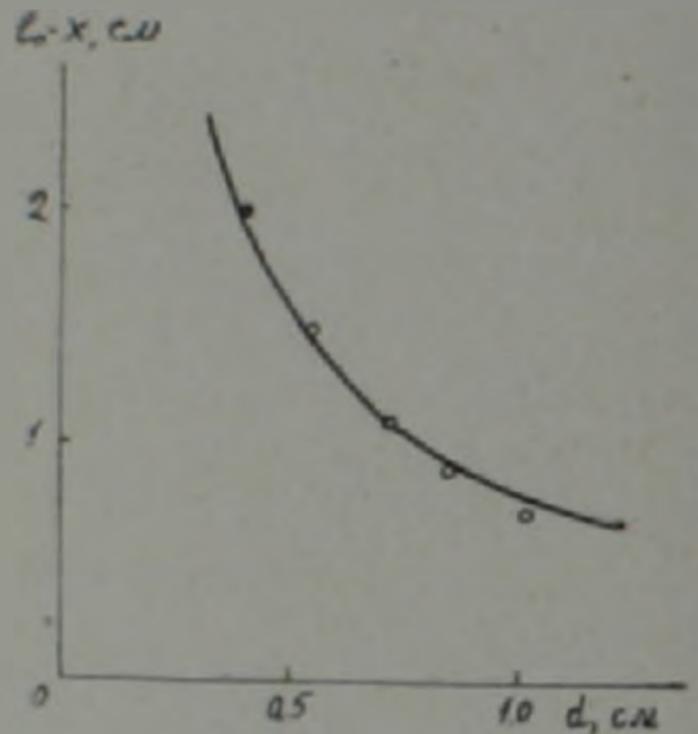


Рис. 4. Зависимость ($l_0 - X$) конечной части образцов от толщины расплава в случае метода лодочки

Полученные результаты дают возможность при определенных условиях роста предсказать результат кристаллизации и могут быть использованы при расчете компенсирующих добавок для получения однофазных кристаллов по всему объему контейнера.

Институт физических исследований
Академии наук Арианской ССР

Լ. Զ. ՀՈՒՆԱՆՆԻՍՅԱՆ

Իտրիում-ալյումինային նոնաբարերի բյուրեղների աճեցումը վակումում

Իտրիում-ալյումինային նոնաբարերի բյուրեղների աճեցումը (հալույթից) վակումում բերում է նրանց օպտիկական թափանցելիության լավացմանը՝ սպեկտրի ուստրամանուշակադույն տիրույթում: Բայց վակումում աճեցման ժամանակ, հալույթի բաղադրիչ օքսիդների ինտենսիվ դուրսդրիացման հետևանքով խախտվում է նրա ստեխիոմետրիան և հալույթի ոչ ամբողջ ծավալն է բյուրեղանում նոնաբարերի կազմությամբ: Ստացված են հալույթի նոնաբարի կազմությամբ բյուրեղացված մասի երկարության կախումը բյու-

ընդացման պայմաններից և այն համեմատվել է փորձնական արդյունքների հետ: Արդյունքները բավարար չամրակնում են: Ինչս թույլ է տալիս ոչ միայն նախապես գնահատել բյուրեղացման արդյունքը, այլև կարող է օգտագործվել նաև բաղկացուցիչ օբյեկտների թանազույթյան հաշվման համար, որոնց ավելացումը հալույթին կրերի նրա լրիվ բյուրեղացմանը՝ նոնարարի կազմութիւնը:

ЛИТЕРАТУРА — ՉՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Б. Н. Гречушников, Н. Н. Карпов, Х. С. Багдасаров, Г. М. Зверев, Обзоры по электронной технике. Серия 10, вып 3 (418), 4 (423), ЦИИИ «Электроника», М., (1976). Г. В. Максимова, В. В. Осико, А. А. Соболев, М. И. Тимошечкин, Изв АН СССР. Ж. неорганические материалы, 9, № 10 (1973). Д. Хирс, Г. Паунд, Испарение и конденсация, изд-во «Металлургия», М., 1966. V. Ya Khalilov, Mal'kov, J. of Crystal Growth, vol. 35, № 3, (1976).

УДК 699.841

СЕЙСМОЛОГИЯ

Академик АН Армянской ССР А. Г. Назаров

Шкала повреждений зданий при землетрясениях

(Представлено 12/III 1980)

Мы стали на путь отказа от оценки интенсивности землетрясений в баллах. Интенсивность землетрясения для данной площадки должна характеризоваться кинематическими параметрами сейсмического возмущения. Динамическое поведение данного сооружения на данной площадке вполне определяется этими кинематическими параметрами и механическими свойствами строительных материалов и грунтов в окрестности фундамента (1-4).

Для накопления опыта разрушительных землетрясений необходимо наряду с целенаправленными детальными полевыми, лабораторными и теоретическими исследованиями отдельных объектов осуществлять массовое наблюдение за состоянием зданий после землетрясения по упрощенным программе и методике. Это особенно важно для разработки инженерных методов оценки сейсмического риска на статистических началах. Предлагается примерно следующая минимальная программа такого рода обследования: 1) тип здания, этажность; 2) год постройки; 3) примененные нормы строительства; 4) упрощенная оценка качества строительства; 5) упрощенная оценка качества основания; 6) оценка интенсивности повреждений зданий в баллах.

Остановимся на последнем вопросе несколько подробнее.

Оценка интенсивности землетрясения в баллах по интенсивности повреждений зданий, как показывает анализ, приводит к смещению различных понятий и путанице во взглядах (1-2).

Но мы полагаем весьма ценным ввести в рассмотрение шкалу интенсивности повреждений зданий в баллах при массовых обследованиях последствий землетрясений (1).

Для этой цели рекомендуем использовать классификацию повреждений зданий по шкале MSK-64 3. В этой шкале принята следующая классификация повреждений:

1 степень. Легкие повреждения: тонкие трещины в штукатурке и откалывание небольших кусков штукатурки.

2 степень. Умеренные повреждения: небольшие трещины в стенах,

откалывание довольно больших кусков штукатурки, падение кровельных черепиц, трещины в дымовых трубах, падение частей дымовых труб.

3 степень. Тяжелые повреждения: большие и глубокие трещины в стенах, падение дымовых труб.

4 степень Разрушения. сквозные трещины и проломы в стенах, обрушения частей зданий, разрушения связей между отдельными частями зданий, обрушения внутренних стен и стен заполнения каркаса.

5 степень. Обвалы: полное разрушение зданий.

Эту классификацию предлагаем обратить в шкалу повреждений зданий при землетрясениях.

Для этого необходимо сделать лишь одно изменение — добавить в шкалу возможность отсутствия повреждений. Здания, не поврежденные или мало поврежденные при разрушительных землетрясениях, представляют большой интерес и подлежат тщательному изучению.

В результате предлагается следующая шкала повреждений зданий при землетрясениях.

Шкала повреждений зданий в баллах

Балл	Степень повреждения	Краткая характеристика повреждений
0	Нет повреждений	
1	Легкие повреждения	Тонкие трещины в штукатурке и откалывание небольших кусков штукатурки
2	Умеренные повреждения	Небольшие трещины в стенах,
3	Тяжелые повреждения	Большие и глубокие трещины в стенах, падение дымовых труб
4	Разрушения	Сквозные трещины и проломы в стенах, обрушения частей зданий, разрушение связей между отдельными частями зданий, обрушение внутренних стен и стен заполнения каркаса
5	Обвалы	Полное разрушение зданий

Итак, предлагается шестибальная шкала повреждений зданий. Эта шкала не имеет ничего общего со шкалами интенсивности землетрясений в баллах.

Для многоэтажных зданий возможна оценка интенсивности повреждений в баллах для каждого этажа в отдельности. Для этого удобна, например, следующая символика. Римские цифры означают номер этажа, а арабские — баллы повреждений. Например, для трехэтажного здания символ I 2 II 3 III 3 означает, что в первом этаже имеют место умеренные повреждения, а во II и III этажах — тяжелые.

Полученные баллы повреждений зданий подвергаются статистической обработке в зависимости от поставленной задачи. Можно предвидеть огромное многообразие проблем, связанных с установлением различных корреляционных связей. Для этой цели должны быть выписаны для исследуемого пункта основные сейсмические параметры: магнитуда землетрясения, сейсмический момент, координаты очага землетря-

сения, эпицентральное расстояние, тип очага, ориентация разлома и прочее. Центральной характеристикой будет установление процента повреждения зданий в баллах в зависимости от их типа и этажности. Большое внимание также должно быть уделено развитию упрощенных и ускоренных методов определения прочности элементов конструкций и механических свойств грунтов.

Ордена Трудового
Красного Знамени
институт геофизики и
инженерной сейсмологии

Հայկական ՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս Ա. Գ. ՆԱԶԱՐՈՎ

ՇԵՆՖԵՐԻ ՎՆԱՍՎԱԾՐՆԵՐԻ ստուգողակ երկրաշարժերի ժամանակ

Հողվածում բերվում է այն միտմամբ ծրագիրը, որը անհրաժեշտ է իրականացնել երկրաշարժից հետո շենքերի վիճակի մասսայական նկարագրության համար: Այդ նպատակով առաջարկվում է շենքերի վնասվածքների սանդղակ արտահայտված բալերով: Առաջարկվող սանդղակն իրենից ներկայացնում է վեցբալանոց սանդղակ, որը իհարկե, ոչ մի ընդհանուր բան չունի երկրաշարժերի ինտենսիվության սանդղակի հետ: Այնուհետև առաջարկվում է սիմվոլիկա վնասվածքների աստիճանն ըստ հարկերի որոշման համար: Նշվում է, որ առաջարկվող սանդղակի միջոցով ստացված արդյունքները կարող են ենթարկվել վիճակագրական մշակման տարրեր եղանակներով՝ կախված խնդրի դրվածքից:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. Г. Назаров, Метод инженерного анализа сейсмических сил, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1959. ² А. Г. Назаров, С. С. Дарбинян, Основы количественного определения интенсивности сильных землетрясений, Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1971. ³ Сейсмическая шкала и методы измерения сейсмической интенсивности, «Наука», М., 1975. ⁴ Шкала сейсмической интенсивности MSK-64, С. В. Медведев (Москва), В. Шпоихофер (Фена), В. Карпин (Прага), Междугосударственный геофизический комитет при Президиуме АН СССР, М., 1965.

УДК 577.1+616.127-005.8(547.915+612.1.111)

• БИОХИМИЯ

Л. Л. Данилова, В. В. Орлян, С. С. Овакимян, Г. О. Бадалян, К. Г. Карагезян

Динамика фосфолипидов цельной крови и эритроцитов при остром обширном инфаркте миокарда

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Буянтяном 25/II 1980)

Среди многочисленных факторов, участвующих в формировании инфаркта миокарда, важное место отводится повышенному содержанию в сыворотке крови липидов, особенно липопротеидов (^{1,2,3,4}). В настоящее время в лечении гиперлипидемий существенное место отводится применению фосфатных препаратов (⁵), в механизме действия которых не исключено участие и различных фосфорорганических соединений, в том числе и фосфолипидов (ФЛ). Высокое содержание последних в строении эндоплазматического ретикулума и митохондрий, составляющее приблизительно 60% от суммы всех липидов клетки, главным образом за счет фосфатидилхолинов (ФХ), по-видимому, обусловлено причастностью этих соединений к процессам упорядочения структурной организации и функциональной активности мембранных образований клетки и ее органелл.

Исходя из вышесказанного было запланировано проследить за динамикой количественных изменений ФЛ в цельной крови и эритроцитах у больных с обширным инфарктом миокарда в различные сроки острого периода: 1—3, 7—15, 20—25 и 30—40 дни, что представляло интерес в плане изучения некоторых закономерностей в перераспределении ФЛ между эритроцитами и жидкой частью крови. Полученные результаты дают возможность судить об отклонениях в физиологическом состоянии эритроцитов в целом, имеющем принципиально важное значение в оценке кислородфиксирующей и кислородтранспортирующей функций этих клеток на фоне деструктивных преобразований в миокарде при изученной патологии. С другой стороны, накопленные факты освещают некоторые особенности липидного метаболизма, характерные для обратного развития заболевания.

ФЛ определяли методом одномерной восходящей хроматографии на бумаге марки «Фильтрак-ФН-11» (ГДР), пропитанной кремневой кислотой, по методике Маринетти и Шотца (⁶) в видоизменениях Смирнова и сотр. (¹⁰) и Карагезяна (¹¹). Количество ФЛ выражали в

мкг липидного фосфора на 1 мл цельной крови или эритроцитарной массы. Полученные результаты обработаны статистически (12).

Согласно проведенным наблюдениям (табл. 1), 1—3 дни острого обширного инфаркта миокарда характеризуются резким понижением общего содержания ФЛ в цельной крови, что совпадает с данными некоторых авторов (13). Описанный сдвиг обеспечивался, главным образом, за счет нейтральных ФЛ (НФЛ) и в меньшей мере — кислых ФЛ (КФЛ), убывавших приблизительно на 35 и 26% соответственно. Примечательно, что уменьшение количества индивидуальных фракций КФЛ — монофосфонозитидов (МФН) и фосфатидилсеринов (ФС) происходило почти в одинаковой степени (26%), тогда как диапазон отклонений уровней отдельных представителей НФЛ оказался несравненно обширнее. Так, например, если содержание лизофосфатидилхоллинов (ЛФХ) в цельной крови в первые 3 дня заболевания не испытывало заметных отклонений от соответствующих показателей крови донора, то на этом фоне уровень сфингомиелинов (СФМ) уменьшался приблизительно на 49%, а фосфатидилэтанолламинов (ФЭ) возрастал примерно на 57%, что согласуется с мнением некоторых исследователей (13).

Как явствует из данных табл. 2, в 1—3 дни болезни в эритроцитарной массе количество суммарных ФЛ убывало всего на 10%, главным образом за счет ФХ, уменьшавшихся в своем содержании примерно на 24%. Этот сдвиг сопровождался одновременным увеличением количества ЛФХ приблизительно на 41% и отсутствием ощутимых отклонений со стороны уровня КФЛ (увеличение всего на 7%). Несмотря на это были выявлены интересные, на наш взгляд, количественные изменения в спектре этих липидов, которые следует рассматривать под углом зрения метаболической роли индивидуальных представителей ФЛ в тканевых превращениях, особенно в условиях патологии. В отмеченном плане привлекает внимание одновременное развитие диаметрально противоположных сдвигов, обнаруживающихся в отношении различных фракций из одной и той же группы КФЛ. Так, например, с увеличением количества МФН примерно на 51% имело место уменьшение содержания ФС на 31%, в результате чего устанавливались новые по существу липид-липидные взаимоотношения, оставляющие значительный след в физиологическом течении метаболических процессов. На основании результатов проведенных исследований по изучению динамики НФЛ и КФЛ в цельной крови и эритроцитарной массе больных острым обширным инфарктом миокарда в первые 3 дня заболевания можно заключить о неравномерности в степени проявления и направленности отмеченных сдвигов. Как показали наши исследования, более отчетливыми отклонениями от нормы со стороны общей суммы были у НФЛ, нежели КФЛ. В связи с уменьшением количества НФЛ отмечалось и отчетливое уменьшение величины коэффициента (К) отношения суммы НФЛ к сумме КФЛ ($K = \text{НФЛ} / \text{КФЛ}$), но только в цельной крови, где он составлял 4,82 против 5,47 (у доноров). В эритроцитарной же массе в отмеченный период заболевания изученный $K = \text{НФЛ} / \text{КФЛ}$ испытывал

Динамика фосфолипидов (в мкг липидного фосфора/мл цельной крови) в
цельной крови больных острым обширным инфарктом миокарда в различные
сроки заболевания

Фракции ФЛ	Доноры	1-3 дни забо- левания	Раз- ница, %	7-15 дни забо- левания	Раз- ница, %	20-25 дни забо- левания	Раз- ница, %	30-40 дни забо- левания	Раз- ница, %
Л Ф Х	3.86 ± 0.318	3.91 ± 0.50 $0.25 < P < 0.1$	1	3.45 ± 0.823 $P < 0.001$	11	3.35 ± 0.379 $P < 0.001$	13	3.61 ± 0.363 $P < 0.001$	6
М Ф И	7.94 ± 0.460	5.87 ± 0.91 $P < 0.001$	26	6.38 ± 0.483 $P < 0.001$	20	7.48 ± 0.342 $P < 0.001$	6	7.64 ± 0.391 $P < 0.001$	1
С Ф М	24.56 ± 1.114	12.50 ± 1.367 $P < 0.001$	49	15.51 ± 1.905 $P < 0.001$	57	17.00 ± 1.105 $P < 0.001$	30	23.73 ± 0.680 $P < 0.001$	3
Ф Х	43.00 ± 1.615	24.92 ± 1.170 $P < 0.001$	42	28.45 ± 1.546 $P < 0.001$	34	24.68 ± 0.688 $P < 0.001$	19	38.47 ± 1.456 $P < 0.001$	11
Ф С	6.15 ± 0.027	4.52 ± 0.95 $P < 0.001$	27	5.62 ± 0.603 $P < 0.001$	9	5.73 ± 0.374 $P < 0.001$	7	5.87 ± 0.348 $P < 0.001$	5
Ф Э Э	5.62 ± 0.602	8.81 ± 0.60 $P < 0.001$	57	8.21 ± 0.625 $P < 0.001$	46	8.79 ± 0.335 $P < 0.001$	56	5.41 ± 0.424 $P < 0.001$	4
Сумма ФЛ	91.13 ± 1.625	60.53 ± 2.53 $P < 0.001$	34	67.62 ± 3.067 $P < 0.001$	26	77.03 ± 2.32 $P < 0.001$	15	84.73 ± 1.814 $P < 0.001$	7
Сумма Н Ф Л	77.04 ± 1.479	50.14 ± 2.037 $P < 0.001$	35	55.62 ± 2.790 $P < 0.001$	28	63.82 ± 1.104 $P < 0.001$	17	71.22 ± 1.709 $P < 0.001$	8
Сумма К Ф Л	14.09 ± 0.547	10.39 ± 1.38 $P = 0.01$	26	12.00 ± 0.826 $P < 0.001$	15	13.21 ± 0.498 $P < 0.001$	6	13.51 ± 0.417 $P < 0.001$	4
К НФЛ КФЛ	5.47 ± 0.30	4.82 ± 0.624 $P < 0.001$	12	4.63 ± 0.424 $P < 0.001$	15	4.83 ± 0.197 $P < 0.001$	12	5.27 ± 0.210 $P < 0.001$	4

Таблица 2

Динамика фосфолипидов (в мкг липидного фосфора/мл эритроцитарной массы) в эритроцитах больных острым обширным инфарктом миокарда в различные сроки заболевания

Фракции Ф.Л	Доноры	1—3 дни заболевания	Разница, %	7—15 дни заболевания	Разница, %	20—25 дни заболевания	Разница, %	30—40 дни заболевания	Разница, %
Л Ф Х	3.73 ± 0.884	5.26 ± 1.054 $P < 0.001$	41	4.82 ± 2.727 $P < 0.001$	29	9.13 ± 1.865 $P < 0.001$	144	3.86 ± 1.065 $P = 0.5$	3
М Ф И	5.07 ± 0.263	7.68 ± 1.206 $P < 0.001$	51	17.23 ± 1.440 $P < 0.001$	240	15.48 ± 1.122 $P < 0.001$	205	6.50 ± 0.875 $P < 0.001$	28
С Ф М	27.06 ± 0.517	25.93 ± 2.149 $P = 0.002$	4	23.13 ± 2.555 $P < 0.001$	15	22.77 ± 1.288 $P < 0.001$	16	22.88 ± 1.196 $P < 0.001$	15
Ф Х	38.91 ± 0.746	29.46 ± 2.831 $P < 0.001$	24	26.15 ± 1.963 $P < 0.001$	33	25.62 ± 2.215 $P < 0.001$	36	34.98 ± 1.370 $P < 0.001$	10
Ф С	12.72 ± 0.560	8.83 ± 1.389 $P = 0.001$	31	15.77 ± 1.131 $P < 0.001$	24	14.20 ± 1.378 $P < 0.001$	12	13.07 ± 0.793 $P = 0.01$	3
Ф Э	7.33 ± 0.419	8.03 ± 1.624 $P = 0.01$	10	5.51 ± 1.005 $P < 0.001$	25	4.21 ± 1.173 $P < 0.001$	43	7.10 ± 1.527 $P = 0.25$	1
Сумма Ф.Л	14.82 ± 1.756	85.19 ± 0.573 $P < 0.001$	10	92.61 ± 3.181 $P = 0.002$	2	90.81 ± 4.615 $P < 0.001$	4	88.39 ± 2.519 $P < 0.001$	7
Сумма Н Ф Л	77.03 ± 1.340	67.72 ± 4.325 $P < 0.001$	12	59.61 ± 2.808 $P < 0.001$	23	61.13 ± 4.030 $P < 0.001$	21	68.42 ± 2.241 $P < 0.001$	11
Сумма К Ф Л	17.79 ± 0.658	16.51 ± 2.095 $P < 0.001$	7	23.00 ± 1.645 $P < 0.001$	85	29.68 ± 1.685 $P < 0.001$	67	19.57 ± 1.507 $P = 0.02$	10
К Н Ф Л	4.33 ± 0.140	4.15 ± 0.482 $P < 0.001$	4	1.81 ± 0.136 $P < 0.001$	58	2.06 ± 0.155 $P < 0.001$	52	3.52 ± 0.269 $P < 0.002$	19

лишь едва заметные отклонения—4,15 против 4,33 (у доноров). По всей вероятности, этот факт следует объяснить однотипностью в картине нарушений метаболизма ФЛ, развивающихся как в эритроцитах, так и различных тканевых образованиях, в том числе и миокарда. Отсутствие видимых изменений в количественных соотношениях между двумя функционально различными группами ФЛ—НФЛ и КФЛ в эритроцитах в начале острого периода инфаркта миокарда, по-видимому, в определенной степени является результатом мобилизации потенциальных возможностей организма, направленных в общем на сохранение гомеостаза целостного организма и в частности на поддержание постоянства в картине физиологического статуса пораженного органа. Во всем этом немаловажное значение придается регулярному поступлению кислорода с гемоглобином, что возможно при нормальном функционировании эритроцита в целом.

По ходу наших исследований было показано, что 7—15 дни острого обширного инфаркта миокарда характеризуются заметным уменьшением (на 26%) в цельной крови уровня суммарных ФЛ. В этом периоде заболевания бросается в глаза неравномерное (по степени своей выраженности) увеличение количества индивидуальных фракций ФЛ. В наибольшей степени этот сдвиг проявился со стороны СФМ и ФХ, убывавших приблизительно на 37 и 34% соответственно, и ФЭ, количество которых увеличивалось на 46%.

По нашим данным, описанные сдвиги в отношении содержания ФЛ в цельной крови сочетались с одновременными закономерными колебаниями содержания изученных соединений и в эритроцитарной массе. Становится очевидным, что в эритроцитах на 7—15 дни заболевания общая сумма ФЛ не испытывала статистически достоверных отклонений по сравнению с аналогичными показателями у доноров. Несмотря на это, как и ранее, обнаруживались примечательные изменения в соотношениях между количествами индивидуальных ФЛ, из которых наиболее отчетливыми и интересными были увеличение уровня ЛФХ на 29%, сопровождавшееся одновременным убыванием содержания ФХ на 33 и СФМ на 15%. Эти сдвиги сочетались с параллельным возрастанием количества МФН, приблизительно на 240%, и несравненно менее заметным увеличением уровня ФС, примерно на 24%.

На 20—25 дни заболевания, несмотря на продолжавшееся увеличение суммарного содержания ФЛ в цельной крови по сравнению с предыдущими сроками наблюдения, оно по-прежнему продолжало оставаться ниже контрольного уровня на 15%. Это объясняется однотипностью изменений количества НФЛ, составляющих основную массу в общей сумме ФЛ. Следует подчеркнуть, что содержание некоторых главных компонентов из группы НФЛ—ФХ и СФМ в данной стадии заболевания по сравнению с предыдущими хотя и заметно возрастает, тем не менее продолжает чувствительно отставать от исходных показателей. Несмотря на это, количество КФЛ увеличивалось и почти приближалось к уровню этих липидов в донорской крови. Заслуживает

внимания динамика изменений количества ФЭ, которое, как показали наши наблюдения, с самого начала заболевания, вплоть до 20–25 дней, держалось в пределах высоких цифр, превышавших нормальные в интервале 46–57%. Примечательно, что на 30–40 дни болезни, т. е. перед выпиской больных из стационара, обнаруживался резкий спад содержания ФЭ, приближавшийся к исходным величинам. В этот период болезни также имеет место проявление компенсаторно-приспособительной реакции организма, частным выражением которой можно считать увеличение в цельной крови количества ФЭ в ответ на уменьшение в ней уровня ФХ и ФС, т. е. тех липидов, взаимопревращения которых в условиях патологии, по всей вероятности, имеют важное значение в процессах тканевого метаболизма.

В связи с этим уместно приглядеться к картине стабилизации уровня суммарных ФЛ в эритроцитарной массе начиная с 7–15 дней до 30–40 дней заболевания, которая, однако, как показывает изучение полученных результатов, является только кажущейся. На описанном фоне обнаруживался, как и прежде, пониженный уровень НФЛ, примерно на 21%, по сравнению с показателями донора и, наоборот, высокое содержание КФЛ, превосходившее норму приблизительно на 67%. На 20–25 дни заболевания в эритроцитарной массе бросалось в глаза чрезмерное, более чем на 144%, увеличение количества ЛФХ, сопровождавшееся развитием противоположных сдвигов со стороны ФХ и ФЭ на 36 и 43% соответственно. Примечательно и то, что несмотря на отмеченные сдвиги обнаруживалось также некоторое возрастание (на 12%) уровня ФС. Следует подчеркнуть, что на 30–40 дни заболевания имела место нормализация со стороны количеств ЛФХ, ФС и ФЭ с проявлением отчетливой тенденции к восстановлению исходного уровня в отношении ФХ, количество которых отставало от соответствующего показателя у доноров всего на 10%.

Исходя из вышесказанного, можно прийти к заключению, что в изученные периоды острого обширного инфаркта миокарда развивались процессы своеобразного перераспределения в картине качественного и количественного наборов как в цельной крови, так и в эритроцитарной массе, что сопровождалось проявлением нового профиля липид-липидных соотношений в условиях патологии. Сохранение постоянства в статусе филогенетически сложившегося стабильного созвездия различных по своей природе ФЛ — одних из основных компонентов мембран, согласно концепции Крепса (14), имеет исключительно важное значение в обеспечении ряда физиологических функций организма. Описанная нами гамма изменений в наборе ФЛ цельной крови и красных кровяных телец начиная с момента заболевания и кончая 30–40 днями, по всей вероятности, издана особой спецификой, одной из отличительных сторон которой в каждом из исследованных этапов острого обширного инфаркта миокарда являлось закономерное уменьшение количества ФХ, сопровождавшееся одновременным увеличением уровня ЛФХ. Примечательно, что на 30–40 дни болезни обнаруживалась нормализация уровней этих липидов. По-видимому, в условиях

изученной патологии взаимопереход ФХ и ЛФХ, а также частично в ФЭ и ФС имеет важное патогенетическое, диагностическое и прогностическое значение.

Рассматривая динамику величины $K = \text{НФЛ}/\text{КФЛ}$, следует заметить, что изучение количественных соотношений между НФЛ и КФЛ при патологических состояниях и в особенности при инфаркте миокарда приобретает особый смысл. Это прежде всего заслуживает внимания потому, что, как показали наши прежние исследования (¹⁵ ¹⁶), НФЛ и КФЛ обладают ярко выраженной активностью в отношении свертывающей системы крови. Стало известно о стимулирующем действии первых из них на процессы гемокоагуляции и, наоборот, о четком ингибирующем эффекте вторых. Однако для понимания роли и оценки значения этих соединений в обеспечении про- и антикоагулянтной функции не следовало бы руководствоваться одним лишь абсолютным уровнем их в крови или тканях. При этом следует обращать большое внимание на степень отклонений в картине качественных и количественных соотношений между отмеченными категориями ФЛ. В отмеченном плане особенно важно учитывать динамику величины $K = \text{НФЛ}/\text{КФЛ}$. Руководствуясь колебаниями этого показателя на всем протяжении острого обширного инфаркта миокарда нам довелось проследить определенные закономерности. Следует подчеркнуть, что в цельной крови, в отличие от эритроцитарной массы, обнаруживалась нескрытая стабильность в величине изученного коэффициента во все исследованные периоды болезни.

Как показали наши наблюдения, в эритроцитарной массе, наоборот, имело место сохранение стабильности величины $K = \text{НФЛ}/\text{КФЛ}$ только в первые 3 дня острого периода заболевания с последующим его заметным уменьшением, особенно на 7—15 дни, до 1,81 и затем проявлением тенденции к увеличению до 2,06 на 20—25 дни и до 3,52 на 30—40 дни заболевания. Эти результаты отчетливо свидетельствуют о том, что описанные глубокие изменения, обнаруженные в величине $K = \text{НФЛ}/\text{КФЛ}$, имеют в своей основе заметное перераспределение в картине липид-липидных соотношений в сторону увеличения процентного содержания КФЛ, обладающих, как известно, антикоагулянтными свойствами, в общей сумме всех ФЛ. Являясь противосвертывающими соединениями непрямого действия, КФЛ и особенно ФС в сочетании с инъекциями гепарина, по-видимому, играют немаловажную роль в поддержании активности свертывающей системы крови в пределах физиологических норм.

Таким образом, обобщая динамику содержания различных категорий ФЛ в цельной крови и эритроцитах на отдельных этапах острого обширного инфаркта миокарда, можно заключить, что описанные изменения отличаются строгой закономерностью в соответствии с нарушениями, характерными для данного периода наблюдения. Уместно заметить, что на основании результатов по изучению спектра ФЛ в эритроцитах можно прийти к определенным суждениям о состоянии метаболизма ФЛ в самом пораженном миокарде и, в связи с этим, о про-

цессах восстановления структурной организации некоторых элементов мышечной ткани в перинифарктичных зонах, что может выступить в качестве прогностического показателя.

Ереванский государственный
медицинский институт.
Институт биохимии
Академии наук Армянской ССР

Լ. Լ. ԻՎԱՆԻՐՈՎԱ, Վ. Վ. ՍԻՐՅԱՆ, Ս. Ս. ՀՈՎԱԿԻՄՅԱՆ, Գ. Ո. ՐԱԴԱԼՅԱՆ, Կ. Գ. ՂԱՐԱԴՅԱՆՉՅԱՆ

Ամբողջական արյան և էրիթրոցիտների ֆոսֆոլիպիդների դինամիկան սուր տարածուն ինֆարկտի ժամանակ

Միոկարդի սուր տարածուն ինֆարկտով հիվանդների մոտ հիվանդության 1—3, 7—15, 20—25, 30—40 օրերին ամբողջական արյան և էրիթրոցիտների մեջ ուսումնասիրվել է գումարային, շեղոք, թթու և անհատական ֆոսֆոլիպիդների պարունակության դինամիկան, ինչպես նաև շեղոք և թթու ֆոսֆոլիպիդների գումարների հարաբերության դործակիցը: Գումարային ֆոսֆոլիպիդների պարունակության ամենացայտուն արտահայտված նվազումը նրկատվել է ամբողջական արյան մեջ նշված տեղաշարժը հիմնականում կատարվել է բոլոր ֆոսֆոլիպիդների հիմնական մասսան կազմող շեղոք ֆոսֆոլիպիդների նվազման հաշվին: Հատկանշական է, որ ուսումնասիրված գործակցի մեծությունը ամբողջական արյան մեջ հիվանդության 7—15 օրերին նվազում է 15%-ով, մինչդեռ էրիթրոցիտներում գումարային ֆոսֆոլիպիդների աննշան (10%) նվազման ֆոնի վրա այդ տեղաշարժը կազմում է 58%: Ինչպես ցույց տվեցին կատարված հետազոտությունները, գործակցի մեծության տատանումները կախված են միայն առանձին-առանձին վերցրած շեղոք և թթու ֆոսֆոլիպիդների քանակական փոփոխություններից, մինչդեռ ամբողջությամբ վերցրած նրանց հաշվեկշիռը կարող է և չանդրադառնալ գումարային ֆոսֆոլիպիդների մակարդակի վրա:

Ֆոսֆատիդիլիսոլինների քանակության նվազումը հիվանդության ըսկզբնական էտապում ուղեկցվում է լիզոֆոսֆատիդիլիսոլինների քանակության միաժամանակյա ավելացումով և նրանց մասնակի փոխարկումով ֆոսֆատիդիլթանոյամինների և ֆոսֆատիդիլսերինների: Ստացված տվյալները թույլ են տալիս դատելու հիվանդության ամբողջ ընթացքում ֆոսֆոլիպիդ-զլիցերիդների մեկը մյուսով փոխարկվելու կարևոր կոմպենսատոր-հարմարողական նշանակության մասին: Հստակապես մեր տվյալների լիպիդ-լիպիդային հարաբերությունների սկզբնական պատկերի, նկատելի նորմալացում նկատվում է հետինֆարկտային շրջանի 30—40 օրերին: էրիթրոցիտներում ֆոսֆոլիպիդային փոխանակության սլատկերում բացահայտված օրինաչափությունները կարելի է դիտել որպես հյուսվածքային մակարդակում, մասնավորապես ախտահարված միոկարդի մակարդակում լիպիդների փոխանակությունում տեղի ունեցող խանգարումների մոտավոր արտացոլում: Ստացված տվյալները էական դիտա-կիրառական հետաքրքրություն են ներկայացնում և սրտի սուր տարածուն ինֆարկտի կլինիկայում կարող են հանդիսանալ արժեքավոր դիագնոստիկ և պրոպնոստիկ ցուցանիշներ:

ЛИТЕРАТУРА — УРИЧЦЪПРРВРЪ

- ¹ А. Д. Денисенко, Сравнительная характеристика липопротеидов сосудистой стенки и плазмы крови человека, канд. дис., Л., 1975. ² А. И. Климов, Н. Г. Никульчева, И. В. Кривоорученко, Кардиология, № 12, 1974. ³ И. М. Лобова, Особенности гиперлипопропротеинемии у больных атеросклерозом и возможности коррекции ее липотропными средствами, докт. дис., М., 1974. ⁴ В. И. Метелица, Распространение ИБС и некоторые вопросы первичной и вторичной профилактики, докт. дис., М., 1972. ⁵ J. L. Beaumont, *Fricangle*, vol. 14, 9--16 (1975). ⁶ L. A. Carlson, *Atherosclerosis*, vol. 19, 349 (1974). ⁷ D. S. Fredrickson, R. C. Lees, *Circulation*, vol 31, 321 (1965). ⁸ Г. Шетлег, Тер. архив, № 10, 1975. ⁹ G. V. Marinetti, E. Stotz, *Biochim. Biophys. Acta*, vol. 21, 168 (1956). ¹⁰ А. А. Смирнов, Е. В. Чарковская, К. Г. Манукян, Биохимия, т. 26, № 6 (1961). ¹¹ К. Г. Карагезян, Лабораторное дело, № 1, 1969. ¹² Н. А. Плохинский, Биометрия, изд. МГУ, 1970. ¹³ К. Ю. Юлдашев, Ю. М. Фузайлов, Ш. Н. Насыров, Мед. журнал Узбекистана, № 4, 1978. ¹⁴ Е. М. Крекс, Фосфолипиды клеточных мембран нервной системы в развитии животного мира, изд-во «Наука», М., 1967. ¹⁵ К. Г. Карагезян, С. С. Овакимян, А. В. Тевосянц, ДАН СССР, т. 201, № 2 (1971). ¹⁶ К. Г. Карагезян, С. С. Овакимян, А. В. Тевосянц, ДАН СССР, т. 201, № 3 (1971).

УДК 591.105

БИОХИМИЯ

Ж. С. Геворкян

Обратимое ингибирование процессов деаминирования L-аминокислот в корковом слое почек под действием сыворотки крови

(Представлено академиком АН Армянской ССР Г. Х. Бунятыном 4/III 1980)

Наши прежние исследования (^{1, 2}) показали, что сыворотка крови человека и животных (белые крысы, кролики) содержит низкомолекулярное белковое соединение, которое принимает участие в регуляции деаминирования ряда L-аминокислот (глутаминовая, аспарагиновая, орнитин). Это вещество в определенной мере оказывает ингибирующее действие на процессы деаминирования аминокислот. Было также установлено, что инкубация срезов почек (корковый слой) в среде сыворотки крови приводит к снижению АТФ в них.

В дальнейшем возникла необходимость изучить природу ингибирования процессов деаминирования аминокислот сывороточным ингибитором. С этой целью изучали динамику образования аммиака из некоторых аминокислот, в зависимости от связывания и освобождения сывороточного ингибитора с компонентами почечной клетки. В качестве ингибитора применяли термообработанную сыворотку крови, обладающую высокой ингибирующей активностью.

Срезы коркового слоя почек (по 100 мг) инкубировали в Krebs-Рингер-бикарбонатном буфере или в среде сыворотки крови в зависимости от условий опыта в течение одного или двух часов в атмосфере газовой смеси, содержащей: кислород — 95% + CO₂ — 5% при t = 37°C. Аминокислоты добавляли на каждую пробу по 16 мкМ.

Как видно из данных таблицы, срезы почек, инкубированные в среде буфера, из добавленных глутаминовой, аспарагиновой кислот и орнитина в течение 120 мин продуцируют значительное количество аммиака (8,7; 11,5; 13,2 мкМ соответственно). При инкубации срезов в сыворотке крови наблюдается значительное снижение количества аммиака, продуцированного из упомянутых аминокислот (0,7; 2,5; 4,5 мкМ соответственно), что особенно выражается в отношении глутаминовой кислоты. Интересно отметить, что при замене инкубационной среды — сыворотки буфером наблюдается значительное усиление продукции аммиака и, наоборот, если в середине опыта инкубационная среда — бу-

фер заменяется сывороткой, отмечается выраженное снижение продукции аммиака.

Приведенные данные показывают, что при инкубации срезов в среде сыворотки крови ингибитор поступает в клетку или связывается с определенным компонентом клеточной мембраны и оказывает подавляющее действие на процессы деаминарования аминокислот. Последующая инкубация тех же срезов в среде буфера приводит к расщеплению этого комплекса и выходу ингибитора из клетки, в результате чего наблюдается деингибирование процессов деаминарования аминокислот, восстановление активности ферментов, принимающих участие в процессах деаминарования L-аминокислот, и усиление продукции аммиака из них.

Обратимое ингибирование деаминарования L-аминокислот в срезах почки сывороткой крови

Условия опыта	Глутамино- вая кислота	Аспарагино- вая кислота	Орнитин
Контрольный опыт—инкубация в буфере 60 мин в атмосфере O_2+CO_2	6.2±0.5	9.8±0.9	11.7±1.3
Контрольный опыт—инкубация в буфере 120 мин в атмосфере O_2+CO_2	8.7±0.9	11.5±1.2	13.2±1.2
Инкубации в сыворотке 120 мин в атмосфере O_2+CO_2	0.7±0.05	2.5±0.4	4.5±0.9
Инкубация в сыворотке в атмосфере O_2+CO_2 , на 60-ой мин сыворотка заменена буфером и инкубация была продолжена еще 60 мин в атмосфере O_2+CO_2	4.6±0.7	7.3±0.7	9.0±1.0
Инкубация в буфере в атмосфере O_2+CO_2 , на 60-ой мин буфер был заменен сывороткой и инкубация была продолжена еще 60 мин в атмосфере O_2+CO_2	0.5±0.05	2.0±0.3	3.8±0.4

Наши исследования (3) показали, что под действием сыворотки крови одновременно наблюдается также снижение содержания АТФ в срезах почек и усиление дефосфорилирования белков почечной ткани. С другой стороны, при преинкубации срезов почек в среде буфера, с последующей инкубацией, содержание АТФ в них не только не снижается, но часто даже несколько возрастает, при этом отмечается усиление включения меченого фосфора в белки почечной ткани и повышение активности ферментов, осуществляющих деаминарование L-аминокислот.

Имея в виду вышесказанное, можно заключить, что вместе с другими белками почечной ткани фосфорилированию и дефосфорилированию подвергаются также и ферменты, вовлекающиеся в процессы деаминарования L-аминокислот. Очевидно, при повышении содержания АТФ усиливается фосфорилирование ферментов и повышается их каталитическая активность, а при понижении содержания АТФ происходит дефосфорилирование ферментов, что приводит к снижению их активности.

Приведенные данные указывают на то, что под действием сывороточного ингибитора имеет место обратимое ингибирование фермен-

тов, принимающих участие в процессах деаминации аминокислот в корковом слое почек. По-видимому, это осуществляется посредством изменения содержания АТФ в почечной ткани, так как по нашим другим данным между содержанием этого макроэнергического соединения и активностью ферментов, вовлекающихся в процессы деаминации аминокислот в корковом слое почек, наблюдается тесная связь. Можно полагать, что фосфорилирование и дефосфорилирование этих ферментов является возможным механизмом регуляции их активности в физиологических условиях. Не исключена возможность, что действие сывороточного ингибитора на активность ферментов, осуществляющих деаминацию L-аминокислот, реализуется через изменение содержания АТФ в почечной ткани, действуя соответствующим образом и на процессы окислительного фосфорилирования.

Институт Биохимии
Академии наук Армянской ССР

Ժ. Ս. ՉԵՎՈՐԳՅԱՆ

L-ամինալիազների դեամինացման պրոցեսների դարձելի
արգելակումը երիկամների կեղևային շերտում
արյան շիճուկի ազդեցությամբ տակ

Ստացված տվյալները ցույց են տվել, որ արյան շիճուկը պարունակում է սպիտակուցային բնույթի միացություն, որն պաշարեն ճնշում է մի շարք L-ամինաթթուների (գլյուտամինաթթու, ասպարազինաթթու, օրնիտին) դեամինացումը: Երիկամի կեղևային շերտի կտրվածքներում ինկուբացիայի ընթացքում, երբ շիճուկը փոխարինվում է բուֆերային լուծույթով, նկատվում է շիճուկ ամինաթթուների դեամինացման պրոցեսների ակտիվացում և ընդհանրապես, երբ բուֆերը փոխարինվում է շիճուկով, նկատվում է այդ պրոցեսների արգելակում: Երիկամի կեղևի կտրվածքները բուֆերային լուծույթում ինկուբացելիս, վերոհիշյալ ինհիբիտորը երիկամային էյուսվածքից դուրս է գալիս ինկուբացիոն միջավայրը:

Ստացված արդյունքները ցույց են տալիս, որ արյան շիճուկը դարձելի կերպով արգելակում է L-ամինաթթուների դեամինացման պրոցեսները երիկամի կեղևային շերտում:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐՈՒԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ж. С. Геворкян, А. С. Оганесян, ДАН АрмССР, т. 57, № 5 (1973) * Г. Х. Буня-
тян, Ж. С. Геворкян, А. С. Оганесян, ДАН СССР, т. 236, № 6 (1977) * Ж. С. Гевор-
кян, ДАН АрмССР, т. 69, № 5 (1979).

КДК 615.217.4.015 621.32.015.347.547.781.5

ФАРМАКОЛОГИЯ

Член корреспондент АН Армянской ССР С. А. Мирзоян, А. Т. Татевосян,
Г. А. Геворгян

О способности нейроактивных аминокислот и продуктов их превращения в мозге стимулировать включения C^{14} -лейцина в белки слизистой желудка и гипоталамуса в условиях патологии

(Представлено 12/III 1980)

Всевозрастающее количество фактов с очевидностью свидетельствует о том, что свободные аминокислоты и в особенности нейроактивные аминокислоты во многом определяют функциональное состояние центральной нервной системы. Установлено, что глутамат, аспарат, гаммааминомасляная кислота (ГАМК), β -аланин, глицин принимают участие в возбуждательных и тормозных процессах больших полушарий головного мозга (1). Одновременно ГАМК обнаруживает общеметаболические функции в головном мозгу и исполнительных органах (2-4). ГАМК и гаммаоксимасляная кислота (ГОМК) обладают способностью оказывать выраженное действие на мозговое кровообращение (5). ГАМК проявляет способность защищать животных от экспериментальной язвы желудка (7, 8).

В настоящей работе представлены сравнительные данные относительно влияния ГАМК, ГОМК, их комбинации, α -кетоглутаровой, глутаминовой кислот на обновление белков слизистой желудка и гипоталамуса при экспериментальной язве желудка.

Опыты проведены на белых крысах весом 150—200 г. Для изучения действия каждого препарата использованы 5 крыс. Экспериментальные язвы желудка вызывали с помощью зажатия пилородуоденальной области в течение 10 мин с соблюдением стерильных условий.

Исследуемые вещества вводили подопытным животным за 30 мин до нанесения механической травмы и после двукратно через каждые 3 ч применяли следующие дозы: ГАМК по 40 мг/кг веса, ГОМК — 100 мг/кг, глутаминовая кислота и α -кетоглутаровая кислота по 20 мг/кг. На вторые сутки подопытным и контрольным животным вводили по 50 мкюри C^{14} (u) лейцин с уд. радиоактивностью 240 мкюри мМ; спустя три часа животных декапировали и вскрывали брюшную полость. Для исследования брали навески тканей из слизистой желудка и гипоталамуса, гомогенизировали, белки осаждали 10%-ной трихлор-

уксусной кислотой и путем повторного центрифугирования выделяли белки. Полученный белок солюбилизировали в 0,5 мл протозола (New England Nuclear corp. USA), после полного растворения осадка проводили количественное измерение метки на сцинтиляционном спектрометре SL-30 (фирма «Интертехник», Франция) по программе, предусматривающей счет C^{14} с применением внешней стандартизации. Эффективность счета C^{14} составляет 95%. Данные выражали в распадах в минуту на белок грамм свежей ткани.

Из таблицы явствует, что меченый лейцин, введенный интактным животным, на протяжении трех часов включается в белки слизистой желудка и гипоталамуса. У контрольных животных через сутки после нанесения травмы в пилородуоденальную область наряду с развитием на слизистой оболочке желудка множественных язв, эрозии и геморагии наблюдается замедление включения C^{14} -лейцина в белки слизистой оболочки желудка на 12%, в то время как у этих же животных включение меченого C^{14} -лейцина в белки гипоталамуса возрастает на 34%.

Степень включения меченого C^{14} -лейцина в белок тканей у крыс

Состояние животных	Гипоталамус, данные $\times 10^3$	Слизистая желудка, данные $\times 10^4$
Интактные	1.217 \pm 0.175	1.707 \pm 0.135
С экспериментальной язвой желудка	2.023 \pm 0.252	1.407 \pm 0.216
С экспериментальной язвой, получившие ГАМК	3.233 \pm 0.234	2.255 \pm 0.29
С экспериментальной язвой, получившие ГОМК	2.311 \pm 0.166	2.248 \pm 0.354
С экспериментальной язвой, получившие ГАМК+ГОМК	1.408 \pm 5.23 $\cdot 10^3$	7.706 $\cdot 10^3$ \pm 5.748 $\cdot 10^4$
С экспериментальной язвой, получившие глутаминовую кислоту	2.006 \pm 0.19	2.106 \pm 0.165
С экспериментальной язвой, получившие α -кетоглутаровую кислоту	1.749 \pm 0.151	1.056 \pm 0.086

Примечание. Уровень включения выражен в распадах в минуту на белок грамм свежей ткани

Гаммааминомасляная кислота, защищая животных от экспериментальной язвы желудка, путем предупреждения возникновения и развития на слизистой желудка эрозии, изъязвления, геморагии, на 82% ускоряет включение в белок слизистой желудка меченого C^{14} -лейцина. Следовательно, подавленный ресинтез белков значительно активизируется. И это во многом способствует повышению интенсивности трофических процессов. Бросается в глаза дальнейшее возрастание включения меченого лейцина в белки гипоталамуса в условиях предупреждения развития экспериментальной язвы желудка под влиянием ГАМК. Если в контрольных опытах с нанесением травмы в пилородуоденальную область через сутки меченого лейцина включалось на 34% больше по

сравнению с исходным состоянием, то в опытах с одновременным нанесением травмы и введением ГАМК включение C^{14} -лейцина было значительно больше и в среднем достигало 60%.

Результаты исследований с применением ГОМК показали, что скорость включения C^{14} -лейцина в белки слизистой оболочки возрастает на 60%, а в белки гипоталамуса всего на 14%.

Глутаминовая кислота также способствует выраженной активации включения C^{14} -лейцина в белки слизистой оболочки желудка, и обновление возрастает на 49,6%, в то время как в гипоталамусе отмечается незначительное понижение скорости включения меченой аминокислоты.

Под влиянием α -кетоглутаровой кислоты у подопытных животных по сравнению с контрольной группой обнаруживается значительное замедление степени включения аминокислоты в белки гипоталамуса и слизистой оболочки. Так, в гипоталамусе степень включения C^{14} -лейцина уменьшается на 13,5%, а в слизистую желудка на 24,9%.

Результаты исследований с применением сочетанного введения ГАМК и ГОМК показали противоположный эффект. Если при раздельном введении этих препаратов в гипоталамусе и в слизистой желудка значительно ускоряется скорость включения меченого C^{14} -лейцина, то их совместное введение хотя и предупреждает возникновение дистрофических поражений желудка, однако приводит к заметному понижению включения аминокислоты в белки гипоталамуса и слизистой желудка.

Анализируя полученные нами результаты, можно заключить, что ГАМК, ГОМК, глутаминовая кислота обнаруживают способность в условиях замедленного ресинтеза белка слизистой оболочки желудка при ее патологии усиливать включения радиоактивного лейцина и способствовать повышению уровня обменных процессов. При этом обновление белков слизистой оболочки желудка более выражено проявляется под влиянием ГАМК и ГОМК. Одновременно ГАМК и ГОМК обнаруживают способность заметно активировать скорость включения радиоактивного лейцина в белки гипоталамуса.

О вовлечении центральных нервных структур при развитии экспериментальной язвы желудка свидетельствуют прямые опыты ускоренного включения радиоактивного лейцина в гипоталамусе. Гипоталамус будучи центром вегетативной иннервации и играя существенную роль в реализации эффекторных импульсов к внутренним органам, в том числе к желудку, отличается от других структур головного мозга высоким содержанием гаммааминомасляной кислоты и продуктов ее превращения.

Введение ГАМК в условиях патологии приводит к новой волне активации включения C^{14} -лейцина в гипоталамусе.

Таким образом, приведенные результаты подводят экспериментальную основу механизма центрального противоязвенного действия ГАМК и ГОМК. Одновременно они свидетельствуют о прямом участии

ГАМК и ГОМК в стимулировании обновления боковых в условиях нарушенной трофики слизистой оболочки желудка.

Ереванский государственный
медицинский институт

Հայկական ՀՍՍՀ ԳԱ բզրակից-անգամ Ա. Ն. ՄԻՐՉՈՅԱՆ, Ա. Խ. ԹԱԴԵՎՈՍՅԱՆ,
Գ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Ախտաբանության պայմաններում նյարդաակտիվ ամինաթթուների
և ուղեզուց ներանց վերափոխման նյութերի նպաստումը
հիպոթալամուսում և ստամոքսի լորձաթաղանթում C^{14} -լեյցինի
ուպիտակուցների մեջ ներառման խրանումանը

Ներկա հաղորդումը նվիրված է նյարդաակտիվ ամինաթթուների հակա-
խոցային ազդեցության մեխանիզմների ուսումնասիրությանը: Փորձերը կա-
տարվել են սպիտակ առնետների վրա: Ստամոքսի էքսպերիմենտալ խոց առա-
ջացվել է ռեֆլեկտոր ճանապարհով: Փորձերի արդյունքները ցույց են տվել,
որ գամամինակարագաթթվի (ԳԱԿԹ), գամօքսիկարագաթթվի (ԳՕԿԹ) և
գլուտամինաթթվի հակախոցային ազդեցությունն որոշակիորեն պայմանա-
վորված է ստամոքսի լորձաթաղանթում սպիտակուցների վերասինթեզման
ուժեղացմամբ C^{14} -լեյցին սպիտակուցների մեջ ներառման ճանապարհով:
Միևնույն ժամանակ ցույց է տրված, որ ԳԱԿԹ-ը և ԳՕԿԹ-ը ուժեղացնում են
նաև հիպոթալամուսում սպիտակուցի սինթեզը: Պարզվել է, ԳԱԿԹ-ի և ԳՕԿԹ-ի
համատեղ ներարկումը շնայած ցուցարբերում է հակախոցային ազդեցություն,
սակայն չի նպաստում C^{14} -լեյցինի սպիտակուցի մեջ ներառմանը: Բացա-
նայտվել է, որ L-կետոգլյուտամինաթթվի ազդեցության ներքո ընկճվում է
 C^{14} -լեյցինի սպիտակուցների մեջ ներառումը:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ D. R. Curtis. Proc. Aust. Assoc. Neural, vol. 7, 55 (1970). ² Г. Х. Бунятыан, ДАН СССР, т. 132, № 6 (1964). ³ H. Ch. Buntatian. In. „Studies of the role gamma-aminobutyric acid in carbohydrate metabolism“, Yerevan, 1961.
⁴ Г. Х. Бунятыан, Д. М. Геворкян, Вопросы биохимии мозга, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, вып. 1 (1964). ⁵ С. А. Мирзоян, В. П. Аюкян, Фармакология и токсикология, т. 5 (1967). ⁶ С. А. Мирзоян, В. П. Аюкян, А. В. Топчян, Вопросы биохимии мозга, Изд-во АН Арм. ССР, Ереван, т. 13 (1979). ⁷ С. А. Мирзоян, А. Т. Татевосян, ДАН АрмССР, т. 56, № 3 (1978). ⁸ С. А. Мирзоян, А. Т. Татевосян, Справка о приеме к рассмотрению заявки на изобретение № 2878627/13 (018746) от 22.02.80, выданная Гос. комитетом Совета Министров СССР по делам изобретений и открытий

