

ՀԱՅԱՍՏԱՆԻ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԶԳԱՅԻՆ ԱԿԱԴԵՄԻԱ
НАЦИОНАЛЬНАЯ АКАДЕМИЯ НАУК АРМЕНИИ

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ ДОКЛАДЫ

Том 97 № 2

1997

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. ԱՐԶՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. քեկնածու (պատ. քարտուղար), Է. Գ. ԱՖՐԻԿՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Գ. Ե. ԲԱԴԴԱՍԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Է. Ս. ԳՍԲՐԻԵԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Վ. ԴՈՎԼԱԹՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Վ. Դ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Կ. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈՋՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Յու. Դ. ՇՈՒԹՈՒՐՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Ճ. Տ. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս, Դ. Ս. ՍԵՂՈՍՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագիր), Վ. Բ. ՖԱՆԱՐԴՅԱՆ, Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս

Редакционная коллегия

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

ՀՀ ԳԱԱ «ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆ» ՀՐԱՏԱՐԱԿՉՈՒԹՅՈՒՆ

ԵՐԵՎԱՆ

ЕРЕВАН

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Հ.Գ.Սարուխանյան – Հադամարի մատրիցների վերլուծությունը $(-1, +1)$ -վեկտորների միջոցով և Հադամարի արագ ձևափոխության ալգորիթմ 3
- Ս.Ե.Մարկոսյան, – Գրաֆի կրիտիկական ենթագրաֆների և կրիտիկական բազմությունների մասին 7

ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Հ.Ա.Սահակյան – E^n -ի ենթաբազմությունների տրոհումների հետ կապված $(0,1)$ -մատրիցների մի դասի մասին 12

ԱՌԱՉԳԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅՈՒՆ

- Վ.Ա.Տոնոյան, Ն.Կ.Մեքումյան – Կիսաանվերջ ուղղահայաց ճեղքով առաձգական բաղադրյալ կիսատարածության համար հակահարթ կոնտակտային խնդիր 17
- Հ.Ա.Սահակյան – Գրինի ֆունկցիան առաձգական անհամասեռ ակուստիկական կիսատարածության համար 25

ՖԻԶԻԿԱ

- Բ.Ա.Բաղդյան – Վավիլով-Ջերենկովի ճառագայթման առաջացման ժամանակ բեմ անցման դեպքում անցումային ճառագայթման տեսության շուրջը . . 30

ԷԼԵԿՏՐԱՏԵԽՆԻԿԱ

- Գ.Լ.Արեշյան – Բարակ երկաթյա սկավառակի դեմպֆերային էֆեկտը . . . 37

ՄՈԼԵԿՈՒԼԱՅԻՆ ԿԵՆՍԱԲԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Ս.Մ.Մեղրակյան, Ժ.Ա.Կծոյան, Ն.Ն.Սարգսյան, Կ.Ա.Առակելովա, Կ.Գ.Ղաբադյոյան – Թաղանթների դերը *Salmonella derby* պլազմիդակիր շտամի ստրեստոմիցինի նկատմամբ բարձր կայունության ձևավորման մեջ 39

ԲԻՈՖԻԶԻԿԱ

- Ս.Ս.Հովհաննիսյան, Ս.Գ.Հարությունյան, Ռ.Ս.Ղազարյան, Յու.Ս.Բաբայան, Ն.Վ.Խուդավերդյան, Լ.Գ.Կարապետյան – Հակառուռուցքային անտիբիոտիկներում միտոխոնդրիոնի եվ ամեոտանտրոնի կապվելը կրկնակի պարուրային սինթետիկ պոլիոլիթոնուկլեոտիդների հետ 43

ԲԻՈԶԻՄԱ

- Ս.Ա.Բաջինյան, Վ.Բ.Առաքելյան, Լ.Վ.Գասպարյան, Ա.Մ.Մելիքսեթյան, Ռ.Ս.Ավագյան – Մմ-տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքների ազդեցությունը կենսաթաղանթների վրա 48

ԲՈՒՅՍԵՐԻ ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Ա.Ն.Ջիրոյան, Ռ.Կ.Սիմոնյան, Ս.Կ.Երիցյան, Վ.Ա.Դավթյան, Ա.Վ.Առուտամյան – Տրոֆիկ նյութերի և մոխրային տարրերի պարունակությունը Արագածի բարձրլեռնային բույսերի արմատներում 53

ԲԺՇԿԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- Լ.Հ.Ավագյան, Գ.Գ.Արծրունի – Մակերիկամների միջուկային նյութի անդրկառուցվածքային բնութագիրը արտաֆին էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցությունից հետո 57

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Ռ.Ա.Հարությունյան, Ռ.Գ.Ջոչարյան, Ա.Շ.Անտոնյան – Բրդաժաձկի դերը ոչխարների ֆիզիկական ջերմակարգավորման մեխանիզմներում 62
- Զ.Վ.Ղազարյան, Վ.Յ.Վանցյան, Ա.Ս.Տիրայան, Ռ.Ռ.Հակոբյան – Հիստամինի և նատրիումի իոնների ազդեցությունը միզածորանի հարթ մկանային թջիջների ինֆնարուխ էլեկտրական ակտիվության վրա 66
- Վ.Ն.Պողոսյան, Վ.Բ.Ֆանարջյան, Լ.Ռ.Մանվելյան – Գորտի ուղեղի պերֆուզիոն պրեպարատ 70

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

- А.Г.Саруханян* — Разложение матриц Адамара по ортогональным $(-1, +1)$ -векторам и алгоритм быстрого преобразования Адамара. 3
- С.Е.Маркосян* — О критических подграфах и критических множествах графа 7

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

- А.А.Саакян* — Об одном классе $(0,1)$ матриц, связанных с разбиениями подмножеств E^n 12

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

- В.С.Тоноян, Н.С.Мелкумян* — Антиплоская контактная задача для упругого составного полупространства с вертикальным полубесконечным разрезом 17
- С.Г.Саакян* — Функция Грина для упругого неоднородного акустического полупространства 25

ФИЗИКА

- Р.А.Багиян* — К теории переходного излучения в случае наклонного падения при условии излучения Вавилова — Черенкова 30

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

- Г.Л.Арешян* — Демпфирующий эффект тонкого стального диска 37

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

- А.М.Седракян, Ж.А.Кцоян, Н.Н.Саркисян, К.А.Аракелова, К.Г.Карагезян* — Роль мембран в повышенной устойчивости плазмидного штамма *Salmonella derby* к стрептомицину. 39

БИОФИЗИКА

- С.С.Оганесян, С.Г.Арутюнян, Р.С.Казарян, Ю.С.Бабаян, Н.В.Худавердян, Л.Г.Каралетян* — Связывание противоопухолевых антибиотиков митоксалтрона и аметантрона с двуспиральными синтетическими полирибонуклеотидами 43

БИОХИМИЯ

- С.А.Баджиян, В.Б.Аракелян, Л.В.Гаспарян, А.М.Меликсетян, Р.С.Авакян* — Действие электромагнитных волн мм-диапазона на биомембраны . . . 48

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

- А.Н.Зироян, Р.К.Симонян, С.К.Ерицян, В.А.Давтян, А.В.Арустамян* — Содержание трофических веществ и зольных элементов в корнях высокогорных растений г. Арагац. 53

МЕДИЦИНА

- Л.А.Авакян, Г.Г.Арцруни* — Ультраструктурная характеристика мозгового вещества надпочечников крыс после воздействия внешнего электростатического поля 57

ФИЗИОЛОГИЯ

- Р.А.Арутюнян, Р.Г.Кочарян, А.Ш.Антонян* — Роль шерстного покрова в механизмах физической терморегуляции овец 62
- К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, А.С.Тираян, Р.Р.Акопян* — Влияние гистамина и ионов натрия на спонтанную электрическую активность гладкомышечных клеток мочеточника 66
- В.И.Погосян, В.В.Фанарджян, Л.Р.Манвелян* — Перфузируемый препарат мозга лягушки 70

CONTENTS

MATHEMATICS

- H G Sarukhanyan* – Decomposition of the Hadamard matrices by orthogonal $(-1, +1)$ - vectors and fast Hadamard transform. 3
- S E Markossian* – On a critical subgraphs and critical sets of graph. 7

APPLIED MATHEMATICS

- H A Sahakian* – On the class of $(0,1)$ – matrices, connected with the partitions of subsets of E^n 12

THEORY OF ELASTICITY

- V. S. Tonoyan, N.S. Melkumian* – An anti-plane contact problem for the elastic halfspace with the semi-infinite act. 17
- S G Sahakian* – Green's function for the elastic inhomogeneous acoustic halfspace. . 25

PHYSICS

- R A Baghyan* – About the theory of transition radiation at oblique incidence on condition of Vavilov–Cherenkov radiation 30

ELECTROTECHNICS

- G L Areshian* – Damping effect of thin steel disc. 37

MOLECULAR BIOLOGY

- A.M.Sedrakyan, J.A.Kisoyan, N.N.Sarkisyan, K.A.Arakelova, K.G.Karageusyan* – The membrane role in high streptomycin resistance of Salmonella derby. 39

BIOPHYSICS

- S.S.Hovhanissian, S.G.Haroutiounian, R.S.Kazarian, Yu.S.Bubayan, N.V.Khudaverdian, L.G.Karapetian* – The binding of the anticancer mitoxantrone and ametantrone antibiotics with doublehelical synthetic polyribonucleotides. 43

BIOCHEMISTRY

- S A Badjinian, V.B.Arakelian, L.V.Gasparyan, A.M.Melicsetian, R.S.Avakian* – The influence of electromagnetic radiation of millimeter band on biomembranes. 48

PLANT PHYSIOLOGY

- A.N.Ziroian, R.K.Simonian, S.K.Jeritzian, V.A.Davtian, A.V.Arustamian* – The trophic substances and ash elements content in the roots of the mountaine Aragatz alpine plants. 53

MEDICINE

- L.A.Avakian, G.G.Artsruni* – The ultrastructural characteristic after effect of external electrostatic field on rat adrenal's medula. 57

PHYSIOLOGY

- R A Harutunian, R.G.Kocharian, A.Sch.Antonian* – The role of sheephair in mechanisms of physical thermoregulation. 62
- K.V.Kasarian, V.Ts.Vantsian, A.S.Tirayan, R.R.Hakobyan* – The action of the histamine and Na^+ ions on the spontaneous electric activity of the ureters smooth muscle cells. 66
- V.I.Pogossian, V.V.Fanardjian, L.R.Manvelyan* – Perfused preparation of frog's brain . 70

Сдано в набор 1.08.97. Подписано к печати 28.08.97.

Формат А3. Бумага 70х1081/16. Набор компьютерный. Бумага офсетная.

Печ. лист 4,7. Усл. печ. л. 6,06. Тираж 200. Заказ № 6.

Цена договорная.

Издательство "Гитутюн" НАН РА

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

МАТЕМАТИКА

УДК 519.1

А. Г. Саруханян

Разложение матриц Адамара по ортогональным $(-1, +1)$ -векторам и алгоритм быстрого преобразования Адамара

(Представлено академиком НАН Армении Г. Г. Хачатряном 2/VI 1996)

В работе исследуется задача разложения любой матрицы Адамара порядка n ($n \equiv 0 \pmod{4}$) по k -мерным ортогональным $(-1, +1)$ -векторам (k — степень двойки) и разработан алгоритм быстрого преобразования Адамара, требующий всего $n \log_2 k + n(n/k - 1)$ операций сложения.

Квадратная $(-1, +1)$ -матрица H_n порядка n называется матрицей Адамара, если выполняется условие

$$H_n H_n^T = H_n^T H_n = nI_n, \quad (1)$$

где T — знак транспонирования, I_n — единичная матрица порядка n .

Матрицу Адамара порядка n вида

$$H_n = \sum_{i=1}^k v_i \otimes A_i, \quad (2)$$

где v_i — ортогональные $(-1, +1)$ -векторы длины k , $\otimes$ — кронекеровское произведение, а A_i — $(0, -1, +1)$ -матрицы, будем называть $A(n, k)$ -матрицей.

Теорема 1. Матрица H_n порядка n является $A(n, k)$ -матрицей тогда и только тогда, когда существуют $(0, -1, +1)$ -матрицы A_i , $i=1, 2, \dots, k$, размерности $n \times n/k$, удовлетворяющие следующим условиям:

$$A_i \otimes A_j = 0, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2, \dots, k;$$

$$\sum_{i=1}^k A_i \text{ является } (-1, +1)\text{-матрицей};$$

$$\sum_{i=1}^k A_i A_i^T = \frac{n}{k} I_k; \quad (3)$$

$$A_i^T A_j = 0, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2, \dots, k;$$

$$A_i^T A_i = \frac{n}{k} I_{n/k}, \quad i = 1, 2, \dots, k;$$

где $*$ — адамарово произведение ⁽¹⁾.

Приведем некоторые следствия, вытекающие из этой теоремы.

Следствия 1. Для любой матрицы Адамара порядка n существуют $A(2^{i-1}n, 2^i)$ -матрицы, $i = 1, 2, \dots$

2. Для любых натуральных чисел n и k ($k \leq n$) существует $A(2^n, 2^k)$ -матрица.

3. Если существуют $A(n, k)$ - и $A(m, r)$ -матрицы, то существуют также $A(mn, k)$ -, $A(mn, r)$ - и $A(mn, kr)$ -матрицы.

Теорема 2. Пусть H_n — $A(n, k)$ -матрица. Тогда $n \equiv 0 \pmod{2k}$.

Отметим, что обратное утверждение неверно, т.е. из существования любой матрицы Адамара порядка n , $n \equiv 0 \pmod{2k}$, не вытекает существование $A(n, k)$ -матрицы, $k > 2$.

Теорема 3. Пусть существует $A(n, k)$ -матрица и матрица Адамара порядка m ($m \equiv 0 \pmod{k}$). Тогда существует также матрица Адамара порядка mn/k .

Теорема 4. Пусть существует $A(n, k)$ -матрица и матрица Адамара порядка m . Тогда для любого четного числа r , для которого $m, n \equiv 0 \pmod{r}$, существуют $(0, -1, +1)$ -матрицы $B_{i,j}$, $i = 1, 2, \dots, r/2$,

$j = 1, 2, \dots, k$, размерности $\frac{mn}{r} \times \frac{mn}{kr}$, удовлетворяющие следующим условиям:

$$B_{i,j} * B_{i,j} = 0, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2, \dots, k, \quad i = 1, 2, \dots, \frac{r}{2};$$

$$\sum_{i=1}^k B_{i,j} - (-1, +1)\text{-матрица}, \quad i = 1, 2, \dots, \frac{r}{2}; \quad (4)$$

$$\sum_{i=1}^k B_{i,j} B_{j,i}^T = 0, \quad i \neq j, \quad i, j = 1, 2, \dots, \frac{r}{2};$$

$$\sum_{i=1}^{r/2} \sum_{j=1}^k B_{i,j} B_{i,j}^T = \frac{mn}{2k} I_{\frac{mn}{r}}.$$

Из этой теоремы вытекают следующие следствия.

Следствие 4 (1.3). Если существуют матрицы Адамара порядка m и n , то существует также матрица Адамара порядка $mn/2$.

Следствие 5 (1.4). Если существуют матрицы Адамара порядка n_i , $i=1,2,3,4$, то существует также матрица Адамара порядка $\frac{n_1 n_2 n_3 n_4}{16}$.

Прямое и обратное преобразования Адамара вектора-столбца $f = \{f_i\}_{i=1}^n$ соответственно определяются формулами (5)

$$F = \frac{1}{n} H_n f, \quad f = H_n^T F, \quad (5)$$

где H_n — матрица Адамара порядка n .

Для преобразования Уолша — Адамара, при котором в (5) H_n является матрицей Адамара порядка $n=2^k$, упорядоченной по Уолшу (а также по Пэли (5)), разработан быстрый алгоритм вычисления F , требующий всего $n \log_2 n$ операций сложения.

Пусть $H_n = v_1 \times A_1 + v_2 \times A_2 + \dots + v_k \times A_k$ является $A(n,k)$ -матрицей. Согласно теореме 1 матрицы A_i удовлетворяют условиям (3).

Преобразуемый вектор f представим в виде

$$f = \sum_{i=1}^{n/k} x_i \times P_i,$$

где $x_i = \{f_{k(i-1)+j}\}_{j=1}^k$, а P_i — вектор-столбец длины n/k , i -ый элемент которого равен 1, а остальные элементы — нули.

Прямое преобразование Адамара принимает вид (нормировочный коэффициент $1/n$ опускаем)

$$H_n f = \sum_{i=1}^k \sum_{j=1}^{n/k} v_i x_j \times A_i P_j. \quad (6)$$

Рассмотрим часть суммы (6) следующего вида:

$$v_i x_j \times A_i P_j + v_2 x_j \times A_2 P_j + \dots + v_k x_j \times A_k P_j. \quad (7)$$

Из условия (3) и определения матрицы P_j вытекает, что $A_i P_j$ — j -ый столбец матрицы A_i , который имеет n/k ненулевых элементов. Произведение $v_i x_j \times A_i P_j$ означает, что i -ый элемент преобразования Уолша — Адамара вектора x_j помещен в n/k местах j -ого столбца матрицы A_i . Следовательно, для вычисления всех элементов n -мерного вектора (7) требуется $k \log_2 k$ операций сложения и n пере-

сылка. Заметим, что выражение (6) включает n/k векторов вида (7). А это означает, что для преобразования Адамара вида (6) требуется

$$D_1 = n \log_2 k + n \left(\frac{n}{k} - 1 \right) \quad (8)$$

операций сложения.

Заметим, что при $n=k$ оценка (8) совпадает с известной классической оценкой быстрого преобразования Уолша — Адамара. Однако в этом случае n должно являться степенью двойки.

Институт проблем информатики и автоматизации

Национальной академии наук Армении и

Ереванского государственного университета

Հ. Գ. ՍԱՐԿԻՆԱՆՅԱՆ

Հաղամարի մատրիցների վերլուծությունը $(-1, +1)$ -վեկտորների միջոցով և Հաղամարի արագ ձևափոխության ալգորիթ

Աշխատանքում ուսումնասիրվում է k չափանի (k -ն ունի երկուսի աստիճանի տեսք) $(-1, +1)$ -վեկտորների միջոցով $n=O(\bmod 4)$ տեսքի կարգ ունեցող Հաղամարի մատրիցների վերլուծության խնդիրը և մշակված է Հաղամարի արագ ձևափոխության ալգորիթը, որը պահանջում է ընդամենը $n \log_2 k + n(n/k - 1)$ գումարման գործողություն:

ЛИТЕРАТУРА —ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ J.Seberry, M.Yamada, Contemporary Design Theory: A Collection of Surveys. Wiley-Interscience Series in Discrete Mathematics. John Wiley, N.Y., 1992. ² S.S.Agalan, A.G.Sarukhanian, Math. Notes, v.30, №1, p.603-617 (1981). ³ S.S.Agalan, Lecture Notes in Mathematics, Springer-Verlag, Berlin, v.1168 (1985). ⁴ R.Graiger, J.Seberry, X.-M.Zhang, J. Combin. Theory, ser. A, v.59, p.318-320 (1992). ⁵ N.Ahmed, K.R.Rao, Orthogonal Transforms for Digital Signal Processing, Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, N.Y., 1975.

УДК 517.1

С. Е. Маркосян

О критических подграфах и критических множествах графа

(Представлено академиком НАН Армении Н.У.Аракеляном 25/ХП 1996)

В работе получено неравенство относительно чисел трансверсальности и независимости для классов критических подмножеств и критических подграфов в графе K_n -е.

Рассмотрим обыкновенный граф, т.е. неориентированный граф $G=(V,E)$ без параллельных ребер и петель.

При изучении совершенных графов и связанной с ними сильной гипотезы Бержа (СГБ) важную роль играют понятия критического ребра и критического множества (1,2), впервые определенные в (3).

Подмножество ребер $E' \subset E$ графа G называется критическим, если $\alpha(G - E') > \alpha(G)$, но $\alpha(G - E'') > \alpha(G)$ для любого $E'' \subset E'$, где $\alpha(H)$ — число независимости графа H . Если $|E'| = 1$, т.е. $E' = \{e\}$ состоит из одного ребра e , то ребро e называется критическим. Ясно, что каждому E' критическому множеству соответствует такое подмножество вершин $S(E')$, $|S(E')| = \alpha + 1$, которое независимо в $G - E'$.

Подграф $G' \subset G$ называется критическим, если $V(G') = V(G)$, $\alpha(G') = \alpha(G)$, и каждое ребро подграфа G' критическое.

Цикл длины n ($n \geq 3$) назовем дыркой, если этот цикл не содержит диагоналей.

Теорема 1. Пусть E' — критическое множество графа G , $S' = S(E')$ — подмножество вершин, соответствующее E' , S — некоторое α -независимое множество ($|S| = \alpha$), тогда подмножество

$V(E') \setminus S$ целиком входят в одну компоненту связности подграфа $G(S \cup S') \setminus E'$.

Доказательство. Предположим, что $H = G(S \cup S') \setminus E'$ и $H_i = (V_i, E_i)$, $i = 1, 2, \dots, k$, компоненты связности графа H . Нетрудно убедиться, что в H имеет место:

1) $v \in S \cap S' \Leftrightarrow v$ — изолированная вершина;

2) $|V_i| > 1 \Leftrightarrow V_i = S_i \cup S'_i, S_i \subset S \setminus S', S'_i \subset S' \setminus S, S_i \neq \emptyset, S'_i \neq \emptyset$.

Так как $|S'| > |S|$, то H имеет такую компоненту связности, которая содержит из S' больше вершин, чем из S . Пусть это H_1 . Тогда $V_1 = S_1 \cup S'_1$ и $|S'_1| > |S_1|$. Обозначим через $U = S'_1 \cup S_2 \cup \dots \cup S_k$, а через $R = G(U)$ — подграф, порожденный множеством вершин U . Так как $|U| > \alpha$, то R содержит критическое множество. Но $E(R) \subset E'$, а E' — критическое множество, следовательно $E(R) = E'$ и $(V(E') \setminus S) \subset S'_1$, т.е. $(V(E') \setminus S)$ целиком входит в компоненту связности H_1 .

Теорема 1 обобщает результаты о критических ребрах, полученные ранее (3-5), в частности, через два смежных критических ребра в любом графе проходит нечетная дырка.

Теперь дадим определения некоторых понятий, которые необходимы для дальнейшего изложения.

Обозначим через $\mathcal{E} = \mathcal{E}(G) = \{E_i\}$ класс всех критических множеств, а через $\mathcal{F} = \mathcal{F}(G) = \{F_j\}$ класс всех критических подграфов графа G . Пусть $\mathcal{A} = \{A_r\}$ класс произвольных множеств. Подкласс $\mathcal{A}' = \{A'_r\}$ называется независимым, если множества из $\mathcal{A}'$ попарно не пересекаются. Число независимости $\alpha(\mathcal{A})$ класса $\mathcal{A}$ равно мощности наибольшего независимого подкласса $\mathcal{A}'$, т.е. $\alpha(\mathcal{A}) = \max |\mathcal{A}'|$, где $\max$ берется по всем независимым подклассам. Минимальное (по включению) подмножество T называется трансверсалью класса $\mathcal{A}$, если $T \cap A_r \neq \emptyset$, для $A_r \in \mathcal{A}$. Число трансверсальности $\tau(\mathcal{A})$ класса $\mathcal{A}$ равно мощности наименьшей трансверсали, т.е. $\tau(\mathcal{A}) = \min |T|$, где $\min$ берется по всем трансверсалиям. Из этих определений следует, что

$$\alpha(\mathcal{A}) \leq \tau(\mathcal{A}) \quad (1)$$

для любого класса. В дискретной математике и в комбинаторике ряд известных теорем и принципов равносильны тому, что в (1) имеет

место равенство (теоремы Кенига — Эгервари, Холла, Дилворта, Форда — Фалкерсона и т.д.).

Нетрудно проверить, что следующее следствие теоремы 1: критические ребра в двудольном графе не смежны, равносильно теореме Кенига — Эгервари ⁽⁵⁾, которая в свою очередь равносильна равенству в (1), когда R — класс всех таких двувершинных подмножеств двудольного графа, которые образуют ребро.

Из определений следует, что для любого графа каждое критическое множество является трансверсалью класса $\mathcal{F}$ и каждый критический подграф является трансверсалью класса $\mathcal{E}$, поэтому

$$\tau(\mathcal{E}) = \min |F_j|, F_j \in \mathcal{E},$$

$$\tau(\mathcal{F}) = \min |E_i|, E_i \in \mathcal{F}.$$

Ранее нами были исследованы неравенства

$$\alpha(\mathcal{E}) \leq \tau(\mathcal{E}) \quad (2)$$

$$\alpha(\mathcal{F}) \leq \tau(\mathcal{F}) \quad (3)$$

для некоторых классов графов.

Ниже исследованы отношения (2), (3) для графов $G=K_n-e$, где K_n-e n -вершинный полный граф без одного ребра, $\mathcal{E} = \mathcal{E}(G)$, $\mathcal{F} = \mathcal{F}(G)$.

Теорема 2. Для графа K_n-e в (2) и (3) имеет место равенство, если $n \leq 5$, и строгое неравенство, если $n > 5$.

Доказательство. 1-й случай. $n \leq 5$. Для этого случая мы приведем таблицу значений $\alpha(\mathcal{E}), \tau(\mathcal{E}), \alpha(\mathcal{F}), \tau(\mathcal{F})$, которую нетрудно проверить.

n	$\alpha(\mathcal{E})$	$\tau(\mathcal{E})$	$\alpha(\mathcal{F})$	$\tau(\mathcal{F})$
2	0	0	0	0
3	1	1	2	2
4	2	2	2	2
5	4	4	2	2

Из таблицы видно, что в (2), (3) имеет место равенство.

2-й случай. $n=6$. Докажем, что

$$\alpha(\mathcal{E}) = 5 < 6 = \tau(\mathcal{E}),$$

$$\alpha(\mathcal{F}) = 1 < 2 = \tau(\mathcal{F}).$$

Критическими множествами графа K_n-e являются порожденные подграфы P_3 трехвершинная цепь, или K_3 трехвершинный полный

подграф, следовательно $\alpha(\mathcal{G}) \leq 6$, так как граф K_6 -е содержит 14 ребер. Если $\alpha(\mathcal{G}) = 6$, то это означало бы, что мы взяли 4 критических множества первого типа и 2 критических множества второго типа, что, нетрудно проверить, невозможно, значит $\alpha(\mathcal{G}) = 5$. Так как $\tau(\mathcal{F}) = \min |E_i|$, а $\min |E_i| = 2$, то $\tau(\mathcal{F}) = 2$.

Критические подграфы, которые состоят из двух полных подграфов, содержат хотя бы 6 ребер (два треугольника), а пятиреберных критических подграфов вообще нет, значит $\min |\mathcal{F}| = 6$ и $\tau(\mathcal{G}) = 6$.

Нетрудно проверить, что каждый критический подграф содержит треугольник, это значит, что любые два критических графа пересекаются, следовательно, $\alpha(\mathcal{F}) = 1$.

3-й случай. $n \geq 7$. Неравенство $\alpha(\mathcal{F}) < \tau(\mathcal{F})$ ($\alpha(\mathcal{F}) = 1$, $\tau(\mathcal{F}) = 2$) доказывается, как в случае 2. Докажем, что $\alpha(\mathcal{G}) < \tau(\mathcal{G})$.

Из теоремы Турана следует, что наименьший критический подграф графа K_n -е состоит из двух компонент связности, каждая из которых является полным подграфом, число вершин которых отличается одно от другого не более чем на 1. Следовательно

$$\tau(\mathcal{G}) = \begin{cases} k(k-1), & \text{если } n = 2k \\ k^2, & \text{если } n = 2k + 1 \end{cases}$$

Так как критическими множествами графа K_n -е являются P_3 или K_3 , то

$$\alpha(\mathcal{G}) \leq (n-2) + 1/3(C_n^2 - 1 - 2(n-2)) = 1/6(n^2 + n - 6).$$

Отсюда

$$\alpha(\mathcal{G}) \leq \begin{cases} 1/3(2k^2 + k - 3), & \text{если } n = 2k \\ 1/3(2k^2 + 3k - 2), & \text{если } n = 2k + 1 \end{cases}$$

Нетрудно проверить, что $\alpha(\mathcal{G}) \leq \tau(\mathcal{G})$, если $n \geq 7$.

В конце статьи отметим, что исследование равенств (2), (3) является новым и важным направлением, где делаются первые шаги. Поэтому полезно было бы изучение этих неравенств для новых классов графов.

Ереванский государственный университет

Դրաֆի կրիտիկական ենթագրաֆների և կրիտիկական բազմությունների մասին

Սույն հոդվածում ընդհանրացված է Բերթի և Լովասի կողմից ստացված հետևյալ թեորեմը՝ կամայական գրաֆում կից կրիտիկական կողերով անցնում է կենտ ցիկլ առանց անկյունագծի: Ստացված են նաև անհավասարություններ, կրիտիկական ենթագրաֆների և կրիտիկական բազմությունների տրանսվերսալություն և անկախության թվերի վերաբերյալ $K_n - e$ գրաֆի համար, որտեղ $(K_n - e)$ -ն n -գագաթների լրիվ գրաֆ է առանց մեկ կողի:

ЛИТЕРАТУРА – ՊՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ S.Markossian, J. of Comb. Teory, Ser. B, v.56, №1 (1992). ² A.Sebo, Lab. Artemis, RR 924-M, Nov. 1993. ³ С.Е.Маркосян, ДАН Арм.ССР, т.71, №1 (1975). ⁴ C.Berge, Alternating Chain Methods. A Survey, Graph Theory and Computing, Ed. R. Reed, Acad. Press, N.Y., 1972. ⁵ L.Lovasz, J. Comb. Teory, Ser. B, v.9, №9 (1975).

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

УДК 519.1

А. А. Саакян

Об одном классе $(0,1)$ матриц, связанных с разбиениями
подмножеств E^n

(Представлено академиком НАН Армении Ю. Г. Шукуръяном 2/V 1996)

В работе рассматривается задача описания характеристических векторов разбиений подмножеств вершин n -мерного единичного куба E^n , которая возникла при решении дискретной изотермической задачи (1).

Основываясь на множестве характеристических векторов разбиений подмножеств вершин, представляемых множествами нулей или единиц монотонных булевых функций, определенных в E^n , показано, что данное описание можно вести в терминах многомерной многозначной решетки.

Представим E^n в виде n -ой декартовой степени множества $E = \{0,1\}$. Набор $\tilde{\alpha} = \langle \alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_n \rangle \in E^n$, получаемый фиксацией значений переменных $x_1, x_2, \dots, x_n$, соответствует коду вершины E^n . Булева функция $f(x_1, \dots, x_n)$, определенная на E^n , является монотонной, если $\forall \tilde{\alpha} \in E^n, f(\tilde{\alpha}) = 1 \Rightarrow f(\tilde{\beta}) = 1$, для всех $\tilde{\beta} \succ \tilde{\alpha}$.

Рассмотрим подмножество $M \subseteq E^n$, некоторой заранее фиксированной мощности m , $0 \leq m \leq 2^n$. Характеристический вектор разбиений множеств M это n -мерный целочисленный вектор $S = (s_1, \dots, s_n)$, координаты которого соответствуют мощностям разбиений множества M по координатам $i = 1, \dots, n$. s_i равно мощности одного из разбиений множества M по направлению i , и тогда $m - s_i$ равно мощности другого разбиения, и для однозначности выбора вектора S удобно предположить, что s_i мощность разбиения с $x_i = 1$. Пусть Ξ_{m+1}^n множество вершин n -мерной $m+1$ -значной решетки, т.е. множество всех тех векторов $S = (s_1, \dots, s_n)$, для которых $0 \leq s_i \leq m$, для $i = 1, \dots, n$. Множество всех характеристических векторов разбиений

при фиксированном m обозначим через ψ_{m+1} . Ясно, что $\psi_{m+1} \subseteq \Xi_{m+1}^n$. Обозначим через M_{m+1}^1 (соответственно M_{m+1}^0) множество всех характеристических разбиений m -подмножеств, которые соответствуют множеству всех единиц (соответственно нулей) некоторой монотонной булевой функции, определенной на E^n :

$$M_{m+1}^1 \subseteq \psi_{m+1},$$

$$M_{m+1}^0 \subseteq \psi_{m+1}.$$

Основным результатом данной работы является полное описание множества ψ_{m+1} , основанное на структурах, в которых особое место занимают множества M_{m+1}^1 , M_{m+1}^0 . Описание дается в терминах геометрии Ξ_{m+1}^n , где вершины представляются размещенными по $m \times n + 1$ слоям. На нулевом слое решетки находится нулевой вектор $(0, \dots, 0)$, на i -ом слое находятся все те векторы, которые больше некоторого вектора из $i - 1$ -го слоя ровно в одной компоненте и ровно на одну единицу. На $m \times n + 1$ слое находится вектор $(m, \dots, m)$.

Рассматриваемая нами задача связана также с задачами $(0,1)$ -матриц: множество ψ_{m+1} состоит из всех тех векторов $S = (s_1, \dots, s_n)$ из Ξ_{m+1}^n , для которых класс всех $(0,1)$ -матриц размерности $m \times n$ (m - число строк матрицы), все строки которых различные и которые содержат на i -ом столбце s_i -единиц для $i = 1, \dots, n$, не пуст. В книге Райзера (2) приводится простой критерий существования $(0,1)$ -матриц с заданным числом единиц на строках и столбцах матрицы.

Другие исследования, содержащиеся в (3), посвящены градиентным алгоритмам синтеза $(0,1)$ -матриц с различными строками, по данному вектору $S = (s_1, \dots, s_n)$.

Приведем некоторые предварительные утверждения, которые легко доказываются.

Лемма 1.1. Пусть $S = (s_1, \dots, s_n)$, $S' = (s'_1, \dots, s'_n)$ два вектора из Ξ_{m+1}^n , причем $s_i \geq m - s_i$, $s'_i \geq m - s'_i$, $i = 1, \dots, n$, и $S' < S$. Тогда, если вектор S принадлежит множеству ψ_{m+1} , то вектор S' также принадлежит множеству ψ_{m+1} .

2. Пусть $S = (s_1, \dots, s_n)$, $S' = (s'_1, \dots, s'_n)$ два вектора из Ξ_{m+1}^n , причем $s_i \leq m - s_i$, $s'_i \leq m - s'_i$, $i = 1, \dots, n$, и $S' > S$. Тогда, если вектор S принадлежит множеству ψ_{m+1} , то вектор S' также принадлежит множеству ψ_{m+1} .

Обозначим через ψ_{m+1}^0 и ψ_{m+1}^1 следующие граничные подмножества множества ψ_{m+1} .

$$\psi_{m+1}^0 = \{S \in \psi_{m+1}, \text{ для которых для } \forall R \in \Xi_{m+1}^n, R < S \text{ имеет место } R \notin \psi_{m+1}\}$$

$$\psi_{m+1}^1 = \{S \in \psi_{m+1}, \text{ для которых для } \forall R \in \Xi_{m+1}^n, R > S \text{ имеет место } R \notin \psi_{m+1}\}$$

Из сказанного по лемме 1 можно убедиться, что $\psi_{m+1}^0 \subseteq M_{m+1}^0$ и $\psi_{m+1}^1 \subseteq M_{m+1}^1$.

Лемма 2. Пусть $S = (s_1, \dots, s_n)$ принадлежит множеству ψ_{m+1} . Тогда $S' = (s_1, \dots, s_{i-1}, m - s_i, s_{i+1}, \dots, s_n)$, $i = 1, \dots, n$, также принадлежит множеству ψ_{m+1} .

Лемма 3.1. Для каждого вектора $S = (s_1, \dots, s_n)$ из множества ψ_{m+1}^1 , $s_i \geq m - s_i$, $i = 1, \dots, n$.

2. Для каждого вектора $S = (s_1, \dots, s_n)$ из множества ψ_{m+1}^0 , $s_i \leq m - s_i$, $i = 1, \dots, n$.

Следствие 1. Пусть вектор $S' = (s'_1, \dots, s'_n)$ принадлежит множеству ψ_{m+1}^1 , и вектор $S'' = (s''_1, \dots, s''_n)$ принадлежит множеству ψ_{m+1}^0 . Тогда $s'_i \geq s''_i$, $i = 1, \dots, n$.

Для каждого вектора $S = (s_1, \dots, s_n)$ из множества Ξ_{m+1}^n обозначим через $\bar{S} = (\bar{s}_1, \dots, \bar{s}_n)$ вектор $(m - s_1, \dots, m - s_n)$.

Следствие 2. Для каждого вектора $S' = (s'_1, \dots, s'_n)$ из множества ψ_{m+1}^1 вектор $\bar{S}' = (\bar{s}'_1, \dots, \bar{s}'_n)$ принадлежит множеству ψ_{m+1}^0 , и наоборот, для каждого вектора $S'' = (s''_1, \dots, s''_n)$ из множества ψ_{m+1}^0 вектор $\bar{S}'' = (\bar{s}''_1, \dots, \bar{s}''_n)$ принадлежит множеству ψ_{m+1}^1 .

Отсюда имеем, что граничные подмножества содержат одинаковое число векторов и являются симметричными по отношению друг к другу подмножествами в $m+1$ -значной решетке. Если вектор $S = (s_1, \dots, s_n)$ из ψ_{m+1}^1 находится на l -ом слое куба, то $\bar{S} = (\bar{s}_1, \dots, \bar{s}_n)$ из ψ_{m+1}^0 будет находиться на $m+1-l$ -ом слое, т.е. на одинаковом расстоянии от последнего и нулевого слоев Ξ_{m+1}^n . То же самое верно и для множеств M_{m+1}^1 , M_{m+1}^0 .

Предположим, что множество ψ_{m+1}^1 состоит из k векторов:
 $\psi_{m+1}^1 = \{S_1, \dots, S_k\}$.

Тогда $\psi_{m+1}^0 = \{\bar{S}_1, \dots, \bar{S}_k\}$.

Пусть $S \in \psi_{m+1}^1, \bar{S} \in \psi_{m+1}^0$.

Обозначим через $E(S)$ минимальный подкуб, построенный по точкам S и $\bar{S}$

$$E(S) = \{\tilde{S} \in \Xi_{m+1}^n / \bar{S} \leq \tilde{S} \leq S\}.$$

Теорема 1. $\psi_{m+1} = \bigcup_{i=1}^k E(S_i)$.

Таким образом, множество ψ_{m+1} полностью определяется минимальными подкубами, проходящими через соответствующие пары точек из граничных подмножеств. То же самое можно сказать о подкубах, определяемых парами точек из множеств M_{m+1}^1, M_{m+1}^0 , однако последние определяют избыточное покрытие ψ_{m+1} , $\psi_{m+1}^1 \subset M_{m+1}^1$ и $\psi_{m+1}^0 \subset M_{m+1}^0$ в чем легко убедиться, рассмотрев следующий пример:

$$m=14, n=5, S' = (7, 10, 10, 10, 10), S'' = (9, 10, 10, 10, 10) \in \psi_{15}.$$

Вектор S' принадлежит множеству M_{15}^1 и не принадлежит множеству ψ_{15}^0 , так как $S'' > S'$.

Следовательно, существуют разные монотонные функции с m единицами, характеристические вектора разбиений множества единиц которых сравнимы.

Можно привести ряд дополнительных структурных свойств подмножеств ψ_{m+1}^1 и ψ_{m+1}^0 .

Граничные подмножества $\psi_{m+1}^1 (\psi_{m+1}^0)$ симметричны по координатам, т.е. для каждого вектора $S = (s_1, \dots, s_n)$ из множества $\psi_{m+1}^1 (\psi_{m+1}^0)$ все векторы, полученные перестановкой координат $S = (s_1, \dots, s_n)$, также принадлежат множеству $\psi_{m+1}^1 (\psi_{m+1}^0)$.

Описания множеств ψ_{m+1}^1 при $m=2^{n-1}+1, \dots, 2^n$ полностью определяются описаниями множеств ψ_{m+1}^1 для $m=0, 1, \dots, 2^{n-1}$.

Действительно, если $m \leq 2^{n-1}$ и $S = (s_1, \dots, s_n) \in \psi_{m+1}^1$, то соответствующий ему вектор из множества $\psi_{2^n-m+1}^1$ имеет вид $(2^{n-1}-m+s_1, \dots, 2^{n-1}-m+s_n)$.

Рассмотрим вектор $S \in \psi_{m+1}^1$. В E^n ему соответствует некоторая монотонная булева функция с m единицами. Дополнительное множество к множеству единичных вершин этой монотонной функции

имеет $2^n - m$ вершин и характеристический вектор разбиений $-(2^{n-1} - s_1, \dots, 2^{n-1} - s_n)$. Обращение этих множеств вершин приводит к монотонной булевой функции с $2^n - m$ единицами и с характеристическим вектором $(2^n - m - (2^{n-1} - s_1), \dots, 2^n - m - (2^{n-1} - s_n)) = (2^{n-1} - m + s_1, \dots, 2^{n-1} - m + s_n)$.

Институт проблем информатики и автоматизации НАН Армении и
Ереванского государственного университета

Ա. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

E^n -ի ենթաբազմությունների տրոհումների հետ կապված (0,1)-մատրիցների մի դասի մասին

Դիտարկվում է n -չափանի միավոր խորանարդի գագաթների ենթաբազմությունների տրոհումների բնութագրիչ վեկտորների նկարագրման խնդիրը: Հիմնվելով E^n -ում որոշված մոնոտոն բուլյան ֆունկցիաների մեկ կամ զրո արժեքների բազմությունները ներկայացնող ենթաբազմությունների տրոհումների բնութագրիչ վեկտորների ուսումնասիրության վրա, ցույց է տրվում, որ նշված նկարագիրը կարելի է կատարել բազմարժեք բազմաչափ դիսկրետ ցանցի տերմիններով:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Л.А.Асланян, Проблемы кибернетики, вып.36, с.85-126 (1979). ² Г.Дж.Райзер, Комбинаторная математика, М., Мир, 1966. ³ А.А.Саакян, ДАН Арм ССР, т.83, 5, с.207-209 (1986).

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

УДК 539.3

В. С. Тоноян, Ч. С. Мелкумян

Антиплоская контактная задача для упругого составного
полупространства с вертикальным полубесконечным разрезом

(Представлено академиком НАН Армении Б. Л. Абрамяном 16/I 1996)

Рассматривается антиплоская контактная задача для упругого составного полупространства ($x > 0, -\infty < y < \infty, -\infty < z < \infty$) с полубесконечным вертикальным разрезом вдоль линии раздела материалов ($x \geq a, -\infty < z < \infty$). Полупространство состоит из двух однородных и изотропных квадрантов (правого $x \geq 0, y > 0, -\infty < z < \infty$ и левого $x \geq 0, y < 0, -\infty < z < \infty$) с различными упругими свойствами, линия раздела материалов которых перпендикулярна к границе полупространства. К границе полупространства по обе стороны разреза прикреплены два несимметричных штампа конечных размеров (соответственно $|c_1 - b_1|$ и $|c_2 - b_2|$ с основанием произвольной гладкой формы). Принимается, что на штампах и на берегах разреза действуют силы, приводящие к состоянию антиплоской деформации. Для простоты принимается также, что граница полупространства вне штампов свободна от внешних усилий. На линии раздела материалов вне разреза заданы условия полного контакта.

Решение поставленной задачи математически приводится к решению гармонического уравнения ⁽¹⁾ соответственно для правого ($i=1$) и левого ($i=2$) квадрантов, при следующих граничных условиях:

$$\begin{aligned} |U_z^{(i)}(0, y) = \delta_i, \quad b_i \leq |y| \leq c_i, \quad \tau_{xy}^{(i)}(x, 0) = f_i(x) \quad (a < x < \infty), \\ \tau_{zx}^{(i)}(0, y) = 0, \quad 0 < |y| < b_i, \quad c_i < |y| < \infty \quad (i = 1, 2) \end{aligned} \quad (1)$$

и условиях полного контакта

$$\tau_{xy}^{(1)}(x, 0) = \tau_{xy}^{(2)}(x, 0), \quad U_z^{(1)}(x, 0) = U_z^{(2)}(x, 0) \quad (0 < x < a) \quad (2)$$

Решение задачи ищем в виде сумм интегралов Фурье:

$$U_z^{(i)}(x, y) = (-1)^{i+1} \int_0^\infty A^{(i)}(\alpha) e^{-\alpha x} \sin \alpha y d\alpha + \int_0^\infty C^{(i)}(\beta) e^{(-1)^i \beta x} \cos \beta y d\beta, (i = 1, 2) \quad (3)$$

Здесь $A^{(i)}(\alpha)$ и $C^{(i)}(\beta)$ — неизвестные функции интегрирования, подлежащие определению из граничных условий задачи. Удовлетворяя граничным условиям (1), получаем следующую систему "тройных" интегральных уравнений и интегральных соотношений:

$$\begin{cases} \int_0^\infty \alpha A^{(1)}(\alpha) \sin \alpha y d\alpha = 0 & (0 < y < b_1) \\ \int_0^\infty A^{(1)}(\alpha) \sin \alpha y d\alpha = F_1(y) & (b_1 \leq y \leq c_1) \\ \int_0^\infty \alpha A^{(1)}(\alpha) \sin \alpha y d\alpha = 0 & (c_1 < y < \infty) \end{cases} \quad (4)$$

$$\begin{cases} \int_0^\infty \alpha A^{(2)}(\alpha) \sin \alpha y_1 d\alpha = 0 & (0 < y_1 < b_{21}) \\ \int_0^\infty A^{(2)}(\alpha) \sin \alpha y_1 d\alpha = F_2(y_1) & (b_2 \leq y_1 \leq c_2) \\ \int_0^\infty \alpha A^{(2)}(\alpha) \sin \alpha y_1 d\alpha = 0 & (c_2 < y_1 < \infty) \end{cases} \quad (5)$$

$$\int_0^\infty \beta [G_1 C^{(1)}(\beta) + G_2 C^{(2)}(\beta)] \cos \beta x d\beta = f(x) + \quad (6)$$

$$+ \int_0^\infty \alpha [G_1 A^{(1)}(\alpha) + G_2 A^{(2)}(\alpha)] e^{-\alpha x} d\alpha \quad (a < x < \infty)$$

$$\int_0^\infty \beta [C^{(1)}(\beta) - C^{(2)}(\beta)] \cos \beta x d\beta = f^*(x) + \quad (7)$$

$$+ \int_0^\infty \alpha [A^{(1)}(\alpha) - A^{(2)}(\alpha)] e^{-\alpha x} d\alpha \quad (a < x < \infty),$$

$$\text{где } y_1 = -y, F_1(y) = \delta_1 - \int_0^\infty C^{(1)}(\beta) e^{-\beta y} d\beta,$$

$$F_2(y_1) = \delta_2 - \int_0^\infty C^{(2)}(\beta) e^{-\beta y_1} d\beta, f(x) = f_2(x) - f_1(x);$$

$$f^*(x) = -\left[\frac{1}{G_1} f_1(x) + \frac{1}{G_2} f_2(x)\right];$$

удовлетворяя условиям полного контакта (2), имеем:

$$\int_0^\infty \beta \left[G_1 C^{(1)}(\beta) + G_2 C^{(2)}(\beta) \right] \cos \beta x d\beta = \quad (8)$$

$$= \int_0^\infty \alpha \left[G_1 A^{(1)}(\alpha) + G_2 A^{(2)}(\alpha) \right] e^{-\alpha x} d\alpha \quad (0 < x < a);$$

$$\int_0^\infty \left[C^{(1)}(\beta) - C^{(2)}(\beta) \right] \cos \beta x d\beta = 0 \quad (0 < x < a). \quad (9)$$

Используя формулы обращения для преобразования Фурье, для выражения, составленного из (6) и (8), получаем

$$G_1 C^{(1)}(\beta) + G_2 C^{(2)}(\beta) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\beta} \int_a^\infty f(x) \cos \beta x dx + \quad (10)$$

$$+ \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\beta} \int_0^\infty \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left[G_1 A^{(1)}(\alpha) + G_2 A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha,$$

а из (7) и (9) получаем "парные" интегральные уравнения, которые решаем по методу преобразующих операторов (2):

$$C^{(1)}(\beta) - C^{(2)}(\beta) = \frac{2}{\pi} \int_a^\infty \varphi^*(t) J_1(\beta t) dt - \quad (11)$$

$$- \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \alpha \left[A^{(1)}(\alpha) - A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha \int_a^\infty t K_1(\alpha t) J_1(\beta t) dt.$$

Здесь $J_\nu(z)$ — функция Бесселя первого рода с действительным аргументом, $K_\nu(z)$ — функция Макдональда,

$$\varphi^*(t) = - \int_a^\infty \frac{x f^*(x)}{\sqrt{x^2 - t^2}} dx. \quad (12)$$

Из (10) и (11) можно получить

$$C^{(1)}(\beta) = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{G_1 + G_2} \cdot \frac{1}{\beta} \int_a^\infty f(x) \cos \beta x dx + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{G_2}{G_1 + G_2} \int_a^\infty \varphi^*(t) J_1(\beta t) dt + \quad (13)$$

$$+ \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\beta} \int_0^\infty \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\frac{G_1}{G_1 + G_2} A^{(1)}(\alpha) + \frac{G_2}{G_1 + G_2} A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha -$$

$$- \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \alpha \left[\frac{G_2}{G_1 + G_2} A^{(1)}(\alpha) - \frac{G_2}{G_1 + G_2} A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha \int_a^\infty t K_1(\alpha t) J_1(\beta t) dt.$$

$$\begin{aligned}
C^{(2)}(\beta) = & \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{G_1 + G_2} \cdot \frac{1}{\beta} \int_a^\infty f(x) \cos \beta x dx - \frac{2}{\pi} \cdot \frac{G_1}{G_1 + G_2} \int_a^\infty \varphi^*(t) J_1(\beta t) dt + \\
& + \frac{2}{\pi} \cdot \frac{1}{\beta} \int_0^\infty \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \beta^2} \left[\frac{G_1}{G_1 + G_2} A^{(1)}(\alpha) + \frac{G_2}{G_1 + G_2} A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha + \\
& + \frac{2}{\pi} \int_0^\infty \alpha \left[\frac{G_1}{G_1 + G_2} A^{(1)}(\alpha) - \frac{G_2}{G_1 + G_2} A^{(2)}(\alpha) \right] d\alpha \int_a^\infty t K_1(\alpha t) J_1(\beta t) dt.
\end{aligned} \quad (14)$$

Для решения (4) и (5) неизвестные функции ищем в виде (2)

$$\alpha A^{(1)}(\alpha) = B(\alpha) = \sum_{n=0}^{\infty} A_n^* J_{2n+1}(c_1 \alpha); \quad \alpha A^{(2)}(\alpha) = D(\alpha) = \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{**} J_{2m+1}(c_2 \alpha). \quad (15)$$

Здесь A_n^* и A_m^{**} неизвестные пока коэффициенты, подлежащие определению.

Подставляя (15) в (4) и (5), изменяя порядок интегрирования и суммирования, используя значение интеграла Вебер–Шефхейтлина (3), имеем:

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} A_n^* \frac{\sin \left[(2n+1) \arcsin \frac{y}{c_1} \right]}{\sqrt{c_1^2 - y^2}} = 0 & (0 < y < b_1) \\ \sum_{n=0}^{\infty} A_n^* \cdot \frac{1}{2n+1} \sin \left[(2n+1) \arcsin \frac{y}{c_1} \right] = F_1(y) & (b_1 \leq y \leq c_1) \end{cases} \quad (16)$$

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{**} \frac{\sin \left[(2m+1) \arcsin \frac{y_1}{c_2} \right]}{\sqrt{c_2^2 - y_1^2}} = 0 & (0 < y_1 < b_2) \\ \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{**} \cdot \frac{1}{2m+1} \sin \left[(2m+1) \arcsin \frac{y_1}{c_2} \right] = F_2(y_1) & (b_2 \leq y_1 \leq c_2) \end{cases} \quad (17)$$

Обозначим $y = c_1 \cos \frac{\theta}{2}$, $b_1 = c_1 \cos \frac{\lambda}{2}$, $y_1 = c_2 \cos \frac{\theta_1}{2}$, $b_2 = c_2 \cos \frac{\lambda_1}{2}$,

$$(2n+1)^{-1} (-1)^n A_n^* = A_n^{(1)}, \quad (2m+1)^{-1} (-1)^m A_m^{**} = A_m^{(2)}, \quad (18)$$

тогда (16) и (17) можно привести к виду:

$$\begin{cases} \sum_{n=0}^{\infty} A_n^{(1)} \cos \left(n + \frac{1}{2} \right) \theta = F_1 \left(c_1 \cos \frac{\theta}{2} \right) & (0 < \theta \leq \lambda) \\ \sum_{n=0}^{\infty} \left(n + \frac{1}{2} \right) A_n^{(1)} \cos \left(n + \frac{1}{2} \right) \theta = 0 & (0 < \theta < \pi) \end{cases} \quad (19)$$

$$\begin{cases} \sum_{m=0}^{\infty} A_m^{(2)} \cos\left(m + \frac{1}{2}\right) \theta_1 = F_2\left(c_2 \cos \frac{\theta_1}{2}\right) & (0 < \theta_1 \leq \lambda_1) \\ \sum_{m=0}^{\infty} \left(m + \frac{1}{2}\right) A_m^{(2)} \cos\left(m + \frac{1}{2}\right) \theta_1 = 0 & (\lambda_1 < \theta_1 < \pi) \end{cases} \quad (20)$$

Используя результаты работы (4), из (19) и (20) соответственно получаем:

$$\begin{aligned} A_n^{(1)} &= \frac{2n+1}{\pi\sqrt{2}} \int_0^{\lambda} P_n(\cos \varphi) \sin \varphi d\varphi \int_0^{\varphi} \frac{F_1(c_1 \cos \theta / 2)}{\sqrt{\cos \theta - \cos \varphi}} d\theta; \\ A_m^{(2)} &= \frac{2m+1}{\pi\sqrt{2}} \int_0^{\lambda_1} P_m(\cos \varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1 \int_0^{\varphi_1} \frac{F_2(c_2 \cos \theta_1 / 2)}{\sqrt{\cos \theta_1 - \cos \varphi_1}} d\theta_1, \end{aligned} \quad (21)$$

где $P_n(\xi)$ — полиномы Лежандра.

Имея в виду (18), (15), (13), (14) и исключая $C^{(1)}(\beta)$ и $C^{(2)}(\beta)$ из (8) и (20), для определения $B(\alpha)$ и $D(\alpha)$ получаем следующую систему интегральных уравнений типа Фредгольма второго рода:

$$B(\alpha) = \Omega_1(\alpha) + \int_0^{\infty} K_1(\alpha, \gamma) B(\gamma) d\gamma + \int_0^{\infty} K_2(\alpha, \gamma) D(\gamma) d\gamma; \quad (22)$$

$$D(\alpha) = \Omega_2(\alpha) + \int_0^{\infty} K_3(\alpha, \gamma) B(\gamma) d\gamma + \int_0^{\infty} K_4(\alpha, \gamma) D(\gamma) d\gamma,$$

$$\text{где } \Omega_1(\alpha) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^2 J_{2n+1}(c_1 \alpha) \cdot \int_0^{\lambda} P_n(\cos \varphi) \sin \varphi d\varphi \cdot$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\varphi} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta - \cos \varphi}} \left\{ \delta_1 - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{G_1 + G_2} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \int_a^{\infty} f_1(x) \cos \beta x dx + \right. \right. \\ & \left. \left. + \frac{G_2}{G_1 + G_2} \int_a^{\infty} \varphi^*(t) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_1 \beta \cos \theta / 2} d\beta \right\} d\theta, \end{aligned} \quad (23)$$

$$\Omega_2(\alpha) = \frac{1}{\pi\sqrt{2}} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (2m+1)^2 J_{2m+1}(c_2 \alpha) \cdot \int_0^{\lambda_1} P_m(\cos \varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1 \cdot$$

$$\begin{aligned} & \int_0^{\varphi_1} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta_1 - \cos \varphi_1}} \left\{ \delta_2 - \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{G_1 + G_2} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \int_a^{\infty} f_1(x) \cos \beta x dx - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{G_1}{G_1 + G_2} \int_a^{\infty} \varphi^*(t) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_2 \beta \cos \theta_1 / 2} d\beta \right\} d\theta_1 \dots \end{aligned} \quad (24)$$

$$K_1(\alpha, \gamma) = -\frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{G_1}{G_1 + G_2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^2 J_{2n+1}(c_1 \alpha) \cdot$$

$$\cdot \int_0^{\lambda} P_n(\cos \varphi) \sin \varphi d\varphi \int_0^{\varphi} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta - \cos \varphi}} \left\{ \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + \beta^2} - \right. \right. \quad (25)$$

$$\left. \left. - \frac{G_2}{G_1} \int_a^{\infty} t K_1(\gamma) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_1 \beta \cos \theta / 2} d\beta \right\} d\theta,$$

$$K_2(\alpha, \gamma) = -\frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{G_1}{G_1 + G_2} \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n (2n+1)^2 J_{2n+1}(c_1 \alpha) \cdot$$

$$\cdot \int_0^{\lambda} P_n(\cos \varphi) \sin \varphi d\varphi \int_0^{\varphi} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta - \cos \varphi}} \left\{ \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + \beta^2} + \right. \quad (26)$$

$$\left. + \int_a^{\infty} t K_1(\gamma) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_1 \beta \cos \theta / 2} d\beta \right\} d\theta,$$

$$K_3(\alpha, \gamma) = -\frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{G_1}{G_1 + G_2} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (2m+1)^2 J_{2m+1}(c_2 \alpha) \cdot$$

$$\cdot \int_0^{\lambda_1} P_m(\cos \varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1 \int_0^{\varphi_1} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta_1 - \cos \varphi_1}} \left\{ \int_0^{\infty} \left[\frac{1}{\beta} \cdot \frac{\gamma^2}{\gamma^2 + \beta^2} + \right. \quad (27)$$

$$\left. + \int_a^{\infty} t K_1(\gamma) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_2 \beta \cos \theta_1 / 2} d\beta \right\} d\theta_1 \dots$$

$$K_4(\alpha, \gamma) = -\frac{2}{\pi^2} \cdot \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{G_1}{G_1 + G_2} \sum_{m=0}^{\infty} (-1)^m (2m+1)^2 J_{2m+1}(c_2 \alpha) \cdot$$

$$\cdot \int_0^{\lambda_1} P_m(\cos \varphi_1) \sin \varphi_1 d\varphi_1 \int_0^{\varphi_1} \frac{1}{\sqrt{\cos \theta_1 - \cos \varphi_1}} \left\{ \int_0^{\infty} \left[\frac{G_2}{G_1} \cdot \frac{1}{\beta} \cdot \frac{\gamma}{\gamma^2 + \beta^2} - \right. \quad (28)$$

$$\left. - \int_a^{\infty} t K_1(\gamma) J_1(\beta t) dt \right] e^{-c_2 \beta \cos \theta_1 / 2} d\beta \right\} d\theta_1 \dots$$

Исходя из (5) и асимптотического разложения функций Бесселя и Макдональда для больших α , получается, что

$$\lim_{\alpha \rightarrow \infty} \Omega_1(\alpha) = 0, \quad \lim_{\alpha \rightarrow \infty} \Omega_2(\alpha) = 0$$

и

$$\begin{aligned} \int_0^{\infty} |K_1(\alpha, \gamma)| d\gamma + \int_0^{\infty} |K_2(\alpha, \gamma)| d\gamma < 1; \\ \int_0^{\infty} |K_3(\alpha, \gamma)| d\gamma + \int_0^{\infty} |K_4(\alpha, \gamma)| d\gamma < 1; \end{aligned} \quad (29)$$

значит, систему интегральных уравнений (22) можно решить методом последовательных приближений. Далее, по формуле (15), (14) и (13) можно определить все искомые функции. Перемещения и напряжения по известным формулам (3) и (1) будут определены в любой точке полупространства. В частности, напряжения вне разреза на линии раздела материалов определяются по формуле

$$\begin{aligned} \tau_{zy}^{(1)}(x, 0) = & -\frac{2}{\pi} \cdot \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \left[\frac{\varphi^*(a)}{\sqrt{a^2 - x^2}} + \frac{F(a)}{\sqrt{a^2 - x^2}} + \right. \\ & \left. + \int_a^{\infty} \frac{[\varphi^*(t)]^1}{\sqrt{t^2 - x^2}} dt + \int_a^{\infty} \frac{F^1(t)}{\sqrt{t^2 - x^2}} dt \right] + \\ & + \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} \int_0^{\infty} [B(\alpha) - D(\alpha)] e^{-\alpha x} d\alpha - \frac{G_1}{G_1 + G_2} f(x) \quad (0 < x < a), \end{aligned} \quad (30)$$

где

$$F(t) = \frac{2}{\pi} t \int_0^{\infty} [D(\alpha) - B(\alpha)] K_1(\alpha t) d\alpha. \quad (31)$$

Коэффициент интенсивности напряжений имеет вид

$$K_{III} = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{G_1 G_2}{G_1 + G_2} [\varphi^*(a) + F(a)]. \quad (32)$$

Приравниванием значений коэффициента интенсивности напряжений (32) к критической величине материала ($K_{III} = K_c$) по теории хрупкого разрушения (6) получается выражение, которое определяет распространение трещины.

Институт механики НАН Армении

**Կիսաանվիրջ ուղղահայաց ճեղքով առաձգական քաղաղրյալ
կիսատարածության համար հսկանարթ կոնտակտային խնդիր**

Դիտարկված է առաձգական քաղաղրյալ կիսատարածության համար հսկանարթ կոնտակտային խնդիր. երբ նյութերի բաժանման գծի երկայնությամբ առկա է կիսաանվիրջ ճեղք: Նյութերի բաժանման գիծն ուղղահայաց է կիսատարածության եզրին: Կիսատարածության եզրի վրա ազդում են եզրին ամրացված երկու կոշտ դրոշմներ՝ դասավորված ոչ սիմետրիկ բաժանման գծի նկատմամբ: Ընթացիկում է, որ դրոշմների և ճեղքի ափերի վրա ազդում են այնպիսի ուժեր, որոնք ստեղծում են հսկանարթ վիճակ:

Խնդիրը լուծված է Ֆուրյեյի մեթոդով: Խնդրի լուծումը հռակի ինտեգրալ հավասարումների համակարգի օգնությամբ բերվել է Ֆրեդհոլմի տիպի երկրորդ սեռի ինտեգրալ հավասարումների համակարգի լուծման: Ապացուցված է վերջին հավասարումների համակարգի լուծելիությունը և ստացված է անալիտիկ բանաձևեր շոշափող լարման և նրա ինտենսիվության գործակցի համար:

ЛИТЕРАТУРА – ՓՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В.Новицкий, Теория упругости, М., Мир, 1975. ² Н.С.Мелкумян, ДНАН Армении, т.95, №1, с.30-34 (1995). ³ И.С.Градштейн, И.М.Рыжик, Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, М., Физматгиз, 1971. ⁴ А.А.Баблоян, ДАН АрмССР, т.39, №3, с.149-156 (1964). ⁵ В.С.Тоноян, ДАН АрмССР, т.37, №3, (1963). ⁶ П.П.Черепанов, Механика разрушения, М., Наука, 1974.

ТЕОРИЯ УПРУГОСТИ

УДК 939.3.533.6.013.42

С. Г. Саакян

Функция Грина для упругого неоднородного
акустического полупространства

(Представлено академиком НАН Армении Б. Л. Абрамяном 25/VII 1996)

В работе приводится решение задачи о возбуждении волн давления в упругом неоднородном акустическом полупространстве точечным источником массовых сил.

1. *Постановка задачи и ее формальное решение.* Векторное уравнение Ламе в перемещениях для упругой неоднородной акустической среды с учетом плотности массовых сил $\bar{F}$ имеет вид (1)

$$\frac{1}{\rho} \operatorname{grad} (\lambda \operatorname{div} \bar{u}) - \frac{\partial^2 \bar{u}}{\partial t^2} + \bar{F} = \bar{0}. \quad (1.1)$$

Применив операцию дивергенции к уравнению (1.1), получим

$$\Delta p - \frac{1}{\rho} \operatorname{grad} \rho \cdot \operatorname{grad} p - \frac{1}{c^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = \rho \operatorname{div} \bar{F}, \quad (1.2)$$

где Δ — оператор Лапласа, $p = -\lambda \operatorname{div} \bar{u}$, $c = \sqrt{\lambda / \rho}$.

Строим решение задачи Грина в цилиндрической системе координат (r, θ, z) при условии, что коэффициент сжатия λ и плотность ρ среды заданы функциями

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \alpha z)^\alpha, \quad \rho = \rho_0 (1 + \alpha z)^\alpha, \quad (1.3)$$

где λ_0 , ρ_0 , α — известные постоянные.

Исследуем задачу Грина для уравнения (1.2), т.е. ищем решение уравнения

$$\Delta p - \frac{\alpha}{z + h} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p}{\partial t^2} = -2\rho_0 \frac{\delta(r)}{r} \delta(z - z_0) \delta(t) \quad (1.4)$$

при условиях

$$p(r, z, t)|_{t=0} = 0, \left. \frac{\partial p(r, z, t)}{\partial t} \right|_{t=0} = 0; \lim_{z \rightarrow +\infty} p(r, z, t) = 0, \quad (1.5)$$

где $\delta(z)$ — дельта-функция Дирака, $c_0 = \sqrt{\lambda_0 / \rho_0}$, $h = a^{-1}$.

Представим решение уравнения (1.4) в виде

$$p(r, z, t) = (z + h)^\nu p^*(r, z, t); \quad \nu = \frac{1 - \alpha}{2}. \quad (1.6)$$

Тогда, подставляя (1.6) в (1.4), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 p^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial r} + \frac{\partial^2 p^*}{\partial z^2} + \frac{1}{z + h} \cdot \frac{\partial p^*}{\partial z} - \frac{\nu^2}{z + h} p^* - \frac{1}{c_0^2} \cdot \frac{\partial^2 p^*}{\partial t^2} = \\ = -2p_0^*(z + h)^{-\nu} \frac{\delta(r)}{r} \delta(z - z_0) \delta(t). \end{aligned} \quad (1.7)$$

Решение задачи Грина находим методом интегральных преобразований. Применим к уравнению (1.7) преобразование Лапласа по t , а затем преобразование Ханкеля по r , полагая:

$$\bar{p}^*(r, z, s) = \int_0^\infty p^*(r, z, t) e^{-st} dt, \quad (1.8)$$

$$\bar{p}_\nu^*(r, \xi, s) = \int_0^\infty \bar{p}^*(r, z, s) J_\nu(\xi(z + h))(z + h) dz, \quad (1.9)$$

где $J_\nu(t)$ — функция Бесселя первого рода порядка ν .

В результате получаем из (1.7)

$$\frac{\partial^2 \bar{p}_\nu^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \cdot \frac{\partial \bar{p}_\nu^*}{\partial r} - \left(\xi^2 + \frac{s^2}{c_0^2} \right) \bar{p}_\nu^* = -2p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} J_\nu(\xi(z_0 + h)) \frac{\delta(r)}{r}. \quad (1.10)$$

Общее решение однородного уравнения (1.10), как известно, имеет вид

$$\bar{p}_\nu^*(r, \xi, s) = C_1 I_0(\beta r) + C_2 K_0(\beta r), \quad (1.11)$$

где $I_0(\beta r)$, $K_0(\beta r)$ — модифицированные функции Бесселя нулевого порядка, $\beta = \sqrt{\xi^2 + (s/c_0)^2}$.

Постоянные C_1 и C_2 определяются из условий задачи. Функция Грина, во-первых, ограничена на бесконечности, поэтому $C_1 = 0$; во-вторых, она имеет при $r \rightarrow 0$ и $z = z_0$ особенность типа дельта-функции. Так как $K_0(\beta r)$ удовлетворяет условию $\lim_{r \rightarrow 0} r K_0'(r) = -1$, имеем

$$C_2 = 2p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} J_\nu(\xi(z_0 + h)). \quad (1.12)$$

Окончательно функция Грина в изображениях представляется формулой

$$\bar{p}_\nu^*(r, \xi, s) = 2p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} J_\nu(\xi(z_0 + h)) K_0(\beta r). \quad (1.13)$$

2. *Переход к оригиналу.* Теперь находим оригинал изображения более общего вида, чем (1.13):

$$\bar{p}_\nu^*(r, \xi, s) = 2p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} \beta^{-\varepsilon} J_\nu(\xi(z_0 + h)) K_\varepsilon(\beta r). \quad (2.1)$$

Известно (2), что изображение (2.1), непрерывно зависящее от $\varepsilon \left(\varepsilon > -\frac{1}{2} \right)$, имеет оригинал

$$p_\nu^*(r, \xi, t) = \sqrt{2\pi} p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} y^{\varepsilon-1/2} r^{-\varepsilon} \xi^{1/2-\varepsilon} \cdot H(c_0 t - r) J_\nu(\xi(z_0 + h)) J_{\varepsilon-1/2}(\xi y), \quad (2.2)$$

где

$$y = \sqrt{(c_0 t)^2 - r^2}. \quad (2.3)$$

Применив к (2.2) формулу обращения Ханкеля, получим

$$p_\varepsilon^*(r, z, t) = \sqrt{2\pi} p_0^*(z_0 + h)^{1-\nu} y^{\varepsilon-1/2} r^{-\varepsilon} H(c_0 t - r) \cdot \int_0^\infty \xi^{3/2-\varepsilon} J_\nu(\xi(z_0 + h)) J_\nu(\xi(z + h)) J_{\varepsilon-1/2}(\xi y) d\xi. \quad (2.4)$$

Используя известные результаты (3) (с.225), вычислим интеграл (2.4). Имеем

$$p_\varepsilon^*(r, z, t) = c_0 p_0^*(z_0 + h)^{\varepsilon-\nu-1/2} (z + h)^{\varepsilon-3/2} r^{-\varepsilon} \left\{ H(c_0 t - R) \sin^{\nu-1} \nu \cdot P_{\nu-1/2}^{1-\varepsilon}(\cos \nu) + \frac{2}{\pi} H(c_0 t + R_h) \operatorname{sh}^{\nu-1} u \cos[(\nu - \varepsilon)\pi] \exp(\pi \varepsilon i) Q_{\nu-1/2}^{1-\varepsilon}(\operatorname{ch} u) \right\}, \quad (2.5)$$

где $P_\nu^1(z)$, $Q_\nu^1(z)$ — присоединенные функции Лежандра первого и второго рода, соответственно,

$$R = \sqrt{r^2 + (z - z_0)^2}, \quad R_h = \sqrt{r^2 + (z + z_0 + 2h)^2}, \quad (2.6)$$

$$2(z_0 + h)(z + h) \cos \nu = r^2 + (z_0 + h)^2 + (z + h)^2 - (c_0 t)^2, \quad (2.7)$$

$$2(z_0 + h)(z + h) \operatorname{ch} u = (c_0 t)^2 - (z_0 + h)^2 - (z + h)^2 - r^2. \quad (2.8)$$

Вычислим предел функции $p_\varepsilon^*(r, z, t)$ при $\varepsilon \rightarrow 0$:

$$p^*(r, z, t) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} p_\varepsilon^*(r, z, t) = c_0 p_0^*(z_0 + h)^{-\nu-1/2} (z + h)^{-3/2}.$$

$$\left\{ H(c_0 t - R) \sin^{-1} \nu P_{\nu-1/2}^1(\cos \nu) + \frac{2}{\pi} H(c_0 t - R_h) \operatorname{sh}^{-1} u \cos(\nu \pi) Q_{\nu-1/2}^1(\operatorname{ch} u) \right\}. \quad (2.9)$$

Подставляя (2.9) в (1.6), окончательно получаем для функции Грина выражение

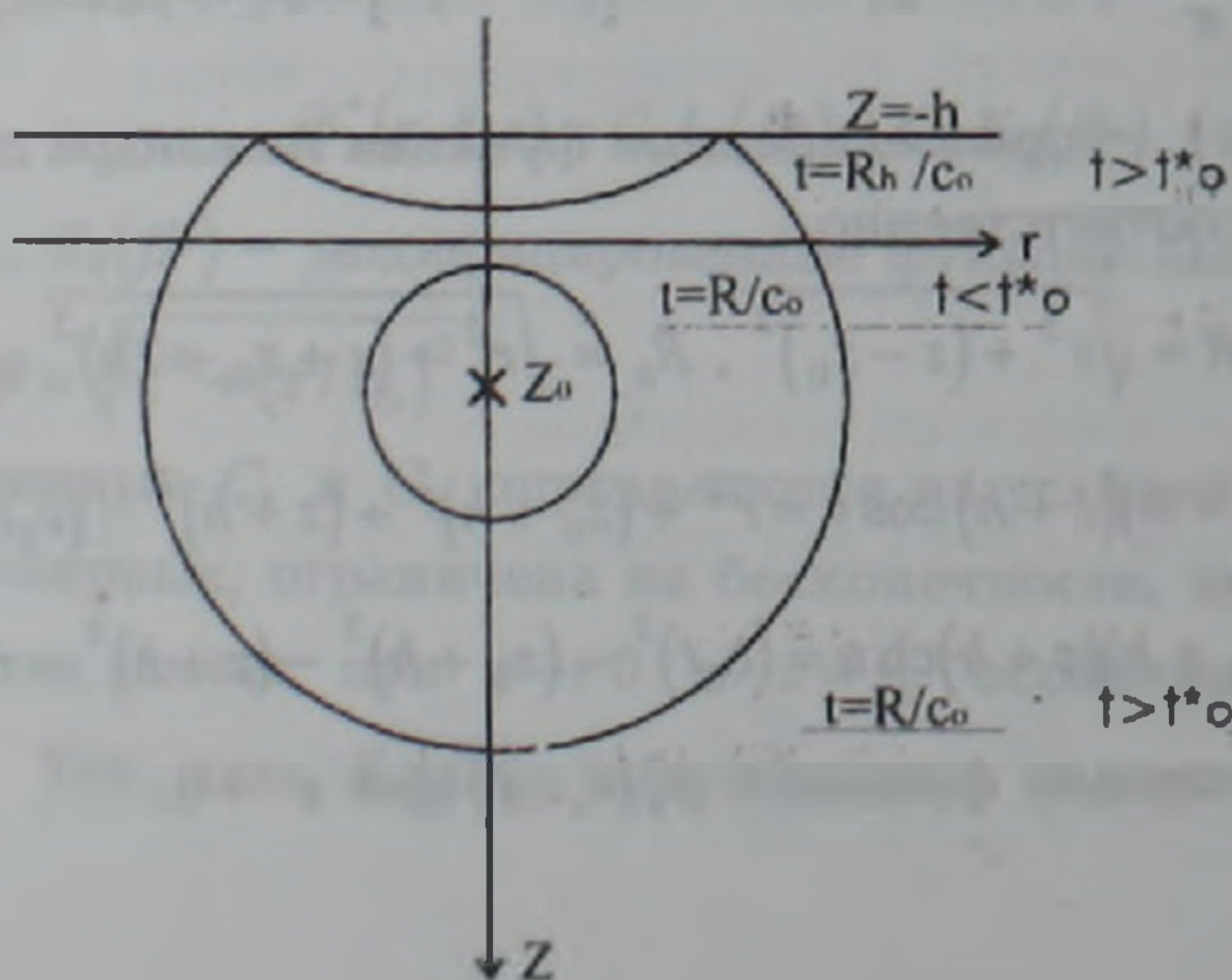
$$p(r, z, t) = p_0 A(z) B(r, z, t), \quad (2.10)$$

где

$$p_0 = c_0 (z_0 + h)^2 p_0^*, \quad A(z) = \left(\frac{z + h}{z_0 + h} \right)^{\nu-3/2}, \quad (2.11)$$

$$B(r, z, t) = H(c_0 t - R) \sin^{-1} \nu P_{\nu-1/2}^1(\cos \nu) + \frac{2}{\pi} H(c_0 t - R_h) \operatorname{sh}^{-1} u \cos(\nu \pi) Q_{\nu-1/2}^1(\operatorname{ch} u). \quad (2.12)$$

Как видно, функция Грина (2.10) является произведением двух множителей. Первый из них — $A(z)$ определяет амплитуду, а второй — $B(r, z, t)$ — характер и геометрию распространения волн давления. Падающая волна давления (первый член $B(r, z, t)$) в любой момент времени $t \leq t_0^* = (z_0 + h)/c_0$ имеет сферический фронт $R = c_0 t$. Как только падающая волна доходит до плоской границы полупространства, происходит полное внутреннее отражение. Отраженная волна давления (второй член $B(r, z, t)$) появляется для времени $t > t_0^*$ и имеет фронт — часть сферы $R_h = c_0 t$ и $z > -h$. Эта так называемая "нелучевая" волна (4) распространяется так, будто лучи исходят из источника массовых сил, находящегося в точке $(0, -(z_0 + 2h))$. Фактически для наблюдателя волны распространяются от "мнимого", т.е. нереально существующего, источника.



Следует отметить, что для некоторых неоднородностей, когда $\cos i\pi = 0$ и, следовательно, $\alpha = -2\pi$, падающая волна в приповерхностном слое полупространства полностью погашается, и в этих случаях отраженные волны не появляются.

Геометрия распространения волн давления изображена на рисунке для времени $t < t_0^*$ и $t > t_0^*$.

Ереванский архитектурно-строительный институт

Ս. Գ. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Դրինի ֆունկցիան առաձգական անհամասեռ ակուստիկական կիսատարածության համար

Այսատանքում ուսումնասիրված է զանգվածային ուժի ներքին կետային աղբյուրից առաջացած ճնշման ալիքների տարածումը առաձգական անհամասեռ ակուստիկական կիսատարածության մեջ: Ենթադրվում է, որ միջավայրի մեխանիկական հատկությունները փոխվում են խորությունից կախված աստիճանային օրենքով:

Դրինի առանցքային սիմետրիկ խնդրի հաշվարկ լուծումը ստացված է ինտեգրալ ձևափոխությունների եղանակով: Ուսումնասիրված են ճնշման ալիքների տարածման, ինչպես նաև, կիսատարածության հարթ մակերևույթից նրանց անդրադարձման օրինաչափությունները: Նշված է անհամասեռության դեպքեր, երբ ընկնող ալիքները կիսատարածության մակերևույթի մոտ մարում են և ալիքների անդրադարձում տեղի չունի:

ЛИТЕРАТУРА-ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ С.Г.Саакян, Изв. АН АрмССР, Механика, т.40, №4 (1987). ² Г.Бейтман, А.Эрдейн, Таблицы интегральных преобразований, т.1, М., Наука, 1969.
³ А.П.Прудников, Ю.А.Брычков, О.И.Маричев, Интегралы и ряды. Специальные функции, М., Наука, 1983. ⁴ В.М.Бабич, А.П.Киселев, Геометросейсмическое описание "нелучевых" волн P^* , S^* , ..., Препринт ЛОМИ Р-11-87 Л. (1987).

УДК 538.3

Р. А. Багян

**К теории переходного излучения в случае наклонного падения
при условии излучения Вавилова – Черенкова**

(Представлено академиком НАН Армении М. А. Тер-Микаеляном 1/XI 1996)

При скользящем падении заряженных частиц на границы раздела сред реальное состояние поверхности мишеней приводит к аномалиям (см., например, (1,2)), для объяснения которых весьма важно изучение известных формул переходного излучения при наклонном влете.

В работе проведено исследование формул переходного излучения в случае наклонного прохождения заряда через поверхности раздела сред при выполнении условия Вавилова – Черенкова.

Исходим из общих выражений для спектральных плотностей энергии переходного излучения в случае наклонного прохождения заряженной частицы через плоскую границу раздела $z=0^*$ двух сред с диэлектрическими проницаемостями ϵ_1 и ϵ_2 . Движение частицы происходит в плоскости xoz со скоростью v под углом ψ к оси z . Если при нормальном падении заряда на границу раздела переходное излучения всегда поляризовано линейно в так называемой плоскости наблюдения, то в случае наклонного падения поляризация эллиптическая: помимо параллельной составляющей ($||$), находящейся в плоскости наблюдения, возникает также составляющая, перпендикулярная к ней ($\perp$).

Выражения для полной энергии переходного излучения в интервале частот $d\omega$ и интервале телесного угла $d\Omega$, представляющие собой сумму параллельной и перпендикулярной составляющих (см., например, (2,3)), перепишем в удобном для нас виде:

* Выбрана прямоугольная система координат xuz .

$$dI_{1,2} = dI_{1,2}^{\parallel} + dI_{1,2}^{\perp} = \frac{e^2}{\pi^2 c} \cdot \frac{|F_{1,2}^{\parallel}|^2 + |F_{1,2}^{\perp}|^2}{\left| \left(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x \right)^2 - \beta_z^2 \varepsilon_{1,2} \cos^2 \theta_{1,2} \right|^2} d\omega d\Omega; \quad (1)$$

$$F_{1,2}^{\parallel} = \beta_x \varepsilon_{1,2}^{1/4} \frac{\cos \theta_{1,2}}{\sin \theta_{1,2}},$$

$$\frac{(\varepsilon_{1,2} - \varepsilon_{2,1}) \left[(1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x \pm \beta_z d - \beta_z^2 \varepsilon_{1,2}) \sin^2 \theta_{1,2} \mp \beta_x \beta_z d \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x \right]}{(\varepsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\varepsilon_{1,2}} d) (1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x \pm \beta_z d)};$$

$$F_{1,2}^{\perp} = \beta_x \beta_z^2 \varepsilon_{1,2}^{3/4} \cdot \frac{\cos \theta_{1,2} \cos \theta_y}{\sin \theta_{1,2}} \cdot \frac{(\varepsilon_{1,2} - \varepsilon_{2,1})}{(\sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2} + d) (1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x \pm \beta_z d)};$$

$$d = \sqrt{\varepsilon_{2,1} - \varepsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}};$$

$$\beta_x = \beta \sin \psi, \quad \beta_z = \beta \cos \psi, \quad \beta^2 = \beta_x^2 + \beta_z^2$$

$$\cos \theta_x = \sin \theta_{1,2} \cos \varphi, \quad \cos \theta_y = \sin \theta_{1,2} \sin \varphi, \quad \cos \theta_z = \cos \theta_{1,2}.$$

В (1) верхние знаки и первые индексы определяют энергию излучения в первой среде (излучение "назад"), а нижние знаки и вторые индексы — энергию излучения во второй среде (излучение "вперед"); e — заряд электрона; $\beta = \frac{v}{c}$, c — скорость света в вакууме; $\theta_{1,2}$ — углы излучения, причем θ_1 отсчитываются от отрицательного направления оси z , а θ_2 — от положительного направления; φ — азимутальный угол, отсчитываемый от оси x в плоскости xy .

Рассмотрим выражение (1) с точки зрения возникновения эффекта Вавилова — Черенкова. Дело в том, что переходное излучение и излучение Вавилова — Черенкова это родственные явления. Поскольку и то и другое представляют собой эффект испускания электромагнитных волн множеством атомов среды, электроны которых ускоряются полем равномерно движущейся заряженной частицы. Излучение Вавилова — Черенкова — результат когерентного высвечивания возбужденных атомов, а переходное излучение — результат некогерентного высвечивания этих атомов.

Обращение в нуль знаменателей выражений (1)

$$1 - \beta_x \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\varepsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2} = 0 \quad (2)$$

эквивалентно выполнению условия излучения Вавилова — Черенкова

$$\omega - k_x v_x - k_z v_z = \omega - \bar{k}_{1,2} \bar{v} = 0 \quad (2')$$

(см., например, (4)); $\bar{k}_{1,2} = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \bar{n}$ — волновой вектор излученного кванта, $\bar{n}(\cos \theta_x, \cos \theta_y, \cos \theta_z)$ — единичный вектор вдоль направления излучения.

Воспользовавшись одним из представлений δ -функции Дирака (см., например, (5))

$$\delta(x) = \frac{1}{\pi} \lim_{\alpha \rightarrow 0} \frac{\alpha}{x^2 + \alpha^2}, \quad (3)$$

$$x = x_{1,2} = 1 - \beta_x \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_x - \beta_z \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2},$$

представим выражения для полной энергии переходного излучения в следующем виде:

$$dI_{1,2} = \frac{e^2}{c} \left| \delta(x_{1,2}) \right|^2 \lim_{\alpha \rightarrow 0} \left| \frac{x_{1,2}^2 + \alpha^2}{\alpha x_{1,2}} \right| \cdot \frac{|F_{1,2}^{\parallel}|^2 + |F_{1,2}^{\perp}|^2}{|1 - \beta_x \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_x + \beta_z \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2}|^2} d\omega d\Omega. \quad (4)$$

Умножая числитель и знаменатель $F_{1,2}^{\parallel}, F_{1,2}^{\perp}$ на сопряженный множитель $1 - \beta_x \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_x \mp \beta_z \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}}$, учитывая (2) и полагая $x \sim \alpha$, (4) представим в следующем виде:

$$dI_{1,2} = \frac{e^2}{2\pi c} \omega^2 T \delta(\omega - \bar{k}_{1,2} \bar{v}) \left(\left| \frac{\cos \theta_{1,2} - \beta_z \sqrt{\epsilon_{1,2}}}{\epsilon_{1,2}^{1/4} \sin \theta_{1,2}} \right|^2 R_{1,2}^{\parallel} + \left| \frac{\beta_x \epsilon_{1,2}^{1/4} \cos \theta_y}{\sin \theta_{1,2}} \right|^2 R_{1,2}^{\perp} \right) d\omega d\Omega; \quad (5)$$

$$R_{1,2}^{\parallel} = \left| \frac{\epsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} \mp \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}}{\epsilon_{2,1} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\epsilon_1 \epsilon_2 - \epsilon_{1,2}^2 \sin^2 \theta_{1,2}}} \right|^2;$$

$$R_{1,2}^{\perp} = \left| \frac{\sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2} \mp \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}}}{\sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2} + \sqrt{\epsilon_{2,1} - \epsilon_{1,2} \sin^2 \theta_{1,2}}} \right|^2.$$

Здесь одна δ -функция заменена на $\frac{T}{2\pi}$, где T — полное время пролета частицы. $R_{1,2}^{\parallel}, R_{1,2}^{\perp}$ представляют собой коэффициенты Френеля (см., например, (6)).

Таким образом, из выражений (1) получены формулы (5), которые определяют интенсивность неполяризованного излучения Вавилова — Черенкова, испущенного за время T и отразившегося от границы раздела. Степень поляризации излучения определяется следующим образом:

$$p = \left| \frac{dl_{1,2}^{\parallel} - dl_{1,2}^{\perp}}{dl_{1,2}^{\parallel} + dl_{1,2}^{\perp}} \right|. \quad (6)$$

Проведем анализ выражений (5).

В случае *нормального (перпендикулярного)* влета электрона в мишень, т.е. когда направление скорости частицы совпадает с направлением оси z ($\psi = 0$ и, следовательно, $\beta_x = 0, \beta_z = \beta$; углы $\theta_{1,2}$ совпадают с углом между направлением скорости электрона и направлением излучения), в выражениях для полной интенсивности излучения перпендикулярная составляющая (второе слагаемое) обращается в нуль. Условие излучения Вавилова — Черенкова (2) принимает следующий вид:

$$1 - \beta \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_{1,2} = 0. \quad (2'')$$

Далее, учитывая, что при выполнении (2'')

$$\left| \frac{\cos \theta_{1,2} - \beta_z \sqrt{\epsilon_{1,2}}}{\epsilon_{1,2}^{1/4} \sin \theta_{1,2}} \right|^2 = \beta^2 \sqrt{\epsilon_{1,2}} \sin^2 \theta_{1,2}, \quad (7)$$

получаем полностью поляризованное (степень поляризации равна единице) излучение:

$$dl_{1,2} = dl_{1,2}^{B-4} \text{ (в ед. времени) } T R_{1,2}^{\parallel}; \quad (8)$$

$$dl_{1,2}^{B-4} \text{ (в ед. времени) } = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi c} \sqrt{\epsilon_{1,2}} \omega^2 \sin^2 \theta_{1,2} \delta(\omega - k_{1,2} v \cos \theta_{1,2}) d\omega d\Omega$$

— энергия излучения Вавилова — Черенкова в единицу времени.

При $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ имеем формулу излучения Вавилова — Черенкова под углом θ к скорости частицы в безграничной среде за все время пролета T :

$$dl = dl^{B-4} \text{ (в ед. времени) } T; \quad (9)$$

$$dl^{B-4} \text{ (в ед. времени)} = \frac{e^2 \beta^2}{2\pi c} \sqrt{\epsilon} \omega^2 \sin^2 \theta \delta(\omega - kv \cos \theta) d\omega d\Omega.$$

Детальное исследование излучения Вавилова—Черенкова при нормальном влете электрона в мишень проведено в работе (7).

При *скользящем** влете частицы в мишень, т.е. когда электрон движется вдоль границы раздела по оси x ($\psi = \frac{\pi}{2}$, следовательно, $\beta_x = \beta$, $\beta_z = 0$; с углом между направлением скорости частицы и направлением излучения совпадает угол θ_x), для условия излучения Вавилова—Черенкова (2) имеем

$$1 - \beta \sqrt{\epsilon_{1,2}} \cos \theta_x = 0. \quad (2c)$$

Полная энергия излучения равна:

$$dl_{1,2} = dl_{1,2}^{B-4} \text{ (в ед. времени)} \\ T \left(\left| \frac{\cos \theta_{1,2}}{\beta \sqrt{\epsilon_{1,2}} \sin \theta_{1,2} \sin \theta_x} \right|^2 R_{1,2}^{\parallel} + \left| \frac{\cos \theta_y}{\sin \theta_{1,2} \sin \theta_x} \right|^2 R_{1,2}^{\perp} \right); \quad (10)$$

$$dl_{1,2}^{B-4} \text{ (в ед. времени)} = \frac{e^2}{2\pi c} \beta^2 \sqrt{\epsilon_{1,2}} \omega^2 \sin^2 \theta_x \delta(\omega - k_{1,2} v \cos \theta_x) d\omega d\Omega.$$

Если $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, т.е. граница раздела отсутствует, получаем формулу излучения Вавилова—Черенкова под углом θ_x к скорости частицы для безграничной среды за все время пролета T , поскольку множитель в круглых скобках формулы (10) становится равным единице.

Наконец рассмотрим *общий случай наклонного* влета частицы в мишень для безграничной среды, т.е. когда в формулах (5) $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$ и $\beta_x, \beta_z \neq 0$.

Полная энергия излучения принимает следующий вид:

$$dl = \frac{e^2}{2\pi c} \omega^2 T \delta(\omega - \bar{k} \bar{v}) \left(\left| \frac{\cos \theta - \beta_z \sqrt{\epsilon}}{\epsilon^{1/4} \sin \theta} \right|^2 + \left| \frac{\beta_x \epsilon^{1/4} \cos \theta}{\sin \theta} \right|^2 \right) d\omega - d\Omega. \quad (11)$$

Выражение в круглых скобках (11) при условии (2), а также при учете того, что $\cos^2 \theta_y = \sin^2 \theta - \cos^2 \theta_x$, становится равным

* Переходное излучение в этом случае убывает как $\cos^2 \psi$ для параллельной поляризации и как $\cos^4 \psi$ — для перпендикулярной.

$$\beta^2 \sqrt{\varepsilon} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 \varepsilon} \right). \quad (12)$$

Для наглядности введем угол θ' между направлением скорости частицы и волновым вектором излученного кванта. Если наблюдение производится в плоскости излучения, т.е. $\varphi = 0$, то условие (2) принимает следующий вид:

$$1 - \beta \sqrt{\varepsilon} \cos(\theta - \psi) = 0 \quad (2_1'')$$

и, следовательно, $\theta' = \theta - \psi$. Если же $\varphi \neq 0$, то удобно перейти в новую систему координат $x'y'z'$, повернув вокруг оси y на угол ψ старую систему так, чтобы новая ось z' совпадала с направлением скорости частицы. Пользуясь известными формулами преобразования координат, из (2) получаем

$$1 - \beta \sqrt{\varepsilon} \cos \theta' = 0. \quad (2_2'')$$

Таким образом (12) становится равным $\beta^2 \sqrt{\varepsilon} \sin^2 \theta'$, и мы имеем из (11) выражение для энергии излучения Вавилова—Черенкова в безграничной среде за все время пролета

$$dI = \frac{e^2}{2\pi c} \beta^2 \sqrt{\varepsilon} \omega^2 T \sin^2 \theta' \delta(\omega - kv \cos \theta') d\omega d\Omega. \quad (13)$$

В заключение отметим, что впервые получены формулы излучения Вавилова—Черенкова в прозрачной среде из общих выражений для переходного излучения при наклонном прохождении заряда через идеально плоские поверхности раздела.

Получение этих формул играет большую роль в объяснении ряда эффектов, происходящих при взаимодействии заряженных частиц с реальными границами раздела сред.

Автор выражает благодарность академику НАН Армении М.А.Тер-Микаеляну за обсуждение полученных в работе результатов.

Работа проведена при частичной поддержке Международного научного фонда (грант №RY 6000) и правительства Армении (проект 96-772).

Институт физических исследований НАН Армении

**Վազիլով-Չերենկովի ճառագայթման առաջացման ժամանակ թեք անցման
դեպքում անցումային ճառագայթման տեսության շուրջը**

Աշխատանքում հետազոտված են անցումային ճառագայթման հայտնի բանաձևերը միջավայրերը բաժանող սահմանը լիցքավորված մասնիկի թեք անցման դեպքում Վազիլով-Չերենկովի ճառագայթման առաջացման տեսակետից:

Վերահիշյալ բանաձևերից առաջին անգամ ստացվել են թափանցիկ միջավայրում Վազիլով-Չերենկովի ճառագայթման արտահայտությունները, որոնք կարևոր դեր են կատարում ունի մակերևույթների հետ լիցքավորված մասնիկների փոխազդեցության ժամանակ:

ЛИТЕРАТУРА - ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ R.A.Bagiyani, Acta Physicae Superficierum, v.2, p.13-23 (1990). ² M.L.Ter-Mikaelian, Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях, Ереван. Изд-во АН АрмССР, 1969; M.L.Ter-Mikaelian, High energy electromagnetic processes in condensed media, N.Y., John Wiley and Sons, Inc., 1972. ³ P.A.Багян, Переходное излучение на границе раздела произвольной формы. Препринт ИФИ №19, Ереван, 1975. ⁴ В.Л.Гинзбург, Теоретическая физика и астрофизика, М., Наука, 1975. ⁵ А.С.Давыдов, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963. ⁶ Л.Д.Ландау, И.М.Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, М., Изд-во техн.-теоретич. лит., 1957. ⁷ P.A.Багян, ДНАН Армении, т.96, №2-4 (1996).

ЭЛЕКТРОТЕХНИКА

УДК 621.3.011.3

Академик НАН Армении Г. А. Арешян

Демпфирующий эффект тонкого стального диска

(Представлено 22/VI 1996)

Объектом исследования являлась стальная пластина в виде диска, находящаяся между двумя кольцевыми витками с токами. Такая модель в первом приближении определяет демпфирующие свойства стального креостата, внутри корпуса которого находится обмотка возбуждения в сверхпроводящем состоянии, магнитное поле которой сцеплено с обмотками статора. В переходных процессах вихревые токи в пластине ослабляют (демпфируют) переменные составляющие магнитного поля, сцепленного с обмоткой возбуждения и обмоткой статора.

Целью исследования является получение демпфирующих коэффициентов тонкого стального диска (отношение толщины к диаметру менее 10%). В результате такого исследования получены нижеследующие формулы для демпфирующих коэффициентов.

$$\begin{aligned} U_a &= (r_a + j\omega L_a) \dot{I}_a + j\omega M \dot{I}_b + D_{11} \dot{I}_a + D_{12} \dot{I}_b; \\ \dot{U}_b &= (r_b + j\omega L_b) \dot{I}_b + j\omega M \dot{I}_a + D_{21} \dot{I}_a + D_{22} \dot{I}_b, \end{aligned} \quad (1)$$

где демпфирующие коэффициенты D_{ij} определяются из выражений для магнитных потоков

$$\Phi_{aq} = D_{11} \dot{I}_a + D_{12} \dot{I}_b, \quad \Phi_{bq} = D_{21} \dot{I}_a + D_{22} \dot{I}_b, \quad (2)$$

причем

$$\begin{aligned} \Phi_{aq} &= \int_{-h}^h \int_0^{R_0} L_{aq} \beta (A - \alpha c) J_1(\beta r) dr dz; \\ \Phi_{bq} &= \int_{-h}^h \int_0^{R_0} L_{bq} \beta (A - \alpha c) J_1(\beta r) dr dz, \end{aligned} \quad (3)$$

где комплексные индуктивности равны

$$\begin{aligned} L_{aq} &= \mu_0 \sqrt{r R_a} \left[\left(\frac{2}{k_a} - k_a \right) K_a - \frac{2}{k_a} E_a \right] w_a r^2 R_0^{-2}; \\ L_{bq} &= \mu_0 \sqrt{r R_b} \left[\left(\frac{2}{k_b} - k_b \right) K_b - \frac{2}{k_b} E_b \right] w_b r^2 R_0^{-2}; \end{aligned} \quad (4)$$

k_a, k_b — модули полных эллиптических интегралов первого K и второго E рода;

$$k_a = \frac{4r R_a}{(r + R_a)^2 + (z_a - z)^2}; \quad k_b = \frac{4r R_b}{(r + R_b)^2 + (z_b - z)^2}, \quad -h \leq z \leq h.$$

В свою очередь A и C равны:

$$A = \frac{1}{2\mu'} (H_{0a} + H_{0b}), \quad C = \frac{1}{2\mu' 2h} (H_{0a} - H_{0b}), \quad (5)$$

где

$$\begin{aligned} H_{0a} &= -0.5 I_a w_a R_a^2 (R_a^2 + \eta_a^2)^{-1.5} + 0.5 I_b w_b R_b^2 (R_b^2 + \eta_a^2)^{-1.5}; \\ H_{0b} &= -0.5 I_a w_a R_a^2 (R_a^2 + \eta_b^2)^{-1.5} + 0.5 I_b w_b R_b^2 (R_b^2 + \eta_b^2)^{-1.5}; \\ \eta_a &= |z_a| - h; \quad \eta_b = |z_b| - h. \end{aligned}$$

В интегралах (3) $J_1(\beta r)$ — функция Бесселя первого рода первого порядка от $\beta = \sqrt{-j\omega\mu_0\mu'\sigma}$ и переменной $0 \leq r \leq R_0$; $2h$ — толщина и R_0 — радиус диска; R_a и R_b — радиусы; z_a и z_b — координаты кольцевых витков по разные стороны от начала оси z ; центральная плоскость диска расположена в $z=0$.

Ереванский инженерный университет Армении

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Գ. Լ. ԱՄԵՇՅԱՆ

Բարակ երկաթյա սկավառակի դեմագերային էֆեկտը

Ստացված են երկաթյա սկավառակի դեմագերային գործակիցների բանաձևերը, որի երկու կողմերում տեղադրված են օղակաձև գալարներ:

Այսպիսի համակարգը մոդելավորում է քրեոստատի մետաղյա կորպուսի դեմագերային էֆեկտները գերհաղորդականության վիճակում դրսևող գրգռման փաթույթի և սինի-րոն մեքենայի ստատորի փաթույթի մեջ:

Դեմագերային գործակիցները արտահայտված են ինտեգրալների միջոցով, որոնք կազմված են Բեսելյան ֆունկցիաների և լրիվ էլիպտիկ ինտեգրալների ֆունկցիաների արտադրյալից:

МОЛЕКУЛЯРНАЯ БИОЛОГИЯ

УДК 579.842.14:579.252.5:577.112.108

А. М. Седракян, Ж. А. Кцоян, Н. Н. Саркисян, К. А. Аракелова,
академик НАН Армении К. Г. Карагезян

Роль мембран в повышенной устойчивости плазмидного штамма
Salmonella derby к стрептомицину

(Представлено 17/VI 1996)

Природный условно-патогенный штамм *S. derby* K89 характеризуется повышенной устойчивостью к стрептомицину (8000 мкг/мл) (1). Механизмы резистентности, детерминированной R-фактором pGK101, недостаточно выяснены.

Ранее проведенные исследования не подтвердили хромосомальный механизм устойчивости к Sm, связанный с модификацией белковых субъединиц рибосом (2), так как бесплазмидные изогенные штаммы *S. derby* (как спонтанные, так и полученные элиминацией плазмиды) чувствительны к антибиотику (1).

Известно, что плазмидные механизмы устойчивости к аминогликозидным антибиотикам связаны с ферментативной инактивацией их молекул. Возможно и снижение проницаемости клеточной оболочки бактерий к Sm, опосредованное плазмидой (2).

Ранее проведенные исследования клеток *S. derby* не обнаружили энзимологических активностей, катализирующих инактивацию Sm путем фосфорилирования или аденилирования молекул антибиотиков. Было показано отсутствие как конститутивных, так и индуцибельных стрептомициниактивирующих ферментов в плазмидном штамме *S. derby* K89.

Анализ совокупности полученных данных позволил предположить, что плазмидная детерминанта опосредует устойчивость *S. derby* к Sm за счет изменения проницаемости клеточной оболочки для молекул антибиотика (1).

Проникая в бактериальную клетку, молекулы антибиотика должны преодолеть барьеры как внешней мембраны, так и цитоплазматической. Снижение проницаемости внешней мембраны к Sm

должно быть обусловлено отсутствием либо нефункциональным состоянием пор, формируемых OmpF, OmpC и OmpD пориновыми белками, которые являются преобладающими по содержанию компонентами внешней мембраны сальмонелл (2).

Накопленные данные предопределили интерес к исследованию преобладающих белковых компонентов мембран *S. derby*, влияния R-фактора pGK101 на их качественный состав и количественное содержание для выявления роли внешней мембраны в формировании устойчивости *S. derby* к Sm.

В работе использованы условно-патогенный штамм *S. derby* K89, содержащий R-фактор pGK101, и его бесплазмидный вариант *S. derby* K82.

Разделение SDS-электрофорезом в 10% ПААГ (3) белков мембран, выделенных из клеток по методу Инойе (4), выявило белковые профили мембран *S. derby*. В области полипептидов, соответствующих по электрофоретической подвижности пориновым белкам сальмонелл (5), белковый профиль плазмидного штамма *S. derby* K89 содержит полипептиды №31-33, высокие концентрации которых позволяют отнести их к преобладающим компонентам мембраны (таблица). Суммарное содержание перечисленных белков составляет примерно 14% от общего количества мембранных белков плазмидного штамма.

Концентрации мембранных белков *S. derby*

R_f относительная миграция белков в 10% ПААГ	<i>S. derby</i> K89		<i>S. derby</i> K82	
	№ пика	концентрация	№ пика	концентрация
0,872	31	1,46	17	0,81
0,881	332	0,53	18	0,4
0,89	33	0,59	19	0,36
% от общего количества мембранных белков		14,0		10,0

Посев плазмидного штамма *S. derby* K89 на полноценную питательную среду, содержащую 3% SDS, направленный на выявление OmpF⁻OmpC⁻ фенотипа (6), не отразился на росте клеток, что подтвердило наличие и функциональную активность порообразующих белков внешней мембраны.

Полученные данные согласуются с отсутствием недостаточности плазмидных клеток *S. derby* K89 по транспорту метаболитов, что отражается в скорости роста плазмидных клеток в полноценной и минимальной средах (7).

В мембранах бесплазмидного штамма *S. derby* K82 наблюдается некоторое понижение концентраций белков №17-19 (таблица), соответствующих по электрофоретической подвижности в геле белкам №31-33 плазмидного штамма. Суммарное их содержание составляет примерно 10% от общего количества мембранных белков *S. derby* K82. Тем не менее, клеточная оболочка бесплазмидного штамма проницаема для молекул Sm, так как его клетки не способны расти на полноценной питательной среде при концентрации антибиотика 200 мкг/мл (1).

На основании перечисленного можно предположить, что наружная мембрана плазмидных клеток *S. derby* не препятствует проникновению молекул антибиотиков в периплазматическое пространство. Барьерную функцию, снижающую проникновение Sm в клетки *S. derby*, выполняет, по-видимому, цитоплазматическая мембрана.

Преодоление стрептомицином цитоплазматической мембраны — процесс энергозависимый, который может быть нарушен в результате: блокировки биосинтеза гема, снижения содержания липофильных хинонов в цитоплазматической мембране, недостаточности штаммов по компонентам дыхательной цепи (2).

Институт молекулярной биологии НАН Армении

Ա. Մ. ՍԵՂՐԱՎՅԱՆ, Ժ. Ա. ԿՇՈՅԱՆ, Ն. Ն. ՍԱՐԳՍՅԱՆ, Կ. Ա. ԱՌԱԿԵԼՈՎԱ.

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Կ. Գ. ՂԱՐԱԳՅՈՉՅԱՆ

Խաղանքների դերը *Salmonella derby* պլազմիդակիր շտամի ստրեպտոմիցինի նկատմամբ բարձր կայունության ձևավորման մեջ

SDS-էլեկտրաֆորետիկ բաժանումով 10% պոլիակրիլամիդային հելի մեջ ուսումնասիրվել են պլազմիդ պարունակող *S. derby* K89 և նրանց պլազմիդազուրկ ածանցյալ ստրեպտոմիցինի նկատմամբ զգայուն *S. derby* K82 բջիջների թաղանթների սպիտակուցները: Գերակշռող սպիտակուցային բաղադրիչների որոկական սպեկտրը և քանակութ-յունները, ինչպես նաև պլազմիդակիր բջիջների 3% SDS պարունակող միջավայրում աճե-լու հատկությունը վկայում են արտաքին թաղանթում Օտր սպիտակուցների առկայութ-յան և գործող վիճակի մասին: Ենթադրվում է, որ pGK101 R-գործոնով որոշվող *S. derby* բջիջների բարձր կայունությունը ստրեպտոմիցինի նկատմամբ (8000 մկգ/մլ) ներքին թա-ղանթի թափանցելիության իջեցման հետևանք է:

ЛИТЕРАТУРА -ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Ж.А.Кцоян, А.С.Таисова, Н.Н.Саркисян и др., Антибиотики и химиотерапия, т.33, №10, с.760-767 (1988). ² Ю.В.Сазыкин, П.С.Навашин, Итоги науки и техники, ВИНТИ. Сер. биотехнология, т.31, с.1-187 (1991). ³ U.K.Laemmly, Nature, v.227, p.680-685 (1970). ⁴ O.N.Inouye, Membranes and Transport, A.N., N.Plenum Press, v.1, p.289-298 (1982). ⁵ S.M.Hammond, in: The Bacterial Cell Surface. Croom Helm., London Sydney, 1984. ⁶ B.Lugtenberg, FEBS Letter, v.96, №1, p.99-105 (1978). ⁷ А.З.Пепоян, Г.Г.Бадалян, Ж.А.Кцоян и др., ДНАН РА, т.91, №5, с.219-226 (1990).

БИОФИЗИКА

УДК 547.963.32

Академик НАН Армении С. С. Оганесян, С. Г. Арутюнян, Р. С. Казарян,
Ю. С. Бабаян, Н. В. Худавердян, Л. Г. Карапетян

**Связывание противоопухолевых антибиотиков митоксантрона
и аметантрона с двуспиральными синтетическими
полирибонуклеотидами**

(Представлено 2/IV 1996)

Синтетическое соединение митоксантрон и его производные (например, аметантрон) как противоопухолевые препараты с успехом применяются в химиотерапии рака. Митоксантрон содержит три плоских ароматических кольца, к которым присоединены длинные группы, содержащие гидроксил на концах (1-3). Биохимические исследования показали, что митоксантрон подобно антрациклинам и некоторым платиновым комплексам, проникая в клетку, изменяет структуру хроматина, связываясь с нуклеиновыми кислотами (3,4). Связывание митоксантрона с нуклеиновыми кислотами является главной причиной его цитотоксичной активности. Согласно результатам работ (1,5), несмотря на способность митоксантрона взаимодействовать с ДНК несколькими способами, основным механизмом связывания является интеркаляция.

Из анализа литературных данных следует, что взаимодействие митоксантрона с двуспиральными РНК (которые всегда находятся, в отличие от ДНК, в двуспиральной А-форме) исследовано недостаточно, а взаимодействие аметантрона почти не исследовано. В данной работе исследовано взаимодействие митоксантрона и аметантрона с двуспиральными полирибонуклеотидами, изучено влияние температуры на характер связывания и определено изменение энтальпии и других термодинамических параметров при связывании.

В работе использовали поли(А)·поли(У), поли(Г)·поли(С) и поли(І)·поли(С) ("Pharmacia"), митоксантрон и аметантрон ("Farmitalia"). Все препараты использовали без дополнительной очистки. Измерения проводились в водном растворе, содержащем

10 mM буфер Трис, pH 7,4, 0,1 M NaCl. Концентрация препаратов была определена с использованием следующих коэффициентов экстинкции ($M^{-1} \text{ cm}^{-1}$): поли(А)·поли(У) ($\epsilon_{260}(p) = 7140$), поли(Г)·поли(С) ($\epsilon_{260} = 7900$) и поли(І)·поли(С) ($\epsilon_{260} = 5000$), митоксантрон ($\epsilon_{665} = 20900$) и аметантрон ($\epsilon_{630} = 21000$).

Спектры поглощения и титрования получены на спектрофотометре "Сагу-219" (США), который подробно описан ранее (6).

Константа связывания и стехиометрия насыщения комплексов митоксантрона или аметантрона с синтетическими полирибонуклеотидами рассчитаны из спектров спектрофотометрического титрования. Для этого по спектрофотометрическим кривым титрования, при помощи формул (1), определяли концентрацию свободного (C_f) и связанного (C_b) митоксантрона, и была построена изотерма адсорбции в координатах Скэтчарда.

$$C_f = \frac{A - A_b}{A_f - A_b} C_0 ; \quad C_b = C_0 - C_f . \quad (1)$$

Здесь A_f и A_b — поглощение при 665 нм свободного и связанного митоксантрона и поглощение при 630 нм свободного и связанного аметантрона, A — поглощение при промежуточных концентрациях лекарственного препарата, A_b была определена из линейной экстраполяции зависимости A от $1/C_p$ при $\frac{1}{C_0} \rightarrow 0$.

Изотерму связывания препарата с двуспиральными полирибонуклеотидами описывали теоретической зависимостью (2), полученной для некооперативного связывания лигандов с гомополимером (7)

$$\frac{r}{C_f} = k(1 - nr) \left[\frac{1 - nr}{1 - (n-1)r} \right]^{n-1} , \quad (2)$$

где $r = \frac{C_b}{C_p}$; k — константа связывания препарата, n — параметр, характеризующий стехиометрию комплекса полимер-лиганд при насыщении и равный числу пар оснований полимера, занимаемых одной связанной молекулой лиганда.

Используя значение k , определяли по формуле (3) изменение свободной энергии Гиббса ΔG при связывании

$$\Delta G = -RT \ln k , \quad (3)$$

где R — газовая постоянная, T — абсолютная температура. Изменение энтропии ΔS при связывании вычисляли по формуле (4), используя значение ΔG и изменение энтальпии ΔH

$$\Delta S = -(\Delta G - \Delta H) / T. \quad (4)$$

Взаимодействие митоксантрона и аметантрона с двуспиральными полирибонуклеотидами отражается в изменениях поглощения в видимой и УФ-областях спектра. Как показывают экспериментальные данные, при взаимодействии наблюдаются в основном те же изменения в спектрах поглощения и кругового дихроизма, что при взаимодействии указанных препаратов с ДНК (1,5). Одновременно изменения спектров поглощения, происходящие при связывании митоксантрона и аметантрона с двуспиральными полирибонуклеотидами, качественно не отличаются. При постоянной концентрации митоксантрона с увеличением содержания полирибонуклеотида в растворе наблюдается гипохромизм и смещение максимума поглощения при 665 нм в сторону больших значений длины волны. При этом имеется четко выраженная изобестическая точка при 676 нм. Следовательно, в исследуемых условиях митоксантрон взаимодействует с двуспиральными РНК одним способом — вполне вероятно, интеркалирующим способом.

Определим параметры, характеризующие интеркаляционное связывание митоксантрона с двуспиральными РНК. Для этого были построены изотермы связывания митоксантрона и аметантрона с поли(С)·поли(С), поли(І)·поли(С) и поли(А)·поли(У) в координатах Скэтчарда при разных температурах, рассчитанных по формуле (1). Значение параметров k и n для комплексов, рассчитанные по формуле (2), приведены в таблице. Как следует из таблицы, значение n для комплексов митоксантрон-РНК составляет $n = 6 \div 8$, что почти в три раза больше, чем n для комплексов митоксантрон-ДНК, для которых $n = 2 \div 3$ (1,5). Константа связывания митоксантрона почти на порядок больше при связывании с ДНК, чем с РНК (1). Наблюдается также избирательность связывания митоксантрона с различными рибонуклеотидными парами. По величине сродства к митоксантрону их можно расположить в ряд $GC > IC > AU$, что противоположно сродству классического интеркалятора бромистого этидия с теми же парами (6).

**Термодинамические параметры связывания митоксантрона
и аметантрона с поли(А)·поли(У), поли(Г)·поли(С)
и поли(І)·поли(С) при некоторых температурах**

Тип полирибонуклеотида	t°, C	$k(\times 10^{-4}), M^{-1}$	$-\Delta G,$ ккал/моль	n
Митоксантрон				
поли(Г)·поли(С)	35	$9,8 \pm 1,5$	$7,1 \pm 0,1$	$5,8 \pm 0,3$
	50	$5,7 \pm 1,0$	$7,1 \pm 0,2$	$6,6 \pm 0,3$
	60	$3,3 \pm 1,0$	$6,8 \pm 0,3$	$6,7 \pm 0,4$
поли(І)·поли(С)	35	$8,2 \pm 1,2$	$7,0 \pm 0,2$	$6,2 \pm 0,5$
поли(А)·поли(У)	35	$3,1 \pm 0,5$	$6,4 \pm 0,1$	$7,2 \pm 0,5$
Аметантрон				
поли(Г)·поли(С)	35	$1,2 \pm 0,8$	$5,8 \pm 0,3$	< 10
поли(І)·поли(С)	35	$1,0 \pm 0,5$	$5,7 \pm 0,2$	< 10
поли(А)·поли(У)	35	$1,0 \pm 0,6$	$5,6 \pm 0,2$	< 10

Константа связывания аметантрона с РНК почти на порядок меньше, чем для комплексов митоксантрон-РНК (таблица). Из общепринятого анализа изотерм связывания следует, что стехиометрия комплекса при насыщении составляет не менее 0,1 молекулы аметантрона на пару оснований, а константа связывания порядка $10^4 M^{-1}$ (таблица). Более точное значение k , приведенное в таблице, получено при помощи обработки спектров титрования по способу, описанному в (6), согласно формуле (7).

Изменение энтальпии ΔH при связывании митоксантрона с поли(Г)·поли(С) было определено из анализа Вант-Гоффа зависимости k от температуры. Согласно формуле (5), тангенс угла наклона кривой $\ln k$ в зависимости от $1/T$ дает величину $-\frac{\Delta H}{R}$, если зависимость линейная:

$$\Delta H = -R \frac{\partial \ln k}{\partial (1/T)} \quad (5)$$

Как следует из экспериментальных данных, приведенных в таблице, для комплексов митоксантрон-РНК $\Delta H = -(10 \pm 2)$ ккал/моль. Полученное значение ΔH совпадает со значением энтальпии связывания интеркалирующих соединений с нуклеиновыми кислотами (6).

Зная ΔG и ΔH , можно оценить изменение энтропии при связывании по формуле (4). Расчеты показывают, что величина ΔS поло-

жительно и составляет 14 ± 2 кал/моль·град для комплексов митоксантрон-поли(G)-поли(C).

Если сравнить изменение термодинамических параметров при связывании митоксантрона и аметантрона с ДНК и РНК, можно заключить, что для комплексов препарат-ДНК и препарат-РНК эти параметры изменяются аналогичным образом. Следовательно, их связывание с ДНК и РНК происходит аналогичным образом. Разница в значениях параметров, характеризующих связывание указанных соединений с ДНК и РНК, обусловлена тем, что ДНК в исследуемых условиях находится в В-форме, а РНК — в А-форме, геометрии спиралей которых существенно отличаются друг от друга.

Институт кардиологии МЗ РА

Ереванский государственный университет

Республиканский противоопухолевый диспансер

Հայաստանի ԳԱԱ ակադեմիկոս Ս. Ս. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ս. Գ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ,
Ռ. Ս. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Յու. Ս. ԲԱԲԱՅԱՆ, Ն. Վ. ԽՈՒՂԱՎԵՐԴՅԱՆ, Լ. Գ. ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ

Հակառուտացրային անտիբիոտիկներում միտոքսանտրոնի և ամետանտրոնի կապվելը կրկնակի պարուրային սինթետիկ պոլիոիբոնուկլեոտիդների հետ

Աշխատանքում ուսումնասիրված է հակառուտացրային անտիբիոտիկներ միտոքսանտրոնի և ամետանտրոնի փոխազդեցությունը կրկնակի պարուրային սինթետիկ ՌՆԹ-ի հետ:

Աշխատանքի նպատակն է պարզել ուսումնասիրվող դեղամիջոցների փոխազդեցության բնույթը կրկնակի պարուրային ՌՆԹ-ի հետ և հաշվել փոխազդեցությունը բնութագրող թերմոդինամիկական, պարամետրերի փոփոխությունը կապվելու հետևանքով:

Փորձնական հետազոտությունների ժամանակ օգտագործվել են պոլի (A)՝պոլի(U), պոլի(G)՝պոլի(C) և պոլի (I)՝պոլի(C) սինթետիկ պոլիոիբոնուկլեոտիդները: Տեսանելի տիրույթում ՌՆԹ-ի հետ կապման շնորհիվ, ըստ դեղանյութի կլանման սպեկտրների փոփոխով՝ կառուցվել են կապման իզոթերմները Սկեպչարդի կոորդինատներով տարբեր ջերմաստիճաններում և հաշվել կապման հաստատունի (K) և փոխազդեցության հազեցման դիպքում դեղանյութի մեկ մոլեկուլին բաժին ընկնող զույգ հիմքերի թիվը (n): Ուսումնասիրությունները ցույց են տվել, որ փոխազդեցությունը ունի ինտերկալացիոն բնույթ, ընտրողական է (սպեյի ուժեղ է GC — զույգ հիմքերի հետ), որի պատճառով ՌՆԹ-միտոքսանտրոն կոմպլեքսների համար $n \approx 6 \div 8$ և $k \approx 10^4$ կախված միջավայրի ջերմաստիճանից:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1 Ю.С.Бабаян, Д.Манзини, Молекулярная биология, т.24, №4, с.1084-1094 (1990).
- 2 Ю.С.Бабаян, Д.Манзини, Л.Е.Ксоза, Биофизика, т.36, №2, с.266-270 (1991).
- 3 Ю.С.Бабаян, В.А.Тумян, В.М.Асланян, Биофизика, т.35, №4, с.679-680 (1990).
- 4 S.G.Hagoutiunian, B.Bruni, R.Monnanni e.a., Inorganica Chimica Acta, v.184, p.127-132 (1991).
- 5 J.W.Low, A.R.Morgan, S.F.Yen e.a., Biochemistry, v.24, 15, p.4028-4035 (1985).
- 6 Ю.С.Бабаян, Д.Манзини, Ф.Квадрифолио, Молекулярная биология, т.22, №4, с.898-910 (1988).
- 7 А.С.Заседателев, Г.В.Гурский, М.В.Волькенштсйн, Молекулярная биология, т.5, №2, с.245-252 (1974).

БИОХИМИЯ

УДК 614.89:537.868.029.65

С. А. Баджиян, В. Б. Аракелян, Л. В. Гаспарян,
А. М. Меликсетян, Р. С. Авакян

Действие электромагнитных волн мм-диапазона
на биомембраны

(Представлено академиком НАН Армении С. С. Оганесяном 31/I 1997)

К настоящему времени накоплен огромный материал по действию электромагнитных волн мм-диапазона на биологические объекты. Исследования были стимулированы необычным характером действия этих волн на биологические объекты различного уровня организации. Установлено, что это действие является нетепловым ⁽¹⁾. Во многих экспериментах проявляется резонансный характер взаимодействия миллиметровых волн с биологическими объектами ⁽²⁾. Выявлена довольно высокая терапевтическая эффективность действия миллиметровых волн на разнообразные болезни. Однако, несмотря на интенсивные исследования в этой области, проводимые как на молекулярно-клеточном уровне, так и на уровне целого организма, остается неясным механизм нетеплового действия электромагнитных волн мм-диапазона на клетки и организм в целом. Среди многочисленных гипотез наиболее популярной является мембранная гипотеза, согласно которой первичным актом действия миллиметровых волн на биологические объекты является взаимодействие с клеточной мембраной ⁽¹⁾. Причем особо подчеркивается при этом существенность когерентности волн ⁽²⁾. Следует отметить, что имеются многочисленные данные по действию миллиметровых волн на суспензию эритроцитов, из которых следует, в частности, что нетепловое действие миллиметровых волн приводит к снижению осмотической устойчивости, повышению электрической прочности мембран и снижению ионной проницаемости ⁽³⁾.

Наши исследования направлены на выяснение возможности проявления действия электромагнитных волн мм-диапазона на мембраны. В качестве источника излучения использовали принятые

в физиотерапии приборы "Явь-1" и "Арцах-2" с различными характеристиками излучения.

Исследования проводили на 40 белых беспородных крысах-самцах массой 160-180 г. Воздействие низкоинтенсивным когерентным излучением проводили на аппарате "Явь-1" (4) при частоте 53,534 ГГц в полосе ± 50 МГц при выходной мощности 10 мВт. Воздействие низкоинтенсивным шумовым излучением проводили на аппарате "Арцах-2" (4) в интервале частот 40-90 ГГц, при выходной мощности 0,0002 мВт. Облучение крыс производили в двух вариантах: тотальное облучение и локальное облучение по рефлексогенной зоне в области грудины. При тотальном облучении волновод помещали на расстоянии 50 см от облучаемого объекта и облучали в течение 20 мин. В случае локального облучения волновод приближали к исследуемой точке на расстояние 1 см и облучали в течение 20 мин. Для определения мембранного потенциала (МП) и проницаемости ионов калия (P_k) эритроцитарных мембран кровь забирали в количестве 0,5 мл через 1, 5, 10 суток после однократного облучения у одних и тех же животных. МП и P_k определяли по методу, описанному в работе (5).

Были поставлены две серии экспериментов, в которых измерялись потенциал на мембране эритроцитов и поток ионов калия из эритроцитов. Результаты этих экспериментов приведены в табл. 1 и 2.

Таблица 1

Мембранный потенциал эритроцитов (в мВ) в различные сроки после облучения (числитель – когерентное излучение, знаменатель – шумовое излучение). Максимальная ошибка в измерении среднего потенциала не более 5%

Вид облучения\срок(сутки)	Контроль	1	5	10
Тотальное	6,5	9,2/7	10,8/9,3	11/13,2
Локальное	6,5	6,2/5,8	9,6/9,3	10,8/9,6

Из табл.1 видно, что МП эритроцитов при тотальном и локальном облучении крыс изменяется одинаковым образом, а именно, с увеличением времени после воздействия облучения потенциал растет. При этом имеются некоторые различия в характере потенциала. Если при тотальном облучении рост потенциала наблюдается уже в первые сутки после облучения (независимо от того, когерентное идет облучение или некогерентное), то при локальном облучении рост потенциала наблюдается начиная с пятых суток после

облучения. Наиболее сильно эффект действия миллиметровых волн на МП проявляется при тотальном облучении животных некогерентными волнами (МП на десятые сутки после облучения в два раза больше контроля). Отметим также, что величина МП на пятые и десятые сутки после облучения практически одинакова как при тотальном, так и при локальном облучениях когерентными волнами миллиметрового диапазона.

Эффект действия когерентных и некогерентных волн зависит от того, как проводится облучение — тотально или локально. Как видно из табл.1, при тотальном облучении проявляется разница между когерентным и некогерентным вариантами воздействия. При облучении когерентными волнами величина МП практически не изменяется после пятых суток. При облучении некогерентными волнами величина МП монотонно растет, и его значение на десятые сутки вдвое превышает контроль. Это, на наш взгляд, может быть связано с высокой чувствительностью объекта исследования к шуму в области миллиметровых волн. Такое объяснение согласуется с результатами работы (6), где показано, что биологические объекты различного уровня организации обладают высокой чувствительностью к крайне высокочастотным шумам. Из табл.1 видно также, что при локальном облучении практически не выявляется разница между когерентным и некогерентным облучениями в измерениях МП.

В отличие от МП, как следует из табл.2, при тотальном и локальном воздействии характер изменения проницаемости мембран эритроцитов для ионов калия различен. Это различие особенно четко проявляется при воздействии на объект некогерентного облучения. При тотальном воздействии P_k резко увеличивается — на первые и пятые сутки после облучения примерно в 4 раза по сравнению с контролем, а на десятые сутки его значение примерно в 5 раз превышает контроль. Абсолютные значения P_k при когерентном облучении также достаточно высоки, хотя несколько ниже, чем при некогерентном облучении — в 2,5 раза на первые сутки и в 4,7 и 3,5 раза на пятые и десятые сутки. Наиболее сильно эффект действия миллиметровых волн на P_k проявляется при тотальном облучении животных некогерентными волнами на десятые сутки после облучения (P_k в 5 раз больше контроля). Заметим, что относительные изменения МП по отношению к контролю, как это видно из табл.1, не более двух раз. Так что эффект воздействия миллиметровых волн на животное сильнее проявляется на изменении P_k , чем МП.

Проницаемость ионов калия эритроцитов P_k (в единицах 10^{-10} см/с) в различные сроки после облучения (числитель – когерентное излучение, знаменатель – шумовое излучение). Максимальная ошибка в измерении средней проницаемости калия не более 5%

Вид облучения\срок(сутки)	Контроль	1	5	10
Тотальное	5,2	13,2/22	19,2/21	18/25,6
Локальное	5,2	6,0/7,2	12,0/15,6	10,8/8,0

Из табл.2 видно также, что при локальном воздействии миллиметрового излучения на животное P_k эритроцитов увеличивается со временем после воздействия излучения и достигает максимального значения на пятые сутки, а затем снова уменьшается. Абсолютные значения P_k значительно ниже, чем при тотальном воздействии. Как видно из табл.2, при тотальном воздействии после первых суток эффект действия некогерентных волн на выход ионов калия из эритроцитов сильнее, чем при воздействии когерентными волнами.

Таким образом, проведенные эксперименты показывают, что как при тотальном, так и при локальном облучениях животных независимо от вида излучения (когерентного или некогерентного) происходят изменения уровней МП и P_k эритроцитов, а именно, наблюдается их увеличение по сравнению с контролем. Следует особо отметить то обстоятельство, что несмотря на то, что разница в мощностях источников когерентного и некогерентного излучений значительна (в 50000 раз), величины эффектов их воздействия на изменение МП и P_k весьма близки по абсолютному значению как при локальном, так и при тотальном облучениях. Объяснение этого факта может быть в том, что поскольку мощность обоих источников излучения выше пороговой, то в силу специфичности действия миллиметровых волн на живые объекты величина эффекта практически не должна зависеть от дальнейшего увеличения мощности в довольно широких пределах, вплоть до появления тепловых эффектов (7). В случае микроорганизмов величина эффекта не изменяется при изменении мощности в 10^5 раз. В работе показано, что при тотальном облучении МП по-разному изменяется во времени в зависимости от того, когерентное излучение или некогерентное. Показано также, что при воздействии на животных электромагнитных волн мм-диапазона P_k эритроцитов является более чувствительным параметром, чем МП.

Ս. Ս. ԲԱԶԻՆՅԱՆ, Վ. Բ. ԱՌԱՔԵԼՅԱՆ, Լ. Վ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ.

Ա. Մ. ՄԵԼԻՔՍԵԹՅԱՆ, Ռ. Ս. ԱՎԱԳՅԱՆ

Մմ-տիրույթի էլեկտրամագնիսական ալիքների ազդեցությունը
կենսաքաղաքների վրա

Կենդանիների վրա մմ-տիրույթի ցածր ինտենսիվության էլեկտրամագնիսական ալիքների ազդեցության ժամանակ ոչ ցեղական արու սպիտակ առնետների մոտ հայտնաբերվել է այրան էրիթրոցիտների թաղանթային պոտենցիալի (ԹՊ) և կալիումի իոնների թափանցելիության (P_k) մակարդակների փոփոխություն: Ցույց է տրվել, որ կենդանիների ինչպես տոտալ (անբողջական), այնպես էլ լոկալ (տեղային) ճառագայթման ժամանակ էրիթրոցիտների ԹՊ և P_k մակարդակները ճառագայթումից հետո տարբեր ժամկետներում (1,5 և 10 օր) ավելի բարձր են, քան ստուգիչ խմբում: Կոհերենտ և ոչ կոհերենտ ալիքներով տոտալ ճառագայթման ժամանակ հայտնաբերվել է ԹՊ փոփոխությունների ժամանակային տարբեր բնութագիր: Ցույց է տրվել, որ մմ-տիրույթի ալիքների ազդեցության դեպքում P_k -ն ավելի զգայուն ցուցանիշ է, քան ԹՊ-ը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Медико-биологические аспекты миллиметрового излучения низкой интенсивности. М., АН СССР ИРЭ, 1987. ² Миллиметровые волны в медицине и биологии. М., АН СССР ИРЭ, 1989. ³ М.Б.Голант, В.А.Шашилов, Применение миллиметрового излучения низкой интенсивности в биологии, М., АН СССР ИРЭ, 1985. ⁴ С.В.Беляков, Ю.В.Дедяк, В.А.Кичаев, Аппаратура для КВЧ терапии, М., 1993. ⁵ С.А.Баджиян и др., Радиационная биология, радиозэкология, т.35, №3 (1995). ⁶ Н.Д.Колбун, Тезисы докладов VII-го Всесоюзного семинара "Применение КВЧ-излучения низкой интенсивности в биологии и медицине", М., 1989. ⁷ W.Grundler, F.Keilmann, Phys. Rev. Letters, v.51, №13 (1983).

ФИЗИОЛОГИЯ РАСТЕНИЙ

УДК 581.13:581.52

А. Н. Зироян, Р. К. Симонян, С. К. Ерицян*, В. А. Давтян, А. В. Арустамян

**Содержание трофических веществ и зольных элементов
в корнях высокогорных растений г. Арагац**

(Представлено академиком НАН Армении В. О. Казаряном 24/VI 1996)

Высота произрастания оказывает существенное влияние на общий габитус, морфологические свойства (1) и жизнедеятельность растений (2) в связи с изменением климатических условий. Это особенно четко проявляется у альпийских представителей, эволюция которых шла в направлении приспособления к суровым условиям высокогорья. Установлено, что с высотой происходят заметные физиолого-биохимические сдвиги в надземной части растений, что вызывает коррелятивные изменения в подземной сфере (3). Однако относительно последней данные пока скудные (4). Это, вероятно, связано с методической трудностью изучения, поскольку сильная задерненность почвы препятствует извлечению неповрежденных корневых систем, особенно метаболических частей. В связи с этим нами исследован характер накопления трофических веществ и зольных элементов в корнях в зависимости от высоты произрастания растений.

Объектами исследования служили *Sibbaldia semiglabra* С.А.Мей., *Veronica gentianoides* Vahl., *Chamaesciadium acaule* (Bieb.) Boiss., *Campanula tridentata* Schreb, произрастающие на г.Арагац на высотах 2700, 3000 и 3200 м над ур.м.

В фазе цветения в 12-14 ч дня брали корни и после фиксации проводили биохимические определения. Содержание растворимых сахаров определяли иодометрическим методом Вильштетера и Шудля (5), крахмала — диастатическим методом (6), форм азота — микрометодом Къельдаля, свободных аминокислот — хроматографией на бумаге, сырой золы — по К.Гинзбург, фосфора — по

Мерфи и Райли, калия и натрия — пламенным фотометром (7). Повторность определений 3-4-кратная.

Результаты исследований показали, что с повышением высоты наблюдается некоторое снижение содержания растворимых сахаров и значительное возрастание (от 1,20 до 1,88 раза) крахмала в корневой системе (табл.1). Такую картину, вероятно, можно объяснить следующим образом: во-первых, с повышением высоты ускоряется цикл развития и использование доступных ассимилятов в процессах, в которых большое участие принимают растворимые сахара корневых систем. Во-вторых, вегетативный рост альпийских растений сопряжен с генеративным развитием, при котором одновременно с выполнением репродуктивной функции растения закладывают генеративные почки, в которых начинаются процессы дифференциации (8). С этими почечными зачатками растения уходят под снег. Реализация этих процессов осуществляется с участием растворимых сахаров. В-третьих, на высоте 3200 м больше проявляется запасающая функция корней в отношении крахмала, что наблюдается и в наших опытах.

Таблица 1

Содержание углеводов и азотистых соединений в корнях растений на различных высотах альпийского пояса г. Арагац

Вид	Высота над ур.м.,м	Углеводы, % на сухое вещество		Азотистые соединения, мг/г сухого вещества				
				Формы азота			Аминокислоты	
		сахара	крахмал	общий	белковый	небелковый	общее содержание	в том числе амиды
S.semiglabra	2700	1,06	1,80	7,4	5,2	2,2	9,08	3,35
	3000	0,97	2,04	9,7	7,1	2,6	8,81	4,77
	3200	0,92	2,29	11,5	9,9	1,6	7,07	4,44
V.gentianoides	2700	0,56	2,36	15,2	10,8	4,4	4,00	2,31
	3000	0,54	2,64	16,5	12,2	4,3	3,47	2,00
	3200	0,45	2,78	17,5	14,0	3,5	3,01	1,80
Ch.acaule	2700	2,25	1,86	13,0	5,8	7,2	18,21	15,65
	3000	1,71	2,49	15,6	8,6	7,0	13,79	9,12
	3200	1,35	2,84	19,5	14,3	5,2	6,66	4,62
C.tridentata	2700	0,90	1,68	15,5	11,4	4,1	10,09	7,45
	3000	0,72	2,54	16,8	13,2	3,6	6,63	3,84
	3200	0,57	3,16	18,2	14,8	3,4	2,39	1,64
P,%		4,2-6,6	3,6-7,4	2,6-4,4	3,6-4,8	2,6-5,4	—	—

Как правило, общее содержание углеводов было выше на высоте 3200 м над ур.м. На данной высоте интенсифицировалось также

поглощение азота и его метаболическое превращение в подземной сфере растений (табл.1). Повышение содержания общего азота на этой высоте по сравнению с 2700 м составляло от 15,1 до 55,4% с одновременной активацией его включения в белковые соединения, о чем явствует как абсолютное содержание белковой фракции, так и ее процентное содержание от общего.

Обнаружены также определенные сдвиги в содержании свободных аминокислот. С высотой их содержание уменьшается в 1,3-4,2 раза (табл.1). В основном такая же картина (за исключением *S.semiglabra*) прослеживается в отношении амидов. Понижение содержания аминокислот с высотой отнюдь не означает ослабления их синтеза. Наоборот, повышение содержания белкового азота свидетельствует об активном их синтезе и энергичном включении в молекулы белка. Это, видимо, является той физиологической основой, которая приводит к повышению адаптационных способностей растений в суровых условиях высокогорья.

С повышением высоты возрастает содержание золы и зольных элементов в корнях растений (табл.2). Примечательно возрастание содержания фосфора. Как известно, этот элемент, интенсивно включаясь в макроэнергические соединения в листьях, повышает энергетический уровень растений и их устойчивость в высокогорьях (8). Полученные нами данные показывают, что аналогичное явление имеет место и в корнях.

Таблица 2

Содержание золы и зольных элементов в корнях растений на различных высотах альпийского пояса г. Арагац (% на сухое вещество)

Вид	Высота над ур.м., м	Сырая зола	Na ₂ O	K ₂ O	P ₂ O ₅
<i>S.semiglabra</i>	2700	6,38	1,89	1,18	0,25
	3000	7,05	1,94	1,21	0,29
	3200	8,71	1,94	1,42	0,28
<i>V.gentianoides</i>	2700	11,31	2,84	1,87	0,29
	3000	11,91	3,17	1,94	0,38
	3200	12,78	3,26	1,93	0,41
<i>Ch.acaule</i>	2700	11,74	2,87	2,19	0,38
	3000	12,36	3,04	2,66	0,44
	3200	13,65	3,21	2,71	0,44
<i>C.tridentata</i>	2700	7,92	3,32	1,90	0,17
	3000	8,74	4,41	2,42	0,45
	3200	8,86	4,63	2,44	0,49

Таким образом, при повышении высоты произрастания у растений как целостных систем физиолого-биохимические сдвиги в надземной и подземной сферах в основном происходят коррелятивно и направлены на повышение жизнеспособности в суровых условиях высокогорья.

Институт ботаники НАН Армении

* Армянская сельскохозяйственная академия

Ա. Ն. ԶԻՐՈՅԱՆ, Ռ. Կ. ՍԻՄՈՆՅԱՆ, Ս. Կ. ԵՐԻՑՅԱՆ,

Վ. Ա. ԴԱՎԹՅԱՆ, Ա. Վ. ԱՌՈՒՍՏԱՄՅԱՆ

Տրոֆիկ նյութերի – մոխրային տարրերի պարունակությունը

Արագածի բարձրալեռնային բույսերի արմատներում

Արագածի ալպյան գոտու տարբեր բարձրություններում աճող բույսերի արմատներում ուսումնասիրվել է տրոֆիկ նյութերի և մոխրային տարրերի պարունակությունը: Որպես հետազոտման օբյեկտ ընտրվել են՝ *Sibbaldia semiglabra* C. A. Mey., *Veronica gentianoides* Vahl., *Chamaesciadium acaule* (Bieb.) Bolss., *Campanula tridentata* Schreb., որոնք աճել են 2700, 3000 և 3200մ բարձրություններում:

Կենսաքիմիական անալիզների համար արմատների նմուշները վերցվել են ծաղկման չըջանում, ժամը 12-14-ի սահմաններում: Ֆիքսելուց հետո լուծվող չափարների պարունակությունը որոշվել է Վիլչտետերի և Դուդլի (5), օսլայինը՝ դիաստատիկ (6), ազոտի ձևերը՝ Կլեյգայի եղանակներով, ազատ ամինաթթուները՝ թղթյա գունագրությամբ, թաց մոխրի պարունակությունը՝ Կ. Գինգբուրգի, ֆոսֆորինը՝ Մերֆիի և Ռայլիի եղանակով, կալիումինը և նատրիումինը՝ բոցային ֆոտոմետրով (7): Անալիզները կատարվել են 3-4 կրկնողությամբ:

Ուսումնասիրությունների արդյունքները ցույց են տվել, որ բարձրության հետ օսլայի, ընդհանուր և սպիտակուցային ազոտի (աղ.1), մոխրի և մոխրային տարրերի (աղ.2) քանակությունը բույսերի արմատներում զգալիորեն աճում է, իսկ լուծվող չափարների, ոչսպիտակուցային ազոտի և ազատ ամինաթթուների պարունակությունը՝ նվազում (աղ.1):

Եզրակացություն է արվում այն մասին, որ արմատներում նյութափոխանակության նման տեղաշարժերն ուղղված են բարձրալեռնային անբարենպաստ պայմաններում բույսերի հարմարողականության բարձրացմանը:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А.А.Ахвердов, Н.В.Мирзоева, Тр. бот. ин-та АН АрмССР, т.14, с.91-121 (1964). ² А.Г.Гаспарян, Некоторые морфо-физиологические особенности альпийских растений, произрастающих на разных высотах. Автореф. канд. дис., Ереван, 1966. ³ В.О.Казарян, Студение высших растений, Наука, М., 1969. ⁴ G.Netien, Compt. rep. Acad. Sci., v.216, №1 (1943). ⁵ А.И.Ермаков, В.В.Арасимович, М.И.Смирнова-Иконникова и др., Методы биохимического исследования растений. Гос. изд. с.-х. лит., М.-Л., 1952. ⁶ А.И.Островский, И.А.Евницкая, Лабораторный практикум по курсу "Общая технология пищевых веществ", М., Хлебоиздат, 1960. ⁷ Б.А.Ягодил, Практикум по агрохимии, М., ВО "Агропромиздат", 1987. ⁸ А.Н.Зироян, В.В.Казарян, Бот. журн., т.72, №6, с.807-812 (1987).

МЕДИЦИНА

УДК 616-018:616.45:615.083-085

Л. А. Авакян, Г. Г. Арцруни

**Ультразвуковая характеристика мозгового вещества
надпочечников крыс после воздействия
внешнего электростатического поля**

(Представлено академиком НАН Армении М. А. Давтяном 8/XI 1996)

Среди биологически активных факторов внешней среды, под воздействием которых эволюционировала живая природа, важную роль играют электростатические поля (ЭСП). На сегодняшний день накопилось большое количество сведений об изменении жизнедеятельности организмов при действии ЭСП выше естественно-фоновых значений (1,2).

Каков же характер общей ответной реакции организма на подобное воздействие? Мы полагаем, что эти реакции до определенного предела дозы воздействия носят адаптативный характер, так как с их помощью организм приспосабливается к данной дозе. Принимая во внимание то, что в развитии адаптативных реакций организма при различных воздействиях важную роль играет структурное и функциональное состояние надпочечников, в данной работе нами предпринята попытка исследования ультразвуковой структуры мозгового вещества надпочечников после воздействия ЭСП.

Опыты проводили на белых беспородных крысах массой 130-150 г. ЭСП напряженностью 2000 В/см создавали при помощи установки конденсаторного типа с контролируемыми параметрами поля (3). Исследовали влияние часового, суточного и недельного (6 суток по 6 ч ежедневно) воздействия ЭСП. Для каждой экспозиции использовалось 6-10 животных, которых забивали декапитацией непосредственно после воздействия ЭСП. Во избежание влияния циркадных ритмов все забой проводился в одно и то же время суток. Кусочки из мозгового вещества надпочечников фиксировали растворами 5%-ного глутаральдегида, затем 1%-ной осмиевой кислоты, приготовлен-

ных на 0,1 М фосфатном буфере (pH 7,2-7,4), и заливали в смесь арадита и эпона. Блоки резали на австрийском ультрамикротоме фирмы "Reichert-Yung". Срезы на сетках контрастировали 1-2%-ным водным раствором уранилацетата и солями свинца. Просмотр и съемка проводились при помощи электронного микроскопа BS-613 фирмы "Tesla".

Ультраструктура мозгового вещества надпочечников контрольных крыс соответствует описаниям, приведенным в литературе (4).

При однократном воздействии ЭСП субмикроскопическое строение мозгового вещества надпочечников мало отличается от контрольных и представлено адрено- и норадреноцитами, различающимися по строению содержащихся в них секреторных гранул. Адреноциты имеют светлую или темную цитоплазму, содержат округлые секреторные гранулы с центрально расположенной умеренной электронной плотности гомогенной сердцевинкой. Однако в некоторых клетках, по сравнению с контрольными, особенно на периферии клетки, наблюдается больше "пустых" и "полупустых" пузырьков, образующих группы. Норадреноциты имеют светлую цитоплазму, содержат секреторные гранулы с эксцентрично расположенной электронно-плотной сердцевинкой. Часть этих гранул под воздействием ЭСП меняется: электронно-плотная сердцевина увеличивается, иногда заполняет всю гранулу и содержит мелкие, светлые очажки. Межклеточные пространства местами расширены, в них обнаруживаются длинные, тонкие отростки хромаффинных клеток, мембранные образования и секреторные гранулы.

После суточного воздействия ЭСП в хромаффинных клетках по сравнению с контрольными визуально уменьшается количество гранул, в них превалирует число "пустых" и "полупустых" пузырьков. Эндоплазматический ретикулум набухает, митохондрии и аппарат Гольджи имеют обычное строение. В норадреноцитах электронно-плотная эксцентрично расположенная сердцевина находится в расширенных оболочках гранул. Хромаффинные клетки образуют длинные, узкие выросты, местами имеют зазубренные границы. По сравнению с предыдущей экспозицией межклеточные, периваскулярные и субэндотелиальные пространства резко расширены. Эндотелиоциты образуют длинные, тонкие выросты в сторону просвета сосуда.

При недельном воздействии ЭСП количество и строение секреторных гранул восстанавливается и почти не отличается от таковых у контрольных крыс. Однако часть секреторных гранул адреноцитов

по сравнению с интактными клетками имеет большие размеры, представлена в виде вакуолей, содержащих сердцевину разной электронной плотности и величины. Гранулы норадреноцитов также увеличены и содержат электронно-плотную эксцентрично расположенную сердцевину. В некоторых клетках ядра богаты хроматином. Границы этих ядер расплывчаты, в ядерных оболочках обнаруживаются поры. Изменения микроциркуляторного русла сохраняются. В просветах сосудов выявляются измененные эритроциты.

Полученные результаты показывают, что при однократной экспозиции происходит выброс катехоламинов: содержимое части гранул выводится и в клетках появляются "пустые" и "полупустые" пузырьки, являющиеся остаточными профилями секреторных гранул. Одновременно увеличивается поверхность хромаффинных клеток, расширяются межклеточные и субэндотелиальное пространства, что способствует выведению гормона в кровеносное русло. Сходные изменения описаны в литературе на других экспериментальных моделях (5,6) и подтверждаются полученными нами ранее (7) биохимическими данными, показывающими уменьшение содержания адреналина и норадреналина в органе и увеличение содержания катехоламинов в крови при однократном воздействии ЭСП.

Суточное воздействие усиливает выброс гормона мозгового вещества надпочечников в кровь. Морфологическим признаком являются уменьшение в клетках количества секреторных гранул, опустошение части этих гранул, содержащих катехоламины, увеличение контактирующей поверхности хромаффинных и эндотелиальных клеток, резкое расширение межклеточных, перикапиллярных и субэндотелиальных пространств. Эти данные коррелируют с биохимическим анализом (7), показывающим по сравнению с интактными животными почти двукратное повышение уровня адреналина и норадреналина в крови, уменьшение содержания катехоламинов в органе крыс, подвергшихся воздействию ЭСП 24 ч.

Недельное воздействие ЭСП наряду с описанными ультраструктурными изменениями секреторных гранул, ядер, элементов крови и т.д. характеризуется также процессами восстановительной направленности: наблюдается активация обмена веществ между ядром и цитоплазмой, большинство клеток находится в стадии накопления секрета, восстанавливая количество секреторных гранул, содержащих характерную осmioфильную сердцевину. Наши данные совпадают с биохимическими (7), которые показывают, что при недельном воздействии ЭСП содержание адреналина и норад-

реналина в органе, по сравнению с суточной экспозицией, увеличивается, однако остается ниже уровня контроля. При этом содержание катехоламинов в крови значительно ниже, чем у интактных крыс и животных, подвергшихся однократному и суточному воздействию.

Таким образом, проведенное исследование показало, что ЭСП напряженностью 2000 В/см приводит к структурно-функциональным перестройкам мозгового вещества надпочечников крыс. Направленность патологического процесса в адрено- и норадреноцитах одинакова.

При однократном воздействии ЭСП ультраструктура хромаффинных клеток мало отличается от таковой у контрольных крыс, однако суточное воздействие приводит к уменьшению количества и опустошению части секреторных гранул, а также изменению микроциркуляторного русла, что указывает на усиленный выброс гормона мозгового вещества надпочечников в кровяное русло. После недельного воздействия ЭСП структурные изменения сопровождаются компенсаторно-приспособительными процессами.

Итак, ультраструктурные изменения в мозговом веществе надпочечников крыс прямо зависят от длительности воздействия внешнего ЭСП и в основном носят неспецифический характер.

Ереванский государственный медицинский университет им. Мхитара Гераци

Լ. Հ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Գ. Գ. ԱՄԾՐՈՒՆԻ

Ամկերիկամների միջուկային նյութի անդրկառուցվածքային բնութագիրը արտաքին էլեկտրաստատիկ դաշտի ազդեցությունից հետո

Ուսումնասիրված է սպիտակ առնետների մակերիկամների միջուկային նյութի անդրկառուցվածքը 2000վ/սմ լարվածությամբ էլեկտրաստատիկ դաշտի (էՄԴ) 1ժամյա, 1օրյա և 1շաբաթյա (6օր 6-ական ժամ ամեն օր) ազդեցությունից հետո:

Ցույց է տրված, որ էՄԴ-ի 1ժամյա ազդեցությունից հետո քրոմաֆինային բջիջների անդրկառուցվածքը քիչ է տարբերվում ստուգիչ առնետների նույնանուն բջիջներից, սակայն այդ դեպքում տեղի է ունենում կառուցվածքային փոփոխությունների արտահոս: էՄԴ-ի 1-օրյա ազդեցությունը ուժեղացնում է մակերիկամների միջուկային նյութի հորմոնի արտահոսը արյան մեջ, բերում է հյուսվածքային հատիկների դատարկման և քանակի պակասեցման, ինչպես նաև արյան միկրոշրջանառության հունի փոփոխության: 1շաբաթյա ազդեցությունից հետո կառուցվածքային փոփոխություններն ուղեկցվում են կոմպենսատոր - հարմարողական պրոցեսներով:

Օրգանում նկարագրված կառուցվածքային - ֆունկցիոնալ փոփոխություններն ուղղակիորեն կախված են էՄԴ-ի ազդեցության տևողությունից և համընկնում են նույն տևողությամբ էՄԴ-ի ազդեցության տակ նախկինում ստացված բիոքիմիական տվյալների (արյան մեջ և օրգանում կառուցվածքային փոփոխությունների պարունակության) հետ:

ЛИТЕРАТУРА - ՓՐԱՇԱՀՈՒԹՅՈՒՆ

¹ *Փ.Գ.Սորտնով*, Փրոբլեմա կլիպիչեսկոյ բիոֆիզիկի, Րիգա, 1978. ² *J.Möse, S.Shuy, C.Fischer*, Biomed. Techn., Bd. 17, №2, p.60-65 (1972). ³ *Գ.Գ.Արժրունի*, Մաթերիալս կոնֆ. մոլոդых ученых, посвященной XXV съезду КПСС, Ереван, с.32, 1975. ⁴ *В.М.Гордиенко, В.Г.Козырницкий*, в кн.: Ультраструктура желез эндокринной системы, Киев, с.71-82, 1978. ⁵ *В.А.Арефолов, Л.А.Маликова*, Бюлл. эксп. биол. и медицины, т.95, №1, с.101-103 (1983). ⁶ *В.И.Швалев и др.*, Архив анат. гистологии и эмбриологии, т.89, вып.8, с.97-102 (1985). ⁷ *Գ.Գ.Արժրունի, А.В.Зильфян, Н.Р.Азгадян и др.*, Космическая биология и авиокосмическая медицина, №6, с.67-70, 1987.

УДК 591.128

Р. А. Арутюнян, Р. Г. Кочарян, А. Ш. Антонян

Роль шерстного покрова в механизмах физической терморегуляции овец

(Представлено академиком НАН Армении В.В. Фанарджяном 13/II 1996)

В настоящее время не вызывает сомнения, что температура среды оказывает существенное влияние на организм и приводит к изменениям его физиологических функций. Важное значение для терморегуляции овец имеет шерстный покров, который является основой изоляции организма от термического воздействия внешней среды. Изучение различных физиологических и экологических аспектов животных в конкретных климатических условиях их обитания в настоящее время привлекает внимание многих исследователей (1-7). Однако нет достаточно полных сведений о термоадаптивных механизмах у нестриженных овец в зависимости от метеорологических условий и сезонов года в эколого-климатических условиях Армении.

Опыты проводили в условиях экспериментальной базы поселка Артамет Института зоологии НАН Республики Армения в разные сезоны 1994-1995 гг. на 8 головах нестриженных овец типа корридель. Овцы содержались в загоне и в общем стаде. Динамику сезонных изменений температурной топографии "ядра" организма в области прямой кишки и "оболочки" организма в области поверхностного слоя шерсти, середине штапеля на глубине 4 см и кожи определяли электротермометром ТЕМП-60. Частоту дыхания определяли визуально, а частоту пульса с помощью тактильной рецепции хвостовой артерии за 60 с. Всего было проведено 80 опытов, результаты которых были статистически обработаны по критерию Стюдента.

**Сравнительные показатели термотопографии овец
в разные сезоны года**

Регионы тела овцы	Лето — зима $M \pm m$	Весна — зима $M \pm m$	Осень — зима $M \pm m$
Температура поверхности слоя шерсти	$\frac{51,2 \pm 0,56}{15,2 \pm 1,39}$	$\frac{38,1 \pm 0,85}{15,2 \pm 1,39}$	$\frac{49,9 \pm 0}{15,2 \pm 1,39}$
Температура середины штапеля на глубине шерсти 4 см	$\frac{41,4 \pm 0,37}{21,53 \pm 1,03}$	$\frac{38,7 \pm 0,60}{21,53 \pm 1,03}$	$\frac{40,2 \pm 0}{21,53 \pm 1,03}$
Температура кожи	$\frac{40,53 \pm 0,30}{34,83 \pm 0,30}$	$\frac{38,70 \pm 0,13}{34,83 \pm 0,30}$	$\frac{41,7 \pm 0}{34,83 \pm 0,30}$
Температура прямой кишки	$\frac{40,3 \pm 0,12}{39,6 \pm 0,02}$	$\frac{39,63 \pm 0,09}{39,6 \pm 0,02}$	$\frac{40,0 \pm 0}{39,6 \pm 0,02}$
Пuls	$\frac{92,0 \pm 1,92}{77,0 \pm 2,56}$	$\frac{85,33 \pm 2,6}{77,0 \pm 2,56}$	$\frac{90,0 \pm 0}{77,0 \pm 2,56}$
Дыхание	$\frac{82,7 \pm 5,1}{37,0 \pm 1,28}$	$\frac{60,7 \pm 2,13}{37,0 \pm 1,28}$	$\frac{78 \pm 0}{37,0 \pm 1,28}$
Температура среды	$\frac{30}{-8,2}$	$\frac{17,3}{-8,2}$	$\frac{25}{-8,2}$

Примечание. В числителе соответственно указаны показатели летне-весеннего-осеннего периода года, а в знаменателе — зимнего.

Установлено, что на фоне возрастания температуры внешней среды наблюдается тенденция повышения температуры как "ядра", так и "оболочки" организма, что приводит к резким изменениям физиологических показателей у овец (таблица). Так, в летний период года, при средней температуре воздуха 30°C, температура поверхностного слоя шерсти достигает до 51,2°, что на 21-22° выше температуры внешней среды, а в зимний период при температуре среды -8,2° этот показатель выше на 36°. При высоких летних температурах среды средняя температура кожи составила 40,5°, середины штапеля на глубине шерсти 4 см — 41,4° и в "ядре" организма — 40,3°, что соответственно на 5,7, 20 и 0,7° выше зимней температуры. В термоадаптивных механизмах у овец большую роль играют термическое полипноэ и сердечно-сосудистая система. Исследованиями установлено, что летом по сравнению с зимой у овец средняя частота дыхания увеличилась на 46, а пульса на 15 ударов в минуту. Аналогичная картина наблюдалась при сравнении весенне-осеннего периода года с зимним. Так, весной, при средней температуре внешней среды 17,3°, температура поверхностного слоя шерсти составила 38,1°, что на 22,9° выше зимней температуры,

температура на середине пяталя оказалась выше на $17,2^{\circ}$, кожи — на 4° , "ядра" организма — на $3,03^{\circ}$, частота дыхания выше на 24, а пульса — на 8 ударов в минуту. Осенью, при средней температуре внешней среды 25° , эти показатели по сравнению с зимними были соответственно выше на 34,7, 6,9, 19,7, $0,5^{\circ}$, 39 и 13. Статистическая обработка полученных данных по всем приведенным показателям подтвердила достоверность разницы ($P < 0,01-0,1$).

Анализируя полученные результаты, можно заключить, что в летнее время года, в результате прямого воздействия лучистой энергии в температурном гомеостазе организма, в легочном дыхании и сердечно-сосудистой системе отмечаются более значительные сдвиги по сравнению с зимой. При колебании температуры окружающей среды (зима-лето) в пределах 38° , температура на поверхности шерсти колебалась в пределах 36° , а температура под шерстью — $5,7^{\circ}$. Такое незначительное колебание температуры кожи под шерстью указывает на терморегуляторное значение внутришерстного буферного воздуха при нагревании организма овец, что создает под шерстью определенный микроклимат, способствующий испарению пота и поддержанию температурного гомеостаза организма при воздействии лучистой солнечной энергии.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что шерстной покров участвует в регуляции физических механизмов терморегуляции овец и защищает организм от экзогенного перегревания.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели НАН Армении
Институт зоологии НАН Армении

Բ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Բ. Գ. ՔՈՇԱՐՅԱՆ, Ա. Շ. ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Բրդածածկի դերը ոչխարների ֆիզիկական ջերմակարգավորման մեխանիզմներում

Ապացուցված է, որ բրդածածկույթը մասնակցում է օրգանիզմի ֆիզիկական ջերմակարգավորման մեխանիզմներին և ունենալով բուֆերային հատկություն կատարում է ջերմակարգավորիչ երկու ֆունկցիա: Առաջին՝ շնորհիվ իր մեջ պարունակած բուֆերային օդի տաքացման, նա պաշտպանում է օրգանիզմը էկզոգեն գերտաքացումից և երկրորդ՝ ստեղծելով բրդի տակ մաշկի վրա որոշակի ջերմային կայուն միջավայր նպաստում է այնտեղ ջերմարձակման պրոցեսներին՝ ճարպաթրթիների գոլորշիացման եղանակով:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ С.Г. Макевини, в кн.: Теплообразование в организме, Киев, с.128-129, 1964.
² А.Д. Слоним, Физиология терморегуляции и термической адаптации у с.-х. животных, М.-Л., Наука, 1966. ³ А.А. Подучева, Б.С. Шрайер, М.А. Шик, Тр.

Всесоюзного н.-и. ин-та животноводства, М., т.23, с.439 (1969). ⁴ П.Ф.Киляткин, Тр.Узб. н.-и. ин-та животноводства, вып.6, Ташкент, с.95 (1964). ⁵ Р.А. Арутюнян, Р.Г. Кочарян и др., в кн.: Эколого-физиологические проблемы адаптации, М., с.19-20, (1994). ⁶ А.Р. Макарова и др., в кн.: Физиологические исследования адаптации у животных, Л., с.97, 1976. ⁷ К.П. Иванов, Физиология терморегуляции, Л., Наука, 1984.

УДК 611.61.617.621

К. В. Казарян, В. Ц. Ванцян, А. С. Тираян, Р. Р. Акопян

**Влияние гистамина и ионов натрия
на спонтанную электрическую активность
гладкомышечных клеток мочеточника**

(Представлено академиком НАН Армении В. В. Фанарджяном 16/X 1996)

Для гладкомышечных клеток мочеточника выявлено наличие двух типов спонтанной электрической активности: синусоидальных колебаний мембранного потенциала и спайковых потенциалов действия (1). К числу основных ионов, принимающих участие в возникновении спонтанного ритмогенеза, в частности, обеспечивающих регуляцию медленно развивающихся компонентов пейсмейкерной активности, относятся ионы натрия (2,3).

Целью настоящего исследования является изучение механизма влияния специфически чувствительного для мочеточника физиологически активного соединения — гистамина на натриевые механизмы генеза спонтанной активности.

Работа выполнена на 25 морских свинках массой 350-400 г и 15 кошках массой 3-4 кг, наркотизированных нембуталом (55-60 мг/кг).

В условиях *in situ* у кошек внутриартериальную перфузию почек проводили введением стеклянных канюль в почечную артерию и почечную вену соответственно для подачи и оттока растворов. Активность пейсмейкерной области мочеточника регистрировали с помощью монополярного шарикового серебряного электрода, погруженного в участок пиелоуретерального соустья. Распространяющиеся спайковые разряды отводили биполярными электродами из средних отделов мочеточника (1).

Исследование потенциалов действия мочеточников морской свинки проводили на изолированных препаратах, выделенных из животных. После изоляции препараты выдерживали в растворе Кребса при температуре 36-37°C в течение одного часа, а затем переносили в соответствующие камеры "сахарозного мостика".

Потенциалы регистрировали каломельными электродами. Нормальный раствор Кребса имел следующий состав: NaCl — 120,4; KCl — 5,9; CaCl — 2,5; NaHCO₃ — 15,5; NaH₂PO₄ — 1,2; MgCl₂ — 1,2; глюкоза — 11,5. Раствор сахарозы, приготовленный на тридистиллированной воде, а также раствор хлористого калия были изотоничны нормальному раствору Кребса. В растворах с уменьшенной концентрацией ионов натрия NaCl замещался осмотически эквивалентным количеством сахарозы. Гистамин вводился непосредственно в раствор Кребса в концентрации 10⁻⁵—10⁻⁶ моль/л.

Переключение крови на перфузию раствором Кребса приводит к урежению активности, при этом медленные волны вытягиваются во времени и четче проявляется двухфазная структура волны (2). Модулирующее действие гистамина на ритмогенез мочеточника выражалось учащением активности в 2-2,5 раза. Первая натриевая фаза медленной волны возрастала в амплитуде, и наблюдался переход в волну синусоидального типа.

Реже (около 20% случаев) эффект гистамина выражался появлением двойных спайков наряду с единичными. Отдельные спайки генерировались на фоне укороченной волны, в то время как двойные соответствовали удлиненным волнам, имеющим выраженную двухфазную структуру.

Исследование влияния гистамина на медленноволновую активность мочеточника кошки проводили на фоне уменьшенной концентрации ионов натрия (до 60 ммоль/л). При введении гистамина в данный раствор двухфазность волн исчезала и наблюдались колебания, подобные картине в нормальном растворе Кребса с гистамином, однако с несколько большей частотой.

Аналогичные эксперименты были проведены на изолированных полосках мочеточника морской свинки с целью выявления роли гистамина в формировании различных компонентов спонтанного потенциала действия. Влияние указанного вещества изучали как в условиях перфузии нормальным раствором Кребса, так и при уменьшении концентрации ионов натрия в среде до 80 и 40 ммоль/л соответственно. В каждом из указанных растворов отмечалось резкое удлинение фазы плато, увеличение амплитуды потенциала действия, небольшое учащение активности. Уменьшение степени продлевания плато потенциала действия в зависимости от понижения концентрации ионов натрия в среде (изменение длительности потенциала действия при 120, 80 и 40 ммоль/л ионов натрия соответственно равно 1,5—1,6; 1,2—1,3 и ~1) свидетельствует о регуля-

ции гистамином скорее всего Na^+ -чувствительной фазы плато потенциала действия.

Известно, что сложный потенциал действия мочеточника представляет собой быстрые импульсы входящего кальциевого тока, накладывающиеся на медленно развивающийся входящий ток, имеющий натриевую природу (4). Вместе с тем ионы Na^+ , обеспечивая возникновение спонтанного ритмогенеза, принимают участие в работе таких трансмембранных ионных механизмов, как Na^+ - K^+ -помпа, Na^+ -каналы проводимости, Na^+ - Ca^{++} -обменный механизм.

Изучение ионной природы ритмогенеза мочеточника выявило участие Na^+ - Ca^{++} -обменного механизма в формировании длительного во времени компонента спайковой активности — фазы плато, а также первой натриевой фазы медленноволновых пейсмекерных колебаний мембранного потенциала. Механизм регуляции гистамином активности мочеточника соответствует действию активации адренорецепторов на эту ткань, однако с несколько большей степенью выраженности. Столь специфическая роль гистамина в регуляции электрической активности мочеточника объясняется присутствием в его тканях специализированных клеток, способных выделять гистамин (5).

Исходя из вышеизложенных данных, можно заключить, что в клетках мочеточника оперирует специфически чувствительный к гистамину Na^+ - Ca^{++} -обменный механизм.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели НАН Армении

Ք. Վ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Վ. Յ. ՎԱՆՅՅԱՆ, Ա. Ս. ՏԻՐԱՅԱՆ, Ռ. Ռ. ՀԱԿՈԲՅԱՆ

Հիստամինի և նատրիումի իոնների ազդեցությունը միզածորանի և արթ մկանային բջիջների ինքնաբուխ էլեկտրական ակտիվության վրա

Աշխատանքում ուսումնասիրվել է Հիստամինի ազդեցությունը կատուների և ծովախոզուկների միզածորանի դանդաղ և սպայկային ակտիվությունների նատրիում զգայական կոմպոնենտի վրա: Ամբողջական կենդանու վրա արյան շրջանառության փոխարինումը կրեբսի նորմալ լուծույթում նորմալ և փոքր կոնցենտրացիայի նատրիումով, Հիստամինի ազդեցության տակ ալիքի երկֆազ կառուցվածքը վեր է ածվում սինուսոիդների, մեծացնելով դանդաղ և, համապատասխանաբար, արագ ակտիվությունների հաճախականությունը:

Ծովախոզուկի միզածորանի մեկուսացված կտորների գործողության սլոտենցիալի վրա Հիստամինի ազդեցությունն արտահայտվում է պլատոֆազի ձգվելով: Նատրիումի իոնների կոնցենտրացիայի փոքրացումից փոքրանում է Հիստամինի ազդեցությունը գործողության սլոտենցիալի նատրիումի զգայական կոմպոնենտի վրա: Ենթադրվում է, որ միզածորանի մեմբրանում գոյություն ունի Հիստամինի նկատմամբ յուրահատուկ զգայուն էլեկտրոդեն նատրիում-կալցիում փոխանակման մեխանիզմ:

¹ С.А.Бакунц, Вопросы физиологии мочеточников, Л., Наука, 1970. ² К.В.Казарян, В.Ц.Ванцян, С.М.Мартirosов, Физиол. журн. СССР, т.75, №3, с.391-396 (1989). ³ К.В.Казарян, А.С.Оганесян, Р.Р.Акопян, Физиол. журн., т.79, №1, с.105-111 (1993). ⁴ V.A.Bury, M.F.Shuba, Ed.E.Bulbring, M.F.Shuba, Raven Press, N.Y., p.65-75, 1976. ⁵ L.Ugaily-Thulesius, O.Thulesius, M.Angelo-Khattar e.a., Urol. Res., v.16, p.287-293 (1988).

УДК 597.82:612.886

В. И. Погосян, академик НАН Армении В. В. Фанарджян, Л. Р. Манвелян

Перфузируемый препарат мозга лягушки

(Представлено 18/VII 1996)

Техника инкубации переживающих срезов мозга и препаратов изолированного мозга давно заняла прочное место среди важнейших методов нейрофизиологического и нейрохимического исследования (1-4). Возможность изучения динамики функциональных и метаболических процессов параллельно с анализом механизмов синаптических межнейрональных взаимодействий определили особое место этих методических подходов. В равной мере это относится и к исследованию центральной нервной системы лягушки (5-7). Однако вопросы использования мозга лягушки как объекта нейрофизиологического исследования еще полностью не решены. Весьма существенно, что такой препарат лишен капиллярного кровотока и поэтому ограничена доставка кислорода, субстратов и метаболитов в мозг. В данной работе сделана попытка восполнить этот пробел посредством разработки методики перфузируемого препарата мозга лягушки.

Эксперименты проводили на лягушках *Rana ridibunda*, которые глубоко наркотизировались внутрибрюшинным введением нембутала (50 мг/кг) или помещением животного в 0,1-0,2%-ный раствор MS-222. Лягушка охлаждалась посредством обложения кусочками льда.

Вскрывалась грудная клетка и обнажалось сердце. Надрезался желудочек сердца и через него в дугу аорты вводилась канюля (предварительно заполненная рингеровским раствором), которая фиксировалась специальной клеммой. Немедленно после этого для оттока перфузируемой жидкости вскрывалась венозная пазуха позади сердца. Применялся раствор Рингера, содержащий 75 мМ NaCl, 25 мМ NaHCO₃, 2 мМ CaCl₂, 2 мМ KCl и 11 мМ глюкозы (pH 7,4) (5). В течение эксперимента этот раствор постоянно насыщался

смесью 98% O₂ и 2% CO₂ и охлаждался до 14-18°C. Раствор перфузироваля со скоростью 1-2 мл/мин.

После обеспечения перфузии препарата с дорсальной стороны вскрывались череп и позвоночный столб лягушки. От скорости проведения этой процедуры (не более 10 мин) зависело состояние препарата во время эксперимента. На обнаженном мозге в областях отведения электрической активности и приложения раздражающих электродов аккуратно удалялись твердая и сосудистая оболочки. Лягушку укрепляли в специальной станине и охлаждали, обкладывая кусками льда.

Электрическое раздражение осуществляли одиночными прямоугольными ударами постоянного тока (0,05-0,2 мс; 0,05-0,4 мА), которые прикладывали через биполярные стимулирующие электроды, расположенные на различных афферентных нервах и различных участках мозга. Электроды были изготовлены из двух изолированных вольфрамовых проволок диаметром 20 мкм. Из-за близкого расположения раздражающих и отводящего электродов могла наблюдаться непосредственная, несинаптическая активация центральных нейронов и поэтому требовался тщательный контроль за интенсивностью раздражающего тока. Для внутриклеточного исследования применялись сточенные стеклянные микроэлектроды, заполненные раствором лимоннокислого калия (2 моль/л) с сопротивлением 10-20 МОм. Осуществлялся компьютерный анализ полученных данных. Пробеги луча с осциллографа были сконвертированы при помощи аналого-цифрового устройства и сохранялись в компьютере для последующей статистической обработки.

Описанный выше перфузируемый препарат мозга обладает рядом преимуществ перед ранее разработанным (неперфузируемым) препаратом изолированного мозга лягушки (4-6):

1) в перфузируемом препарате нервная ткань подвергается лишь минимальной травмированности, сохраняется целостность головного и спинного мозга; нет необходимости удаления каких-либо частей мозга для улучшения диффузии ринтгеровского раствора и исследуемых веществ;

2) в указанном препарате сохраняется капиллярная система, обеспечивающая быструю доставку кислорода, метаболитов и пр., а также испытуемых веществ к нервным клеткам;

3) препарат отличается длительной жизнеспособностью, что позволяло проводить электрофизиологический эксперимент до 6 и более часов, независимо от времени года.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели НАН Армении

Գորտի ուղեղի պերֆուզիոն պրեպարատ

Մշակվում է գորտի մեկուսացված ուղեղի պերֆուզիոն պրեպարատ, որն օժտված է մի շարք առավելություններով, համեմատած նախկինում կիրառվող և գրականության մեջ հայտնի ոչ պերֆուզիոն պրեպարատների հետ: Նրա գլխավոր առավելությունը կայանում է գորտի ուղեղի բնականոն կենսագործունեության ապահովումը՝ օգտագործելով անոթների մազանոթային համակարգը ուղեղի մեկուսացումից հետո:

ЛИТЕРАТУРА – ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ H.McDwain, in: Brain Slices, Plenum Press, N.Y., London, p.1-7, 1984.
- ² М.И.Митюшов и др. Переживающий срез мозга как объект нейрофизиологического и нейрохимического исследования, Наука, Л., 1986.
- ³ P.Lipton e.a., J. Neurosci. Methods, v.59, p.151-156 (1995).
- ⁴ N.Dieringer, Prog. in Neurobiol., v.46, p.97-129 (1995).
- ⁵ S.L.Cochran, P.Kasik, W.Precht, Synapse, v.1, p.102-123 (1987).
- ⁶ A.W.Kunkel, N.Dieringer, J. Comp. Neurol., v.174, p.621-632 (1994).
- ⁷ В.В.Фанарджян, Журн. эвол. биохимии и физиологии, т.30, с.134-155 (1994).