

Զ Ե Կ Ո Ւ Յ Ց Ն Ե Ր

Д О К Л А Д Ы

Том 90 № 4

1990

Խմբագրական կոլեգիա

Редакционная коллегия

Գ. Ա. ԱՐՉՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. բեկե-
ծու (պատ. Բարձրագույն), Է. Գ. ԱՅՐԻԿՅԱՆ,
ՀԽՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ք. ԲԱՐԱՑՅԱՆ,
ՀԽՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Հ. ԳԱՐՐԻՆՅԱՆ,
ՀԽՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ,
ՀԽՍՀ ԳԱ քղր. անդամ, Վ. Հ. ՀԱՄԲԱՐՉՈՒՄ-
ՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀԽՍՀ
ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. Խմբագրի տեղա-
կալ), Վ. Գ. ՄԽԻՏԱՐՅԱՆ, ՀԽՍՀ ԳԱ քղր.
անդամ, Ի. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, ՀԽՍՀ ԳԱ ակա-
դեմիկոս, Ի. Մ. ՍԻՆՆԻՍՅԱՆ, ՀԽՍՀ ԳԱ ակա-
դեմիկոս (պատ. Խմբագրի), Մ. Լ. ՏԵՐ-
ՄԻՔԵԼՅԱՆ, ՀԽՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Վ. Բ.
ՏԱՆԱՐՉՅԱՆ, ՀԽՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս:

В. А. АМБАРЦУМЯН, академик, Г. А.
АРЗУМАНЯН, канд. техн. наук (отв.
секретарь), Э. Г. АФРИКЯН, академик
АН АрмССР, А. Т. БАБАЯН, академик
АН АрмССР, А. А. ГАБРИЕЛЯН, ака-
демик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН,
академик АН АрмССР (зам. отв редак-
тора), В. Г. МХИТАРЯН, чл-корр. АН
АрмССР, Г. С. СААКЯН, академик АН
АрмССР, Д. М. СЕДРАКЯН, ака-
демик АН АрмССР (отв. редактор),
А. А. ТАЛАЛЯН, чл-корр. АН АрмССР,
М. Л. ТЕР-МИКЕЛЯН, академик АН
АрмССР, В. В. ФАНАРДЖЯН, ака-
демик АН АрмССР.

Ի Ո Վ Ա Ն Կ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ԿԻՐԱՌԱԿԱՆ ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

Կ. Վ. Զաղոյան—Հրիվ բուլյան ֆունկցիա 147

ՍՆԽԱՆԻԿԱ

Ի. Մ. Կիրակոսյան—Փոփոխական հաստոթյան գլանային անիզոտրոպ սալերի հարտված տեսութիւնը 151

Վ. Վ. Կեունի—Կոմպոզիցիոն նյութից պատրաստված առանցքային ուժով սեղմված էպտիմալ գլանային թաղանթի նախագծումը ամրության և սեփական տատանումների հաճախականության վրա սահմանափակումների դեպքում 156

ԷԼԵԿՏՐԱՄԵԽԱՆԻԿԱ

Բ. Մ. Մամիկոնյան—Ունակային տվիչով ոչ-գծային քառաբևեռանու իմպուլսային սնումը 161

ՖԻԶԻԿԱ

Հ. Կ. Իսխայան—Գազի ճնշման և միջմուկուլյային ուժերի ազդեցության տակ պտտողական սպեկտրալ գծերի լայնացում: Նոր արդյունքներ 168

ՇՐՆԱՐԱՐԱԿԱՆ ԿՈՆՍՏՐՈՒԿՑԻԱՆԵՐ

Յու. Ա. Գասպարյան, Ա. Վ. Արշակյան, Բ. Յու. Գասպարյան, Ա. Կ. Մանուչարյան—Ալիթային պրոցեսը ձայնակլանիչ շինարարական կոնստրուկցիաների բազմաոնգուսանսային համակարգում 172

ՍՆՋԱՏԱՐԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Ա. Մ. Յարյուկով-Խենձորյան—Երկարակնճիթ բզեզների նոր տեսակներ Larinus Germ. սեռից (Coleoptera, Curculionidae) 180

Մ. Յու. Քալաշյան—Zibus saulgy (Coleoptera, Pselaphidae) սեռի նոր տեսակ Երևանի շրջակայքից 185

ԻԺՇԿԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

Է. Ո. Գաբրիելյան, Ա. Վ. Նազարյան, Տ. Ս. Շիրինյան, Ս. Է. Ակոպով—Անգիոհեմիկ փոխներգործության վիճակի ուսումնասիրությունը գլխուղեղային արբերոսկլերոզով տառապող չիվանդների մոտ 188

СОДЕРЖАНИЕ

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

- К. В. Задоян*—Полная булева функция 147

МЕХАНИКА

- Р. М. Киракосян*—Уточненная теория цилиндрически анизотропных пластин переменной толщины 151

- В. В. Гюни*—Проектирование оптимальных цилиндрических оболочек из композиционных материалов, нагруженных осевой силой, при ограничениях на прочность и частоты собственных колебаний 156

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

- Б. М. Мамиконян*—Импульсное питание нелинейного четырехполюсника с емкостным датчиком 161

ФИЗИКА

- Г. Г. Балшян*—Уширение вращательных спектральных линий вследствие давлений и межмолекулярных сил. Новые результаты 168

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

- Ю. А. Гаспарян, А. В. Аршакян, Б. Ю. Гаспарян, А. Г. Манучарян*—Волновой процесс в многорезонансной колебательной системе звукопоглощающих

ЭНТОМОЛОГИЯ

- строительных конструкций 172

- С. М. Яблоков-Хнзорян*—Новые виды жуков-долгоносиков из рода *Lagopus Germ.* (Coleoptera, Curculionidae) 180

- М. Ю. Калашян*—Новый вид рода *Zibus Saulcy* (Coleoptera, Pselaphidae) из окрестностей Еревана 185

МЕДИЦИНА

- Э. С. Габриелян, А. В. Назарян, Г. С. Ширинян, С. Э. Акопов*—Исследование состояния антигемических взаимодействий у больных с церебральным атеросклерозом 188

C O N T E N T S

APPLIED MATHEMATICS

- K. V. Zadoyan*—Complete Boolean function 147

MECHANICS

- R. M. Kirakosian*—The specified theory of cylindrical anisotropic variable thickness plates 151
- V. V. Ginuni*—Designing of optimal cylindrical shells from composite material (C.M) loading by axial force under restrictions on strength and frequencies of intrinsic vibrations. 159

ELECTROMECHANICS

- B. M. Mamikonian*—Impulse power of nonlinear network with capacitive transducers 161

PHYSICS

- G. G. Bakhshian*—Rotational spectral line broadening due to pressure and intermolecular forces. The new results 169

BUILDING CONSTRUCTIONS

- Yu. A. Giaspartan, A. V. Arshakian, B. Yu. Giasparian, A. G. Manucharian*—Wave process in multiresonance oscillating system of sound-absorbing building constructions. 172

ENTOMOLOGY

- S. M. Iablokoff-Khuzorian*—New species of the Curculionid-beetle genus *Larinus* Germ. (Coleoptera, Curculionidae) 180
- M. Yu. Kulashlan*—A new species of the genus *Zibus* Saulcy (Coleoptera, Pselaphidae) from the environs of Yerevan. 185

MEDICINE

- E. S. Gabrielian, A. V. Nazarian, T. S. Shirinian, S. I. Akopov*—The examination of the state of angiogenic actions of patients with cerebral atherosclerosis 189

Техн. редактор *Азизбекия Л. А.*

Сдано в набор 8.04.90. Подписано к печати 16.08.90.

Формат 70×108^{1/16}. Бумага № 1. сыктывкарская. Высокая печать. Печ. лист 3.0.

Усл. печ. л. 4.2. Усл. кр. отт. 4.2. Учет-изд. л. 3.13. Тираж 510. Заказ № 436.

Издат. № 7800. Цена 55 к.

Адр. ред.: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г., II эт., к. I, т. 27-92-38.

Издательство Академии наук Армянской ССР. 375019, Ереван,
пр. Маршала Баграмяна, 24-г.

Типография Издательства Академии наук АрмССР. 378310, г. Эчмиадзин

ISSN 0821—1399. Доклады Академии наук Армянской ССР, 1990. Т. 90. № 4, 145—192

УДК 519.7

ПРИКЛАДНАЯ МАТЕМАТИКА

К. В. Задоян

Полная булева функция

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Ю. Г. Шукуряном 11/VI 1990)

В работе рассматривается задача построения дизъюнктивных нормальных форм (ДНФ) для булевой функции f , заданной перечислением нулевых наборов $\bar{\alpha}_i = (\alpha_i^1, \dots, \alpha_i^n)$, $i = \overline{1, k}$, или совершенной конъюнктивной нормальной формой (КНФ):

$$f(x_1, \dots, x_n) = \bigwedge_{i=1}^k (\bar{x}_i^{\alpha_i^1} \vee \dots \vee x_i^{\alpha_i^n}).$$

При этом требуется построить либо кратчайшую ДНФ, реализующую функцию f , либо ДНФ, достаточно близкую к кратчайшей по сложности. Такая задача возникает, в частности, в алгоритмах распознавания комбинаторно-логического характера, основанных на переборе конъюнкций или выделении представительных наборов, если описания объектов заданы бинарными признаками, а также в различных алгоритмах минимизации булевых функций. Прямое перемножение скобок совершенной КНФ с применением системы упрощающих тождеств булевой алгебры практически невыполнимо даже при сравнительно небольшом числе нулевых наборов.

В настоящей статье в качестве отправной точки используется подход, изложенный в работе (1).

Множество булевых функций, зависящих от n переменных и имеющих ровно k нулевых наборов, обозначается через $P_2^k(n)$. Функция $f \in P_2^k(n)$ задается матрицей нулей $M_f = \| \alpha_i^j \|_{k \times n}$, строки которой — нулевые наборы f . Без ограничения общности можно рассматривать лишь так называемые приведенные матрицы нулей, в которых нет нулевых и единичных столбцов, нет противоположных столбцов, а все одинаковые столбцы расположены последовательно. Данное предположение основывается на следующих двух предпосылках:

1. Переменные, соответствующие нулевым и единичным столбцам матрицы нулей, могут быть вынесены в совершенной КНФ из-под знака произведения. Такие переменные в соответствующих степенях суть конъюнкции ранга 1, ядровые для f . Они, следовательно, входят во все тупиковые ДНФ функции f .

2. Преобразования $x_i \rightarrow x_{j(i)}$, $i \rightarrow j(i)$ — подстановка, $\alpha_i \in \{0, 1\}$, $i = \overline{1, n}$ оставляют инвариантными все свойства ДНФ, связанные с задачами минимизации.

Совокупности одинаковых столбцов матрицы нулей M_l нумеруются последовательно, а переменные, соответствующие столбцам q -й совокупности, обозначаются через x_{qj} ,

$$j = \overline{1, n_q}, \quad \sum_{q=1}^l n_q = n, \quad \lceil \log_2 k \rceil \leq l \leq 2^{k-1} - 1.$$

Функции $f \in P_2^k(n)$ сопоставляется функция $\varphi \in P_2^k(l)$, зависящая от переменных z_1, \dots, z_l , матрица нулей которой состоит из всех различных столбцов матрицы M_l , так, что столбец, соответствующий переменной z_q , совпадает со столбцами, соответствующими переменным x_{qj} . Данное сопоставление позволяет свести построение коротких ДНФ функции f к построению коротких ДНФ функции φ . Пусть $S_z(Q_l) = S_z \cap Q_l$, где S_z — множество номеров всех столбцов, входящих во все тупиковые тесты матрицы M_z , Q_l — множество номеров совокупностей одинаковых столбцов матрицы M_l , содержащих более одного столбца. Пусть, далее, $D(\varphi)$ — произвольная ДНФ, реализующая функцию φ , $D_1(\varphi)$ — ДНФ, полученная из $D(\varphi)$ преобразованием переменных:

$$\{z_q^{x_{qj}} \rightarrow x_{qj}^{z_q} : j(z_q) = \text{sgn}(1 - z_q) + z_q \cdot n_{qj}\}.$$

Тогда ДНФ

$$D(f) = D_1(f) \vee D_2(f) \vee D_3(\varphi)$$

реализует функцию f , где

$$D_1(f) = \bigvee_{q \in S_z(Q_l)} x_{qn_q} \cdot \overline{x_{q1}}, \quad D_2(f) = \bigvee_{q=1}^l \bigvee_{j=1}^{n_q-1} x_{qj} \cdot \overline{x_{q(j+1)}},$$

причем если $D(\varphi)$ — тупиковая ДНФ функции φ , то $D(f)$ — тупиковая ДНФ функции f . Следовательно,

$$|D_{\text{кр}}(f)| \leq n - l + |S_z(Q_l)| + |D_{\text{кр}}(\varphi)|,$$

$$L(D_{\text{мин}}(f)) \leq 2((1 - \alpha(f) - 2)n - l + |S_z(Q_l)|) + L(D_{\text{мин}}(\varphi)),$$

где $\alpha(f) \in [0, 1]$ — доля нулевых и единичных столбцов в матрице нулей M_l .

В работе (2) разработан редуцирующий алгоритм построения коротких ДНФ булевых функций с малым числом нулей, при помощи которого для произвольной функции $f \in P_2^k(n)$, $k \geq 2$, получены следующие оценки:

$$|D_{\text{кр}}(f)| \leq n + m(k), \quad m(2) = 0, \quad m(3) = 1, \quad m(4) = 3,$$

$$m(k) = 2^{k-1} - 3 + m(\lfloor k/2 \rfloor) + m(\lceil k/2 \rceil), \quad k \geq 5;$$

$$L(D_{\text{мин}}(f)) \leq 2n + p(k), \quad p(2) = 0, \quad p(3) = 3, \quad p(4) = 9,$$

$$p(k) = 2^{k-1} - 10 + p(\lfloor k/2 \rfloor) + p(\lceil k/2 \rceil) + m(\lfloor k/2 \rfloor) + m(\lceil k/2 \rceil), \quad k \geq 5.$$

В работе (2) установлено также, что при малом числе нулей ($k \leq \log_2 n - \log_2 \lg n + 1$) почти все булевы функции устроены одинаково в том смысле, что им сопоставляется одна и та же функция, называемая полной.

Определение (2). Функция $\varphi \in P_2^k(l)$ называется полной, ес-

ли $l = 2^{k-1} - 1$, т. е. матрица нулей M_{φ_k} состоит из максимально возможного числа столбцов.

Таким образом, полная функция играет важную роль в задаче минимизации булевых функций с малым числом нулей. Полную функцию с k нулями будем обозначать через $\varphi_k(z_1, \dots, z_{2^k-1})$, $k \geq 2$, считая при этом, что столбцы матрицы нулей M_{φ_k} являются двоичными разложениями чисел $1, \dots, 2^k - 1$ и расположены в (лексикографическом) порядке возрастания. Полная функция с двумя нулями тождественно равна нулю.

Теорема 1. Расстояние Хэмминга между произвольными двумя нулями полной функции φ_k равно 2^{k-2} .

Следствие 1. Все нули полной функции φ_k , кроме 0, расположены в 2^{k-2} -м (верхнем среднем) слое $(2^k - 1)$ -мерного единичного куба.

Следствие 2. При $k > 3$ $D_{\text{мин}}(\varphi_k) = \emptyset$ (все простые импликанты полной функции φ_k являются ядровыми).

Следствие 3. При $k > 2$ $S_{\varphi_k} = \emptyset$ ($S_{\varphi_2} = \{1\}$).

Для произвольного $K \in D_c(\varphi_k)$, $k > 2$, имеет место: $2 \leq \text{rang}(K) \leq k$, причем существует единственный простой импликант полной функции φ_k максимального ранга.

Теорема 2. Если $k_1 < k_2$, то $D_c(\varphi_{k_1}) \supseteq D_c(\varphi_{k_2})$.

Простейшие реализации полной функции φ_k известны лишь при $k = 2, 3, 4$ (*).

Теорема 3. Для длины кратчайшей ДНФ полной функции φ_k , $k > 3$, имеет место следующая нижняя оценка:

$$|L_{\text{кр}}(\varphi_k)| \geq 2^{k-1} + k - 2.$$

Следствие. Для буквенной сложности минимальной ДНФ полной функции φ_k , $k > 3$ имеет место следующая нижняя оценка:

$$L(D_{\text{мин}}(\varphi_k)) \geq 2^k + 2k - 4.$$

Теорема 4. Полную функцию φ_k можно реализовать тупиковой ДНФ, состоящей из простых импликантов, ранг которых не больше трех, и имеющей длину $2^{k-1} - 1 + a(k)$, где

$$a(k) = C_{k-1}^{(k-1)/2, 1} + k - 4.$$

Следствие 1. Полную функцию φ_k можно реализовать тупиковой ДНФ, состоящей из простых импликантов, ранг которых не больше трех, и имеющей буквенную сложность $2^{k-1} - 2 + b(k)$, где

$$b(k) = 2^{k-1} - 1 + 3(C_{k-1}^{(k-1)/2, 1} - 2).$$

Следствие 2. Любую функцию $f \in P_1^n$, которой сопоставляется полная функция φ_k , можно реализовать тупиковой ДНФ, состоящей из простых импликантов, ранг которых не больше трех, и имеющей длину и буквенную сложность, соответственно, $n + a'(k)$ и $2(1 + \nu(f)/2)n + b'(k)$, где

$$a'(2) = |S_c(Q_f)| + a(2), \quad a'(k) = a(k), \quad k \geq 3;$$

$$b'(2) = 2|S_{\varphi_2}(Q_f)| + b(2), \quad b'(k) = b(k), \quad k \geq 3.$$

Таким образом, для длины кратчайшей и буквенной сложности минимальной ДНФ полной функции φ_k имеют место следующие асимптотические оценки:

$$|D_{\text{кр}}(\varphi_k)| = (2^{k-1} - 1)(1 + o(1)),$$

$$(2^k - 2)(1 + o(1)) \leq L(D_{\text{мин}}(\varphi_k)) \leq 1.5(2^k - 2)(1 + o(1)).$$

Между функциями $m(k)$ и $a(k)$, $p(k)$ и $b(k)$ имеют место следующие асимптотические соотношения:

$$m(k) = \sqrt{\frac{\pi(k-1)}{2}} a(k)(1 + o(1)),$$

$$p(k) = 4^k(k)(1 + o(1)).$$

Приведем значения функций $m(k)$, $a(k)$, $p(k)$, $b(k)$ при $k = \overline{2, 10}$:

k	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$m(k)$	0	1	3	14	31	65	131	270	537
$a(k)$	-1	1	3	7	12	23	39	75	132
$p(k)$	0	3	9	58	126	262	526	1098	2182
$b(k)$	-2	3	10	27	55	117	226	459	883

Автор выражает благодарность Ю. И. Журавлеву за постановку задачи и поддержку при ее решении.

Вычислительный центр Академии наук
Армянской ССР и
Ереванского государственного университета

Կ. Վ. ՉԱԿՈՅԱՆ

Լրիվ բուլլան ֆունկցիա

Այնպատանրում դիտարկվում է թիվ k -ով դրոներ ունեցող բուլլան ֆունկցիաների մինիմիզացիայի խնդիրը դիզյունկտիվ նորմալ ձևերի դասում: Հայտնի է, որ այդպիսի ֆունկցիաների մինիմիզացիան $k \leq \log_2 n - \log_2 \ln n + 1$ պայմանի դեպքում, որտեղ k -ն դրոների քանակն է, n -ը՝ փոփոխականների, համարյա միշտ հանգեցվում է լրիվ բուլլան ֆունկցիայի մինիմիզացմանը: Ցույց է տրված, որ

$$2^{k-1} + k - 2 \leq |D_{\text{кр}}(\varphi_k)| \leq 2^{k-1} + C_{k-1}^{(k-1)/2} \cdot k - 5, \quad k > 3,$$

որտեղ $|D_{\text{кр}}(\varphi_k)|$ -ն k հատ դրոներ ունեցող լրիվ բուլլան ֆունկցիայի կարճագույն դիզյունկտիվ նորմալ ձևի երկարությունն է:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Ю. И. Журавлев, А. Ю. Коган, ДАН СССР, т. 285, № 4, с. 795—799 (1985).
² А. Ю. Коган, Методы минимизации бинарных функций с малым числом нулей, канд. дис., М., ВЦ АН СССР, 1987.

УДК 539.374

МЕХАНИКА

Р. М. Киракосян

Уточненная теория цилиндрически анизотропных
 пластин переменной толщины

(Представлено академиком АН Армянской ССР С. А. Амбарцумяном 6/II 1990)

Вопросы построения уточненной теории анизотропных пластин и оболочек постоянной толщины, а также методы решения конкретных задач этой теории обстоятельно рассмотрены в известных монографиях (1) и (2). В монографии (3) приведены результаты обширных исследований по уточненной теории пластин и оболочек переменной жесткости, основанной на гипотезе прямой

В настоящей статье уточненная теория анизотропных пластин С. А. Амбарцумяна (2) обобщается на случай круглых пластин переменной толщины.

1. Рассмотрим цилиндрически ортотропную упругую пластинку переменной толщины h . Отнесем ее к системе цилиндрических координат r, θ, z , направляя ось z вертикально вниз. Пусть на пластинку действуют поверхностные нормальные нагрузки $Z(z = -h/2) = Z^-$ и $Z(z = +h/2) = Z^+$, приведенные к единице площадки срединной плоскости пластинки $z=0$. Условия крепления краев произвольны.

В основу предлагаемой теории ставятся следующие предположения:

а) нормальные к срединной плоскости пластинки перемещения u_z не зависят от координаты z ;

б) касательные напряжения τ_{rz} и $\tau_{\theta z}$ по толщине пластинки меняются по законам квадратных трехчленов —

$$\tau_{rz} = \varphi_1 + z\varphi_2 + z^2\varphi_3, \quad \tau_{\theta z} = \psi_1 + z\psi_2 + z^2\psi_3, \quad (1.1)$$

где φ_i и ψ_i — искомые функции координат r, θ .

Направляющие косинусы внешних нормалей поверхностей пластинки v^- и v^+ определяются формулами (4)

$$\begin{aligned} e^- = e^+ &= -\frac{\partial h}{\partial r} \left[4 + \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}; \\ m^- = m^+ &= -\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \left[4 + \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}; \\ n^- = -n^+ &= -2 \left[4 + \left(\frac{\partial h}{\partial r} \right)^2 + \left(\frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \right)^2 \right]^{-1/2}. \end{aligned} \quad (1.2)$$

Условия на поверхностях пластинки с учетом (1.2) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \sigma_r^{\mp} \frac{\partial h}{\partial r} + \tau_{r\theta}^{\mp} \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \pm 2\tau_{rz}^{\mp} &= 0, \\ \tau_{r\theta}^{\mp} \frac{\partial h}{\partial r} + \sigma_{\theta}^{\mp} \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \pm 2\tau_{\theta r}^{\mp} &= 0; \\ \tau_{rz}^{\mp} \frac{\partial h}{\partial r} + \tau_{\theta z}^{\mp} \frac{1}{r} \frac{\partial h}{\partial \theta} \pm 2\sigma_z^{\mp} &= -2Z^{\mp}. \end{aligned} \quad (1.3)$$

С учетом (1.1) и третьего дифференциального уравнения равновесия сплошной среды для нормального напряжения σ_z , получим:

$$\begin{aligned} \sigma_z = \chi - z \frac{1}{r} \left(\varphi_1 + r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) - \frac{z^2}{2r} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \right. \\ \left. + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) - \frac{z^3}{3r} \left(\varphi_3 + r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} \right), \end{aligned} \quad (1.4)$$

где

$$\chi = Z_1 + \frac{1}{8r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r h^2 \varphi_2) + \frac{\partial}{\partial \theta} (h^2 \psi_2) \right], \quad (1.5)$$

$$Z_1 = (Z^+ - Z^-)/2, \quad Z_2 = Z^+ + Z^-. \quad (1.6)$$

Пользуясь (1.1), обобщенным законом Гука, геометрически линейными соотношениями и проделав известные выкладки (2), приходим к следующим формулам для компонент перемещений, основных напряжений, внутренних усилий и моментов пластинки:

$$\begin{aligned} u_r = u - z \frac{\partial w}{\partial r} + z a_r \varphi_1 + \frac{z^2}{2} a_r \varphi_2 + \frac{z^3}{3} a_r \varphi_3, \\ u_{\theta} = v - z \frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} + z a_{\theta} \psi_1 + \frac{z^2}{2} a_{\theta} \psi_2 + \frac{z^3}{3} a_{\theta} \psi_3, \end{aligned} \quad (1.7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_r = B_r \frac{\partial u}{\partial r} + B_r \nu_{\theta} \frac{1}{r} \left(u + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) - A_1 \chi - z B_r \left[\frac{\partial^2 w}{\partial r^2} + \frac{\nu_{\theta}}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) \right] + z \left[B_r a_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + B_r \nu_{\theta} \frac{1}{r} \left(a_r \varphi_1 + a_{\theta} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) + \frac{A_1}{r} \left(\varphi_1 + \right. \right. \\ \left. \left. + r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{z^2}{2} \left[B_r a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + B_r \nu_{\theta} \frac{1}{r} \left(a_r \varphi_2 + a_{\theta} \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + \right. \\ \left. + \frac{A_1}{r} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) \right] + \frac{z^3}{3} \left[B_r a_r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + B_r \nu_{\theta} \frac{1}{r} \left(a_r \varphi_3 + \right. \right. \\ \left. \left. + a_{\theta} \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} \right) + \frac{A_1}{r} \left(\varphi_3 + r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} \right) \right], \end{aligned} \quad (1.8)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{\theta} = B_{\theta} \frac{1}{r} \left(u + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + B_{\theta} \nu_r \frac{\partial u}{\partial r} - A_2 \chi - z B_{\theta} \left[\frac{1}{r} \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{r} \frac{\partial^2 w}{\partial \theta^2} \right) + \right. \\ \left. + \nu_r \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \right] + z \left[\frac{B_{\theta}}{r} \left(a_r \varphi_1 + a_{\theta} \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) + B_{\theta} \nu_r a_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \right. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_1 + r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{2} \left[\frac{2}{B_0} \left(a_{r\varphi_2} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + B_{0\nu} a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right] + \\
 & + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{3} \left[\frac{3}{B_0} \left(a_{r\varphi_3} + a_0 \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} \right) + B_{0\nu} a_r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right] + \\
 & + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_3 + r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} \right) \Big|, \\
 & \tau_{10} = B_k \left(\frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{r}{v} + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + 2z \left(\frac{r}{B_k} \frac{\partial w}{\partial r} - \frac{\partial^2 w}{\partial r \partial \theta} \right) + z B_k \times \\
 & \times \left(a_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} - \frac{r}{a_3} \psi_1 \right) + \frac{r}{2} \left(a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right) - \\
 & - \frac{r}{a_0} \psi_2 + \frac{r}{2} \left(a_r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right) \Big|, \\
 & T_r = h \left[B_r \frac{\partial u}{\partial r} + B_{r\nu} \frac{1}{v} \left(u + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) - A_{1\lambda} \left| + \frac{24}{h^3} \left[B_r a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. + B_{r\nu} \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_2} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{A_1} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) \right| \right], \\
 & T_\theta = h \left[B_\theta \frac{1}{v} \left(u + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + B_{\nu r} \frac{\partial u}{\partial r} - A_{2\lambda} \left| + \frac{24}{h^3} \left[B_\theta \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_2} + \right. \right. \right. \right. \\
 & \left. \left. + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + B_{0\nu} a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) \right| \right], \\
 & S_{0r} = B_k h \left(\frac{1}{v} \frac{\partial u}{\partial r} - \frac{r}{v} + \frac{\partial v}{\partial \theta} \right) + B_k h^3 \left(a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} - \frac{r}{a_0} \psi_2 \right), \\
 & N_r = \frac{h}{12} (12\varphi_2 + h^2 \varphi_3), \quad N_\theta = \frac{h}{12} (12\psi_1 + h^2 \psi_3), \\
 & M_r = - \frac{R_r h^3}{12} \left[\frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + \frac{r}{v} \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{v} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \right) + \frac{r}{h^2} \left[B_{r\nu} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + B_{r\nu} \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_1} + a_0 \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{A_1} \left(\varphi_1 + r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{h^3}{12} \left[B_{r\nu} \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + B_{r\nu} \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_2} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{A_1} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) \right] \Big|, \\
 & M_\theta = - \frac{B_\theta h^3}{12} \left[\frac{\partial^3 w}{\partial r^3} + \frac{r}{v} \left(\frac{\partial w}{\partial r} + \frac{1}{v} \frac{\partial^2 w}{\partial r^2} \right) + \frac{r}{h^2} \left[B_{\nu r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \right. \right. \\
 & \left. \left. + B_{\nu r} \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_1} + a_0 \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_1 + r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} \right) \right] + \right. \\
 & \left. + \frac{h^3}{12} \left[B_{\nu r} \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + B_{\nu r} \frac{1}{v} \left(a_{r\varphi_2} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) + \frac{r}{A_2} \left(\varphi_2 + r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} \right) \right] \Big|, \\
 & \times \left(a_r \frac{\partial \varphi_1}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_1}{\partial \theta} + \frac{r}{a_3} \psi_1 \right) + \frac{r}{2} \left(a_r \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_2}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \varphi_2}{\partial r} \right) - \\
 & - \frac{r}{a_0} \psi_2 + \frac{r}{2} \left(a_r \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} + a_0 \frac{\partial \psi_3}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \varphi_3}{\partial r} \right) \Big|, \\
 & (1.9)
 \end{aligned}$$

(1.10)

$$H_{1,r} = \frac{B_k h^3}{6r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial w}{\partial \theta} - \frac{\partial^2 w}{\partial r \partial \theta} \right) + \frac{B_k h^3}{12} \left(\frac{a_r}{r} \frac{\partial \varphi_1}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \psi_1}{\partial r} - \frac{a_0}{r} \psi_1 \right) + \\ + \frac{B_k h^3}{240} \left(\frac{a_r}{r} \frac{\partial \varphi_3}{\partial \theta} + a_0 \frac{\partial \psi_3}{\partial r} - \frac{a_0}{r} \psi_3 \right).$$

В этих формулах a_r , a_0 , ν_r , ν_0 , B_r , B_0 , B_k , A_1 и A_2 являются характеристиками материала пластинки. Выражения расчетных величин пластинки содержат девять неизвестных функций— φ_i , ψ_i ($i = 1, 2, 3$) и перемещения срединной плоскости пластинки u , v , w . Для определения этих неизвестных необходимо составить девять независимых уравнений с соответствующими граничными условиями. Пять уравнений получаются из уравнений равновесия дифференциального элемента срединной плоскости пластинки, записанных во внутренних усилиях и моментах. Остальные четыре уравнения получаются из первых двух поверхностных условий пластинки (1.3). Следует отметить, что третьи из этих условий уже использовались при нахождении ε_z . Уравнения плоской задачи содержат функции u , v , ε_z , ψ_2 и разделяются от уравнений задачи изгиба, которые содержат функции w , φ_1 , φ_3 , ψ_1 , ψ_3 . Из-за громоздкости эти уравнения приводить не будем. В случае постоянной толщины предлагаемая теория совпадает с уточненной теорией С. А. Амбарцумяна (2). При этом касательные напряжения τ_r и τ_z по толщине пластинки меняются одинаково.

2. Рассмотрим теперь вопрос граничных условий. Анализ показывает, что в рамках предлагаемой уточненной теории необходимо на каждом краю пластинки иметь семь условий. Три из них относятся к плоской задаче, а четыре—задаче изгиба. Для примера рассмотрим случай свободного края, проходящего вдоль координатной линии $r = \text{const}$. На этом краю имеем

$$\tau_r = \tau_{r\theta} = \tau_{rz} = 0. \quad (2.1)$$

Из этих условий для пластинки можно написать следующие условия:

Условия плоской задачи—

$$T_r = S_{\theta r} = 0, \quad \int_{-h/2}^{h/2} \tau_r z^2 dz = 0, \quad \text{или} \quad \int_{-h/2}^{h/2} \tau_{r\theta} z^2 dz = 0; \quad (2.2)$$

условия задачи изгиба—

$$N_r = 0, \quad M_r = H_{\theta r} = 0, \quad \int_{-h/2}^{h/2} \tau_r z^3 dz = 0 \quad \text{или} \quad \int_{-h/2}^{h/2} \tau_{rz} z^3 dz = 0.$$

Аналогичным способом можно составить как остальные однородные, так и неоднородные граничные условия.

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

Փոփոխական հաստության գլանային անիզոտրոպ սալերի ճշգրտված
տեսությունը

Հաստատուն հաստության անիզոտրոպ սալերի համար Ս. Ա. Համբար-
ձումյանի ճշգրտված տեսությունը ընդհանրացվում է փոփոխական հաստու-
թյան դեպքում: Ընդունվում է, որ շոշափող լարումները ըստ հաստության
փոփոխում են քառակուսի հռանդամի օրենքով:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ С. А. Амбарцумян, Общая теория анизотропных оболочек, Наука, М., 1974.
² С. А. Амбарцумян, Теория анизотропных пластин, Наука, М., 1987. ³ Я. М. Гри-
горенко, А. Т. Василенко, Теория оболочек переменной жесткости, Наукова думка,
Киев, 1981. ⁴ П. К. Рашевский, Курс дифференциальной геометрии, Гостехиздат,
М., 1956.

УДК 539.3

МЕХАНИКА

В. В. Гнуш

Проектирование оптимальных цилиндрических оболочек из композиционных материалов, нагруженных осевой силой, при ограничениях на прочность и частоты собственных колебаний

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР В. С. Саркисяном 20/II 1990)

В работе приводятся постановка и решение задачи проектирования нагруженной силой P цилиндрической оболочки из композиционных материалов, работающей в режиме собственных колебаний.

1. Для частот собственных колебаний цилиндрической оболочки средней длины l , радиуса R , толщины h , изготовленной из монослоев ортотропного композиционного материала (КМ), уложенных поочередно под углами $\pm\varphi$ к образующей и нагруженной силой P , имеется следующая формула (1-4):

$$\Omega_{mn} = \omega_{mn} \left(1 - \frac{P}{P_{mn}^*} \right)^{1/2} \quad (1.1)$$

Здесь m — число полуволи по образующей, n — число волн в окружном направлении шарнирно опертой по торцам оболочки

$$\omega_{mn} = \left(\frac{K_{mn}}{l^4} \right)^{1/2}, \quad P_{mn}^* = \frac{2 \cdot R K_{mn}}{l_{in}^2} \quad (1.2)$$

соответственно частота собственных свободных колебаний и собственные значения задачи устойчивости сжатой силой P цилиндрической оболочки

$$K_{mn} = \frac{h^3}{12} \left| B_{11} l_m^4 + B_3 l_m^2 l_n^2 + B_{22} l_n^4 + \frac{12}{R^2 h^2} \frac{(B_{11} B_{22} - B_{12}^2) l_m^4}{B_{11} l_m^4 + B_3 l_m^2 l_n^2 + B_{22} l_n^4} \right| \quad (1.3)$$

$$l_m = \frac{m\pi}{l}, \quad l_n = \frac{n}{R},$$

$$B_3 = 2(B_{12} + 2B_{66}), \quad B_1 = \frac{B_{11} B_{22} - B_{12}^2}{R_{66}} - 2B_{12}$$

B_{ik} — характеристики упругости монослоя в главных геометрических направлениях оболочки.

Из (1.1) при заданных $\Omega_{mn} = \Omega$ и толщине оболочки h для расчетного значения силы P получается

$$\bar{P}(m, n, \varphi) = \frac{1}{m^2} (\bar{K}_{mn} - \bar{h} \bar{\Omega}^2), \quad (1.4)$$

где

$$\begin{aligned} \bar{P} &= \frac{10^6 P}{2\pi R^2 B_{11}^0}, & \bar{\Omega} &= \frac{10^4 l^2}{\pi^2 l_{11}^0} \Omega^2, \\ \bar{K}_{mn} &= \frac{h^3}{12} \left(\frac{\pi R}{l} \right)^2 \left[\bar{B}_{11} m^4 + \bar{B}_3 m^2 n^2 + \bar{B}_{22} n^4 + \right. \\ &+ \left. \frac{12 \cdot 10^4}{h^2} \left(\frac{l}{\pi R} \right)^4 \frac{(\bar{B}_{11} \bar{B}_{22} - \bar{B}_{12}^2) m^4}{\bar{B}_{11} m^4 + \bar{B}_3 m^2 n^2 + \bar{B}_{22} n^4} \right] \\ \bar{B}_{ik} &= \frac{B_{ik}}{B_{11}^0}, & \bar{n} &= \frac{n l}{\pi R}, & \bar{h} &= 100 \frac{h}{R}. \end{aligned} \quad (1.5)$$

Для практических целей представляет интерес нахождение

$$\bar{P}_g(\varphi, \bar{h}, \bar{\Omega}) = \min_{m, n} \bar{P}(m, n, \varphi, \bar{h}, \bar{\Omega}), \quad (1.6)$$

причем при $\bar{\Omega} = 0$ получается, что $\bar{P}_g = \bar{P}_{кр}$, где $\bar{P}_{кр}$ — критическое значение силы \bar{P} .

Необходимо отметить, что из соотношения (1.4) можно определить $\bar{h}(m, n, \varphi)$ при заданных \bar{P} и $\bar{\Omega}$. В этом случае для определения \bar{h}_{mn} получается следующее кубическое уравнение:

$$\bar{h} - A_{mn} \bar{h} - F_{mn} = 0, \quad (1.7)$$

где

$$A_{mn} = \frac{12R}{\pi^2 l} \frac{\bar{\Omega}^2}{\bar{B}_{11} m^4 + \bar{B}_3 m^2 n^2 + \bar{B}_{22} n^4} - \frac{10^4 l^2}{\pi^2 R^2} \frac{(\bar{B}_{11} \bar{B}_{22} - \bar{B}_{12}^2) m^4}{\bar{B}_{11} m^4 + \bar{B}_3 m^2 n^2 + \bar{B}_{22} n^4}, \quad (1.8)$$

$$F_{mn} = \frac{12R}{\pi^2 l} m^2 \frac{\bar{P}}{\bar{B}_{11} m^4 + \bar{B}_3 m^2 n^2 + \bar{B}_{22} n^4}$$

Естественно, нахождение толщины пластинки

$$\bar{h}_g(\varphi, \bar{P}, \bar{\Omega}) = \max_{m, n} \bar{h}(m, n, \varphi, \bar{P}, \bar{\Omega}), \quad (1.9)$$

при которой первая частота собственных колебаний равна $\bar{\Omega}$ для заданных \bar{P} и φ .

Задачи (1.6) и (1.9) являются двойственными, и решение одной из них обеспечивает решение другой.

2. Ограничение на прочность в настоящей работе обеспечивается условием (6)

$$\frac{\sigma_{11}^2}{\sigma_{B1}^2} + \frac{\sigma_{22}^2}{\sigma_{B2}^2} - \frac{\sigma_{11}\sigma_{22}}{\sigma_{B1}^2} + \frac{\sigma_{12}^2}{\tau_{B0}^2} \leq 1, \quad (2.1)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{11} &= -\frac{P}{2\pi R h} (\cos^2 \varphi + L \sin 2\varphi), \\ \sigma_{22} &= -\frac{P}{2\pi R h} (\sin^2 \varphi - L \sin 2\varphi), \\ \sigma_{12} &= -\frac{P}{2\pi R h} \left(\frac{1}{2} \sin 2\varphi - L \cos 2\varphi \right) - \end{aligned} \quad (2.2)$$

напряжения в главных физических направлениях ортотропного монослоя КМ, σ_{B1} , σ_{B2} , τ_{B0} — допускаемые напряжения,

$$L = \frac{B_{16}B_{22} - B_{26}B_{12}}{B_{11}B_{22} - B_{12}^2}.$$

Для алгоритма решения задачи не существен вид условия. При необходимости можно использовать другие, более сложные условия прочности.

Из условия прочности (2.1) при напряжениях (2.2) для расчетной толщины оболочки получается

$$\begin{aligned} \bar{h}_{пр}(\varphi, \bar{P}) &= \frac{B_{11}\bar{P}}{10^3\sigma_{B1}} \left| (\cos^2 \varphi + L \sin 2\varphi)(\cos 2\varphi + 2L \sin 2\varphi) + \right. \\ &+ \left. \frac{\sigma_{B1}^2}{\sigma_{B2}^2} (\sin^2 \varphi - L \sin 2\varphi)^2 + \frac{\sigma_{B1}^2}{\tau_{B0}^2} \left(\frac{1}{2} \sin 2\varphi - L \cos 2\varphi \right)^2 \right|. \end{aligned} \quad (2.3)$$

Для каждого φ при заданных \bar{h} и $\bar{\Omega}$ расчетное значение сжимающей силы \bar{P}_r определяется из условия

$$\bar{P}_r = \min [\bar{P}_g(\varphi, \bar{h}, \bar{\Omega}); P_{пр}(\varphi, \bar{h})], \quad (2.4)$$

где \bar{P}_g и $\bar{P}_{пр}$ определяются из формул (1.6) и (2.3).

Оптимальный проект оболочки определяется из условия

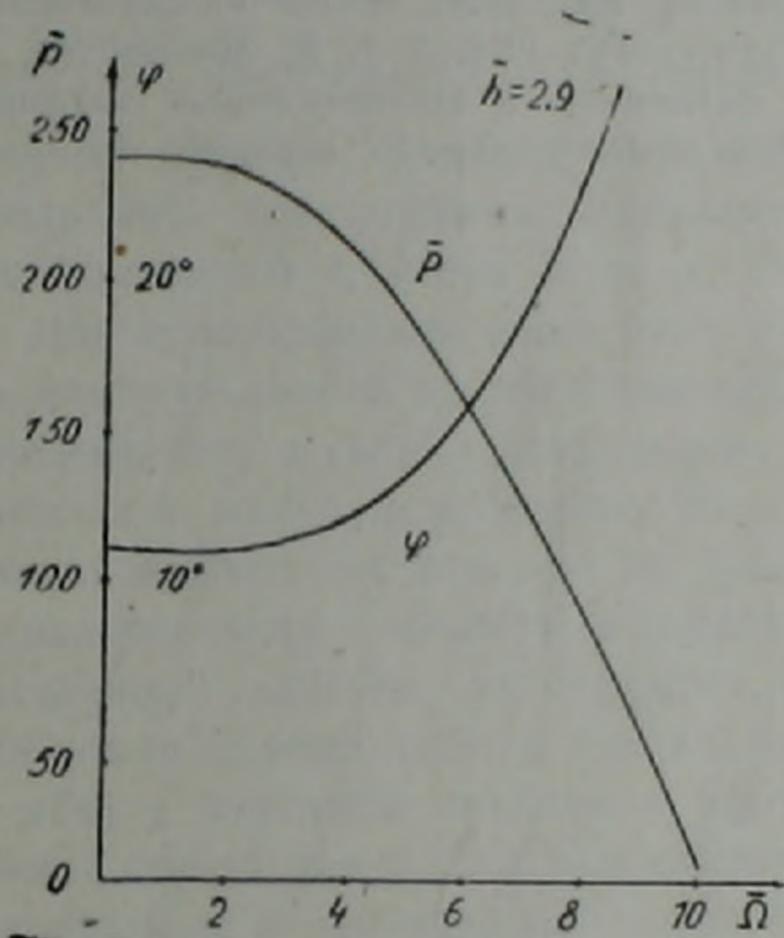
$$\bar{P}_0 = \max_{\varphi} \bar{P}_r = \max_{\varphi} \min [\bar{P}_g; \bar{P}_{пр}]. \quad (2.5)$$

Рассмотрим цилиндрическую оболочку, изготовленную из монослоев ортотропного КМ с характеристиками (7)

$$\begin{aligned} B_{22}^0 &= 0,33B_{11}^0, \quad B_{12}^0 = 0,082B_{11}^0, \quad B_{16}^0 = 0,16B_{11}^0, \\ \sigma_{B1} &= 1,9 \cdot 10^{-2}B_{11}^0, \quad \sigma_{B2} = 0,25 \cdot 10^{-2}B_{11}^0, \quad \tau_{B0} = 0,075 \cdot 10^{-2}B_{11}^0. \end{aligned}$$

При этих данных и $l/\pi R = 0,5$ для различных \bar{h} , $\bar{\Omega}$ в таблице приведены значения расчетных нагрузок и соответствующие оптимальные углы. При $\bar{h} = 8,49$ и рассмотренных нагрузках активным является лишь ограничение на прочность. Следовательно, оптимальным является угол $\varphi_0 = 0^\circ$.

$\bar{\Omega}$	\bar{h}		
	1,15	2,9	8,49
0	$\frac{41}{20^\circ}$	$\frac{236}{10^\circ}$	$\frac{1596}{0^\circ}$
2	$\frac{37}{20^\circ}$	$\frac{233}{11^\circ}$	$\frac{1596}{0^\circ}$
4	$\frac{24}{30^\circ}$	$\frac{208}{12^\circ}$	$\frac{1596}{0^\circ}$



На графике при $\bar{h} = 2,9$ приведены зависимости расчетной нагрузки и оптимального угла φ_0 от величины первой частоты собственных колебаний $\bar{\Omega}$.

Ереванский государственный университет

Վ. Վ. ԳՆՈՒՆԻ

Կոմպոզիցիոն նյութից պատրաստված, առանցճային ուժով սեղմված օպտիմալ գլանային թաղանթի հախազծումը ամրության և սեփական տատանումների հանախականության վրա սահմանափակումների դեպքում

Աշխատանքում գտնված է տրված սեփական տատանումների առաջին հաճախականություն ունեցող, առանցքային ուժով սեղմված, կոմպոզիցիոն նյութից պատրաստված փակ գլանային թաղանթի օպտիմալ նախադիրժր ամրության սահմանափակման դեպքում: Կախված առաջին (ամենափոքր) սե-

փակած տատանումների ճանախակառուցյան արժեքից և թաղանթի հաստու-
թյունից, որոշվում է թաղանթի սպորիմայ կառուցվածքը, որը ապահովում է
նրա ամենամեծ կրողունակությունը:

ЛИТЕРАТУРА — ԿՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ В. В. Болотин, Динамическая устойчивость упругих систем, ГИТТЛ, М.—Л., 1956. ² С. А. Амбарцумян, Общая теория анизотропных оболочек, Наука, М., 1976. ³ Н. А. Алфимов, П. А. Зиновьев, Б. Г. Попов, Расчет многослойных пластинок и оболочек из композиционных материалов, Машиностроение, М., 1984. ⁴ В. В. Васильев, Механика конструкций из композиционных материалов, Машиностроение, М., 1988. ⁵ В. С. Саркисян, Некоторые задачи математической теории упругости анизотропного тела, Изд-во ЕГУ, 1976. ⁶ А. К. Малмейстер, В. П. Тамуж, Г. А. Тетерс, Сопротивление полимерных и композиционных материалов, Зинатне, Рига, 1980. ⁷ R. M. Jones, Mechanics of composite materials, Mc Crow-Hill, N. Y., 1975.

УДК 621.317.333 (088.8)

ЭЛЕКТРОМЕХАНИКА

Б. М. Мамиконян

Импульсное питание нелинейного четырехполюсника
 с емкостным датчиком

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР В. В. Алексеевским 15/XII 1989)

Емкостные датчики широко применяются для измерения многих неэлектрических величин: перемещения, влажности, концентрации многокомпонентных жидкостей и газов и т. д. Основное затруднение, возникающее при использовании емкостных датчиков, заключается в построении измерительного преобразователя, в котором изменение емкости преобразуется в сигнал напряжения или тока. Обычно для этой цели применяют мосты переменного тока, однако они работают на одной фиксированной частоте, что не дает возможности получить полную характеристику объекта исследования. Для этого требуются измерительные средства, работающие в достаточно широком рабочем диапазоне. Кроме того, в мостах рабочая частота ограничивается 100 кГц, а источник питания и выходной измерительный прибор не имеют общей точки для заземления.

Указанных недостатков в значительной степени лишены измерительные преобразователи, основанные на принципе переноса зарядов, когда искомая емкость периодически заряжается и разряжается. В них решаются задачи расширения частотного диапазона от 100 кГц до 5 МГц и эффективного экранирования, что позволяет снизить уровень помех при измерениях емкости с заземленным электродом. Наиболее распространенным преобразователем этого типа является двойной Т-образный нелинейный четырехполюсник, схема которого приведена на рис. 1, а ⁽¹⁾. Важным преимуществом этой цепи является то, что здесь источник питания, конденсатор C_1 датчика, эталонный конденсатор C_2 и выходной измерительный прибор имеют общую точку заземления, а выходной сигнал получается непосредственно в форме постоянного тока. Данная цепь исследована в ⁽²⁾ при питании переменным напряжением прямоугольной формы и в ⁽³⁾ — при питании синусоидальным напряжением. Здесь исследуется цепь при питании разнополярными прямоугольными импульсами напряжения (рис. 2, а), где γ — относительная длительность импульсов ($0 \leq \gamma \leq 1$). Задачей исследования является определение поведения цепи при импульсном питании, установление влияния частоты и скважности питающих импульсов на ее характеристику преобразования.

В течение времени γT импульса положительной полярности конденсатор C_1 заряжается через диод D_1 ; после окончания импульса

он разряжается через резистор R_1 и измерительный прибор, а также через резистор R_2 и диод D_2 до момента времени T , затем перезаряжается импульсом отрицательной полярности через резисторы R_1 , R_2 и диод D_2 . Аналогичным образом происходит заряд-разряд кон-

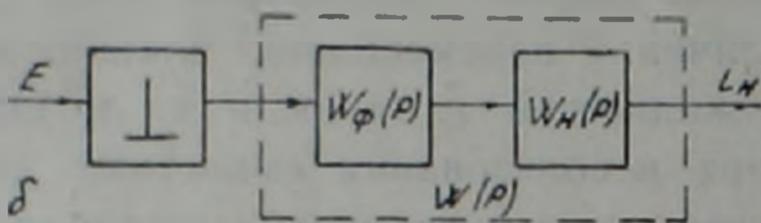
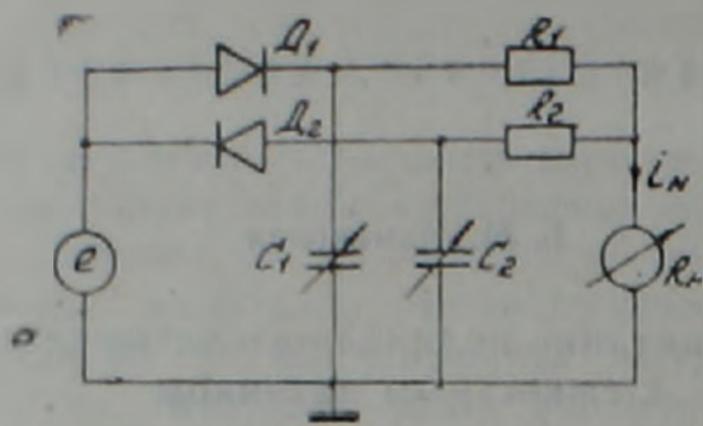


Рис. 1. Принципиальная схема устройства (а) и структурная схема (б) при импульсном питании

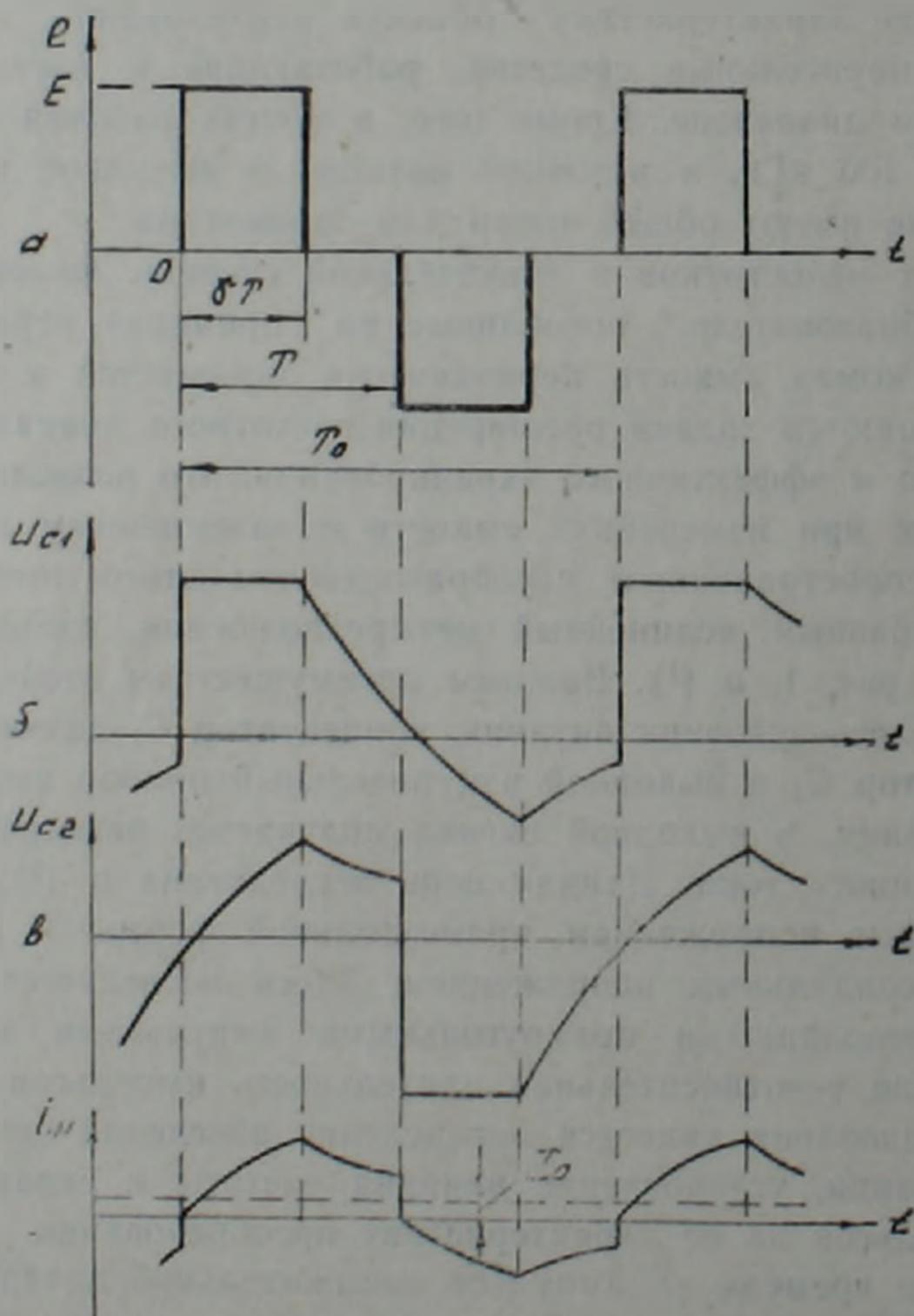


Рис. 2. Формы напряжений источника питания (а), конденсаторов (б, в), выходного тока (г)

денсатора C_2 . Графики напряжений u_{C1} и u_{C2} на конденсаторах C_1 и C_2 показаны на рис. 2, б, в. Постоянная составляющая I_0 выходного тока i_H (рис. 2, г) при равенстве сопротивлений R_1 и R_2 имеет силу и знак, определяемые разностью емкостей C_1 и C_2 .

Теоретическое исследование схемы при импульсном (как и при непрерывном) питании проводится при следующих допущениях: внутреннее сопротивление источника питания равно нулю, диоды имеют нулевое прямое и бесконечно большое обратное сопротивление, нагрузка имеет только активное сопротивление R_H . Полагается также равенство сопротивлений разделительных резисторов $R_1 = R_2 = R$.

Для исследования цепи при импульсном питании ниже применен метод модифицированного z -преобразования Лапласа. Путем анализа контуров заряда и разряда конденсаторов C_1 и C_2 и построения эквивалентных схем цепи для различных интервалов времени определены передаточные функции непрерывной части цепи в операторной форме

$$W_H^-(p) = -\frac{a_1}{p-p_1}$$

для отрицательного полупериода и

$$W_H^+(p) = \frac{a_2}{p-p_2}$$

для положительного полупериода питающего напряжения, где

$$a_1 = \frac{1}{R(R+2R_H)C_1}, \quad p_1 = -(R+R_H)a_1,$$

$$a_2 = \frac{1}{R(R+2R_H)C_2}, \quad p_2 = -(R+R_H)a_2.$$

Воздействие на непрерывную часть цепи прямоугольных импульсов напряжения представлено на рис. 1, б в структурном виде, где в соответствии с (4) прямоугольные импульсы заменены последовательным соединением простейшего импульсного элемента и формирующего элемента с передаточной функцией $W_{\Phi}(p) = (1-e^{-pT})/p$. Тогда передаточная функция $W(p)$ приведенной непрерывной части будет

$$W(p) = \frac{1-e^{-pT}}{p} \cdot W_H(p) = W_1(p) - e^{-pT} \cdot W_1(p).$$

Из таблиц модифицированного z -преобразования Лапласа (5) находим соответствующую функции $W_1(p) = \frac{W_H(p)}{p}$ смещенную дискретную передаточную функцию $W_1(z, \varepsilon)$ и, применив формулу

$$e^{-pT} \cdot W_1(p) \rightarrow \begin{cases} z^{-1} \cdot W_1(z, 1+\varepsilon-\gamma) & \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \gamma, \\ W_1(z, \varepsilon-\gamma) & \text{при } \gamma \leq \varepsilon \leq 1, \end{cases}$$

находим выражения функции $W(z, \varepsilon)$:

а) для отрицательного полупериода

$$W'(z, \varepsilon) = \frac{a_1}{p_1} \left[1 - \frac{z - e^{p_1(1-\gamma)T}}{z - e^{p_1 T}} \cdot e^{p_1 \varepsilon T} \right] \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \gamma,$$

$$W'(z, \varepsilon) = \frac{a_1}{p_1} \cdot \frac{z(e^{-p_1 \gamma T} - 1)}{z - e^{p_1 T}} \cdot e^{p_1 \varepsilon T}, \quad \text{при } \gamma < \varepsilon \leq 1,$$

б) для положительного полупериода

$$W''(z, \varepsilon) = \frac{a_2}{p_2} \left[\frac{z - e^{p_2(1-\gamma)T}}{z - e^{p_2 T}} \cdot e^{p_2 \varepsilon T} - 1 \right] \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \gamma,$$

$$W''(z, \varepsilon) = \frac{a_2}{p_2} \cdot \frac{z(1 - e^{-p_2 \gamma T})}{z - e^{p_2 T}} \cdot e^{p_2 \varepsilon T} \quad \text{при } \gamma \leq \varepsilon \leq 1.$$

Оригинал выходного тока определяем по формуле суммы вычетов (4) при значении $n=0$:

$$i_H[(n+\varepsilon)T] = \sum_{k=1}^2 \operatorname{Res}_{z_k} \left[W(z, \varepsilon) \cdot \frac{E \cdot z}{z-1} \cdot z^{n-1} \right],$$

где z_k — полюсы функции $W(z, \varepsilon) \frac{Ez}{z-1}$ и равны: $z_1 = 1$, $z_2 = e^{p_1 T}$ (или $z_2 = e^{p_2 T}$).

В результате расчетов получаем:

$$i_H'[\varepsilon T] = \frac{E}{R + R_H} (e^{p_1 \varepsilon T} - 1) \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \gamma,$$

$$i_H'[\varepsilon T] = \frac{E}{R + R_H} (1 - e^{-p_1 \gamma T}) e^{p_1 \varepsilon T} \quad \text{при } \gamma \leq \varepsilon \leq 1,$$

$$i_H''[\varepsilon T] = \frac{E}{R + R_H} (1 - e^{p_2 \varepsilon T}) \quad \text{при } 0 \leq \varepsilon \leq \gamma,$$

$$i_H''[\varepsilon T] = \frac{E}{R + R_H} (e^{-p_2 \gamma T} - 1) e^{p_2 \varepsilon T} \quad \text{при } \gamma \leq \varepsilon \leq 1.$$

График тока i_H на рис. 2, г построен по этим формулам.

Измерительный прибор постоянного тока на выходе цепи будет показывать среднее значение I_0 тока i_H :

$$\begin{aligned} I_0 &= \frac{1}{T_0} \int_0^{T_0} i_H[\varepsilon T] d(\varepsilon T) = \frac{1}{T_0} \int_0^T (i_H'[\varepsilon T] + i_H''[\varepsilon T]) d(\varepsilon T) = \\ &= A [(e^{k_1 T} - 1) e^{-k_1} \cdot C_1 - (e^{k_2 T} - 1) e^{-k_2} \cdot C_2], \end{aligned} \quad (1)$$

где: $A = \frac{ER(R + 2R_H)f}{(R + R_H)^2}$; $k_1 = \frac{R + R_H}{2R(R + 2R_H)fC_1}$; $k_2 = \frac{R + R_H}{2R(R + 2R_H)fC_2}$;

$f = \frac{1}{T_0}$ — частота источника питания.

При $\gamma=1$ (непрерывное питание) выражение (1) совпадает с приведенным в (2):

$$I_0 = A [(1 - e^{-k_1})C_1 - (1 - e^{-k_2})C_2]. \quad (2)$$

Выражение (1) показывает, что характеристика преобразования схемы, т. е. зависимость выходного тока I_0 или выходного напряжения $U_0 = I_0 R_{II}$ от измеряемого параметра $(C_1 - C_2)$ нелинейна. Если $C_2 = \text{const}$ и изменяется только C_1 , то чувствительность по току

$$S_i = \frac{dI_0}{dC_1} = A_1 \{ [1 + k_1(1 - \gamma)] e^{k_1 \pi} - (1 + k_1) \} e^{-k_1} \quad (3)$$

Подобное же выражение получается, когда C_1 постоянна, а изменяется C_2 . В случае дифференциального датчика C_1 и C_2 изменяются в противоположных направлениях от начального значения C_0 : $C_1 = C_0 + \Delta C$, $C_2 = C_0 - \Delta C$, поэтому в (3) C_1 надо заменить на ΔC .

Частотная зависимость чувствительности S_i , построенная при различных значениях γ в относительном масштабе по формуле

$$S_i = B \cdot \frac{1}{k_1} \{ [1 + k_1(1 - \gamma)] e^{k_1 \pi} - (1 + k_1) \} e^{-k_1}$$

приведена на рис. 3. Чувствительность минимальна при $f=0$. Максимальная чувствительность достигается при значениях частот, увели-

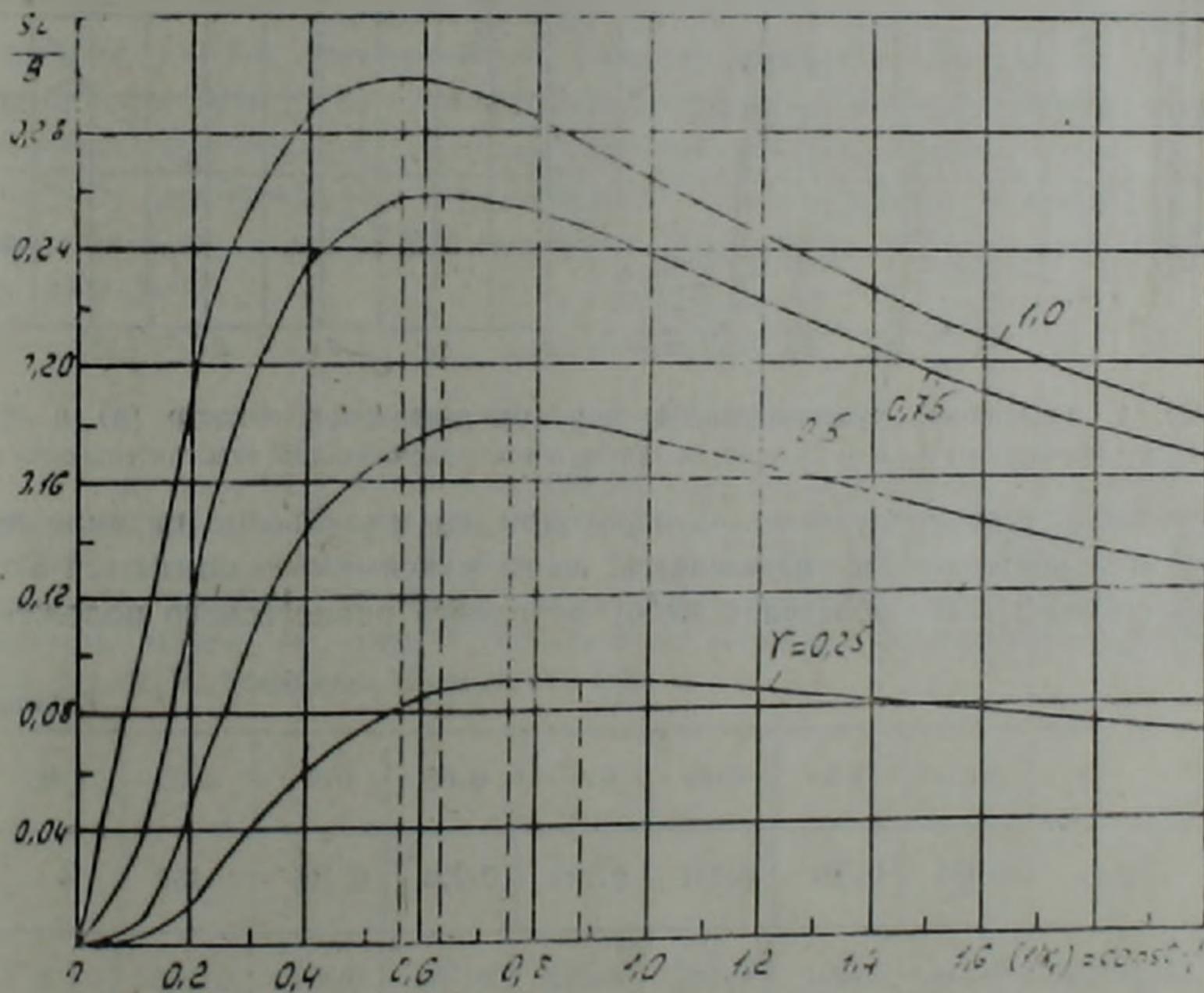


Рис. 3. Зависимость чувствительности цепи от частоты источника питания

чивающихся с уменьшением γ (табл. 1). В точках максимума влияние частоты на чувствительность становится пренебрежимо малым: изменению чувствительности на 1% соответствует изменение частоты на $\pm 10\%$ при $\gamma = 1$, $\pm 15\%$ при $\gamma = 0,75$, $\pm 22\%$ при $\gamma = 0,5$ и $\pm 28\%$ при $\gamma = 0,25$, то есть импульсное питание уменьшает частотную зависимость выходного сигнала.

Таблица 1

γ	0.25	0.5	0.75	1.0
$1/k_1$	0.875	0.751	0.632	0.558
$(S_i/B)_{\max}$	0.092	0.180	0.258	0.298

С целью оценки линейности характеристики преобразования на рис. 4, а приведена зависимость S_i от измеряемого параметра. При непрерывном питании чувствительность максимальна и имеет постоянный участок, когда C_1 близка к нулю. Поскольку в емкостных датчиках начальная емкость имеет определенное ненулевое значение, обычно 10—100 пФ⁽⁶⁾, то практическое использование указанного

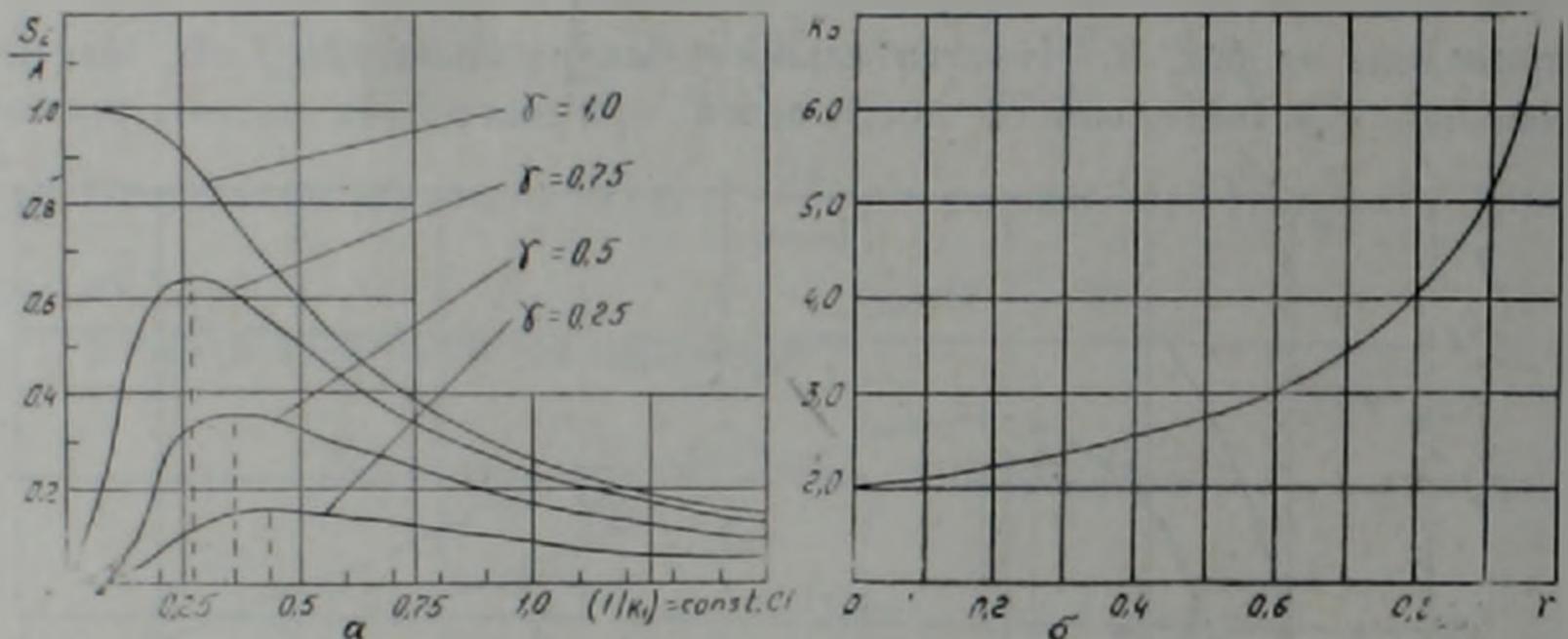


Рис. 4. Зависимость чувствительности цепи от измеряемой емкости (а) и связь между значениями K_0 и γ из условия обеспечения максимальной чувствительности (б)

участка трудно реализуемо. С переходом на импульсное питание чувствительность хоть и уменьшается, но ее максимумы сдвигаются вправо (табл. 2): это облегчает выбор исходного равновесного положения

Таблица 2

γ	0.55	0.5	0.75	0.8	0.85	0.9	0.95	1.0
$1/k_1$	0.435	0.361	0.271	0.249	0.224	0.195	0.159	0
$(S_i/A)_{\max}$	0.155	5.361	0.647	0.717	0.792	0.870	0.946	1.0

цепи в точках этих максимумов, около которых, на достаточном для практических задач участках, устройство будет работать с постоянной чувствительностью, т. е. обеспечивать линейную характеристику преобразования. Эти точки максимальной чувствительности можно найти обычным способом, находя производную от S_i по C_1 (или ΔC) и приравнивая ее нулю. В результате получается условие

$$\gamma + e^{-\frac{R_1 C_1}{2}} = 1, \quad (4)$$

справедливое как для простого, так и дифференциального исполнения датчика.

Связь между значениями γ и k_0 , удовлетворяющими условию (4), изображена на рис. 4, б. Эта зависимость показывает, что теоретически линейная характеристика преобразования, ставшая возможной при импульсном питании, невозможна при непрерывном питании ($\gamma=1$) ни при каком значении k_0 . С другой стороны, если $k_0 < 2,0$, линейная зависимость невозможна также и с переходом на импульсное питание.

Ленинаканский филиал
Ереванского политехнического
института им. К. Маркса

Ր. Մ. ՄԱՍԻՍՅԱՆ

Ունակային տվիչով ոչ-զծային բառարևոանու իմպուլսային սնումը

Հետազոտված է բառարևոանու վարքը ուղղանկյունաձև իմպուլսային լարումով սնելիս: Օգտագործելով Հապլասի դիսկրետ ձևափոխման տեսությունը, ստացվել է բառարևոանու փոխակերպման ֆունկցիան իմպուլսային ուժիմում: Դիտարկված է իմպուլսների հաճախության և սևողության ազդեցությունը բառարևոանու զգայունության վրա, ստացված է առավելագույն զգայունության ապահովման սլաշմանը իմպուլսների տարրեր պարամետրերի դեպքում:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ S. K. Lion, U. S. Patent № 3012192. ² К. Лайон, Приборы для научных исследований, № 3, с. 95—98, 1961. ³ А. Т. Артамонов, Изв. вузов. Приборостроение, № 12, с. 21—23, 1971. ⁴ Я. З. Цыпкин, Теория линейных импульсных систем, Физматгиз, М., 1963. ⁵ Л. Т. Кузин, Расчет и проектирование дискретных систем управления, Машгиз, М., 1962. ⁶ Электрические измерения неэлектрических величин. Под ред. П. В. Новицкого, Энергия, Л., 1975.

УДК 621.371;533.33

ФИЗИКА

Г. Г. Бахшян

Уширение вращательных спектральных линий
 вследствие давлений и межмолекулярных сил.
 Новые результаты

(Представлено академиком АН Армянской ССР Р. М. Мартиросяном 19/II 1990)

При столкновении молекул в газе процессы уширения спектральных линий молекулы являются следствием только возмущений, т. е. обменная энергия W должна быть значительно меньше, чем собственная энергия колебания (вращений) W_0 , так как в противном случае теряется смысл колебательного (вращательного) процесса молекулы как автономной самостоятельной системы. По этой причине не все акты столкновений молекул приводят к уширению спектральных линий в выбранном диапазоне частот. В отличие от инфракрасных и оптических диапазонов уширений линий, где основной вклад дают процессы лобового соударения, характеризующегося более энергоемким обменом, сверхвысокочастотные линии уширяются возмущением, обусловленным более дальнедействующими столкновениями $\rho \gg r_1$, при которых обмениваются значительные малые количества энергии. Кроме того уширение линий вращательных спектров молекул отличается от уширения линий в колебательном спектре и тем, что после соударений молекулы, обладающие свойствами гироскопа, восстанавливают свою прежнюю прецессию, если действующая сила кратковременна. Такими свойствами обладают любые классические гироскопы, в том числе и молекулярные квантовые ротаторы, как например H_2O , O_3 и др.

С учетом указанных факторов заново рассчитана величина уширения вращательных спектральных линий в сверхвысокочастотных диапазонах вследствие действия давления и межмолекулярных сил.

Из механики следует, что изменение момента количества движения $M_f = J\Omega$ со временем равно главному моменту приложенной силы, относительно той же самой точки.

$$\frac{d|M_f|}{dt} = J \frac{d|\Omega|}{dt} = |F| \cdot |\rho| \sin \varphi, \quad (1)$$

где J — средний момент инерции молекулы, Ω — угловая скорость ротатора при наличии возмущающей силы, $|\rho|$ — прицельное расстояние между сталкивающимися молекулами, $|F|$ — сила взаимодействия, которая сильно зависит от типа сталкивающихся молекул. По этой причине в настоящей статье рассматривается частный, более часто встречающийся случай, когда молекула H_2O сталкивается с молеку-

лой азота, так как концентрация азота в земной атмосфере $\sim 78\%$. Тогда из свойств молекул H_2O и N_2 следует, что сила взаимодействия между сталкивающимися молекулами, главным образом, должна быть обусловлена диполь-квадрольным механизмом (1).

Согласно принятой модели $|F|$ будет иметь вид

$$|F| = \frac{d}{dt} \left(d_{\text{H}_2\text{O}} \frac{QP_2(\cos\theta)}{r^3} \right) = -\frac{4A}{r^3}, \quad (2)$$

где $d_{\text{H}_2\text{O}}$ — дипольный момент молекулы H_2O , $Q = 0,5 \sum l_i \times (3z_i^2 - R_i^2)$ — квадрупольный момент молекулы азота, $P_2(\cos\theta) = 0,5(3\cos^2\theta - 1)$ — полином Лежандра, $A = 3d_{\text{H}_2\text{O}}QP_2(\cos\theta)$.

Подставляя в (1) величину (2), имея в виду, что $r^2 = \rho^2 + v^2t^2$ (2) и приближенно заменяя φ на $\Omega_0 t$, где Ω_0 — угловая скорость молекулы в момент времени $t = 0$, v — тепловая скорость молекулы газа, после интегрирования (1) будем иметь

$$\Omega = \Omega_0 + \frac{2}{3} \frac{A\Omega_0^2}{J_p v^3} K_2 \left(\frac{\Omega_0 \rho}{v} \right), \quad (3)$$

где $K_2(z)$ — модифицированная функция Бесселя. Величина $\Delta\omega = \Omega - \Omega_0$ представляет из себя угловую скорость прецессии молекулы H_2O , возникшей при столкновении с молекулой азота.

В случае, если изменение угловой скорости прецессии со временем происходит непрерывно, то полное изменение фаз за все время взаимодействия между молекулами будет

$$\gamma_1(\rho) = \int_0^{\tau_n} \Delta\omega dt = \frac{2}{3} \frac{A\Omega_0^2 \tau_n}{J_p v^3} K_2 \left(\frac{\Omega_0 \rho}{v} \right), \quad (4)$$

где τ_n — время свободного пробега молекулы в среде. Если же допустить, что при столкновении угол прецессии со временем меняется не непрерывно, а принимает ряд дискретных значений, то по аналогии с пространственным квантованием (3) будем иметь:

$$\gamma_1(\rho) = \int_0^{\tau_n} \Delta\omega t h \frac{\Delta\omega t}{\Delta\omega \tau_0} dt = \frac{2A\Omega_0^2 \tau_0}{3J_p v^3} K_2 \left(\frac{\Omega_0 \rho}{v} \right) \text{Inch}(\tau_n/\tau_0), \quad (5)$$

где τ_0 — параметр, характеризующий инерционность ротации как автономной самостоятельной гироскопической системы, с собственной частотой вращения.

Как следует из (5), в случае, когда время свободного пробега, или, точнее, истинное время взаимодействия между сталкивающимися молекулами $\tau_n < \tau_0$, значение полного изменения фаз будет подавлено по закону $\text{Inch}(\tau_n/\tau_0)$. Эта поправка значительна для низких давлений, при высоком давлении

$$\text{Inch}(\tau_n/\tau_0) \rightarrow \tau_n/2\tau_0.$$

Имея в виду и ограничение на значение прицельного расстояния $\rho \geq \rho_1$, окончательный вид уширения и сдвига спектральной линии с учетом результата (5) можно представить в виде:

$$\delta\nu_r = \frac{N_0 v \sigma_r}{2\pi} = N_0 v \int_{\rho_1}^{\rho_2} |1 - \exp(-\Gamma(\rho)) \cos \gamma_1(\rho)| \rho d\rho, \quad (6)$$

$$\delta\nu_l = \frac{N_0 v \sigma_l}{c\pi} = N_0 v \int_{\rho_1}^{\rho_2} \exp(-\Gamma(\rho)) \sin \gamma_1(\rho) \rho d\rho, \quad (7)$$

где величина $\Gamma(\rho)$ и формы записи (6) и (7) взяты из работ (2,4), N_0 — число молекул в единичном объеме газа в атмосфере, σ_r — сечения столкновения, σ — сечения смещения. Приравнивая при соударениях значения потенциальной энергии взаимодействия собственной энергии ротации, можно оценить значения ρ_1 :

$$\rho_1 \approx \sqrt{d_{H_2O} Q P_r(\cos \theta) / h \Omega_0}, \quad (8)$$

ρ_2 — длина свободного пробега молекулы в газе.

В заключение можно сказать, что учитываемые в настоящей работе поправки в значительно большей степени уменьшают роль воздействий давления (для низких давлений) и межмолекулярных сил на процесс уширения вращательных линий, чем это предполагалось ранее. В колебательных спектрах и спектрах электронных переходов аналогичные поправки пренебрежимо малы.

Тогда реальные уширения вращательных спектральных линий примут вид

$$\delta\nu = \sqrt{(\delta\nu_1)^2 + (\delta\nu_2)^2 + (\delta\nu_3)^2 + \dots}, \quad (9)$$

где $\delta\nu_1$ — выражается через формулы (6); $\delta\nu_2$ — доплеровское уширение, $\delta\nu_3$ — уширение, обусловленное действием магнусовой силы (5), а именно:

$$\delta\nu_3 = N_0 v \int_{\rho_1}^{\rho_2} |1 - \exp(-\Gamma(\rho)) \cos \gamma_3(\rho)| \rho d\rho, \quad (10)$$

где

$$\gamma_3(\rho) = \int_0^{\tau_n} \Delta\omega_3 dt = - \frac{m^2 |\Omega_0 v|^2 \tau_0}{h} \ln \text{ch}(\tau_n / \tau_0) \times \\ \times \sum_{k=2}^{\infty} \frac{\sum_k l_k^2 |(J, \tau, M | T^{-1} x^{-1} \Phi_{Gg} x T | s', \tau', M)|^2}{W_{\tau'} - W_{\tau}}, \quad (11)$$

обозначения здесь стандартны (см. работу (5)).

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Армянской ССР

Պազի ճնշման և միջմոլեկուլային ուժերի ազդեցության տակ պտտողական սպեկտրայ գծերի լայնացում: Նոր առաջումներ

Դազում հոյի հատկություն ունեցող մոլեկուլների բախման ժամանակ առաջացող պտտողական սպեկտրայ գծերի լայնացումը վերահաշվարկված է, նկատի ունենալով հոյի պրեցեսիայի վերականգնման երևույթը, երբ փոխադրման ժամանակը սահմանափակ է: Նկատի է առնված նաև այն որ ուժեղ բախումների ընթացքում մոլեկուլների մի մասը խոտորումների փոխարեն գրգռվում են: Ստացված է, որ պտտողական սպեկտրայ գծերի լայնացման հաշվեկշռում, մոլեկուլների փոխադրեցությունով և պազի ճնշումով պայմանավորված մուտրերը (ցածր ճնշումների դեպքում) հանրահայտ մեխանիզմներով նվազ էֆեկտիվ են, բան այն ստացվել է նախկին տեսական հաշվարկներում: Նշված նորույթը էապես չի գործում տատանողական և էլեկտրոնային սպեկտրի սպեկտրայ գծերի լայնացման վրա:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Н. Г. Каплан, Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий, Наука, М., 1982. ² С. Э. Фриш, Оптические спектры атомов, Гос. изд-во физ.-мат. лит. М.—Л., 1963. ³ С. В. Вонсовский, Магнетизм, Наука, М., 1971. ⁴ Л. А. Вайнштейн, ¹ Н. Г. Каплан, Введение в теорию межмолекулярных взаимодействий, Наука, М. Г. Григорян, К. Е. Карипетян, ДАН АрмССР, т. 90, № 1, с. 20—22 (1990).

УДК 534.832:725.055

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

Ю. А. Гаспарян, А. В. Аршакян, Б. Ю. Гаспарян, А. Г. Манучарян

Волновой процесс в многорезонансной колебательной системе
 звукопоглощающих строительных конструкций

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. И. Тер-Степаняном 12/XII 1989)

В последние годы наметилась четкая тенденция по применению в строительных ограждающих конструкциях зданий и сооружений односекционных объемных резонансных звукопоглотителей (ОРЗП). Основным их недостатком является невысокая акустическая эффективность в области низких частот. Объясняется это тем, что односекционные резонансные поглотители при собственной резонансной частоте элемента имеют с физической точки зрения селективную остро-резонансную систему звукопоглощения и для смещения основной резонансной частоты в низкочастотную область, путем увеличения широкополосности звукопоглощения, разработан новый ОРЗП с внутренней сплошной или микроперфорированной упруго опертой панелью (1).

Локальный входной импеданс рассматриваемой системы резонансного звукопоглотителя с жесткими стенками (рис. 1) характе-

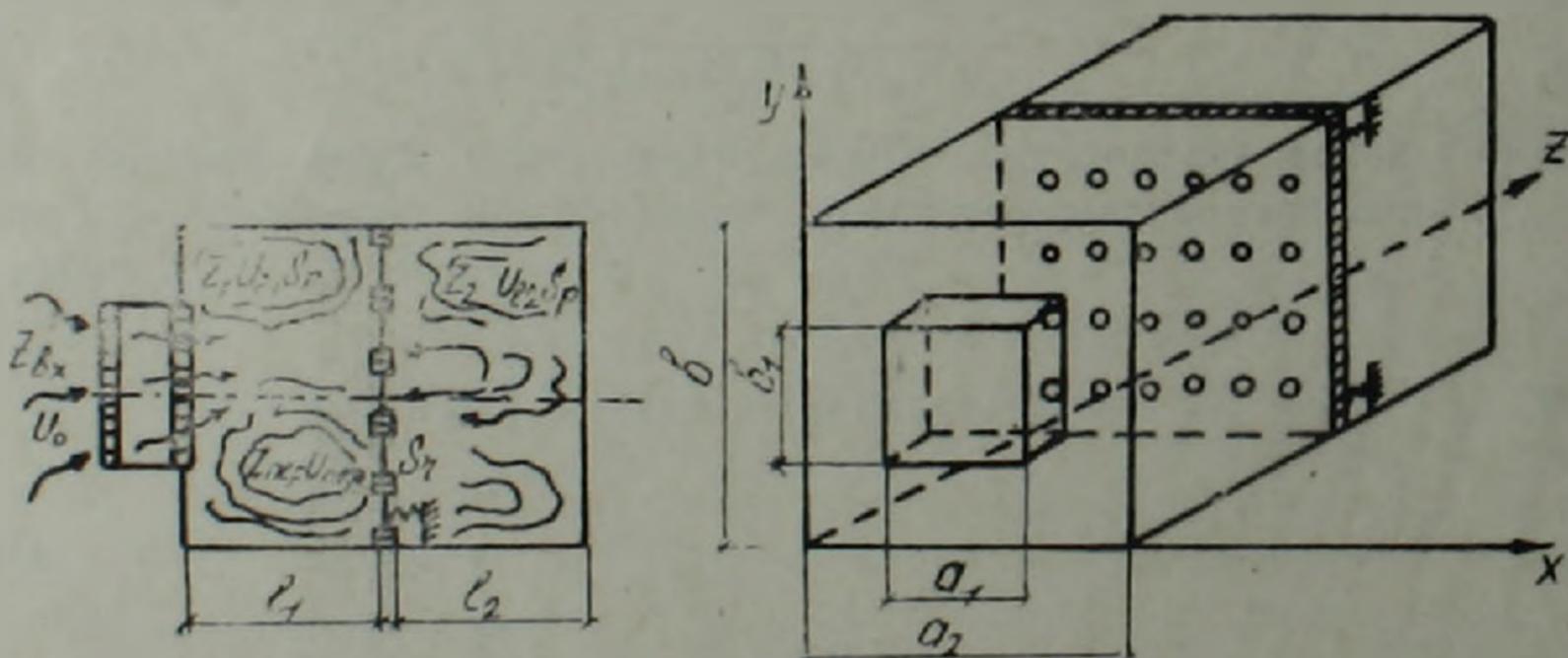


Рис. 1. Общая и негативная схема резонансного звукопоглотителя с внутренней податливой микроперфорированной панелью на упругих связях—пружинах

ризуется собственными и взаимопри соединенными импедансами; согласно электроакустической аналогии при последовательном соединении двухсекционных резонаторов имеем.

$$Z_1 = Z_r + \rho_0 c S_1 \frac{j \rho_0 c S_1 \operatorname{tg} k l_1 + Z_{c1}}{j \rho_0 c S_1 + Z_{c1} \operatorname{tg} k l_1}; \quad Z_{c1} = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} + Z_{c1}; \quad S_1 = \frac{S}{S_r} = \eta^{-1}; \quad (1)$$

$$Z_1 = R_1 + j \omega M_1; \quad Z_2 = R_2 + j \omega M_2 + E_2 / j \omega; \quad Z_{c1} = -j \rho_0 c S \operatorname{ctg} k l_2; \quad Z_r = R_r + j \omega M'$$

Здесь Z_{r1} , Z_{r2} , Z_{e1} , Z_{e2} , Z_1 , Z_2 — соответственно, входные импедансы горловины первой и второй секции, парциальные импедансы отверстий микроперфораций и податливой панели на упругих связях — пружинах.

Анализ этих значений показывает, что неизвестными величинами являются присоединенные и взаимоприсоединенные массы M_{mn} , коэффициенты упругости и жесткости E_{mn} , K_{mn} и упругих связей резонирующих полостей, входных отверстий горловины, перфораций и податливой панели, вследствие влияния колебаний падающей звуковой волны на поглотитель.

Рассмотрим теорию распространения звуковых волн в прямоугольном резонаторе, в волновом приближении (2, 4), при падении звуковой волны через горловину в первую и вторую секции резонансных полостей звукопоглотителя. Необходимо учитывать, что имеет место равномерное распределение колебательных скоростей и на жестких гранях звукопоглотителя должны удовлетворяться условия равенства нулю нормальных скоростей, причем их волновой процесс описывается следующим выражением:

$$\Delta\Phi + k^2\Phi = 0; \quad \left. \frac{\partial\Phi}{\partial x} \right|_{x=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial\Phi}{\partial y} \right|_{y=0} = 0; \quad \left. \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right|_{z=l} = 0;$$

$$l_1 < z < l_1 + \tau; \quad 0 < z < l_1$$

$$l_1 + \tau < z < l_2; \quad l_1 < z < l_1 + \tau + l_2 \quad (2)$$

Для потенциала скоростей Φ падающей нормально на лицевую стенку и отраженной звуковой волны в резонирующих полостях 1, 2, имеем:

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [A_{mn} \cdot e^{jk_p z} + A_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p z}] \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t};$$

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} [B_{mn} e^{jk_p z} + B_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p z}] \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t}. \quad (3)$$

Здесь A_{mn} , B_{mn} неизвестные коэффициенты (постоянные интегрирования) определяются из граничных условий; k , k_m , k_n , k_p — волновой вектор и волновые числа резонансного звукопоглотителя $k_p^2 = k^2 - k_m^2 - k_n^2$, где $k_m = \pi m/a$; $k_n = \pi n/b$; $k_p = \pi p/l$.

$$\hat{k}_p = jk_p = jk \left[\left(\frac{\pi c}{\omega a} \right)^2 (m^2 + n^2) - 1 \right]^{0.5}.$$

Рассмотрим колебательный процесс в первой секции резонатора $0 < z < l_1$. Найдем соотношение между коэффициентами A_{mn} и $A_{mn}^{(-)}$ из граничных условий при $z = l_1$. Нормальная компонента колебательной скорости в области $l_1 < z < l_1 + \tau$ будет $U_1(x, y)$. Отсюда найдем

$$-\left. \frac{\partial\Phi}{\partial z} \right|_{z=l_1} = \sum_{m,n=0}^{\infty} jk_p [A_{mn} \cdot e^{jk_p l_1} - A_{mn}^{(-)} \cdot e^{-jk_p l_1}] \cos k_m x \cdot \cos k_n y = U_1(x, y).$$

Для коэффициентов A_{mn} имеем

$$A_{mn}^{(-)} = A_{mn} \cdot e^{2jk_p l_1} - \frac{\alpha_{mn}}{jk_p} e^{jk_p l_1} \quad (4)$$

Для определения коэффициентов A_{mn} зададим граничные условия при $z=0$. Амплитуду колебательной скорости в горловине резонансного звукопоглотителя будем считать равномерной по отверстию $U_1(x, y) = \begin{cases} U_0 & x, y \in S_0 \\ 0 & x, y \notin S_0 \end{cases}$,

$$\left. \frac{\partial}{\partial z} \Phi(x, y, z, t) \right|_{z=0} = U_1(x, y) e^{j\omega t}; \quad U_1(x, y) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \beta_{mn} \cos k_m x \cdot \cos k_n y;$$

в этом случае для коэффициентов β_{mn} получим

$$\beta_{mn} = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{S} \iint_S U_1(x, y) \cos k_m x \cos k_n y dS = \frac{\varepsilon_m \varepsilon_n}{S} U_0 \iint_{S_0} \cos k_m x \cos k_n y dS. \quad (5)$$

Потенциал скоростей в области $0 < z < l_1$ запишем в виде

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \left\{ A_{mn} e^{jk_p z} + \left[A_{mn} e^{jk_p l_1} - \frac{\alpha_{mn}}{jk_p} e^{jk_p(l_1-z)} \right] \cos k_m x \cdot \cos k_n y \cdot e^{j\omega t} \right\}. \quad (6)$$

Из (5) определим коэффициенты A_{mn} :

$$-jk_p \left[A_{mn} + A_{mn} e^{2jk_p l_1} - \frac{\alpha_{mn}}{jk_p} e^{jk_p l_1} \right] = \beta_{mn}; \quad A_{mn} = - \left[\beta_{mn} + \frac{\alpha_{mn} e^{jk_p l_1}}{jk_p(1 + e^{2jk_p l_1})} \right]. \quad (7)$$

Потенциал скоростей в области $0 < z < l_1$ получим в виде

$$\Phi(x, y, z, t) = \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p} \frac{\cos k_m z}{\sin k_p l_1} - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \frac{\cos k_p(z-l_1)}{\sin k_p l_1} \right] \cos k_m x \cos k_n y e^{j\omega t}. \quad (8)$$

Амплитуда силы с внутренней стороны горловины резонатора ($z=0$) равна

$$F_0^{(i)} = \iint_{S_f} P_0(0, x, y) dS; \quad P_0(x, y, z=0, t) = j\omega \rho_0 \Phi(x, y, z, t) \Big|_{z=0}, \quad (9)$$

где S_f — сечение горловины резонатора; амплитуда силы с внешней стороны перфорированной панели

$$F_1^{(o)} = \int_{(S-S_f)} P_1(x, y, z=l_1) dS, \quad P_1(x, y, z=l_1) = j\omega \rho_0 \Phi(x, y, z) \Big|_{z=l_1}. \quad (10)$$

Для решения задачи необходимо определить амплитуды колебательных скоростей в горловине резонатора U_0 в отверстиях перфорации U_1 и скорость колебаний внутренней податливой панели резонатора U_2 . Составим уравнения движения массы колеблющегося воздуха в горловине и полости резонатора, в отверстиях перфорации и податливой панели:

$$\left. \begin{aligned} U_0 m_0 + r_0 U_0 &= F_0 - \bar{F} \\ m_1 \dot{U}_1 + r_1 (U_1 - x) &= f_1^{(1)} - F_1^{(2)} \\ m_2 \dot{x} + r_2 x + A_2 x &= F_1^{(2)} - F_2^{(2)} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} j\omega m_0 U_0 + r_0 U_0 &= \tilde{f}_0 - f_0 \\ j\omega m_1 U_1 + r_1 \left(U_1 - \frac{S_1}{S - S_1} U_2 \right) &= f_1^{(1)} - f_2^{(2)} \\ j\omega m_2 U_2 + r_2 U_2 + \frac{A_2}{j\omega} U_2 &= f_1^{(1)} - f_2^{(2)} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь r_0, r_1, r_2 — коэффициенты трения (сопротивления) в горловине резонатора, x — смещение (движение) податливой панели от положения равновесия, \tilde{F}_0, F_0 — внешняя и внутренняя сила давления со стороны горловины резонатора, $f_1^{(1,2)}$ — соответственно, сила давления в отверстиях перфорации и на податливую панель с внешней и внутренней стороны, $m_{0,1,2}$ — невозмущенная масса воздуха в горловине полости 1, 2 секции в отверстиях перфорации, $f_0, f_1^{(1,2)}, f_2^{(1,2)}$ — амплитуды силы $\tilde{F}_0, F_1^{(1,2)}$, определяемые согласно (9), (10) и решениям (5)–(8):

$$f_0 = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p \sin k_m l_1} - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(0)} = U_1 G_0^{(1)} + U_2 G_0^{(2)} + U_0 G_0^{(0)};$$

$$I_{mn}^{(0)} = \iint_S \cos k_m x \cos k_n y dS, \quad G_0^{(1,2)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(0)}}{k_p \sin k_p l_1}, \quad (12)$$

$$G_0^{(0)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(0)} \times I_{mn}^{(0)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1.$$

Для амплитуды силы $f_1^{(1)}$ получим:

$$f_1^{(1)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(1)} = U_1 G_1^{(1)} + U_2^{(2)} G_1^{(2)} + U_0 G_1^{(0)};$$

$$G_1^{(1,2)} = \frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1; \quad G_1^{(0)} = -\frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(0)} \cdot I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1. \quad (13)$$

Амплитуда силы $f_1^{(2)}$ определяется из (9), аналогично:

$$f_1^{(2)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \left[\frac{\alpha_{mn}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_1 - \frac{\beta_{mn}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1 \right] I_{mn}^{(2)} =$$

$$= U_1 G_2^{(1)} + U_2 G_2^{(2)} + U_0 G_2^{(0)}; \quad G_2^{(0)} = -\frac{j\omega\rho_0}{S} \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(0)} I_{mn}^{(2)}}{k_p} \operatorname{cosec} k_p l_1. \quad (14)$$

Амплитуда силы $f_2^{(1)}$ равна

$$f_2^{(1)} = j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\alpha_{mn} I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2 = U_1 G_3^{(1)} + U_2 G_3^{(2)};$$

$$G_3^{(1,2)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(1)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2. \quad (15)$$

Аналогично определяется амплитуда силы $f_2^{(2)}$:

$$f_2^{(2)} = -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{\alpha_{mn} I_{mn}^{(2)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2 = U_1 G_4^{(1)} + U_2 G_4^{(2)}; \quad G_4^{(1,2)} =$$

$$= -j\omega\rho_0 \sum_{m,n=0}^{\infty} \frac{I_{mn}^{(1,2)} I_{mn}^{(2)}}{k_p} \operatorname{ctg} k_p l_2. \quad (16)$$

Введем амплитуды колебательной скорости и давления ^(5,6):

$$U_0 = \bar{U}_0 e^{j\omega t}; U_1 = U_1 e^{j\omega t}; U_2 = U_2 e^{j\omega t}; P_1 = \bar{P}_1 e^{j\omega t}; P_2 = P_2 e^{j\omega t}.$$

Тогда для амплитуды давления P_1 и P_2 получим:

$$P_1 = \frac{\rho_0 c^2}{j\omega l_1 S} |U_0 - U_1 - U_2|, \quad P_2 = \frac{\rho_0 c^2}{j\omega l_2 S} |U_1 + U_2|, \quad (17)$$

где $U_0 = S_0 \bar{U}_0$, $U_1 = S_1 V_1$ — амплитуды объемной скорости движения воздуха в горловине резонатора и в отверстиях перфорации, $U_2 = (S - S_1) U_2$ — амплитуда объемной скорости податливой панели.

Из выражений (14)–(16) для амплитуды давления P_1 и P_2 получим амплитуды сил $f_0, f_1^{(1)}, f_1^{(2)}, f_2^{(1)}$ и $f_2^{(2)}$: $f_0 = S_0 P_1$; $f_1^{(1)} = S_1 P_1$; $f_1^{(2)} = (S - S_1) P_1$; $f_2^{(1)} = S_2 P_2$; $f_2^{(2)} = (S - S_1) P_2$. Согласно ^(2,3) коэффициенты A_{ij} ($i, j = 1, 2, 3$) выразим через активные компоненты, присоединенные массы и упругости которых определим следующим образом:

$$A_{11} = R_{11} + j\omega(M_{11} - E_{11}/\omega^2); \quad A_{12} = -j\omega(M_{12} - E_{12}/\omega^2);$$

$$A_{13} = -j\omega(M_{13} - E_{13}/\omega^2); \quad A_{21} = j\omega(M_{21} - E_{21}/\omega^2); \quad (18)$$

$$A_{22} = R_{22} + j\omega(M_{22} - E_{22}/\omega^2); \quad A_{23} = R_{23} + j\omega(M_{23} - E_{23}/\omega^2); \quad R_{23} = 0;$$

$$A_{31} = -j\omega(M_{31} - E_{31}/\omega^2); \quad A_{32} = j\omega(M_{32} - E_{32}/\omega^2); \quad A_{33} = j\omega(M_{33} - E_{33}/\omega^2) + R_{33},$$

где M_{ij}, E_{ij} определяются следующим образом:

$$M_{21(21)} = m_{0(i)} + \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n \neq 0} \frac{|I_{mn}^{(0)}|^2}{\hat{k}_p} |1 + \text{cth}(k_p l_1)|; \quad E_{11} = \frac{S_0 \omega^2}{S \cdot k} \rho_0 \text{ctg} k l_1;$$

$$M_{12(13)} = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n \neq 0} \frac{I_{mn}^{(0)} I_{mn}^{(1,2)}}{\hat{k}_p \text{sh} k_p l_1}; \quad E_{22} = \frac{(S - S_1) \omega^2 \rho_1}{S \cdot k} (\text{ctg} k_p l_1 + \text{ctg} k_p l_2);$$

$$E_{12} = \frac{S_0 S_1}{S} \rho_0 \frac{1}{\text{sh} k l_1}; \quad E_{13} = \frac{S_0 (S - S_1) \cdot \rho_0 \cdot \omega^2}{S \cdot k \cdot \text{sh} k l_1}; \quad E_{21} = \frac{(S - S_1) S_0 \omega^2 \rho_0}{S \cdot k \cdot \text{sh} k l_1};$$

$$M_{22(33)} = m_1 + \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n \neq 0} \frac{|I_{mn}^{(1,2)}|^2}{\hat{k}_p} (\text{cth} k_p l_1 + \text{cth} k_p l_2);$$

$$M_{23(3)} = \frac{\rho_0}{S} \sum_{m+n \neq 0} \frac{I_{mn}^{(1)} I_{mn}^{(2)}}{\hat{k}_p} (\text{cth} k_p l_1 + \text{cth} k_p l_2).$$

При невозмущенной массе воздуха в отверстиях резонансного звукопоглотителя имеем:

$$A_{11} = j\omega m_0 + r_0 + G + G_0^{(0)}; \quad A_{12} = G_0^{(1)}; \quad A_{13} = G_0^{(2)};$$

$$A_{21} = -G_1^{(0)}; \quad A_{22} = j\omega m_1 + r_1 + G_1^{(0)} - G_1^{(1)}; \quad A_{23} = G_1^{(2)} - G_1^{(1)} - r_1 \frac{S_1}{S - S_1}; \quad (19)$$

$$A_{31} = -G_2^{(0)}; \quad A_{32} = G_2^{(1)} - G_2^{(0)}; \quad A_{33} = j\omega m_2 + A_2/j\omega + r_2 + G_2^{(2)} - G_2^{(1)}.$$

Выясним физический смысл величин G_j^i ($j = 0, 1, 2, 3, 4$), входящих в коэффициенты A_{ij} системы уравнений (19) для определения амплитуд скоростей $U_{0,1,2}$, тогда:

$$G_0^{(0)} = j\omega M_0 ; \quad G_0^{(1)} = j\omega M_{0,e1} + j\omega\rho_0 S_0 \frac{S_1^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_1;$$

$$G_0^{(1)} = j\omega M_{0,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 \cdot S_0}{S \cdot k} \operatorname{cosec} kl_1; \quad G_0^{(2)} = j\omega M_{0,e1} - j\omega\rho_0 S_0 \frac{S - S_1}{S \cdot k} \operatorname{sec} kl_1;$$

$$G_1^{(0)} = j\omega M_{1,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1}{S \cdot k} \operatorname{cosec} kl_1; \quad G_1^{(1)} = j\omega M_{1,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_1; \quad (20)$$

$$G_1^{(2)} = j\omega M_{1,e1} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1) S_1}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_1; \quad G_2^{(0)} = j\omega M_{2,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_0 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{cosec} kl_1;$$

$$G_2^{(1)} = j\omega M_{2,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_1; \quad G_2^{(2)} = j\omega M_{2,e1} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_1;$$

$$G_3^{(0)} = j\omega M_{3,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_2; \quad G_3^{(1)} = j\omega M_{3,e1} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_2;$$

$$G_4^{(0)} = j\omega M_{4,e1} - j\omega\rho_0 \frac{(S - S_1)^2}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_2; \quad G_4^{(1)} = j\omega M_{4,e1} - j\omega\rho_0 \frac{S_1 (S - S_1)}{S \cdot k} \operatorname{ctg} kl_2.$$

Согласно теории трения, модели Релея и теоретическим условиям выражений (11), звуковое поле, создаваемое в отверстиях микроперфорации внутренней податливой панели резонансного звукопоглотителя, описывается волновым уравнением потенциала скорости φ , векторного потенциала вихрей Φ и представляется уравнением:

$$(\Delta + k^2)\Phi = 0; \quad (\Delta + k_n^2)\varphi = 0; \quad k^2 = \omega^2 \left[c^2 \left(1 - \frac{4}{3} j\omega\nu/c^2 \right) \right]^{-1}; \quad (21)$$

В случае распространения звуковых волн в вязкой среде отношение $\omega\nu/c^2 \ll 1$, тогда $k = \frac{\omega}{c} \left[1 + \frac{2}{3} j \frac{\omega\nu}{c^2} \right]$. В акустической волне звукопоглотителя в области сжатия происходит повышение температуры, а в области разряжения — понижение температуры, т. е. имеет место частичный необратимый процесс тепла. Практически если в звукопоглотителях с изменением объема воздуха проявляется вторая вязкость μ_2 , то при сжатии или расширении происходит значительная диссипация энергии, которая определяется второй вязкостью. Распространение плоской волны характеризуется:

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} + k^2 \right) v = 0; \quad k^2 = \frac{\omega^2 \rho_0}{x + j \frac{4}{3} \omega \mu}; \quad k = \pm \frac{\omega}{c} \pm j \frac{2}{3} \frac{\omega^2 \mu}{\rho_0 c^3}, \quad (22)$$

x — коэффициент объемной упругости.

Действительная часть волнового параметра определяет фазу волны, а мнимая — затухание ее амплитуды. При малой вязкости μ затухание плоской волны пропорционально квадрату частоты. Коэффициент поглощения звука в вязкой среде равен $\beta = 2\omega^2 \mu / 3\rho_0 c^3$, т. е. пропорционален коэффициенту вязкости и квадрату частоты. Связь поглощения звука с теплопроводностью согласно Кирхгофу — Стоксу характеризуется выражением

$$\beta = \frac{\omega^2}{2\rho_0 c^3} \left| \frac{4}{3} \rho + \gamma \left(\frac{c_p - c_v}{c_p c_v} \right) \right|, \quad (23)$$

γ — коэффициент теплопроводности, c_p , c_v — теплоемкость при постоянном звуковом давлении и объеме.

Если податливая внутренняя панель не имеет отверстий — перфораций, т. е. $S_0 \rightarrow 0$ и $M \rightarrow \infty$, тогда получим двухсекционный резонатор, т. е. $Z_2 = Z + Z_1$. На рис. 2 показана зависимость соотношения присоединенных масс M_n в резонаторах цилиндрического и прямоугольного сечения с круглыми и квадратными отверстиями к присоединенной массе M_p резонатора от соотношения площадей входного отверстия $S_{вх} = \pi r_0^2$ и сечения $S = \pi R^2$ резонансного звукопоглотителя и γ — коэффициента перфорации, $\gamma = S_0/S$.

Полученные расчетным путем для присоединенной и взаимопри-

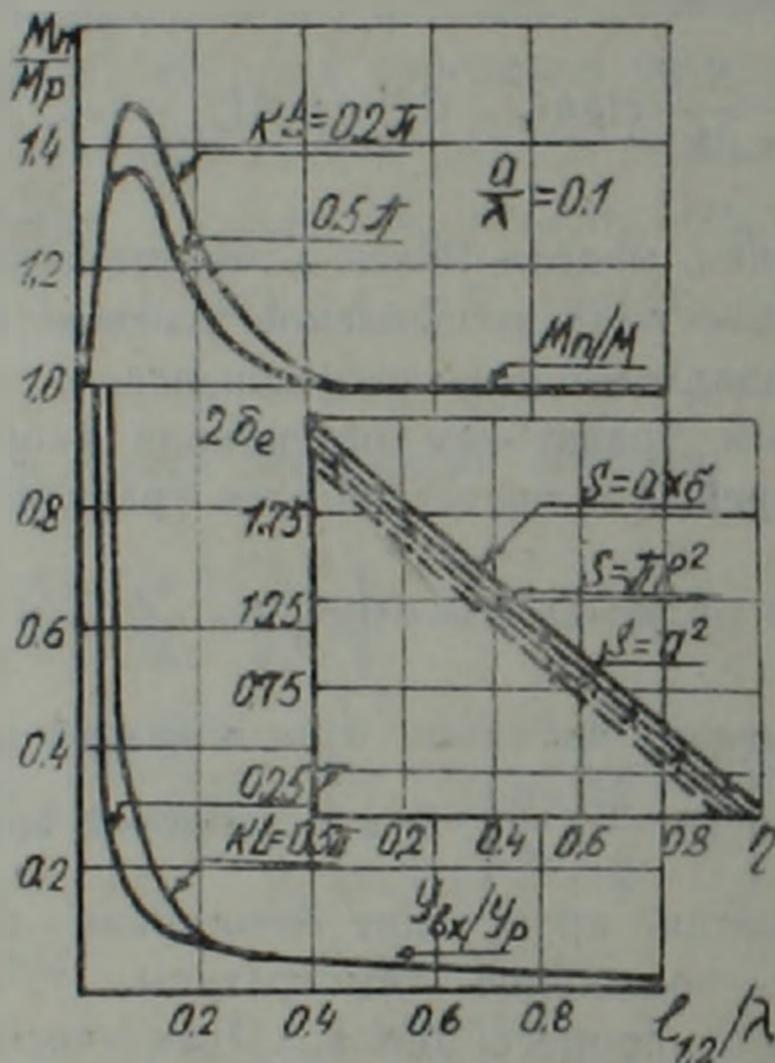


Рис. 2, 3. Зависимость соотношения входных присоединенных масс M_n/M_p в резонаторе от коэффициента перфорации γ и глубины $l_{1,2}$ полости звукопоглотителя цилиндрического и прямоугольного сечения

Зависимости двусторонней краевой поправки $2\delta_e$ входного отверстия горловины от отношения глубины $l_{1,2}$ первой — второй секции резонатора к длине падающей звуковой волны λ .

соединенной масс значения (18) — (20) вполне применимы для низкочастотной области звукопоглощения (погрешность в пределах 10%)

т. е. при $k_p l_{1,2} \gg 1$ и $\left(\frac{S_0}{S}\right)^{0.5} < 1/3$. При $l_{1,2} \rightarrow 0$, присоединенная масса-

$M_{m,n}$ стремится к бесконечности, т. е. при значениях l и фиксиро-

взвешенных отношений $\left(\frac{S_0}{S}\right)^{0,5}$ присоединенная масса выходит на асимптотический режим. Зависимость присоединенной массы — двухсторонней концевой поправки $2\delta_r$, входного отверстия от соотношения глубины полости первой секции резонатора к длине падающей звуковой волны показано на рис. 3. Как видно из рисунка, уже начиная с $l=2$ см для отношения $\gamma_1 = r_0/R = \sqrt{S_0/S} = 1/3$ можно пользоваться асимптотическим выражением для присоединенной массы с использованием формул (18) — (20) и согласно У. Ингарду (³) (рис. 2, 3).

Совершенствование акустических элементов звукопоглощающих строительной конструкции на основе явления многократного резонанса осуществлялось за счет особенностей расчета инерционного импеданса резонансного звукопоглотителя. Акустический эффект возникновения дополнительной инерционности образуется вследствие размещения в его ближнем звуковом поле у входной части горловины податливой панели на упругих связях — пружинах, в результате чего у основной резонансной частоты звукопоглотителя происходит повышение КЗП на 30—50%. Инженерный метод расчета импеданса таких конструкций предполагает установление экспериментальным путем количественных соотношений геометрических параметров и акустических характеристик резонансного звукопоглотителя. Экспериментальная модель размером 24,5×24,5×20 см с входной горловиной 8×8×6 см устанавливалась в низкочастотный акустический интерферометр НИИСФ (г. Москва), частотный диапазон измерения которого составляет 40—700 Гц.

Ереванский политехнический институт
им. К. Маркса

ՅՈՒ. Ա. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Վ. ԱՐՇԱԿՅԱՆ, Բ. ՅՈՒ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ, Ա. Գ. ՄԱՆՈՒԶԱՐՅԱՆ

Արհեստի պրոցեսը ձայնակլանիչ շինարարական կոնստրուկցիաների
բազմառեզոնանսային համակարգում

Դիտարկվում է լուրջ փոփոխական դիմադրությամբ բեռնված ձայնակլանիչ կառուցվածքի ակուստիկ սարքի իմպենդանսի և ձայնակլանման գործակցի հաշվարկը: Որոշված են նոր ձայնակլանիչի իմպենդանսի ակտիվ և ռեակտիվ բաղադրիչների մեծությունները:

Ստացված արտահայտությունները (10, 12, 21, 22) հնարավորություն են տալիս հաշվարկել մեկ—երկրաժին ձայնակլանիչ ակուստիկական կառուցվածքների ձայնակլանման գործակիցները, շինարարական կառուցվածքների վերջնական սլատրաստի (գործարանային) արտադրանքի նախագծման և իրականացման համար:

ЛИТЕРАТУРА—ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. С. 1350284. СССР, МКИ Е04 В1/84. Резонансный низкочастотный звукопоглотитель (Ю. А. Гаспарян, Л. А. Борисов (СССР)). — № 3939248/33; заявл. 15.03.1985. Оpubл. 07.11.1987. Б. И., № 41—Зс. ² Л. Д. Ландау, М. Е. Лифшиц. Механика сплошных сред, Наука, М.: 1954. ³ Л. Ф. Лепендин, Акустика, Высшая школа, М., 1978. ⁴ Ю. А. Гаспарян, Изв. АН АрмССР, Сер. техн. наук, т. 37, № 6, с. 35—42 (1984). ⁵ Р. М. Morse, U. Ingard, Theoretical acoustics, N. Y., 1968. ⁶ *Maan Dah You, Shenka clinica*, v. 18, № 1, p. 55—71 (1975).

УДК 595.768.23

ЭНТОМОЛОГИЯ

С. М. Яблоков-Хизорян

Новые виды жуков-долгоносиков из рода
Larinus Germ. (Coleoptera, Curculionidae)

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР С. О. Мовсисяном 5/II 1990)

1. *Larinus reitterianus* Iablokoff-Khizorian sp. nov.

Голотип с этикеткой: Persien Luristan, v. Bodemeyer, var. onopordinis, v. densidentatus mihi in lit., *Larinus* sp., Coll. Reitter.

Тело и конечности черные, в очень короткой беловатой простой прилегающей волосистости, местами отсутствующей или стертой. Головотрубка и темя густоволосистые, переднеспинка голая, с боков с широкой волосистой полосой, испещренной голыми точками, внутренний край ее извилистый. Надкрылья с широкой передней и узкой резко извилистой срединной перевязью. Низ тела, в особенности брюшко, густоволосистые, на брюшке с многочисленными голыми точками. Беловатых налетов нигде нет. Длина 18 мм. Рис. 1, 1.

Голова в двойной точечности, крупные точки неоднородные, как и мелкие распределены неравномерно, фон гладкий. Головотрубка (рис. 1, 2) сверху с уплощениями, с двумя продольными кантами до вершины, следом срединного кия и основного расширенного седловидного уплощения, снизу без бороздки, с боков слегка сдавлена к середине, ее верхний край едва выпуклый, нижний—прямой, без щетинок, ее длина в 3,7 раза больше ширины у вершины и втрое—толщины. Усиковые бороздки плоско дуговидные, у вершины отделены друг от друга плоским полем. 1-й членник усиков вдвое короче ширины головы, в 1,7 раза уже головы у глаз, в 2,5 раза длиннее 2-го. Лоб с ямочкой и с тонкой продольной бороздкой. Глаза едва выпуклые, втрое длиннее ширины.

Переднеспинка на треть шире длины, с боков с четкой вершинной перетяжкой за длинной шейкой, в очень грубой, почти равномерной точечности на густо и мелко точечном фоне, с цельной продольной бороздкой и длинной основной лопастью. Переднегрудь с широкой и плоской подглоточной вырезкой и мелкими тупотреугольными заглазничными лопастями, с густой бахромкой щетинок.

Надкрылья яйцевидные, в 1,35 раза длиннее общей ширины, со скошенными плечами и густоточечными цельными бороздками, точечность которых сглажена дистально, промежутки между бороздками очень густо и мелко точечные на гладком фоне. Боковой край надкрылий плавно закруглен до тупого и закругленного пришовного угла.

Бока переднегруди очень грубо и густо точечные на мелкоточечном фоне. Передние бедра с четкой вершинной перетяжкой. Передние голени с густым рядом острых зубчиков.

2-й членик лапок в 1,5 раза шире длины.

Этот вид близок к группе *L. опорoidi*, от всех прочих видов рода отличается густой и равномерной волосистостью надкрылий, отсут-

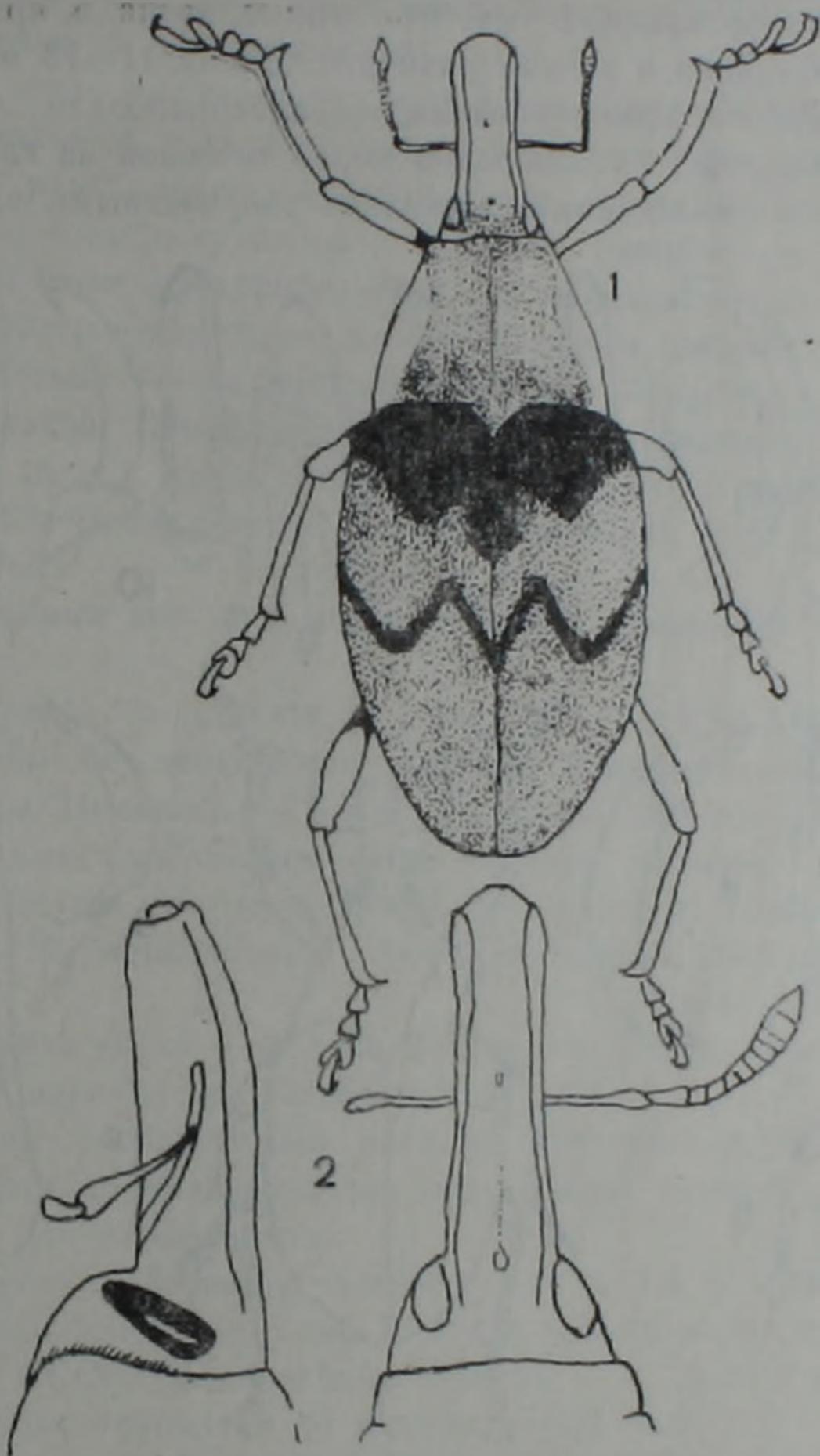


Рис. 1 *Larinus reitterianus* nov. — голотип. 1—габитус; 2—головотрубка сбоку и сверху

вующей на двух извилистых перевязях, а от многих видов группы—отсутствием даже следов меловидного пятнистого белого налета.

Голотип, по-видимому, самка, так как его брюшко полностью изъедено антренами, хотя пенис обычно ими не поедается.

2. *Larinus turanicus* Petrl.

1907. Verhandl. Naturforsch. Vereins in Brünn, 45: 2 sub *L. inaequalicollis* Cap., var. *turanicus* Petrl.

Голотип. Вухарие EST Ch. Bartschewski, Ete 1891.

3 паратипа: Turkestan, Ussch-tjube, Turkestan, Kyndyr-T., Buchara.

Обильный материал в Институте зоологии АН АрмССР в Ереване, собранный в Таджикистане в июне-июле, на мордовниках (Комсомолабад, Ганишоб, Нюльванд).

Тело и конечности черные, волосистость белая, образует по бокам переднеспинки крупное нерезкое пятно, внутренний край которого извилистый, на надкрыльях—многочисленные пятна и крапинки неправильного очертания и разных размеров. Длина 11—13 мм. Рис. 2, 1

Головотрубка прямолинейная, параллельнобокая, слегка короче переднеспинки, густо неоднородно мелко точечная на гладком фоне, с двумя ±четкими плоскими, дистально укороченными вдавлениями, у

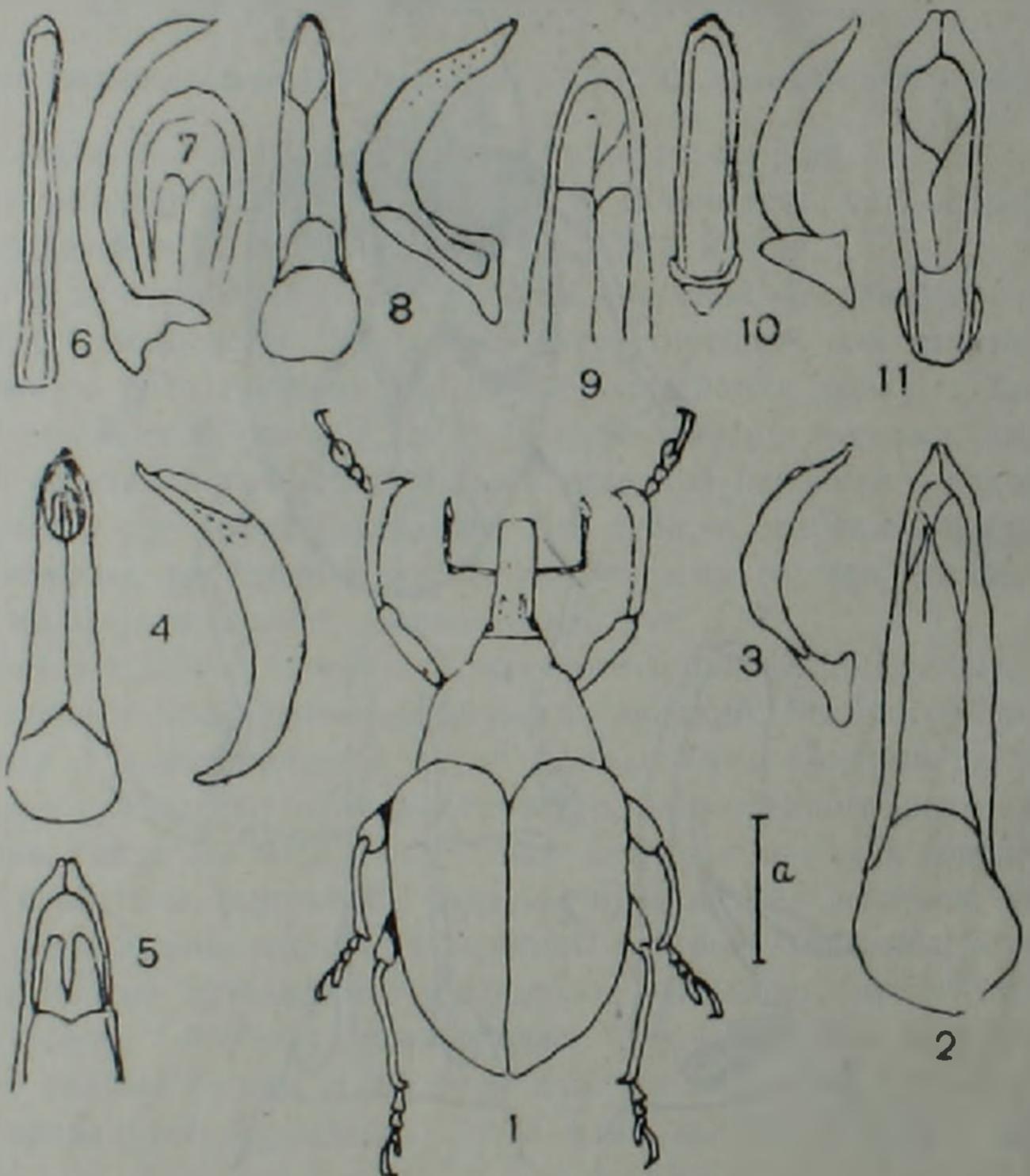


Рис. 2 Виды рода *Larinus* Germ. 1—*L. turanicus* Petri самка-губитус. 2—11—пенисы у видов из рода *Larinus* Germ.: 2—*L. turanicus* Petri из Таджикистана — пенис сверху; 3—то же, пенис сбоку; 4—*L. cuprae* F. из Франции (Beziers)—пенис сверху и сбоку; 5—то же, вершина пениса сверху; 6—*L. oporordi* F. из Армении—пенис сверху и сбоку; 7—то же, вершина пениса сверху; 8—*L. inaequalicollis* Cap. из Армении—пенис сверху и сбоку; 9—то же, вершина пениса сверху; 10—*L. vulpes* Ol. из Поволжья—пенис сверху и сбоку; 11—то же, вершина пениса сверху. Масштаб: рис. 3, 4, 6, 8, 10, а 2 мм, рис. 2, 5, 7, 9, а 1 мм

основания соединенными подковообразно, густо коротко волосистая, у ♂ в 3, у ♀ 3,5 раза длиннее толщины и ширины, с неровностями, снизу

с короткими косыми щетинками, иногда и с продольными килем, их усиковые бороздки выпрямлены, у основания загнуты вниз и здесь отделены друг от друга узким килем. Глаза в 2,8 раза длиннее ширины, слегка сужены книзу. Лоб иногда с ямкой. Усики тонкие, их 1-й членик такой же длины, как ширина головы у основания глаз, длиннее члеников 2—7, вместе взятых, 2-й едва длиннее 3-го, виски плоские. Переднеспинка в $1 \frac{2}{3}$ раза шире длины, покрыта крупными густыми плоскими точками и мелкими, очень густыми, на гладком фоне. Ее задние углы сверху выглядят острыми, диск иногда с тонким килем. Надкрылья овальные, с выступающими закругленными плечами, примерно в $1 \frac{1}{4}$ раза длиннее общей ширины, с тонкими густоточечными бороздками, с часто грубыми, в основном поперечными морщинками на гладком фоне, у вершины двух 1-х бороздок точки исчезают. Низ тела в негустых простых волосках. Голени и бедра с цельной бахромой из коротких косых щетинок. Передние бедра со слабой дистальной перевязкой. Передние и средние голени дугообразно изогнутые, передние голени вдоль внутреннего края очень мелко и тонко зазубренные. Все членики лапок удлиненные. Пенис (рис. 2,2) с заостренной вершиной.

От родственных этот вид можно отличить с помощью следующей таблицы:

- 1(2) Головотрубка без щетинок, у ♂ в 2,2, у ♀ в 2,3—2,6 раза длиннее толщины, без вершинного сужения. Переднеспинка в 1,7 раза шире длины. Надкрылья в 1,7 раза длиннее общей ширины, с многими мелкими крапинками, сгущенными к вершине надкрылий, часто полностью стертыми. Бедра без щетинок. Пенис: рис. 2,3. 12—16 мм. На мордовниках. Поволжье, Кавказ, Передняя и Средняя Азия 1. *L. inaequalicollis* Cap.
- 2(1) Головотрубка снизу с косыми щетинками. Переднеспинки в 1,6— $1 \frac{2}{3}$ раза шире длины. Надкрылья в $1 \frac{1}{4}$ —1,4 раза длиннее общей ширины, с волосистыми пятнами различной формы, от которых остаются по крайней мере следы. Бедра снизу с щетинками. 11—13 мм. На мордовниках.
- 3(4) Головотрубка у вершины сужена, у ♂ в 1,8, у ♀ в 2,8 раза длиннее толщины. Пенис: рис. 2, 4. Средиземноморье, юг европейской части СССР, Средняя Азия, Сибирь 2. *L. vulpes* (Ofl).
- 4(3) Головотрубка трубчатая до вершины, у ♂ в 3, у ♀ в 3,5 раза длиннее толщины. На надкрыльях пятна мельче, обильнее и иного очертания. Пенис: рис. 2, 2 (основной отличительный признак) 3. *L. turanicus* Petri

В статье длина головотрубки измерена от нижнего края глаз до вершины и без мандибул. Все типы находятся в Естественно-историческом музее Венгрии в Будапеште (нам любезно присланы О. Мерклем).

Երկարակենիք բզեզների նոր տեսակներ *Larinus* Germ. սեռից
(*Coleoptera, Curculionidae*)

Նկարագրված է երկարակենիք բզեզների նոր տեսակ— *L. reitterianus* Khn. Իրանից և *L. turanicus* Petr. տեսակը բարձրացվել է նոր սանգ, որը նկարագրված էր որպես *L. inaequalicollis* Cap. վարիտեստ *Saxifragaceae*-նից: Երկու տեսակների տիպերը նկարագրված են Օ. Մերկլի կողմից, Բուդապեշտում պանվոզ Հունգարիայի բնապատմական թանգարանից ուղարկված նյութի հիման վրա, որտեղ էլ պահպանվում են տիպերը:

УДК 595.763.34

ЭНТОМОЛОГИЯ

М. Ю. Калашян

Новый вид рода *Zibus* Saulcy (Coleoptera, Pselaphidae)
 из окрестностей Еревана

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР С. О. Мовсисяном 8/II 1990)

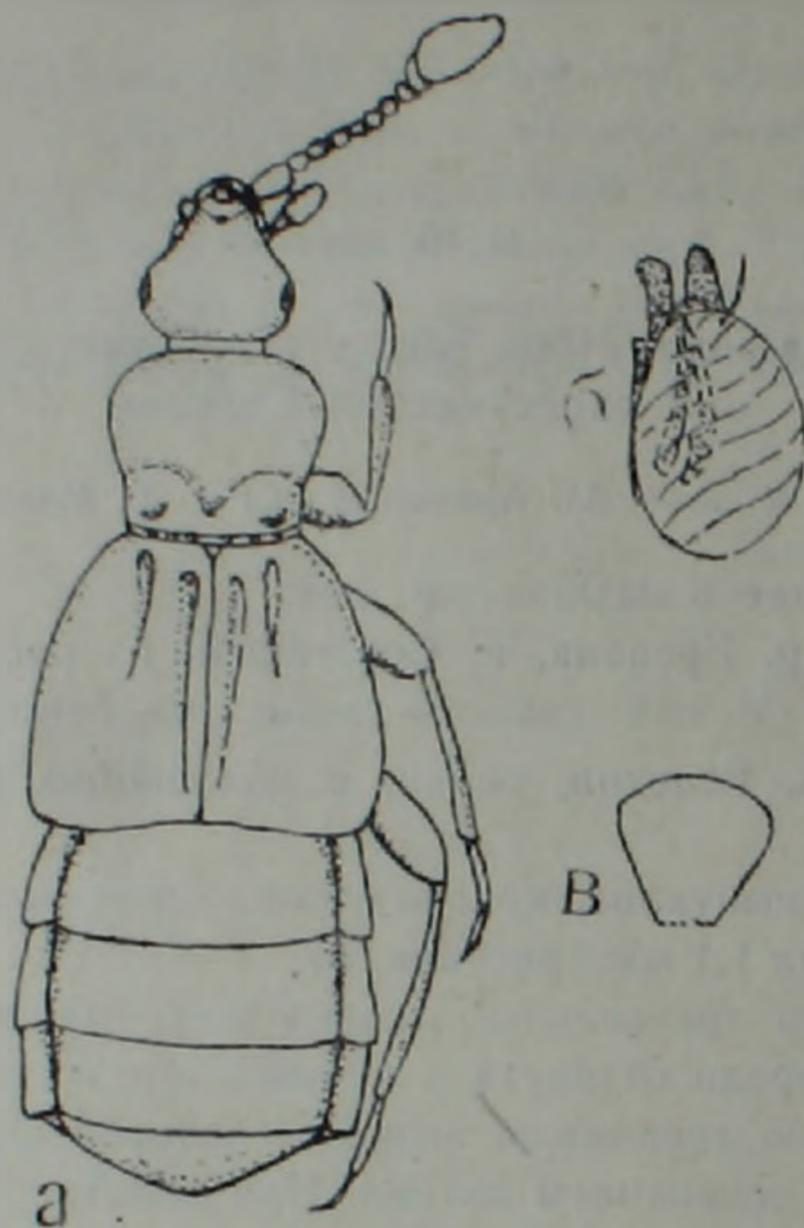
Zibus vupopae Kalashian, sp. nov.

АрмССР, окр. Еревана, п. Советашен, из растительных отбросов на муравейнике *Messor caducus caucasicola* Arnoldi, 31.03.88 г., эклекторная проба. Голотип, самец, в коллекциях Института зоологии АН АрмССР.

Тело узкое, выпуклое, красно-бурое, конечности и придатки головы светлее. Длина 1,1 мм (рисунок, а).

Голова почти треугольная, слегка шире длины, заметно уже переднеспинки, спереди оттянута в узкую лобную лопасть, несущую маленькую округлую срединную ямку, от которой идут тонкие бороздки к краю лба над основанием антенн. При осмотре сбоку голова выглядит треугольной, слегка длиннее высоты, сочленовные ямки антенн расположены в неглубоких вдавлениях, сверху и сзади отграниченных тонкой бороздкой, эта бороздка затем отогнута назад и продолжена к нижнему краю глаз. На нижней поверхности головы в передней части имеется несколько грубых простых щетинок. Скапус маленький, педицеллюм крупный, заметно длиннее ширины, III—VIII членики антенн сходных размеров, почти округлые, IX шире предыдущих, поперечный, X резко асимметричный, с резко выступающей передней частью, XI крупный, слегка неравномерно сужен дистально. Переднеспинка выпуклая, слегка поперечная, сердцевидная, наибольшей ширины между передними $1/4$ и $1/3$, у середины основания с округлой ямкой, от которой вперед и вбок отходят две четкие изогнутые бороздки, достигающие бокового края переднеспинки, который здесь выглядит слегка вдавленным. Позади этих бороздок имеется пара нерезких округлых ямок по бокам от срединной. Вдоль основания переднеспинки проходит бороздка, несущая несколько грубых точек. Надкрылья слегка шире длины, каждое с двумя ямками у основания, из них медиальная продолжена вдоль шва узким вдавлением, кзади сглаживающимся, но почти достигающим вершины надкрылий, латеральная продолжена коротким вдавлением, немного не достигающим середины надкрылий. Видимая сверху часть брюшка длиннее и слегка шире надкрылий. 3 первых видимых тергита поперечно прямоугольные, приблизительно сходных размеров, вершинный маленький, резко сужен дистально. Зад-

негрудь выпуклая, вдоль середины уплощенная. Голени слегка расширены дистально; коготковые членики лапок без шипика у основания коготка. Генитальная крышечка (рисунок, в) треугольная, с почти прямолинейными боковыми и широко закругленным вершинным краем.



Zibus yuzotae sp. nov. а—общий вид (левые конечности не показаны); б—пенис; в—генитальная крышечка

ем. Пенис (рисунок, б) слабо хитинизированный, с пучком филаментов, полностью втянутых в капсулу пениса.

К роду *Zibus* Savley относится еще один средиземноморский вид—*Z. liocerphalus* Aube, известный по немногим особям из ряда пунктов от южной Франции до Сирии, Ливана. Судя по его описанию ((¹), с. 364), он отличается от нашего вида наличием «головчатых» щетинок (*capitulate setae*) на нижней поверхности головы, отсутствием точечной бороздки вдоль основания переднеспинки, наличием шипика у основания коготков, формой генитальной крышечки с закругленными боковыми и почти прямолинейным вершинным краем, а также строением гениталий самца с более длинными филаментами, выступающими из капсулы.

Назван в честь Ю. Р. Ханбекян, передавшей нам материал по новому виду. Мы выражаем также нашу признательность Г. Р. Дракелянцу, определившему муравьев, с которыми найден этот вид.

Институт зоологии
Академии наук Армянской ССР

**Zibus saulgy (Coleoptera, Pselaphidae) սեռի նոր տեսակ
Երևանի շրջակայքից**

Նկարագրվում է *Zibus yunonae* sp. n. տեսակը Երևանին կից Սովետա-
շեն ավանի մոտակայքից: *Zibus Saulcy* սեռին պատկանում է ևս մեկ միջ-
երկրածովային տեսակ— *Z. Procephalus* Aubé, որը տարբերվում է նոր տե-
սակից մի շարք կարևոր հատկանիշներով, ինչպես արտաքին կառուցված-
քով, այնպես էլ արուի գենիտալներով:

ЛИТЕРАТУРА — ЦИТАЦИИ

¹ C. Besuchet, Mitteln. Schweiz. Ent. Gesellsch., v. 21 (1), p. 363—372 (1956).

УДК: 616.15+616.831.13—004.6

МЕДИЦИНА

Член-корреспондент АН Армянской ССР Э. С. Габриелян,
А. В. Назарян, Т. С. Ширинян, С. Э. АкоповИсследование состояния ангиогемических взаимодействий
у больных с церебральным атеросклерозом

(Представлено 25/IX 1990)

Изменения функциональной активности тромбоцитов и агрегатного состояния крови являются важным фактором патогенеза цереброваскулярных расстройств. Показано, что в развитии церебральной ишемии гиперагрегация кровяных пластинок, тромбогенез играют весьма важную, а иногда и решающую роль⁽¹⁾. В этой связи в клиническую практику широко внедряются методы исследования агрегируемости кровяных пластинок, свертываемости крови, ее фибринолитической активности и т. д. Однако подобные нарушения при исследованиях *in vitro* не позволяют оценить состояние контроля физико-химических свойств крови со стороны сосудистой стенки. Между тем ангиогемические взаимодействия могут как скомпенсировать, так и усугубить расстройства гемостатического потенциала, что прежде всего связано со способностью сосудистого эндотелия высвобождать ряд факторов, эффективно регулирующих функциональную активность тромбоцитов и агрегатное состояние крови в целом⁽¹⁾. Среди этих факторов можно отметить эйкозаноиды, прежде всего простаглицлин (ПГ₂) и его антагонист—тромбоксан А₂ (ТХА₂), активаторы плазминогена, интерлейкин и многие другие соединения, природа которых установлена далеко не до конца. Оценка этого процесса в клинической практике может быть произведена с использованием так называемой манжетной пробы (МП), которая создает условия для высвобождения из сосуда комплекса физиологически активных факторов, изменяющих агрегатное состояние крови⁽²⁻³⁾. До настоящего времени в обследовании больных с нарушениями мозгового кровообращения (НМК), развивающимися на фоне церебрального атеросклероза, подобный подход использовался очень мало и остается неясным его клиническое значение. Поэтому в настоящей работе было проведено исследование состояния ангиогемических взаимодействий методом МП у больных с церебральным атеросклерозом.

Было обследовано 30 больных с атеросклеротической энцефалопатией I—II стадии в возрасте 50—70 лет. У всех больных проводилась МП с созданием турникетной ишемии верхней конечности в соответствии с существующими рекомендациями⁽³⁻⁴⁾. Кровь забиралась из локтевой вены до и после МП и стабилизировали цитратом натрия. В пробах оценивали агрегацию тромбоцитов⁽⁵⁾, регистрирова-

ли тромбоэластограмму (ТЭГ) на гемокоагулографе АГКМ 1—01, определяли фибринолитическую активность крови (5). Методом пренипитации полиэтиленгликолем-6000 оценивали уровень в крови циркулирующих иммунных комплексов (ЦИК) и уровень в них холестерина (7). Результаты обрабатывались на персональном компьютере «Apple-2» (США).

Турникетная ишемия приводит в норме к снижению агрегации тромбоцитов, увеличению фибринолитической активности крови, причем показателем эффекта является индекс, равный отношению величин изучаемых параметров до и после МП. У здоровых лиц величина этого индекса составляет 1,4—1,8 (2). Проведенное нами исследование показало, что у больных с атеросклеротической энцефалопатией эти соотношения нарушаются. Как видно из табл. 1, после МП индуцированная агрегация тромбоцитов практически не меняется, мало снижается и спонтанная агрегация кровяных пластинок. Фибринолитическая активность крови увеличивается, однако в меньшей степени, чем это характерно для здоровых лиц (табл. 1). Свертываемость крови при проведении МП у здоровых лиц меняется мало (6), однако у обследованных больных после МП наблюдался сдвиг в сторону гиперкоагуляции, особенно выраженный при измерениях в плазме. При этом и в цельной крови, и в плазме наиболее значительно укорачивалась величина К, характеризующая процесс тромбообразования (табл. 1).

Таблица 1

Влияние МП на гемостаз у больных с атеросклеротической энцефалопатией

Параметр	До МП	После МП	Индекс
Спонтанная агрегация тромбоцитов в усл. ед., n=3	0.42±0.04	0.36±0.04	1.17
Индукцированная агрегация тромбоцитов в усл. ед., n=30	0.33±0.04	0.34±0.05	1.0
Дезагрегация тромбоцитов в усл. ед., n=30	1.60±0.18	1.60±0.17	1.0
Параметры ТЭГ в цельной крови, n=30	R, мин 6.71±0.49 K, мин 2.40±0.23 R/K 2.81±0.34 A _{макс.} мм 84.2±2.5	5.90±0.28 2.00±0.19 2.95±0.24 81.3±3.2	1.14 1.20 1.0 1.0
Параметры ТЭГ в плазме, n=27	R, мин. 5.62±0.47 K, мин 1.63±0.37 R/K 3.45±0.41 A _{макс.} мин 98.3±1.1	5.40±0.42 1.2±0.13 4.50±0.27 93.6±2.1	1.04 1.36 0.77 1.0
Фибринолитическая активность крови в мин, n=30	164±9.8	118.0±7.5	1.40

Полученные результаты соответствуют изменениям, обнаруженным у больных с атеросклерозом коронарных артерий (2,4,6), и, очевидно, отражают сдвиги ангиогемических взаимодействий, характерных для атеросклероза в целом. Они связаны с изменением способности сосудистой стенки, прежде всего ее эндотелия, продуцировать

вещества—антиагреганты, фибринолитики—увеличением высвобождения из нее проагрегантов, тромбопластиновых факторов. Однако оценка этих изменений в среднем по группе обследованных не может отразить всего многообразия вариантов нарушений ангиогемических взаимодействий. Полученные данные свидетельствуют о чрезвычайной вариабельности эффекта МП на исследованные параметры физико-химических свойств крови. Оказалось, что под влиянием МП отчетливое снижение агрегации тромбоцитов развивается у 63% обследованных, в остальных случаях она возрастает. Гиперкоагуляционный сдвиг в цельной крови наблюдался у 67% больных, а в плазме— у 37%, в остальных случаях МП не приводила к изменениям гемостатического потенциала или снижала свертываемость крови. Это указывает, что изменения ангиогемических взаимодействий носят не только количественный, но и качественный характер и в ряде случаев знак воздействия сосудистой стенки на физико-химические свойства крови меняется и вместо предотвращения тромбоэмболических расстройств может их прямо провоцировать. В меньшей степени это относится к изменениям фибринолитической активности крови; она увеличилась после МП у 83% больных, однако в остальных случаях она понижалась, что указывает на возможность нарушения процесса фибринолиза под действием факторов сосудистой стенки при ее поражении атеросклерозом.

Приведенные результаты указывают, что необходима индивидуальная оценка характера изменений ангиогемических взаимодействий у больных с церебральным атеросклерозом. Можно выделить компенсированные случаи, когда ангиогемический потенциал смещается незначительно и при возмущающем воздействии турикетной ишемии сохраняется нормальное воздействие сосудов на кровь со снижением агрегации тромбоцитов, свертываемости крови и повышение фибринолитической активности. Однако у части больных возможна декомпенсация в структуре ангиогемических взаимовлияний с инверсией ангиогемического потенциала. При этом турикетная ишемия приводит к высвобождению из сосудов агентов с преимущественно проагрегантным и прокоагулянтным действием и соответствующими изменениями физико-химических свойств крови.

Важно отметить, что не было выявлено абсолютной корреляции в изменениях при МП различных параметров физико-химических свойств крови. У одних больных гиперагрегация тромбоцитов при МП сочеталась со снижением свертываемости крови или наоборот. Наибольшую опасность, очевидно, представляют случаи, когда МП приводит к сочетанному увеличению агрегации тромбоцитов и гиперкоагуляционному сдвигу ТЭГ. По-видимому, эти больные составляют группу высокого риска развития ангиогемических расстройств при тех или иных возмущающих воздействиях. Напротив, когда МП приводит к снижению агрегации и свертываемости, можно говорить о полной компенсации ангиогемических взаимодействий. В табл. 2 приведены характеристики воздействия МП для этих двух групп, выделенных среди обследованных больных с атеросклеротической энцефалопатией. Очевидно, что группа высокого риска особо нужда-

Два типа изменений ангиогемического потенциала
у больных с атеросклеротической энцефалопатией

Параметр	Компенсированный вариант, n=6	Декомпенсированный вариант, n=7
Индекс спонтанной агрегации тромбоцитов	1.72±0.15	0.71±0.9**
Индексы параметров ТЭГ в цельной крови		
R	0.68±0.15	1.21±0.10*
K	1.08±0.08	1.25±0.07*
R K	0.63±0.07	0.97±0.05*
Индекс фибринолитической активности крови	1.49±0.14	1.24±0.08*
Уровень ЦИК в г. л ⁻¹	0.94±0.10	1.11±0.12
Уровень холестерина в ЦИК в мг. л ⁻¹	41.9±7.57	103.3±14.20*
Удельное содержание холестерина в ЦИК в мг. г. л ⁻¹	44.6±8.52	97.6±15.10**

Звездочкой отмечены варианты, достоверно отличающиеся друг от друга. Одна звездочка— $p < 0,05$, две— $p < 0,01$.

ется в применении лекарственных средств, способных нормализовать ангиогемические взаимодействия и прежде всего стабилизировать эндотелиальную выстилку сосудов, увеличивать выработку в нем простаглицина и др.

Как уже отмечалось, нарушения ангиогемических взаимодействий принято связывать с атеросклерозом, однако прямых доказательств в пользу подобного предположения получено не было. В последние годы показано, что атеросклероз также является проявлением нарушений баланса между сосудистой стенкой и протекающей кровью, причем данное явление тесно связано с увеличением атерогенности плазмы. Последняя во многом определяется присутствием в плазме холестеринсодержащих иммунных комплексов (7). Представляет интерес сравнение уровня этих генераторов атерогенеза в плазме больных с компенсированным и декомпенсированным типом изменений ангиогемического потенциала. Как видно из табл. 2, в группе высокого риска достоверно выше уровень холестерина в ЦИК и, менее значительно, уровень самих ЦИК. Эта повышенная аккумуляция холестерина в ЦИК особенно отчетливо проявляется в удельном содержании холестерина в 1 г/л иммунных комплексов (табл. 2). Следовательно, можно считать нарушения ангиогемического потенциала проявлением особенно выраженного процесса атерогенеза. По-видимому, появление в плазме атерогенных ЦИК приводит к грубым нарушениям функционального состояния сосудистой стенки и извращению ее воздействия на агрегатное состояние крови. Последнее может явиться непосредственной причиной развития сосудистых катастроф при атеросклерозе.

Անգլոնեմիկ փոխներգործության վիճակի ուսումնասիրությունը գլխուղեղային
արերոսկլերոզով տառապող հիվանդների մոտ

Ցույց է արված, որ գլխուղեղային աթերոսկլերոզով հիվանդների անոթ-
ներից ֆիզիոլոգիական ակտիվ միացուցիչները անշատման խթանումը ո-
րոշ դեպքերում հանգեցնում է արյան ազրեգատային վիճակի խանգարումնե-
րի խորացմանը: Պարզված է, այն կապված է աթերոսկլերոզի գործընթացի,
մասնավորապես հիվանդների արյան պլազմայում խոլեստերին պարունակող
խմուն համալիրների ի հայտ գալու հետ:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Գ Ր Ա Վ Ս Ա Ն Ո Ւ Ռ Յ Ո Ւ Ն

¹ Э. С. Габриелян, С. Э. Акопов, Клетки крови и кровообращения, Изд-во АН
АрмССР, Ереван, 1985. ² В. П. Балуда, Т. Н. Лукьянова, М. В. Балуда, Лаб. де-
ло, № 6, с. 17—20, 1983. ³ Э. С. Габриелян, С. Э. Акопов, Ю. С. Тунян и др., Кли-
нич. медицина, № 3, с. 68—71, 1985. ⁴ S. Long, T. Ho, K. Ozawa et al., Eur. Surg.
Int. J., v. 46, p. 651—656 (1982). ⁵ В. П. Балуда, З. С. Баркиган, Е. Д. Гольдберг
и др., Лабораторные методы исследования системы гемостаза, Томск, 1980. ⁶ Г. Ф.
Еремин, А. Г. Архипов, Г. М. Морозов и др., в кн.: Тромбообразование и патоло-
гия гемостаза, Томск, 1982. ⁷ V. V. Tezlov, K. S. Saygalyan, A. N. Orekhov, in: 8th
Int. Symp on Atherosclerosis, Rome, p. 695, 1988.