

ԶԵԿՈՒՅՑՆԵՐ
Д О К Л А Д Ы

LXXXIV, № 3

1987

Խմբագրական կոլեգիա

Գ. Ա. ԱՐՋՈՒՄԱՆՅԱՆ, տեխն. գիտ. թեկնածու (պատ. ֆաբրուար), Է. Գ. ԱՖՐԻԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Թ. ԲԱՐԱՅԱՆ, ՀՅՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Հ. ԳԱՐՐԻՆԷՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ա. Ա. ԹԱԼԱԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթ. անդամ, Վ. Հ. ՀԱՍԻԱՐՉՈՒՄՅԱՆ, ակադեմիկոս, Վ. Հ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս (պատ. խմբագրի տեղակալ), Վ. Գ. ՄԽԻԹԱՐՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթ. անդամ, Գ. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Ս. Մ. ՍԱՊՈՆԴՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթ. անդամ, Դ. Մ. ՍԵԴՐԱԿՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ թղթ. անդամ (պատ. խմբագիր), Մ. Լ. ՏԵՐ-ՄԻԿԱԵԼՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս, Վ. Բ. ՖԱՆԱՐԴՅԱՆ, ՀՍՍՀ ԳԱ ակադեմիկոս:

Редакционная коллегия

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, академик АН АрмССР, В. О. КАЗАРЯН, академик АН АрмССР (зам. отв. редактора), В. Г. МХИТАРЯН, чл.-корр. АН АрмССР, Г. С. СААКЯН, академик АН АрмССР, О. М. САПОНДЖЯН, чл.-корр. АН АрмССР, Д. М. СЕДРАКЯН, чл.-корр. АН АрмССР (отв. редактор), А. А. ТАЛАЛЯН, чл.-корр. АН АрмССР, М. Л. ТЕР-МИКАЕЛЯН, академик АН АрмССР, В. В. ФАНАРДЖЯН, академик АН АрмССР.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

ՄԱԹԵՄԱՏԻԿԱ

- Խ. Գ. Սաֆարյան—Պատահական պրոցեսների մի դասի համապատասխան դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգի մասին 99
- Ա. Հ. Ներսիսյան—Հարմոնիկ մոտավորություն և Լ. Ա. Ռուբելի մի խնդրի լուծումը 104
- Հ. Գ. Բալաբյան—Անվերջ կապանի տիրույթներում անալիտիկ ֆունկցիաների եզրային միակության թեորեմներ 107
- Է. Ա. Միրզախանյան—Անսահմանափակ կոմպոնենտի վերաբերյալ Բորսուկի թեորեմի մր անվերջ չափանի ընդհանրացման մասին 112

ՄԵԽԱՆԻԿԱ

- Լ. Ա. Աղալովյան, Ս. Խ. Աղամյան—Փոփոխական առաձգական բնութագրիչներ ունեցող հիմքերի հիմնատակային գործակցի մասին 115

ԳՐՈՒՆՏՆԵՐԻ ՄԵԽԱՆԻԿԱ

- Ս. Ռ. Մեսչյան, Ս. Հ. Հալոյան—Սկզբնական վիճակի ազդեցությունը շթրջված և թրջված ուղղող գետնահողերի նմուշների սահքի դիմադրության վրա 119

ՖԻԶԻԿԱ

- Վ. Ն. Մկրտչյան, Վ. Հ. Չալրիկյան—Ֆոտոնի սֆերիկ վիճակի գրանցման մասին . . . 123

ԻՆՈՖԻԶԻԿԱ

- Ա. Գ. Մանուկյան—Հուսնի վրա գրավիչափության ուղիղ և հակադարձ խնդիրների լուծման մասին 127

ՆԵՅՍՄԱՏԵԿՏՈՆԻԿԱ

- Ա. Ա. Կիրակոսյան, Ս. Ն. Նազարեթյան—Հայկական ՍՍՀ տարածքի բեկվածքների սեյսմիկական ակտիվացման հնարավոր ուղղությունների որոշումը ռեգիոնալ լարումների հիման վրա 131

ԱԳՐՈՔԻՄԻԱ

- Ա. Ն. Բաղդամյան, Ս. Ա. Աբրահամյան Ա. Շ. Գալստյան—Հողերի դեկարբոքսիլազային ակտիվության մասին 136

ՖԻԶԻՈԼՈԳԻԱ

- Խ. Ա. Հաբուսունյան—Օրգանիզմի ջերմային հոմեոստազի նյարդամեղիատոոսային կարգավորման մեխանիզմը 141

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕМАТИКА

- Р. Г. Сафарян*—Об одном классе случайных процессов и соответствующих системах дифференциальных уравнений 99
- А. А. Нерсисян*—Гармоническая аппроксимация и решение одной задачи *Л. А. Рубеля* 104
- А. Г. Балакян*—Граничные теоремы единственности аналитических функций в бесконечносвязных областях 107
- Э. А. Мирзаханян*—Об одном бесконечномерном обобщении теоремы Борсука о неограниченной компоненте 112

МЕХАНИКА

- Л. А. Агаловян, С. Х. Адилян*—О коэффициенте постели для оснований с переменными упругими характеристиками 115

МЕХАНИКА ГРУНТОВ

- С. Р. Месчян, С. Г. Айроян*—Влияние начального состояния на сопротивление сдвигу набухающего бентонитового грунта 119

ФИЗИКА

- В. Е. Мкртчян, В. О. Чалтыкян*—О регистрации сферического состояния фотона 123

ГЕОФИЗИКА

- А. Г. Манукян*—О решении прямых и обратных задач гравиметрии на Луне 127

СЕЙСМОТЕКТОНИКА

- А. А. Киракосян, С. Н. Назаретян*—Определение возможных направлений сейсмической активизации разломов территории Армянской ССР на основе региональных напряжений 131

АГРОХИМИЯ

- А. Н. Баграмян, С. А. Абрамян, А. Ш. Галстян*—О декарбоксилазной активности почв 138

ФИЗИОЛОГИЯ

- Р. А. Арутюнян*—К механизму нейромедиаторной регуляции температурного гомеостаза организма 141

C O N T E N T S

P

MATHEMATICS

- R. G. Safarian*—On a class of random processes and associated systems of differential equations 99
- A. H. Nersesian*—Harmonic approximation and the solution of a problem of L. A. Rubel 104
- H. G. Balakian*—The boundary theorems of uniqueness of analytic functions in infinitely connected regions 107
- E. A. Mirzakhanian*—On an infinite dimensional generalization of Borsuk theorem on a boundless component 112

MECHANICS

- L. A. Agalovian, S. Kh. Adamian*—The bottom coefficient for the foundation with variable elastic characteristics. 115

SOIL MECHANICS

- S. R. Meschian, S. H. Hayroyan*—Initial state influence on the shearing strength of swelling bentonite soil. 119

PHYSICS

- V. E. Mkrtchian, V. O. Chaltikian*—On the registration of photon spherical state 123

GEOPHYSICS

- A. G. Manukian*—On the solution of straight and back gravimetry problems on the Moon. 127

SEISMOTECTONICS

- A. A. Kirakosian, S. N. Nazaretian*—The determination of the possible directions of the fault seismic activation of the territory of the Armenian SSR on the basis of regional stresses 131

AGROCHEMISTRY

- A. N. Bagramian, S. A. Abrahamian, A. Sh. Galstian*—On the decarboxylase activity of soils. 138

PHYSIOLOGY

- R. A. Harutunian*—The mechanisms of the neuromedulatory regulation of the temperature homeostasis of the organism 141

Техн. редактор Азизбекян Л. А.

Сдано в набор 19.02. 1987 г. Подписано к печати 8. 05. 1987 г. ВФ 02378

Бумага № 2, 70 × 108¹/₁₆. Высокая печать. Печ. лист 3,0. Усл. печ. л. 4.2.

Учетно-изд. л. 3, 05. Тираж 460. Заказ 245. Издат. 7079

Адр. ред.: 375019, Ереван, пр. Маршала Баграмяна, 24-г., II эт., к. 1, т. 27-97-238.

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

Типография Издательства Академии наук АрмССР, 378310, г. Эчмиадзин

УДК 519.21

МАТЕМАТИКА

Р. Г. Сафарян

Об одном классе случайных процессов и соответствующих системах дифференциальных уравнений

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Р. В. Амбарцумяном 23/IV 1986)

1. Рассмотрим систему дифференциальных уравнений

$$\frac{\partial u_k(t, x)}{\partial t} = L_k u_k(t, x) + \sum_{j=1}^n c_{kj} u_j(t, x), \quad t > 0, \quad x \in D \subseteq R^r$$

$$k = 1, 2, \dots, n, \quad u_k(0, x) = g_k(x). \quad (1)$$

Если область D не совпадает с R^r , то мы предполагаем, что ∂D -граница области D есть гладкое многообразие. В (1)

$$L_k = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^r a_k^{ij}(x) \frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j} + \sum_{i=1}^r b_k^i(x) \frac{\partial}{\partial x^i},$$

эллиптические, быть может, вырождающиеся операторы с достаточно гладкими коэффициентами (например, достаточно, чтобы $a_k^{ij}, b_k^i \in C^2$); функции $g_k(x)$ непрерывны и ограничены. Предположим, что $c_{ij}(x) \geq 0$, если $i \neq j$. В случае ограниченной области D мы будем к (1) добавлять граничные условия Дирихле

$$u_k(t, x)|_{x \in \partial D} = \psi_k(x), \quad k = 1, 2, \dots, n \quad (2)$$

или условие Неймана

$$\frac{\partial u_k(t, x)}{\partial n_k} \Big|_{x \in \partial D} = 0, \quad k = 1, 2, \dots, n, \quad (3)$$

где $n_k(x)$ —вектор внешней нормали к ∂D для оператора L_k . В случае условия (3) считается, что операторы L_k равномерно эллипчны.

С задачами (1), (2) и (1), (3) связаны случайные марковские процессы (X_t, ν_t) и (Z_t, ν_t) соответственно (см. (1,2)). В первом случае это процесс в $R^r \times \{1, 2, \dots, n\}$. Компонента X_t —решение стохастического уравнения $dX_t = \sigma_{\nu_t}(X_t) dW_t + b_{\nu_t}(X_t) dt$, где $\sigma_k \sigma_k^* = (a_k^{ij})$, $b_k = (b_k^1, \dots, b_k^r)$. Компонента ν_t представляет собой скачкообразный процесс на множестве $\{1, 2, \dots, n\}$. Причем $P\{\nu_{t+\Delta} = j / \nu_t = i, X_t\} = c_{ij}(X_t) \Delta + o(\Delta)$, $\Delta \downarrow 0$.

В случае задачи (1)–(3) процесс ν_t определяется так же, только нужно X_t заменить на Z_t , а Z_t — процесс, определяемый тем же уравнением, что X_t внутри D и претерпевающий отражение на границе по конормали $n_{\nu_t}(x)$.

Решения задач (1)–(2) и (1)–(3) представимы в виде средних значений функционалов от процессов (X_t, ν_t) и (Z_t, ν_t) соответственно. Например, решение задачи (1)–(3) имеет вид

$$u_k(t, x) = E_{x, k} g_{\nu_t}(Z_t) \exp \left\{ \int_0^t c_{\nu_s}(Z_s) ds \right\}; \quad (4)$$

индексы x, k у математического ожидания E означают, что

$$Z_0 = x, \nu_0 = k, c_i(x) = \sum_j c_{ij}(x).$$

В работах ^(1,2) исследуется задача (1)–(3) и задачи Коши ($L=R'$) в случае, когда $c_{ij} = \frac{1}{\varepsilon} \hat{c}_{ij}$, $\varepsilon \downarrow 0$, $i \neq j$, все остальные коэффициенты имеют порядок 1.

Здесь приведем результаты (теоремы 1–3), полученные нами относительно некоторых других задач с малым параметром. Как правило, мы ограничиваемся простейшими ситуациями: переход к большему числу уравнений или к переменным коэффициентам не представляет принципиальных трудностей.

2. Случай, когда коэффициенты одного уравнения велики по сравнению с коэффициентами других уравнений. Пусть для краткости $n=2$ и рассмотрим систему

$$\frac{\partial u_1^\varepsilon(t, x)}{\partial t} = L_1 u_1^\varepsilon(t, x) + c_{11}(x) u_1^\varepsilon(t, x) + c_{12}(x) u_2^\varepsilon(t, x), \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_2^\varepsilon(t, x)}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} [L_2 u_2^\varepsilon + c_{21}(x)(u_1^\varepsilon - u_2^\varepsilon)], \quad t > 0, x \in D,$$

$$\left. \frac{\partial u_1^\varepsilon(t, x)}{\partial n_1} \right|_{\partial D} = \left. \frac{\partial u_2^\varepsilon(t, x)}{\partial t} \right|_{\partial D} = 0, \quad u_1^\varepsilon(0, x) = g_1(x), \quad u_2^\varepsilon(0, x) = g_2(x).$$

Мы считаем для краткости $c_{22} = -c_{21} = \text{const} < 0$. Соответствующий процесс $(Z_t^\varepsilon, \nu_t^\varepsilon)$ устроен при малых ε следующим образом: в „основном“ $\nu_t^\varepsilon = 1$, так как $\frac{c_{21}(x)}{\varepsilon} \gg 1$. Поэтому процесс Z_t^ε при $\varepsilon \downarrow 0$ приближается к процессу, имеющему непрерывную составляющую, которая представляет собой процесс, соответствующий оператору L_1 с отражением на ∂D , на которую „налагаются“ скачки. Интенсивность этих скачков определяется функциями c_{12} и c_{21} , а величина скачка определяется оператором L_2 . Таким образом, компонента Z_t^ε при $\varepsilon \downarrow 0$ сходится к скачкообразному марковскому процессу.

Теорема 1. Пусть выполнены перечисленные выше условия. Тогда для решения задачи (5) справедливы соотношения $\lim_{\varepsilon \downarrow 0} u_i^\varepsilon(t, x) = \lim_{\varepsilon \downarrow 0} u_2^\varepsilon(t, x) = u(t, x)$, где $u(t, x)$ — решение следующей задачи:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(t, x)}{\partial t} = & L_1 u(t, x) + c_{12} \left[\int_D \int_0^\infty P_2(s, x, y) e^{-c_{11}s} u(t, y) ds dy - \right. \\ & \left. - u(t, x) \right] + c_{11}(x) u(t, x), \\ \frac{\partial u}{\partial n_1} \Big|_{\partial D} = & 0, \quad u(0, x) = g_1(x), \end{aligned} \quad (8)$$

где $P_2(s, x, y)$ — фундаментальное решение задачи $\frac{\partial P_2}{\partial s} = L_2 P_2$,

$\frac{\partial P_2}{\partial n_2} \Big|_{\partial D} = 0, s > 0, x \in D$. В предположении гладкости коэффициентов и границы области решение задачи (6) существует и единственно для любой непрерывной начальной функции $g_1(x)$.

Рассмотрим теперь случай, когда коэффициенты второго уравнения больше по сравнению с коэффициентами первого уравнения, но имеют разный порядок:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u_1^{\varepsilon, \delta}(t, x)}{\partial t} &= L_1 u_1^{\varepsilon, \delta} + c_{12}(x)(u_2^{\varepsilon, \delta} - u_1^{\varepsilon, \delta}), \\ \frac{\partial u_2^{\varepsilon, \delta}(t, x)}{\partial t} &= \frac{1}{\varepsilon} L_2 u_2^{\varepsilon, \delta} + \frac{1}{\delta} c_{21}(u_1^{\varepsilon, \delta} - u_2^{\varepsilon, \delta}), \end{aligned} \quad (7)$$

$$t > 0, x \in D, \quad \frac{\partial u_1^{\varepsilon, \delta}}{\partial n_1} \Big|_{\partial D} = \frac{\partial u_2^{\varepsilon, \delta}}{\partial n_2} \Big|_{\partial D} = 0, \quad 0 < \varepsilon, \delta \ll 1.$$

Здесь ситуация различна в случаях $\delta \ll \varepsilon \ll 1$ и $\varepsilon \ll \delta \ll 1$.

Теорема 2. Для решения задачи (7) выполняются соотношения:

$$\lim_{\varepsilon, \delta \downarrow 0} u_1^{\varepsilon, \delta}(t, x) = \lim_{\varepsilon, \delta \downarrow 0} u_2^{\varepsilon, \delta}(t, x) = u(t, x).$$

Если $\varepsilon, \delta \downarrow 0$ так, что $\varepsilon \delta^{-1} \rightarrow 0$, то $u(t, x)$ — решение следующей задачи:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u(t, x)}{\partial t} &= L_1 u + c_{12}(x) \int_D [u(t, y) - u(t, x)] m_2(y) dy \\ \frac{\partial u}{\partial n_1} \Big|_{\partial D} &= 0, \quad u(0, x) = g_1(x). \end{aligned}$$

Здесь $m_2(x)$ — плотность инвариантной меры процесса, соответствующего оператору L_2 в D , с отражением на границе области вдоль $n_2(x)$.

Если $\varepsilon, \delta \downarrow 0$ так, что $\varepsilon \cdot \delta^{-1} \rightarrow \infty$, то $u(t, x)$ — решение задачи

$$\frac{\partial u}{\partial t} = L_1 u, \quad u(0, x) = g_1(x), \quad x \in D, \quad \frac{\partial u}{\partial n_1} \Big|_{\partial D} = 0.$$

3. Рассмотрим задачу Дирихле для системы с малым параметром:

$$L_1 u_1^{\varepsilon}(x) + c_{12}(u_2^{\varepsilon}(x) - u_1^{\varepsilon}(x)) = 0,$$

$$L_2 u_2^\varepsilon(x) + \frac{1}{\varepsilon} c_{21}(u_1^\varepsilon(x) - u_2^\varepsilon(x)) = 0, \quad (8)$$

$$x \in D, \quad c_{12}, c_{21} > 0.$$

К системе (8) следует добавить граничные условия. Мы рассмотрим сейчас случай, когда $L_1 = \sum_{i=1}^r b_1^i(x) \frac{\partial}{\partial x^i}$; $L_2 = \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^r a_2^{ij}(x) \frac{\partial^2}{\partial x^i \partial x^j} + \sum_{i=1}^r b_2^i(x) \frac{\partial}{\partial x^i}$. Будем считать коэффициенты операторов достаточно гладкими, область D ограниченной. Пусть векторное поле $b_1(x) = (b_1^1(x), \dots, b_1^r(x))$ таково, что его интегральные кривые притягиваются к точке $0 \in D$, исходя из любой точки $x \in D \cap \partial D$, причем всюду на ∂D поле $b_1(x)$ направлено строго внутрь области D . Оператор L_2 -эллиптичен при $x \in D \cap \partial D$. При сделанных выше предположениях относительно операторов L_1 и L_2 , чтобы выделить единственное решение задачи (8), следует задать граничное условие

$$u_2(x)|_{x \in \partial D} = \psi(x). \quad (9)$$

Это решение можно записать в виде

$$u_k^\varepsilon(x) = E_{x, \tau^\varepsilon} \psi(X_{\tau^\varepsilon}^\varepsilon), \quad (10)$$

где τ^ε — момент первого достижения процессом X_t^ε границы ∂D области D . Из предположений относительно L_1 следует, что этот выход из области может произойти только при $v_i^\varepsilon = 2$. Поэтому для $u_1^\varepsilon(x)$ граничных условий задавать не нужно. Процесс v_i^ε преимущественное время проводит в состоянии 1, а X_t^ε — вблизи точки 0. Лишь на небольшое (порядка ε при $\varepsilon \downarrow 0$) время v_i^ε переходит в состояние 2 и быстро возвращается назад. Однако выход из D может произойти только за счет времени, проведенного компонентой v_i^ε в состоянии 2. Из результатов (2) (см. также (3)) следует, что за малое время наиболее вероятной точкой первого выхода из D , исходя из точки 0 для процесса, соответствующего оператору L_2 , будет точка $x_0 \in \partial D$, ближайшая к 0 в метрике $\rho(x, y)$, соответствующей метрическому тензору $ds^2 = \sum a_{ij}(x) dx^i dx^j$. Здесь $(a_{ij}(x)) = (a_2^{ij}(x))^{-1}$. На основании этих соображений, с помощью рассуждений, аналогичных использованным при доказательстве теоремы 2.1 гл. 4 из (3), получаем следующую теорему.

Теорема 3. Пусть выполняются предположения, сделанные выше в этом параграфе. Пусть, кроме того, существует единственная точка $x_0 \in \partial D$, для которой $\rho(x_0, 0) = \min\{\rho(x, 0), x \in \partial D\}$, и предположим, что

$$(\nabla \rho(x, 0), b_1(x)) < 0 \text{ при } \rho(x, 0) < \rho(x_0, 0).$$

Тогда $\lim_{\varepsilon \downarrow 0} u_k^\varepsilon(x) = \psi(x_0)$; $k=1, 2$.

Պատահական պրոցեսների մի դասի և համապատասխան դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգերի մասին

Դիտարկվում են եզրային խնդիրներ փոքր պարամետրով որոշ դիֆերենցիալ հավասարումների համակարգերի համար: Համապատասխան պատահական պրոցեսների հետագծերի վարքի քննարկման միջոցով ուսումնասիրվում է այդ խնդիրների լուծումների վարքը, երբ փոքր պարամետրը ձգտում է զրոյի:

ЛИТЕРАТУРА — ԴՐԱՎԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ В. В. Сарафян, ДАН АрмССР, т. 81, № 4 (1986). ² S. R. S. Varadhan, Comm. Pure Appl. Math., v. 20 p. 659—685 (1967). ³ А. Д. Вентцель, М. И. Фрейдлин, Флуктуации в динамических системах под действием малых случайных возмущений, Наука, М., 1979.

УДК 517.538.5
 517.57

МАТЕМАТИКА

А. А. Нерсисян

Гармоническая аппроксимация и решение одной задачи Л. А. Рубеля

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. У. Аракелян 5/V 1986)

Пусть D -область в конечной комплексной плоскости $\mathbb{C}$ с непустой границей ∂D в расширенной плоскости, $D^* = D \cup \{\infty\}$ — ее одно-точечная компактификация и E — замкнутое в D подмножество области D . Из результатов работ ^(1,2) следуют необходимые и достаточные условия на E , при которых любую непрерывную на E и гармоническую внутри функцию можно с любой точностью аппроксимировать равномерно на E гармоническими в D функциями. Ниже мы будем рассматривать аппроксимации на множествах, вообще говоря, не удовлетворяющих упомянутым необходимым условиям.

Будем говорить, что множество F достижимо из области V , если существует такой жорданов путь $\gamma: [0, 1) \rightarrow V$, что $\rho(\gamma(t), F) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 1-0$, где ρ — сферическое расстояние.

Обозначим через $H_D(E)$ класс функций, равномерно на E аппроксимируемых с любой точностью гармоническими в D функциями.

Имеет место

Теорема 1. Пусть $E_0 = \emptyset$. Следующие утверждения эквивалентны:

- 1) если $f \in C(E)$ ограничена, то $f \in H_D(E)$;
- 2) существует такая функция $\nu \in C((0, 1])$, $\nu > 0$, $\nu(t) \uparrow +\infty$, при $t \rightarrow 0$, что если $f \in C(E)$ удовлетворяет неравенству $|f(z)| \leq c_f \nu(\rho(z, \partial D))$, то $f \in H_D(E)$;
- 3) (i) если V — область, $\partial V \subset E \subset \partial D$ и ∂D не достижима из V , то $V \cap E = \emptyset$; (ii) для произвольного компакта $K \subset D$ существует такой компакт $\tilde{K} \subset D$, что для любой области V , с границей $\partial V \subset E \cup K \cup \partial D$, из которой ∂D не достижимо, выполняется либо $V \cap E \cup \tilde{K}$, либо $(V \setminus \tilde{K}) \cap E = \emptyset$.

Пусть B_n , $n = 1, 2, \dots$, — компактное исчерпание области D , G_n — объединение тех компонент множества $D \setminus (E \cup B_n)$, из которых ∂D не достижимо, но которые линейно связаны с ∂D вне $E \cup B_{n-1}$ ($n = 1, 2, \dots$, $B_0 = \emptyset$).

Следующее утверждение характеризует функции, аппроксимируемые на множествах с пустой внутренностью, удовлетворяющих условиям (3i) и (3ii) теоремы 1.

Теорема 2. Пусть E , $E^0 = \emptyset$, удовлетворяет условию 3) теоремы 1. Для того чтобы функция $f \in C(E)$ принадлежала

$H_D(E)$, необходимо и достаточно, чтобы при любом $n \geq 1$ и компактном $F \subset D$

$$\sup \left\{ \left| \int_{\partial G_n \setminus B_n} f d\mu_z \right| : z \in F \cap G_n \right\} < +\infty,$$

где $d\mu_z$ — гармоническая мера на границе открытого множества G_n и $z \in G_n$.

Пусть $A(E)$ обозначает класс непрерывных на E и аналитических на E^0 функций. Л. А. Рубелем в 1976 г. была поставлена задача описания подмножеств области $E \subset D$, обладающих свойством (см. (3)) (R) : Для любой $f \in A(E)$ существует аналитическая в D функция g такая, что если $\{z_n\} \subset E$, то $g(z_n) \rightarrow \infty$ тогда и только тогда, когда $f(z_n) \rightarrow \infty$. Множества, обладающие свойством (R) , будем называть рубелевыми в D .

Согласно известной теореме Н. У. Аракеяна о приближении аналитическими функциями (4), достаточным условием рубелевости является связность и локальная связность множества $D^* \setminus E$.

В работе (3) М. Гольдстейном построен пример рубелевого множества в $\mathbb{C}$, с локально несвязным дополнением в $\overline{\mathbb{C}}$. Им же совместно с П. М. Готье и В. Хенгартнером получено следующее необходимое условие:

(*) Для любого компакта K существует такой компакт $\tilde{K}$, что для любой ограниченной области V , с границей $\partial V \subset E \cup K$, выполняется либо $V \subset E \cup \tilde{K}$, либо $(V \setminus \tilde{K}) \cap E = \emptyset$.

В той же работе высказана гипотеза о том, что условие (*) является также и достаточным для рубелевости множества E в $\mathbb{C}$.

Следующее утверждение содержит решение задачи Л. А. Рубеля для плоскости, когда $E^0 = \emptyset$.

Теорема 3. Для рубелевости в $\mathbb{C}$ замкнутого множества E , $E^0 = \emptyset$, необходимо и достаточно одновременное выполнение условий:

1) существует компакт K такой, что для произвольной области V , из которой $\{\infty\}$ не достижима и $\partial V \subset E \cup \{\infty\}$, выполняется $V \cap E \subset K$;

2) для произвольного компакта K существует такой компакт $\tilde{K}$, что какова бы ни была область V , из которой $\{\infty\}$ не достижима и $\partial V \subset E \cup K \cup \{\infty\}$, выполняется либо $V \subset E \cup \tilde{K}$, либо $(V \setminus \tilde{K}) \cap E = \emptyset$.

Это утверждение доказывается с помощью теоремы 1.

Ереванский государственный университет

Ա. Հ. ՆԵՐՍԻՍՅԱՆ

Հաղորդակցվում է Լ. Ա. Ռուբելի մի խնդրի լուծումը

Նկարագրված են հարթ D տիրույթի առանց ներքին կետերի հարաբերական փակ E ենթաբազմությունները, որոնց վրա անընդհատ և սահման-

նափակ ֆունկցիան կարելի է ցանկացած ճշտությամբ հավասարաչափ E -ի վրա մոտարկել D -ում հարմոնիկ ֆունկցիաներով: Պարզվում է, որ այդպիսի բազմությունների վրա հավասարաչափ մոտարկվում են նաև այն $f \in C(E)$ ֆունկցիաները, որոնք ∂D -ի մոտ աճում են ոչ ավելի քան որոշակի արագությամբ: Մոտարկվող ֆունկցիաները նկարագրվում են հարմոնիկ շափերի օգնությամբ:

Նշված արդյունքների կիրառումը թույլ է տալիս հարթության դեպքում լիովին նկարագրել առանց ներքին կետերի ուրբելյան բազմությունները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ А. А. Шагинян, Мат. заметки, т. 9, № 2 (1971). ² Р. М. Gauthier, М. Goldstein, W. H. Ow, Trans. Amer. Math. Soc., v. 261, № 1 (1980) ³ М. Goldstein, Illin., Journ. Math., v. 27, № 1 (1983). ⁴ Н. У. Аракелян, Изв. АН АрмССР. Математика т. 3, № 3—4 (1968).

УДК 517.53

МАТЕМАТИКА

А. Г. Балакян

Граничные теоремы единственности аналитических функций в бесконечносвязных областях

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Н. У. Аракелян 8/V 1986)

В работе ⁽¹⁾ А. А. Гончар выделил класс «канонических» бесконечносвязных областей, названных им областями типа L , и для них установил метрические признаки единственности и неединственности аналитических функций.

В настоящей работе вопрос единственности исследуется для более общего класса областей.

Определение 1. Пусть $K(a, r)$ — открытый круг радиуса r с центром a . Рассмотрим односвязную область $\Omega \subset \mathbb{C}$, $\partial\Omega \neq \emptyset$, и пусть $\{K_j\}_1^\infty$ — система кругов $K_j = K(z_j, r_j)$ такая, что $K_j \subset \Omega$, $\bar{K}_i \cap \bar{K}_j = \emptyset$ при $i \neq j$ и $\{z_j\}' = \partial\Omega$. Тогда бесконечносвязную область $D = D(\{z_j, r_j\}_1^\infty) = \Omega \setminus \bigcup_{j=1}^\infty \bar{K}_j$ назовем областью типа L в Ω . Круги K_j называются исключительными кругами области D .

В случае $\Omega = K(0, 1)$ это определение совпадает с определением А. А. Гончара областей типа L .

Определение 2. Пусть D — область типа L в Ω , $\rho(z, \partial\Omega)$ — сферическое расстояние между точкой z и множеством $\partial\Omega$. Скажем, что D обладает свойством единственности (соответственно B -единственности), если из условий, что f голоморфна в D (соответственно f голоморфна и ограничена в D) и

$$f(z) \rightarrow 0 \text{ при } \rho(z, \partial\Omega) \rightarrow 0, z \in D, \quad (1)$$

следует, что $f \equiv 0$.

В работе автора ⁽²⁾ было приведено доказательство следующего метрического критерия единственности для областей типа L , указанного А. А. Гончаром ⁽¹⁾.

Пусть $D = D(\{z_j, r_j\}_1^\infty)$ — область типа L (в $K(0, 1)$). Если

$$\sum_{j=1}^\infty \frac{1 - |z_j|}{\log \frac{1 - |z_j|}{r_j}} < \infty, \quad (2)$$

то область D обладает свойством единственности.

В настоящей заметке доказывается следующее обобщение этого результата.

Теорема. Пусть Ω — выпуклая область в $\mathbb{C}$, $\Omega \neq \mathbb{C}$, $D =$

$= D(\{z_j, r_j\}_1^\infty)$ — область типа L в Ω , d_j — расстояние точки z_j до $\partial\Omega$.

Если

$$\sum_{j=1}^{\infty} \frac{d_j}{(|z_j|+1)\left(1+\log \frac{d_j}{r_j}\right)} < \infty, \quad (3)$$

то область D обладает свойством единственности.

Доказательство. Сначала приведем формулировку одной нужной здесь леммы, доказательство которой может быть проведено аналогично доказательству леммы 1 из работы (2).

Лемма. Пусть D_1 и D_2 являются областями типа L в Ω с конечным числом несовпадающих исключительных кругов. Тогда эти области обладают (не обладают) свойством единственности и B -единственности одновременно.

Переходя к доказательству теоремы, зафиксируем точку $a \in D$ и положим $\varepsilon = \inf \frac{|z_j - a|}{|z_j| + 1} > 0$.

Натуральное число N выберем так, чтобы выполнялись условия

$$\sum_{j=N}^{\infty} \frac{d_j}{(|z_j|+1)\left(1+\log \frac{d_j}{r_j}\right)} < \frac{\varepsilon}{8},$$

$$|z_j - a| > 2d_j, \quad j \geq N. \quad (4)$$

Из первого условия следует, что

$$\sum_{j=N}^{\infty} \frac{d_j}{|z_j - a|\left(1+\log \frac{d_j}{r_j}\right)} < \frac{1}{8}. \quad (5)$$

Применяя лемму к областям D и $D_N = D(\{z_j, r_j\}_N^\infty)$, мы заключаем, что без ограничения общности можно полагать $D = D_N$, т. е. $N = 1$, и остается доказать, что при этом условия (4) и (5) гарантируют свойство единственности области D .

Пусть функция $f \in H(D)$ ($H(D)$ — класс голоморфных в D функций) удовлетворяет условию (1). Тогда f ограничена в некоторой окрестности $\partial\Omega$, и, чуть расширяя конечное число исключительных кружков области D (так, чтобы условия (4) и (5) сохранились), можно считать, что $f \in H_B(D)$ ($H_B(D)$ — класс голоморфных и ограниченных в D функций).

Мы хотим доказать, что $f \equiv 0$. С этой целью воспользуемся следующим следствием из теоремы о двух константах (3).

Пусть $D \subset \mathbb{C}$ — область, $F \subset \partial D$ замкнутое множество такое, что гармоническая мера $\omega(z, F, D)$ положительна. Если функция $f \in H_B(D)$ удовлетворяет условию $f(z) \rightarrow 0$ при $\rho(z, D) \rightarrow 0$, $z \in D$, то тогда $f \equiv 0$.

Поскольку положительность гармонической меры не зависит от выбора точки z , то достаточно показать, что из условий (5) и (4) следует соотношение $\omega(a, \partial\Omega, D) > 0$.

Полагая $G_j = \Omega \setminus \bar{K}_j$, $\omega_j(z) = \omega(z, \partial K_j, G_j)$, $j = 1, 2, \dots$, рассмотрим

функцию $v(z) = \sum_{j=1}^{\infty} \omega_j(z)$. По теореме Гарнака, функция v либо тождественно равна $+\infty$, либо гармонична в D . В обоих случаях, очевидно, выполняются соотношения

$$\lim_{z \rightarrow \zeta} v(z) \geq 1 \quad \text{для } \zeta \in \bigcup_{j=1}^{\infty} \partial K_j, \quad (6)$$

$$\lim_{z \rightarrow \zeta} v(z) \geq 0 \quad \text{для } \zeta \in \partial \Omega. \quad (7)$$

Сопоставляя функции $\omega\left(z, \bigcup_{j=1}^{\infty} \partial K_j, D\right)$ и $v(z)$ и учитывая, что первая из них является обобщенным решением задачи Дирихле (см. (4)) с предельными значениями 0 на $\partial \Omega$ и 1 на $\bigcup_{j=1}^{\infty} \partial K_j$, из (6) и (7) получаем, что $\omega\left(z, \bigcup_{j=1}^{\infty} \partial K_j, D\right) \leq v(z)$ для $z \in D$, откуда $\omega(z, \partial \Omega, D) \geq 1 - \sum_{j=1}^{\infty} \omega_j(z)$ для $z \in D$.

Из этой оценки с учетом вышесказанного и из (5) следует, что теорема будет доказана, если мы сумеем установить оценку

$$\omega_j(a) \leq \frac{8d_j}{|z_j - a| \left(1 + \log \frac{d_j}{r_j}\right)}, \quad j = 1, 2, \dots \quad (8)$$

Пусть точка $\zeta_j \in \partial \Omega$ такая, что $|z_j - \zeta_j| = d(z_j, \partial \Omega)$. Проведем через точку ζ_j ту опорную прямую выпуклой области Ω (см. (3)), которая перпендикулярна к отрезку $[z_j, \zeta_j]$. Полуплоскость, образованная указанной опорной прямой и содержащая точку z_j , содержит также и область Ω . Эту полуплоскость с удаленным кругом $\bar{K}_j$ обозначим через G'_j . Очевидно, $G_j \subset G'_j$. По принципу Карлемана расширения области (6) имеем

$$\omega_j(a) \leq \omega(a, \partial K_j, G'_j) \leq \sup_{z \in l_j} \omega(z, \partial K_j, G'_j), \quad (9)$$

где $l_j = \partial K(z_j, |z_j - a|) \cap G'_j$.

С помощью параллельного переноса и поворота, оставляющих гармоническую меру инвариантной, можно без ограничения общности считать, что $G'_j = \Pi \setminus \bar{K}_j$, где Π — правая полуплоскость и $z_j = d_j$, т. е. $K_j = K(d_j, r_j)$. Далее рассмотрим два случая.

а. Пусть сначала $r_j < \frac{d_j}{2}$. Полагая $w = \frac{z - d_j}{z + d_j}$, имеем, что $|w| \leq \frac{2r_j}{3d_j} = r'_j$ при $z \in \partial K_j$.

Дробно-линейное преобразование $z \rightarrow w$, отображающее Π на $K(0, 1)$, переводит G'_j в область, содержащую кольцо $\{z; r'_j < |z| < 1\}$. Применяя опять принцип Карлемана, имеем

$$\omega(z, \partial K_j, G_j) \leq \frac{\log \frac{1}{|\omega|}}{\log \frac{1}{r_j}}. \text{ Далее учитывая, что } \log \frac{1}{|\omega|} \leq \frac{2d_j}{|z_j - a|} \text{ при}$$

$$z \in I_j, \log \frac{1}{r_j} > \log \frac{3}{2} \left(1 + \log \frac{d_j}{r_j} \right) > \frac{1}{3} \left(1 + \log \frac{d_j}{r_j} \right), \text{ получаем}$$

$$\sup_{z \in I_j} \omega(z, \partial K_j, G_j) \leq \frac{6d_j}{|z_j - a| \left(1 + \log \frac{d_j}{r_j} \right)}.$$

Отсюда с учетом (9) следует (8)

б. Пусть теперь $r_j \geq \frac{d_j}{2}$. Тогда $G_j' \supset G_j^* = \Pi \setminus \bar{K}(d_j, d_j)$ и по принципу Карлемана имеем

$$\omega(z, \partial K_j, G_j) \leq \omega(z, \partial K(d_j, d_j), G_j^*), \quad z \in G_j^*. \quad (10)$$

Чтобы оценить последнюю гармоническую меру, область G_j^* при помощи функции $w = \frac{1}{z}$ конформно отображим на полосу $G_j''' = \{w; 0 < \operatorname{Re} w < \frac{1}{2d_j}\}$.

При этом окружность $\partial K(d_j, d_j)$ переходит в прямую $\gamma_j = \{w, \operatorname{Re} w = \frac{1}{2d_j}\}$. Имеем $\omega(z, \partial K(d_j, d_j), G_j^*) = \omega(w, \gamma_j, G_j''') = 2d_j \operatorname{Re} w \leq \frac{2d_j}{|z|}$, $z \in G_j^*$. Далее, учитывая (4), получаем

$$\frac{1}{|z|} \leq \frac{1}{|z - d_j| - d_j} = \frac{1}{|z_j - a| - d_j} \leq \frac{2}{|z_j - a|} \leq \frac{4}{|z_j - a| \left(1 + \log \frac{d_j}{r_j} \right)}, \quad z \in I_j.$$

Отсюда с учетом (10) и (9) получаем (8). Теорема доказана.

Заметим, что в случае $\Omega = K(0, 1)$ условие единственности (3) равносильно условию (2).

Следствие. Условие (3) теоремы можно заменить более строгим условием $\sum_{j=1}^{\infty} \frac{d_j}{|z_j| + 1} < +\infty$, не зависящим от радиусов исключительных кружков. В частности, в случае $\Omega = K(0, 1)$ условие Бляшке $\sum_{j=1}^{\infty} (1 - |z_j|) < +\infty$ достаточно для того, чтобы область D обладала свойством единственности. В случае же, когда Ω — правая полуплоскость, мы имеем достаточное условие

$$\sum_{j=1}^{\infty} \frac{\operatorname{Re} z_j}{|z_j| + 1} < +\infty.$$

В заключение приношу глубокую благодарность Н. У. Аракелян за ценные советы и обсуждения.

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

Անվերջ-կապանի տիրույթներում անալիտիկ ֆունկցիաների եզրային միակության բեռեմներ

Աշխատանքում բերված է Ω -ում L տիպի տիրույթների համար միակության հետևյալ հայտանքը.

Թեև Ω -ն ուղղանկյուն տիրույթ է $\mathbb{C}$ -ում, $\Omega \neq \mathbb{C}$, $D = D(\{z_j, r_j\}_1^\infty)$ տիրույթը Ω -ում L տիպի է, d_j -ն՝ z_j կետի հեռավորությունն է $\partial\Omega$ -ից: Եթե

$$\sum_{j=1}^{\infty} \frac{d_j}{(|z_j|+1)\left(1+\log \frac{d_j}{r_j}\right)} < +\infty,$$

այդ D տիրույթը օժտված է միակության հատկությամբ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. А. Гончар. Вестн. Моск. ун-та, № 1, 1964. ² А. Г. Балакян, Изв. АН АрмССР. Математика, т. 20, № 2 (1985). ³ Р. Неванlinna, Однозначные аналитические функции, Гостехиздат, М.—Л., 1941. ⁴ М. Брело, Основы классической теории потенциала, Мир, М., 1964. ⁵ Б. Я. Левин, Распределение корней целых функций, Гостехиздат, М., 1956. ⁶ Г. М. Голузин, Геометрическая теория функций комплексного переменного, Наука, М., 1977.

УДК 515.1

МАТЕМАТИКА

Э. А. Мирзаханян

Об одном бесконечномерном обобщении теоремы Борсука о неограниченной компоненте

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Р. А. Александрияном 27/VI 1986)

В статье приводится одно бесконечномерное обобщение теоремы Борсука ⁽¹⁾ о неограниченности компоненты точки дополнения $R^n \setminus X$ замкнутого и ограниченного множества $X \subset R^n$. Эта классическая теорема несправедлива в бесконечномерном случае в классе всех непрерывных отображений. Вместе с тем оказывается (теорема 3), что теорема Борсука остается верной и в вещественном сепарабельном гильбертовом пространстве H , если только рассматривать так называемые K_0 -отображения, принадлежащие одному допустимому классу K_0 непрерывных отображений подмножеств пространства H .

Определение и ряд основных свойств класса K_0 приведены в ⁽²⁾.

Определение. Семейство K_0 -отображений $f_t: X \rightarrow Y$, $0 \leq t \leq 1$, называется K_0 -гомотопией, если определенное формулой $F(t, x) = f_t(x)$ отображение F цилиндра $I \times X$ в Y является K_0 -отображением.

Ниже через S обозначена единичная сфера гильбертова пространства H .

Лемма 1. Пусть A и X — произвольные подмножества пространства H , причем $A \subset X$, и пусть $f: A \rightarrow S$ — произвольное K_0 -отображение. Тогда существуют открытое в X подмножество $U \supset A$ и K_0 -отображение $f^*: U \rightarrow S$, являющееся продолжением f .

Лемма 2. Пусть $A \subset X \subset H$, причем A замкнуто в X . Пусть, далее, $M = 0 \times X \cup I \times A$. Тогда всякое K_0 -отображение (в гильбертовом пространстве $H^* = R \times H$) $F: M \rightarrow S$ может быть продолжено до K_0 -отображения $\bar{F}: I \times X \rightarrow S$.

Теорема 1. Пусть $A \subset X \subset H$, причем A замкнуто в X . Пусть, далее, $f: X \rightarrow S$ — произвольное K_0 -отображение, $g_1: A \rightarrow S$ частичная K_0 -гомотопия отображения f . Тогда гомотопию g_1 можно продолжить до K_0 -гомотопии $f_t: X \rightarrow S$ отображения f .

Будем называть K_0 -отображение $f: X \rightarrow S$ K_0 -несущественным, если оно K_0 -гомотопно некоторому постоянному отображению множества X в сферу S .

Замечание 1. Отметим, что тождественное отображение $id_S: S \rightarrow S$ является K_0 -существенным ⁽³⁾, хотя оно является несущественным в классе всех непрерывных отображений.

Следствие 1. Пусть $A \subset X \subset H$, причем A замкнуто в X .

Тогда любое K_0 -несущественное отображение $f: A \rightarrow S$ можно продолжить до K_0 -несущественного отображения $f^*: X \rightarrow S$.

Пусть теперь X — произвольное замкнутое и ограниченное подмножество пространства H и пусть $G = H \setminus X$. Для каждой точки $x_0 \in G$ определим отображение $p_{x_0}: X \rightarrow S$, положив

$$p_{x_0}(x) = \frac{x - x_0}{\|x - x_0\|}.$$

Так как отображение p_{x_0} представимо в виде композиции двух K_0 -отображений, то оно также будет K_0 -отображением.

Теорема 2. Пусть X — замкнутое и ограниченное подмножество H , а $G = H \setminus X$. Тогда точки x_0 и x_1 множества G принадлежат одной и той же компоненте множества G в том и только в том случае, когда отображения $p_{x_0}, p_{x_1}: X \rightarrow S$ K_0 -гомотопны.

Следствие 2. Если замкнутое и ограниченное подмножество X пространства H обладает тем свойством, что всякое K_0 -отображение $f: X \rightarrow S$ является K_0 -несущественным, то множество X не разбивает пространство H , т. е. $H \setminus X$ связно.

Теорема 3. Пусть X — замкнутое и ограниченное подмножество пространства H и $G = H \setminus X$. Точка $x_0 \in G$ принадлежит неограниченной компоненте множества G в том и только в том случае, когда определенное формулой $p_{x_0}(x) = \frac{x - x_0}{\|x - x_0\|}$ отображение

$p_{x_0}: X \rightarrow S$ K_0 -несущественно.

Следствие 3. Пусть S^* — единичная сфера гильбертова пространства $H^* = R \times H$ и пусть $X \subset S^*$ — замкнутое подмножество, для которого всякое K_0 -отображение множества X в сферу S является K_0 -несущественным. Тогда X не разбивает сферу S^* .

Замечание 2. Отметим, что не только утверждение теоремы 3 (как уже отмечалось выше), но и утверждение теоремы 2 не имеют места в пространстве H в классе всех непрерывных отображений. В самом деле, в этом классе сфера S стягиваема по себе в точку, и потому любое непрерывное отображение множества x в S несущественно, в частности, отображение $p_{x_0}: X \rightarrow S$ несущественно для любой точки $x_0 \in H \setminus X$. Далее, если $X = S$ и $x_0 = 0$, то $p_{x_0} = id_S$ и p_{x_0} несущественно, хотя точка 0 принадлежит ограниченной компоненте множества $H \setminus S$.

Ереванский государственный университет

Է. Ա. ՄԻՐԶԱԽԱՆՅԱՆ

Անսահմանափակ կոմպոնենտի վերաբերյալ Բորսուկի թեորեմի մի անվերջ շարքի ընդհանրացման մասին

էվկլիդեսյան տարածության փակ և սահմանափակ X բազմության $R^n \setminus X$ օրացման կետի կոմպոնենտի անսահմանափակության մասին Բորսուկի կլասիկ թեորեմը դադարում է ճիշտ լինելուց հիսթերոսյան տարածությունում:

Սակայն պարզվում է, որ այդ թեորեմը մնում է ճիշտ իրական սեպարարել հիլբերտյան H տարածության համար, եթե միայն դիտարկվեն H տարածության ենթաբազմությունների անընդհատ արտապատկերումների մի թույլատրելի դասին պատկանող արտապատկերումները:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ И. Стинрод, С. Эйленберг, Основания алгебраической топологии, Изд-во физ.-мат. лит., М., 1958. ² В. Г. Болтянский, ДАН АрмССР, 51, № 3 (1970). ³ Э. А. Мирзаханян, ДАН АрмССР, 79, № 1 (1984).

УДК 624.131.54:539.3

МЕХАНИКА

Л. А. Агаловян, С. Х. Адамян

О коэффициенте постели для оснований с переменными упругими характеристиками

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Б. Л. Абрамяном 25/VI 1986)

На основе точного решения трехмерной задачи для слоя с переменными упругими характеристиками рассматривается вопрос определения коэффициента постели. Упругое основание рассматривается как сжимаемый слой толщины $2h$, лежащий на абсолютно жесткой подстилке со сцеплением (вектор перемещения там равен нулю). Считается, что упругий модуль слоя есть функция от поперечной координаты.

В общем случае требуется определить напряженно-деформированное состояние анизотропной пластинки Ω , $\Omega = \{(\alpha, \beta, \gamma) : \alpha, \beta \in \Sigma, -h \leq \gamma \leq h\}$, где α, β — ортогональные криволинейные координаты на срединной поверхности Σ , при условиях

$$\sigma_{\alpha\gamma} = \sigma_{\alpha\gamma}^+(\alpha, \beta), \quad \sigma_{\beta\gamma} = \sigma_{\beta\gamma}^+(\alpha, \beta), \quad \tau_{\gamma\gamma} = -\sigma_{\gamma\gamma}^+(\alpha, \beta) \quad \text{при } \gamma = h; \quad (1)$$

$$u_\alpha = u_\beta = u_\gamma = 0 \quad \text{при } \gamma = -h \quad (2)$$

и условиях на боковой поверхности. Последние в рассматриваемой задаче играют существенную роль лишь вблизи боковой поверхности. Ими обусловлен пограничный слой, т. е. такое решение, которое быстро затухает при удалении от боковой поверхности во внутрь области Ω .

Чтобы решить поставленную трехмерную задачу, в уравнениях теории упругости перейдем к безразмерным координатам и перемещениям по формулам

$$\alpha = \xi l, \quad \beta = \eta l, \quad \gamma = h\zeta = \epsilon l, \quad \epsilon = h/l, \quad (3)$$

$$u = u_\alpha/l, \quad v = u_\beta/l, \quad w = u_\gamma/l,$$

где l — характерный размер пластинки (наименьший из тангенциальных линейных размеров), считается $2h \ll l$.

В системе безразмерных координат ξ, η, ζ уравнения теории упругости: уравнения равновесия, соотношения состояния и связи деформации — перемещения, составляют сингулярно возмущенную малым параметром ϵ систему. Согласно математической теории таких систем, решение складывается из двух типов решений: решения внутренней задачи (проникающая часть общего решения) и решения пограничного слоя, локализованного вблизи боковой поверхности, линий смены типа граничных условий или разрыва непрерывности поверхностной

нагрузки. Как построить эти решения в плоском и пространственном случаях при постоянных упругих характеристиках, изложено в работах (1, 2). Развитый там подход применим также и для случая с переменными упругими характеристиками. Приведем решение внутренней задачи для некоторых случаев изменения модуля упругости и граничных краевых задач изотропных пластинок.

Пусть модуль упругости изотропной пластинки меняется по закону

$$E = \frac{1}{2}(E_1 + E_2) + \frac{1}{2}(E_1 - E_2)\zeta, \quad -1 \leq \zeta \leq 1, \\ \nu \approx \text{const}, \quad E_1, E_2 = \text{const}, \quad (4)$$

где ν — коэффициент Пуассона, а модуль E изменяется по толщине слоя линейно, принимая на поверхностях $\zeta = \pm 1$ значения E_1, E_2 . Решением пространственной задачи (1) — (2), если $\sigma_{\alpha\gamma}^+, \sigma_{\beta\gamma}^+, \sigma_{\gamma\gamma}^+ = \text{const}$, является

$$\sigma_{\alpha\gamma} = \sigma_{\alpha\gamma}^+, \quad \sigma_{\beta\gamma} = \sigma_{\beta\gamma}^+, \quad \sigma_{\gamma\gamma} = -\sigma_{\gamma\gamma}^+; \\ \sigma_{\alpha\alpha} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad \sigma_{\beta\beta} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad \sigma_{\alpha\beta} = 0; \quad (5)$$

$$u_\alpha = 4h(1+\nu)k_1\sigma_{\alpha\gamma}^+, \quad u_\beta = 4h(1+\nu)k_1\sigma_{\beta\gamma}^+;$$

$$u_\gamma = -\frac{2h(1+\nu)(1-2\nu)}{1-\nu} k_1\sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad k_1 = \left[\ln \frac{(E_1 - E_2)\zeta + E_1 + E_2}{2E_2} \right] / (E_1 - E_2).$$

Если будет действовать лишь нормальная нагрузка с постоянной интенсивностью ($\sigma_{\alpha\gamma}^+ = 0, \sigma_{\beta\gamma}^+ = 0$), из решения (5) вытекает $u_\alpha = u_\beta = 0$, а между нормальным давлением и соответствующим перемещением получается связь

$$\sigma_{\gamma\gamma} = k u_\gamma^+(h), \quad k = k_0 \frac{c-1}{\ln c}, \quad c = E_2/E_1, \quad (6)$$

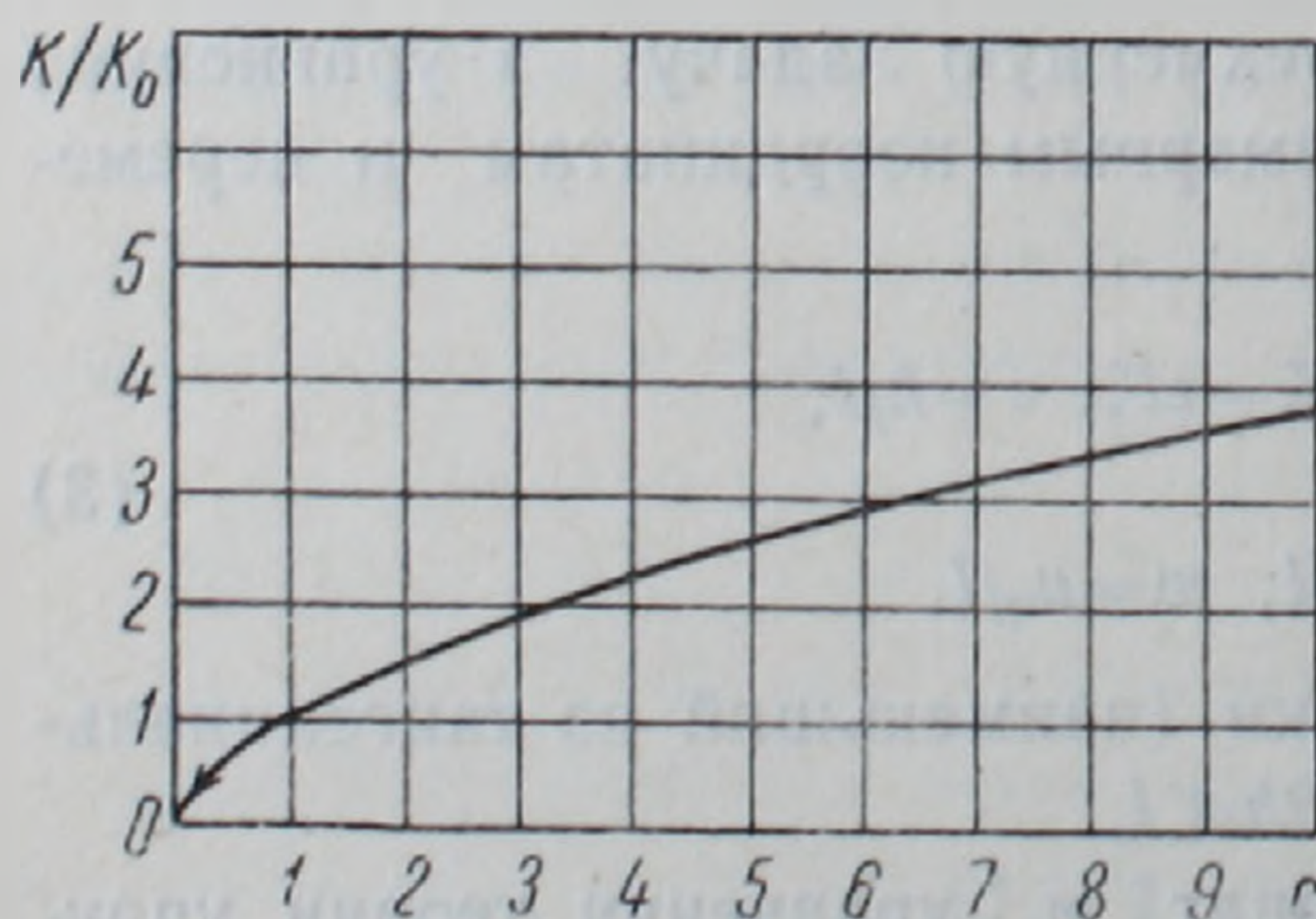


Рис. 1.

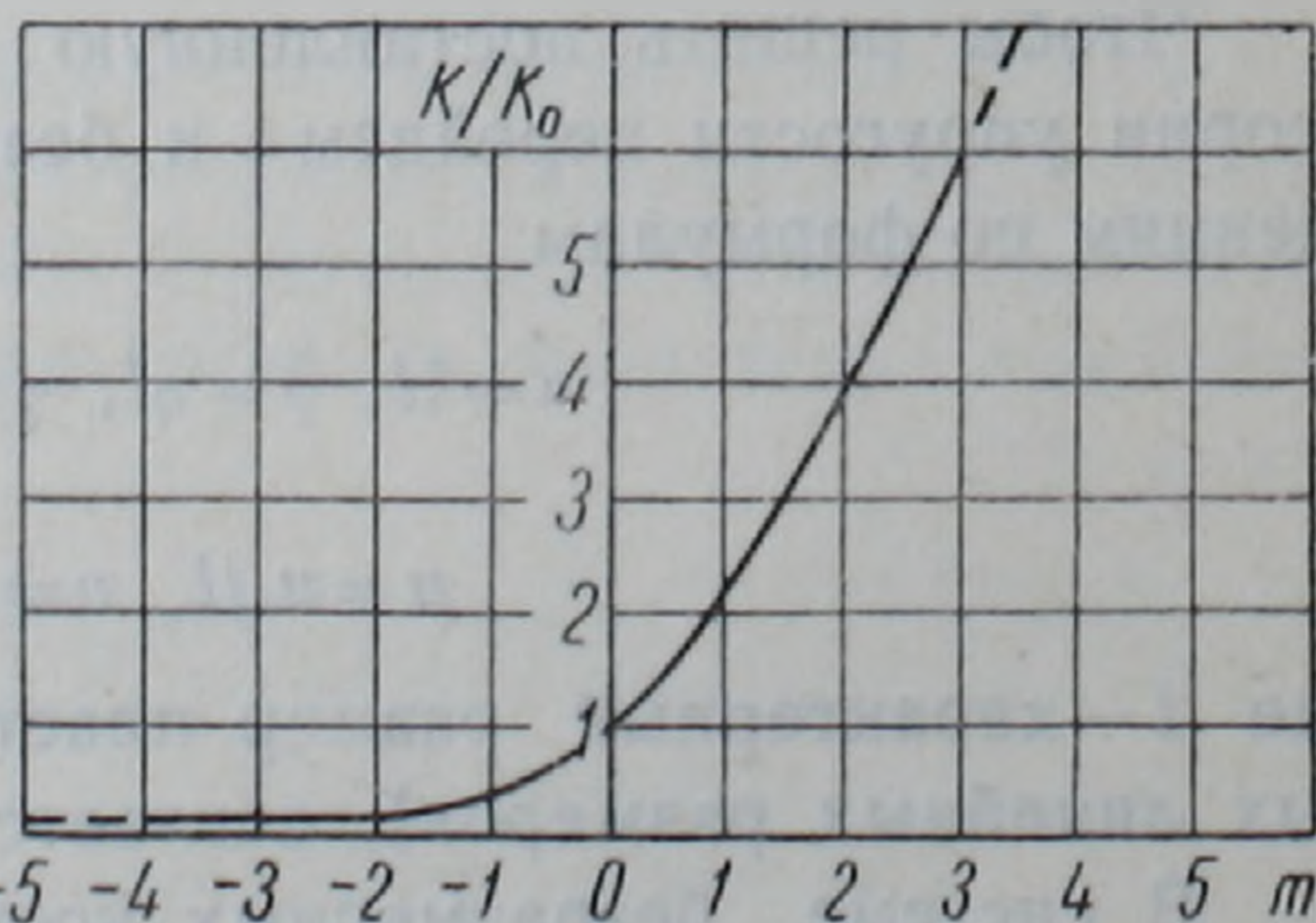


Рис. 2.

где k играет роль коэффициента постели, $k_0 = (1-\nu)E_1 / [(1+\nu)(1-2\nu)2h]$ — известный коэффициент постели (3, 4) для слоя с постоянным модулем деформации. Формула (6) справедлива как при $c > 1$, так и при $c < 1$. При $c \rightarrow 1$ $k \rightarrow k_0$. Зависимость отношения k/k_0 от c изображена на рис. 1.

Если внешняя нормальная нагрузка переменна, т. е. она представляется функцией от ξ , то зависимость (6) выполняется приближенно, поскольку в точном решении появляются дополнительные слагаемые, кроме того $u_\alpha, u_\beta \neq 0$. Однако новые слагаемые на порядок меньше винклеровского слагаемого, поэтому ими можно пренебречь. Например, если при $\gamma = h$ имеем $\sigma_{\gamma\gamma}(h) = -(\sigma_1 \xi + \sigma_2)$, то

$$u_\alpha = -\frac{h}{l} \sigma_1 \left[\frac{4\nu(1+\nu)}{1-\nu} h k_1 + \dots \right], \quad u_\beta = 0, \quad u_\gamma = -\frac{(1+\nu)(1-2\nu)2h}{1-\nu} k_1 (\sigma_1 \xi + \sigma_2);$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_{\beta\beta} = -\frac{\nu}{1-\nu} (\sigma_1 \xi + \sigma_2), \quad \sigma_{\gamma\gamma}(h) = k u_\gamma(h); \quad (7)$$

$$\sigma_{\gamma\gamma} = -(\sigma_1 \xi + \sigma_2), \quad \sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\beta\gamma} = 0, \quad \sigma_{\alpha\gamma} = -\frac{h}{l} \sigma_1 \frac{\nu}{1-\nu} (1-\xi),$$

а при $\sigma_{\gamma\gamma}(h) = -\sigma_3 \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2$ имеем решение

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sigma_{\beta\gamma} = 0, \quad \sigma_{\gamma\gamma} = -\sigma_3 \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2 + \sigma_3 \frac{h^2}{l^2} \frac{\nu}{1-\nu} (1-\xi)^2; \quad (8)$$

$$\sigma_{\alpha\gamma} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_1 \frac{h}{l} (2\xi - 1)(1-\xi), \quad \sigma_{\alpha\alpha} = \sigma_{\beta\beta} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_3 \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2 - 2\sigma_3 \frac{h^2}{l^2} (1+\dots);$$

$$u_\alpha = -\frac{h}{l} \sigma_3 (2\xi - 1) \left[\frac{4h\nu(1+\nu)}{1-\nu} k_1 + \dots \right], \quad u_\beta = 0;$$

$$u_\gamma = -\sigma_3 \left(\xi - \frac{1}{2} \right)^2 \frac{2h(1-2\nu)(1+\nu)}{1-\nu} k_1 - \sigma_3 \frac{h^2}{l^2} \left[\frac{4h(1-2\nu)(1+\nu)}{(1-\nu)^2} k_1 (1-\xi) + \dots \right];$$

отсюда с точностью $O(\epsilon^2)$ следует зависимость (6).

Пусть модуль упругости изменяется теперь по закону

$$E = E_1 \exp(-m(\xi - 1)), \quad \nu \approx \text{const}, \quad -1 \leq \xi \leq 1; \quad (9)$$

тогда для первой задачи получим решение

$$\sigma_{\alpha\gamma} = \sigma_{\alpha\gamma}^+, \quad \sigma_{\beta\gamma} = \sigma_{\beta\gamma}^+, \quad \sigma_{\gamma\gamma} = -\sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad \sigma_{ij}^+ = \text{const};$$

$$\sigma_{\alpha\alpha} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad \sigma_{\beta\beta} = -\frac{\nu}{1-\nu} \sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad \sigma_{\alpha\beta} = 0; \quad (10)$$

$$u_\alpha = 2(1+\nu) h k_2 \sigma_{\alpha\gamma}^+, \quad u_\beta = 2(1+\nu) h k_2 \sigma_{\beta\gamma}^+;$$

$$u_\gamma = -\frac{(1+\nu)(1-2\nu)}{1-\nu} h k_2 \sigma_{\gamma\gamma}^+, \quad k_2 = \frac{1}{E_1 m} (e^{m(\xi-1)} - e^{-2m}).$$

Из решения (10) вытекает

$$\sigma_{\gamma\gamma}(h) = k u_\gamma(h), \quad k = k_0 \frac{2m}{1 - e^{-2m}}; \quad (11)$$

зависимость отношения коэффициентов постели k/k_0 от параметра m показана на рис. 2. Таким образом, когда у основания переменный модуль упругости, коэффициент постели следует вычислять по формулам (6) или (11). Укажем, что тот же коэффициент постели полу-

чается и тогда, когда жесткий штамп вдавливается в основание. Это следует из решения задачи при условиях

$$\sigma_{\alpha\gamma} = 0, \quad \sigma_{\beta\gamma} = 0, \quad u_{\gamma} = w^{+} = \text{const} \quad \text{при } \gamma = h. \quad (12)$$

Формулы (6) и (11) позволяют экспериментально определять как коэффициент постели, так и упругие модули, используя экспериментальные значения осадки и нормального составляющего усилия.

В местах смены типа граничных условий, разрыва граничных функций и вблизи боковой поверхности приведенное выше решение, а также модель Винклера—Фусса перестают быть справедливыми. В этих местах возникают пограничные слои, где нет известной пропорциональной зависимости, и следует к полученному решению добавить решение типа погранслоя, т. е. новое решение, экспоненциально затухающее при удалении от поверхности разрыва. Пограничный слой можно изучить способом, изложенным в работе (5).

Институт механики
Академии наук Армянской ССР

Լ. Ա. ԱՂԱՎՅԱՆ, Ս. Ս. ԱԴԱՄՅԱՆ

Փոփոխական առաձգական բնութագրիչներ ունեցող հիմքերի հիմնատակային գործակցի մասին

Հիմնվելով փոփոխական առաձգական բնութագրիչներ ունեցող շերտի առաձգականության տեսության եռաչափ խնդրի լուծման վրա, դիտարկվում է առաձգական հիմքերի հիմնատակային գործակցի որոշման հարցը: Առաձգական հիմքը դիտարկվում է որպես վերջավոր հաստության տարածական շերտ, որը դրվում է բացարձակ կոշտ փոխաժքի վրա: Ենթադրվում է, որ շերտի առաձգականության մոդուլը ֆունկցիա է ուղղահայաց կոորդինատից: Առաջարկվում են բանաձևեր հիմնատակային գործակցի որոշման համար, երբ առաձգականության մոդուլը փոփոխվում է ըստ հիմքի հաստության էքսպոնենցիալ կամ գծային օրենքներով: Մասնավոր դեպքում, երբ առաձգականության մոդուլը հաստատուն է, հիմնատակային գործակցի արտահայտությունը համընկնում է հայտնի բանաձևի հետ: Երոշվում են հիմնատակային գործակցի փոփոխման հնարավոր սահմանները:

ЛИТЕРАТУРА — ՎՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Л. А. Агаловян, в кн.: XIII Всесоюз. конф. по теории пластин и оболочек, ч. I, Таллин, 1983.
- ² Л. А. Агаловян, Р. С. Геворкян, в кн.: Механика конструкций из композиционных материалов, Наука, Новосибирск, 1984.
- ³ В. З. Власов, Н. Н. Леонтьев, Балки, плиты и оболочки на упругом основании, Физматгиз, М., 1960.
- ⁴ М. Н. Горбунов-Посадов, Т. А. Маликова, В. И. Соломин, Расчет конструкций на упругом основании, Стройиздат, М., 1984.
- ⁵ Л. А. Агаловян, Межвуз. сб. науч. тр. Механика, вып. 3, ЕГУ, Ереван (1984).

УДК 624.131.439.5.001.5

МЕХАНИКА ГРУНТОВ

С. Р. Месчян, С. Г. Айроян

Влияние начального состояния на сопротивление сдвигу
набухающего бентонитового грунта

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. И. Тер-Степаняном 18/IX 1986)

Исследованиями авторов установлено, что при определенных значениях начальной (природной) влажности w_0 набухающего грунта его увлажнение в условиях отсутствия объемных деформаций—под арретир, не приводит к снижению сопротивления сдвигу, хотя оно приводит к возникновению значительного давления набухания $\sigma_{s,0}$, компенсируемого внешним давлением $p_{z,s} = \sigma_{s,0}$. Это означает, что в указанных условиях стандартное сопротивление сдвигу неувлажненного набухающего грунта $\tau_{f,sl}$ можно определить испытанием на сдвиг образцов, водонасыщенных под арретир. При этом если общее уплотняющее давление p_z на неувлажненный образец грунта природной влажности равно $p_z = \sigma_z$, то его величина при испытании водонасыщенного под арретир образца будет равна $p_z = p_{z,s} + \sigma_z$ (σ_z —эффективное давление).

Проведенные нами исследования не позволили установить границы изменяемости начальной (природной) влажности набухающего грунта, в пределах которой условие неизменяемости прочности набухающего грунта при его увлажнении под арретир остается в силе. Для решения указанной задачи нами осуществлено испытание бентонитовой глины Саригюхского месторождения Армянской ССР, которая по возрасту относится к послемеловому (палеоген) периоду и главным породообразующим минералом которой является монтмориillonит ⁽¹⁾. В бентоните содержание фракции 0,0015 мм составляет в среднем 65,1%, а при обработке пирофосфорнокислым натрием $Na_4P_2O_7$ — 83,4% ⁽²⁾.

Испытаны четыре серии образцов-близнецов бентонитовой глины нарушенного сложения при четырех различных значениях ее начальной влажности—плотности (табл. 1).

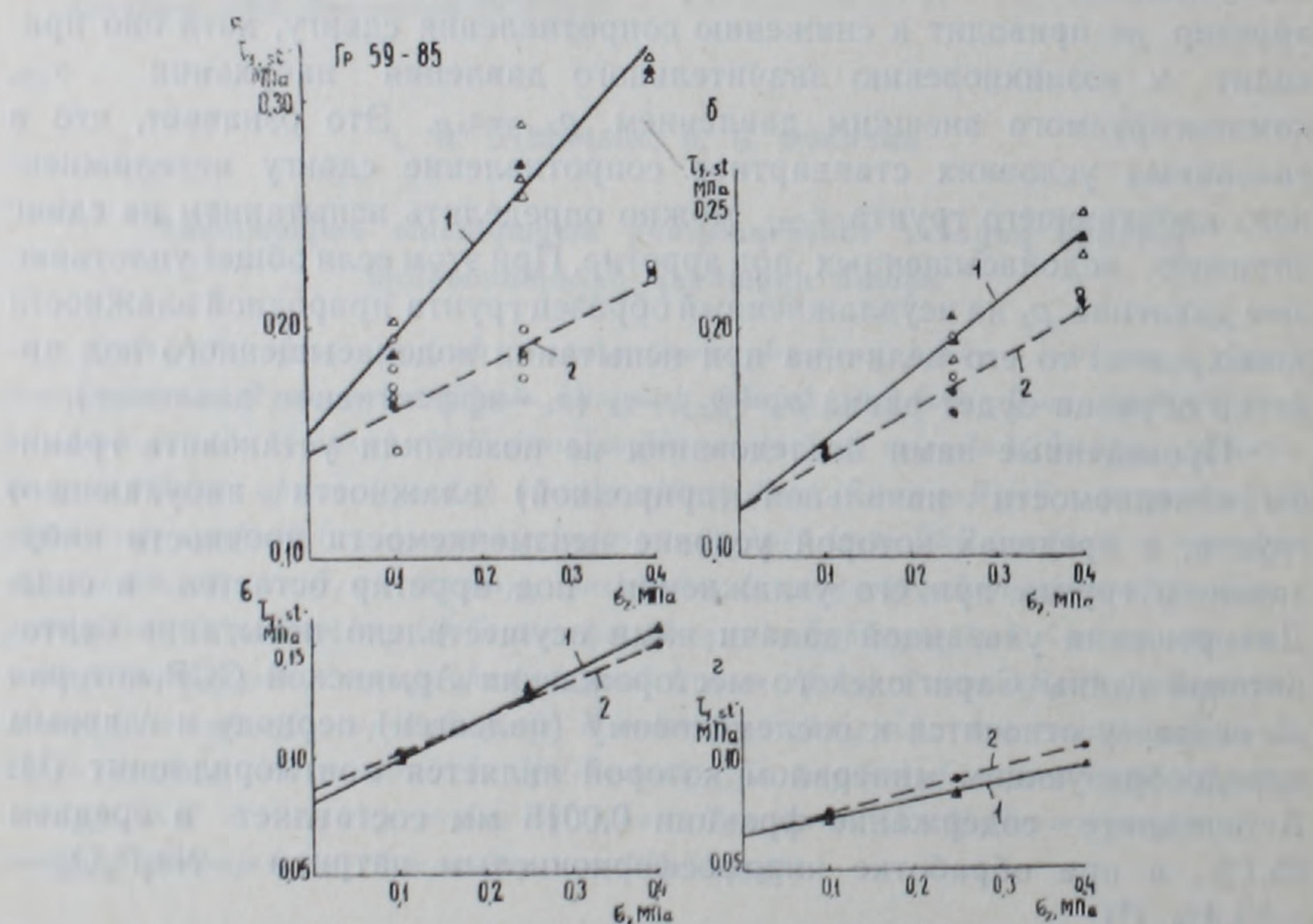
Таблица 1

Основные показатели физических свойств серий образцов бентонитовой глины

ρ , г/см ³	ρ_s , г/см ³	w_0	w_L	w_p	J_p	J_L
1,630	2,75	0,546	1,705	0,404	1,301	0,109
1,715		0,424				0,015
1,740		0,320				—0,0646
1,804		0,362				—0,032

Все четыре серии образцов-близнецов глины испытаны по единой методике уплотнения, а именно, они предварительно были уплотнены под действием давления $p_{z,0} = 0,5$ МПа, а после стабилизации деформаций полностью разгружены. Затем в каждой серии по восемь образцов-близнецов были уплотнены под давлениями $\sigma_z = 0,1; 0,2$ и $0,4$ МПа и испытаны на сдвиг при начальной плотности-влажности стандартной методики. Остальные образцы-близнецы данной серии в количестве восьми штук были водонасыщены под арретир, подвергнуты уплотнению под действием указанных выше эффективных давлений $\sigma_z = 0,1; 0,2$ и $0,4$ МПа и испытаны на сдвиг по той же стандартной методике. Определены значения давления набухания четырех серий образцов-близнецов при четырех различных значениях их начальной влажности-плотности.

Результаты испытания четырех серий образцов-близнецов бентонитовой глины нарушенного сложения приведены в табл. 2 и показаны на рисунке. На графиках а и б рисунка отмечены все результаты



Диаграммы сопротивления сдвигу бентонитовой глины 59—85 а— $w_0 = 0,32$; б— $w_0 = 0,362$, в— $w_0 = 0,417$; г— $w_0 = 0,546$. 1—уплотнение образцов при начальной влажности w_0 (см. табл. 2); 2—уплотнение образцов после водонасыщения под арретир

испытания образцов-близнецов, а также их среднее значение (темные треугольники и кружочки). На остальных двух графиках приведены только средние значения сопротивления образцов-близнецов сдвигу в виде темных треугольников и кружочков, определенные соответственно при начальной влажности w_0 и после водонасыщения под арретир.

Опыты показывают, что независимо от режима уплотнения—по ветви уплотнения или разуплотнения компрессионной кривой, в пре-

Результаты испытания на сдвиг образцов-близнецов
бентонитовой глины

w_0	Условия испытания образцов	Количество образцов	$\sigma_{s,0}$ МПа	σ_z МПа	p_z МПа	$\tau_{f,st}$ МПа	c МПа	$\frac{\lg \tau}{\varphi^0}$
0,32	Без увлажнения	3	—	0,10	0,10	0,191	0,1541	0,421
		3	—	0,25	0,25	0,271		—
		2	—	0,40	0,40	0,314		22°50'
	С увлажнением под арретир	3	0,511	0,10	0,611	0,167	0,1461	0,189
		3	0,486	0,25	0,736	0,188		—
		2	0,50	0,40	0,90	0,225		10°42'
0,365	Без увлажнения	3	—	0,10	0,10	0,1497	0,1196	0,303
		3	—	0,25	0,25	0,1959		—
		2	—	0,40	0,40	0,2405		16°51'
	С увлажнением под арретир	3	0,496	0,10	0,596	0,1446	0,1205	0,217
		3	0,492	0,25	0,742	0,1713		—
		2	0,50	0,40	0,90	0,2108		12°44'
0,417	Без увлажнения	3	—	0,10	0,10	0,0985	0,0801	0,196
		3	—	0,25	0,25	0,1314		—
		2	—	0,40	0,40	0,1567		11°5'
	С увлажнением под арретир	3	0,219	0,10	0,319	0,1021	0,0866	0,157
		3	0,198	0,25	0,448	0,1260		—
		2	0,228	0,40	0,628	0,14965		8°55'
0,546	Без увлажнения	3	—	0,10	0,10	0,0728	0,0653	0,076
		3	—	0,25	0,25	0,0844		—
		2	—	0,40	0,40	0,0956		4°21'
	С увлажнением под арретир	3	0,177	0,10	0,277	0,0761	0,0652	0,094
		3	0,187	0,25	0,437	0,0838		—
		2	0,196	0,40	0,586	0,1051		5°22'

делах изменения начальной (природной) влажности $w_0 \geq w_p$ сопротивления сдвигу набухающих грунтов при их уплотнении в условиях сохранения природной (начальной) влажности w_0 и после увлажнения под арретир практически равны. Следовательно, сопротивления сдвигу неувлажненных набухающих глинистых грунтов, когда их природная (начальная) влажность изменяется в указанных выше пределах, могут быть определены испытанием на сдвиг образцов, уплотненных после увлажнения под арретир. Это позволяет, во-первых, избегать осуществления сложной процедуры герметизации приборов и осуществления других мероприятий по сохранению природной (начальной) влажности образцов-близнецов в процессе опыта, а во-вторых, определить значение давления набухания $\sigma_{s,0}$, необходимое для оценки сопротивления сдвигу рассматриваемых грунтов в условиях увлажнения при $p_z < \sigma_{s,0}$, т. е. при возможности их набухания.

Институт геологических наук Академии наук

Армянской ССР

Институт механики Академии наук Армянской ССР

Սկզբնական վիճակի ագեցությունը շրջված և քրջված ուռչող գետնահողերի նմուշների սահմանի դիմադրության վրա

Հոդվածում բերված են բենտոնիտային կավի շորս տարբեր վիճակներում գտնվող փորձանմուշների սահմանի դիմադրության որոշման արդյունքները, որոնք ստացվել են սկզբնական ω_0 խոնավության պահպանման և ուռչելու բացակայության պայմաններում ջրահագեցնելուց հետո: Պարզվել է, որ երբ գետնահողի սկզբնական խոնավությունը հավասար կամ մեծ է նրա գլանման սահմանի խոնավությունից $\omega_0 \leq \omega_p$, ապա լրացուցիչ խոնավացումը նմուշների ուռչելու բացակայության պայմաններում չի հանգեցնում նրա սահմանի դիմադրության փոփոխման:

Լսվածից հետևում է, որ բնական խոնավություն ունեցող գետնահողի սահմանի դիմադրությունը, երբ $\omega_0 \leq \omega_p$, կառելի է որոշել փորձարկելով ուռչելու բացակայության պայմաններում նախապես ջրահագեցված փորձանմուշներ:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԴԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ Г. С. Авакян, в кн.: Бентониты, Наука, М., 1980. ² Г. С. Авакян, Бентониты верхнемеловых отложений северной Армении, Айастан, Ереван, 1977.

УДК 539.1201

ФИЗИКА

В. Е. Мкртчян, В. О. Чалтыкян

О регистрации сферического состояния фотона

(Представлено академиком АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляном 20/XI 1986)

В современной квантовой электродинамике при описании фотонов используются большей частью два представления: представление плоских волн, в котором фотон описывается энергией, импульсом и спиральностью, и представление сферических волн, которые являются собственными векторами операторов энергии, момента, проекции момента и четности (см. например ⁽¹⁾). Будучи математически эквивалентными, эти представления с равным правом могут применяться при решении конкретных задач. Однако при излучении атомных систем и ядер фотоны испускаются в состояниях сферических волн, а приборы измеряют импульс и поляризацию фотонов. Следовательно, возникает естественная задача восстановления состояний фотонов в сферическом представлении, имея результаты наблюдений в представлении плоских волн.

В настоящее время теоретически и экспериментально хорошо исследованы угловое распределение фотонов и их параметры Стокса, т. е. поляризационная матрица фотона, которая представляет собой совокупность диагональных (по импульсу) элементов $\langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle$ матрицы плотности фотона в представлении плоских волн $\langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle$ (здесь и далее обозначения соответствуют ⁽¹⁾). Но для полного описания состояния фотона необходимы также недиагональные по импульсу элементы, которые невозможно получить из экспериментов с одним детектором. Величины этих элементов при фиксированных значениях n, n' можно найти из опытов с двумя параллельно включенными детекторами, каждый из которых независимо от другого фиксирует фотон с определенным импульсом k, k' ($|k|=|k'|$) соответственно. Такая система регистрации дает возможность детектирования состоя-

ния $|I, n, n'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|n\rangle + |n'\rangle)$. А если перед каждым детектором поместить одинаково ориентированные анализаторы, то с помощью обычной процедуры определения параметров Стокса можно найти поляризационную матрицу для состояния $|I, n, n'\rangle$:

$$2\langle I, n, n', \lambda | \rho | I, n, n', \lambda' \rangle = \langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle + \langle n', \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle + \langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle + \langle n', \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle. \quad (1)$$

Помещая перед детектором $|n'\rangle$ компенсатор фазы (на величину $\pi/2$), можно аналогично определить поляризационную матрицу фото-

на в состоянии $|\Pi, n, n'\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} [|n\rangle - i|n'\rangle]$:

$$2\langle \Pi, n, n', \lambda | \rho | \Pi, n, n', \lambda' \rangle = \langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle + \langle n', \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle - \\ - i [\langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle - \langle n', \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle] \quad (2)$$

Из полученных поляризационных матриц (1), (2) находим недиагональные матричные элементы

$$\langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle = \rho_{\lambda\lambda'}^{(1)}(n, n') + i\rho_{\lambda\lambda'}^{(2)}(n, n'), \\ \langle n', \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle = \rho_{\lambda\lambda'}^{(1)}(n, n') - i\rho_{\lambda\lambda'}^{(2)}(n, n'), \quad (3)$$

где

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{(1)}(n, n') = \langle I, n, n', \lambda | \rho | I, n, n', \lambda' \rangle - \frac{1}{2} [\langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle + \langle n', \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle], \\ \rho_{\lambda\lambda'}^{(2)}(n, n') = \langle \Pi, n, n', \lambda | \rho | \Pi, n, n', \lambda' \rangle - \frac{1}{2} [\langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle + \langle n', \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle]. \quad (4)$$

Таким образом, если известна поляризационная матрица $\langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle$, то недиагональные элементы $\langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle$ при фиксированных значениях n, n' определяются с помощью восьми экспериментов с двумя детекторами.

Из полученных выражений (1–4) можно сделать заключение о поведении матриц $\rho^{(1)}, \rho^{(2)}$ относительно перестановки $n \rightleftharpoons n'$

$$\rho_{\lambda\lambda'}^{(1)}(n, n') = \rho_{\lambda\lambda'}^{(1)}(n', n), \quad \rho_{\lambda\lambda'}^{(2)}(n, n') = -\rho_{\lambda\lambda'}^{(2)}(n', n), \quad (5)$$

При $n = n'$ $\rho^{(2)}(n, n')$ обращается в нуль, а $\rho^{(1)}(n, n')$ совпадает с поляризационной матрицей $\langle n, \lambda | \rho | n, \lambda' \rangle$. Производя параметризацию матриц $\rho^{(1)}, \rho^{(2)}$, будем иметь

$$\hat{\rho}^{(i)}(n, n') = \frac{1}{2} [w^{(i)}(n, n') \hat{I} + \xi^{(i)}(n, n') \hat{\sigma}], \quad (i=1, 2).$$

Параметры $w^{(i)}, \xi^{(i)}$ связаны с параметрами Стокса соотношениями

$$w^{(i)}(n, n') = w^{(i)}(n, n') - \frac{1}{2} [w(n) + w(n')], \quad (6)$$

$$\xi^{(i)}(n, n') = w^{(\alpha)}(n, n') \xi^{(\alpha)}(n, n') - \frac{1}{2} [w(n) \xi(n) + w(n') \xi(n')],$$

$$i = 1, 2; \quad \alpha = I, \Pi,$$

где $w^{(\alpha)}, \xi^{(\alpha)}$ ($\alpha = I, \Pi$) параметры Стокса состояний $|I, n, n'\rangle, |\Pi, n, n'\rangle$ соответственно. Используя разложение сферической волны на плоские и выражения (3), (6) для $\langle n, \lambda | \rho | n', \lambda' \rangle$, можно представить связь двух представлений матрицы плотности в виде

$$\langle jm\rho | \rho | j'm'\rho' \rangle = \frac{j!j'! - \rho - \rho'}{16\pi} [(2j+1)(2j'+1)]^{1/2} \int d\omega d\omega' D_{jm}^{(j)}(\omega) D_{j'm'}^{(j')*}(\omega') \times \\ \times [\xi_3^{(1)}(n, -n') + \xi_3^{(2)}(n, -n') - i(\xi_1^{(1)}(n, -n') - \xi_3^{(2)}(n, -n')) +$$

$$\begin{aligned}
& + (-1)^{j+j'+p+p'} [\xi_3^{(1)}(-n, n') - \xi_1^{(2)}(-n, n') + i(\xi_1^{(1)}(-n, n') + \xi_3^{(2)}(-n, n'))] + \\
& + (-1)^{j+p} [\omega^{(1)}(-n, -n') - \xi_1^{(1)}(-n, -n') + i(\omega^{(2)}(-n, -n') - \xi_2^{(2)}(-n, -n'))] + \\
& + (-1)^{j'+p'} [\omega^{(1)}(n, n') + \xi_2^{(1)}(n, n') + i(\omega^{(2)}(n, n') + \xi_2^{(2)}(n, n'))] \}.
\end{aligned} \tag{7}$$

Эта формула составляет основу дальнейшего анализа и фактически связывает все элементы матрицы плотности фотона в представлении сферических волн с измеряемыми величинами $\omega^{(i)}$, $\xi^{(i)}$.

Перейдем теперь к рассмотрению свойств поляризационных параметров $\omega^{(i)}$, $\xi^{(i)}$ ($i=1, 2$), соответствующих определенным квантовым состояниям фотона в пространстве операторов четности, момента и проекции момента,

а) *Состояние с определенной четностью.* Элементы $\langle j m p | \rho | j' m' p' \rangle$ описывают состояние с определенной четностью, если они отличны от нуля только при выполнении условия $(-1)^{j+p} = (-1)^{j'+p'}$; требуя равенства нулю всех элементов, для которых последнее условие не выполняется, из формулы (7) получим, что $\omega^{(i)}(n, n') = \omega^{(i)}(-n, -n')$, $\xi_1^{(i)}(n, n') = -\xi_1^{(i)}(-n, -n')$, $\xi_3^{(i)}(n, n') = \xi_3^{(i)}(-n, -n')$, $\xi_2^{(i)}(n, n') = -\xi_2^{(i)}(-n, -n')$, т. е. если $\omega^{(i)}$, $\xi_3^{(i)}$ четные, а $\xi_1^{(i)}$, $\xi_2^{(i)}$ нечетные функции, то фотон обладает определенной четностью. При этом с помощью (7) можно показать, что если выполняются условия $\omega^{(i)}(n, n') = \pm \xi_3^{(i)}(n, -n')$, $\xi_2^{(i)}(n, n') = \pm \xi_1^{(i)}(n, -n')$, $\xi_2^{(2)}(n, n') = \mp \xi_1^{(1)}(n, -n')$, то верхний знак соответствует положительной четности, а нижний — отрицательной.

б) *Состояние с определенными моментами и проекцией момента.* Фотон обладает определенным моментом j_0 , если для всех значений j, m, p выполняется условие $\langle j m p | \rho | j' m' p' \rangle = \delta_{jj_0} \delta_{j'j_0} \times \times R_{mm'}^{pp'}(j_0)$. Из (7) видно, что это условие выполняется в том и только в том случае, если выражение в фигурных скобках в (7) имеет вид

$$\{ \dots \} = \sum_{M M' p p'} A_{M M'}^{p p'}(j_0) D_{1 M}^{(j_0)*}(n) D_{1 M'}^{(j_0)}(n'),$$

где $A_{M M'}^{p p'}(j_0)$ не зависящие от n, n' коэффициенты. Решая это равенство относительно $\omega^{(i)}$, $\xi^{(i)}$, можно убедиться, что они выражаются через следующие комбинации функций Вигнера: $D_{1 m}^{(j_0)*}(n) D_{1 m}^{(j_0)}(n')$, $D_{1 m}^{(j_0)*}(-n) D_{1 m}^{(j_0)}(-n')$ и $(n \rightleftharpoons n')$. Поскольку функция Вигнера является собственной функцией оператора квадрата полного момента $\hat{j}^2$, то очевидно, что в состоянии с определенным моментом j_0 все поляризационные параметры $\omega^{(i)}$, $\xi^{(i)}$ ($i=1, 2$) являются собственными функциями операторов: $\hat{j}^2(\theta, \varphi)$, $\hat{j}^2(\theta', \varphi')$ с собственным значением $j_0(j_0 + 1)$.

Аналогично можно показать, что в случае состояния с определенной проекцией момента параметры $\omega^{(1)} + i\omega^{(2)}$, $\xi_1^{(1)} + i\xi_1^{(2)}$ ($j=1, 2, 3$) становятся собственными функциями оператора $\hat{j}_z(\varphi)$, $\hat{j}_z(\varphi')$, причем их собственные значения отличаются знаком ($\pm m_0$).

В заключение отметим, что все вышесказанное относится к параметрам $\omega^{(i)}(n, n')$, $\xi^{(i)}(n, n')$ при $n \neq n'$.

Авторы выражают благодарность академику АН Армянской ССР М. Л. Тер-Микаеляну за многочисленные стимулирующие обсуждения.

Институт физических исследований
Академии наук Армянской ССР

Վ. Ե. ԽԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Հ. ԶԱԼԹԻԿՅԱՆ

Ֆոտոնի սֆերիկ վիճակի գրանցման մասին

Առաջարկվում է գրանցման եղանակ, որը հնարավորություն է տալիս ուսումնասիրելու որոշակի իմպուլս շունեցող ֆոտոնի բևեռացման հատկությունները: Աշխատանքում հետազոտվում է այդ հատկությունների և ֆոտոնի սֆերիկ վիճակների միջև եղած կապը:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

¹ В. Б. Берестецкий, Е. М. Лифшиц, Л. П. Питаевский, Квантовая электродинамика, Наука, М., 1980.

УДК 550.831

ГЕОФИЗИКА

А. Г. Манукян

О решении прямых и обратных задач гравиметрии на Луне

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. И. Тер-Степаняном 3/VII 1986)

Полученные по наблюдениям искусственных спутников Луны лучевые ускорения являются пока единственными наиболее информативными данными о гравитационном поле видимой стороны Луны. Поэтому создание системы математической обработки результатов спутниковых наблюдений является одной из актуальных задач современной гравиметрии. В данной статье рассматриваются вопросы решения трехмерных прямых и обратных задач гравиметрии на Луне.

Определение лучевых ускорений. Для интерпретаторов аномальных гравитационных полей Земли привычно иметь значения радиального (вертикального) компонента этого поля. Однако для Луны нам известна лишь компонента поля по направлению искусственный спутник Луны (ИСЛ)—станция наблюдения на Земле (лучевые ускорения). Ясно, что для интерпретации аномального гравитационного поля Луны по лучевым ускорениям нельзя применять те математические формулы, которые предусмотрены для работы с полем радиального компонента.

Выведем формулы, определяющие значения лучевых ускорений от аномалиеобразующих тел в точках на орбите ИСЛ.

Выберем селеноцентрическую прямоугольную систему координат $(O_L; X, Y, Z)$, где ось Z направлена по оси вращения Луны, а оси X и Y расположены на экваториальной плоскости так, что первая из них направлена к Земле (см. рисунок). Связанную с ней селеноцентрическую сферическую систему координат обозначим через $(O_L; r, \varphi, \lambda)$, параметры которой удовлетворяют неравенствам: $0 \leq r < \infty$, $0 \leq \varphi \leq \pi$, $0 \leq \lambda < 2\pi$.

Определим значение Δ_x для случая, когда аномалиеобразующее тело задано в виде сферического прямоугольного параллелепипеда (СПП), т. е. тела, которое в системе координат $(O_L; r, \varphi, \lambda)$ описывается соотношениями:

$$\varphi_1 \leq \varphi \leq \varphi_2, \lambda_1 \leq \lambda \leq \lambda_2, r_1 \leq r \leq r_2. \quad (1)$$

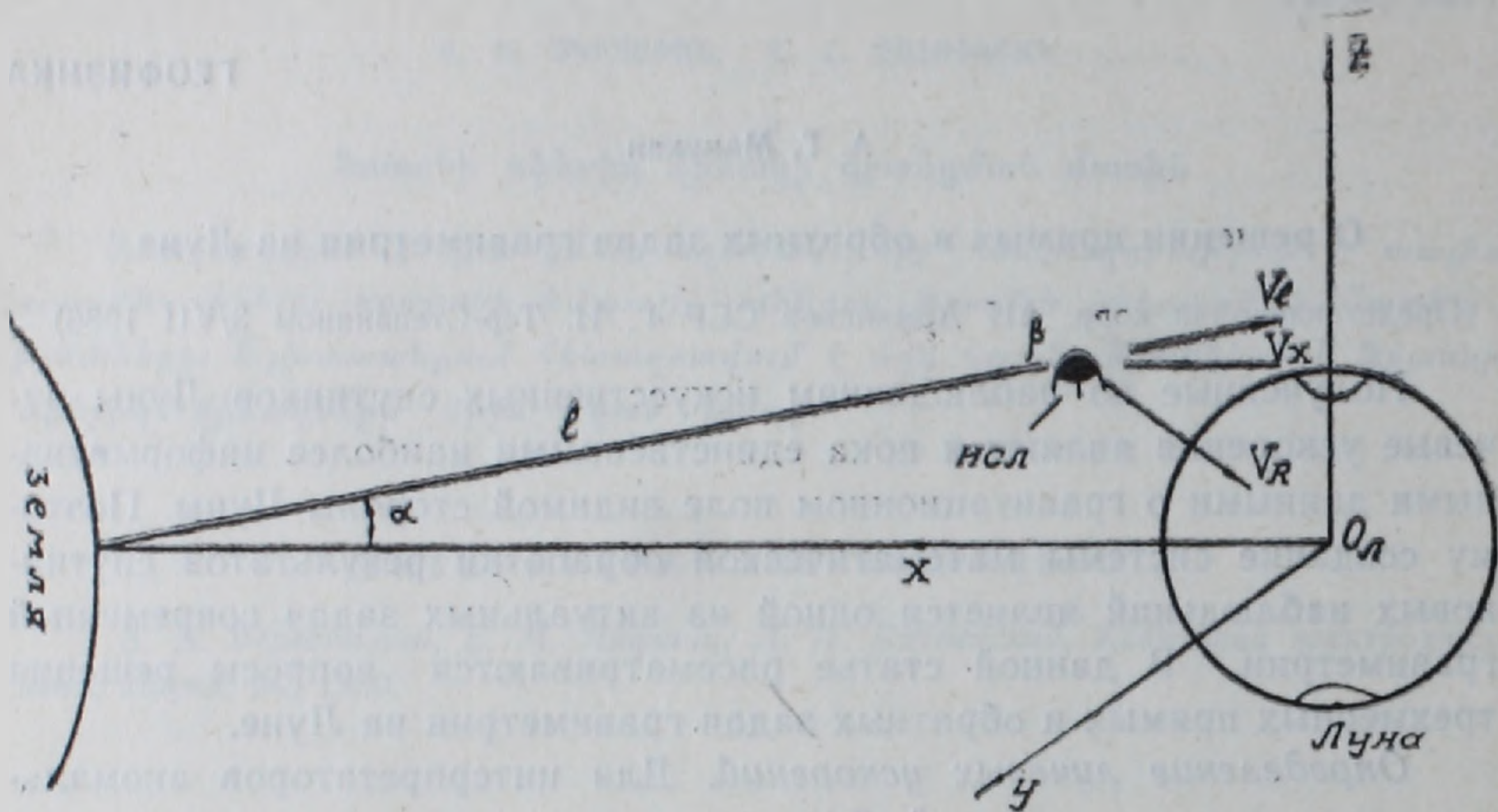
Выбор элементарного тела в виде СПП удобен тем, что сферический параллелепипед легко описывается в селеноцентрической сферической системе координат (или в селенографических координатах) и может быть удобным аппроксимационным элементом (^{1 2}).

Пусть плотность СПП изменится по закону

$$\sigma(r) = \sigma_0 + k(r_2 - r), \quad (2)$$

где σ_0 — плотность верхней поверхности тела; k — коэффициент, характеризующий изменение плотности по направлению r .

Гравитационный потенциал тела на произвольной точке пространства $(R, \varphi_0, \lambda_0)$ описывается соотношением ^(1,2)



Схематическое изображение системы Земля—Луна для определения лучевых ускорений.

$$V(R, \varphi_0, \lambda_0) = G \int_{r_1}^{r_2} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} \frac{\sigma(r)r^2}{p} \sin \varphi d\varphi d\lambda dr, \quad (3)$$

где G — гравитационная постоянная; $p^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \omega$; $\cos \omega = \cos \varphi_0 \cos \varphi + \sin \varphi_0 \sin \varphi \cos(\lambda_0 - \lambda)$.

В точке орбиты $\beta[R(\varphi_0, \lambda_0), \varphi_0, \lambda_0]$ ускорение силы притяжения по направлению l вычисляется по формуле

$$V_l[R(\varphi_0, \lambda_0), \varphi_0, \lambda_0] = \frac{\partial V[R(\varphi_0, \lambda_0), \varphi_0, \lambda_0]}{\partial l}. \quad (4)$$

Пусть l есть направление ИСЛ — станция наблюдения на Земле, составляющее с осью X угол α (см. рисунок). Ясно, что при движении ИСЛ по орбите угол α всегда меняется и достигает своего минимального значения в точке пересечения орбиты с осью X ($\alpha = 0$).

Кроме того имеем $\rho \geq \rho_1 = \Delta \sin \varphi$, где $\Delta = 384400$ км — расстояние Земля—Луна; ρ — длина радиус-вектора орбитальной траектории ИСЛ. Так как высота ИСЛ над поверхностью Луны составляет первые сотни километров ⁽³⁾, то максимальное значение ρ равно примерно 2000 км. При указанных значениях Δ и ρ значение угла α очень маленькое и можно принять равным нулю. Тогда соотношение $x = l \cdot \cos \alpha$ позволяет в (4) дифференцирование по l заменить дифференцированием по x :

$$\frac{\partial V}{\partial l} = \frac{\partial V}{\partial x} \equiv V_x. \quad (5)$$

Подставим выражение (3) в формулу (5) и выполним операцию дифференцирования по x . Учитывая соотношение (2) для плотности $\sigma(r)$, в результате получим

$$\begin{aligned} V_x[R(\varphi_0, \lambda_0), \varphi_0, \lambda_0] = \\ = (\sigma_0 + kr_2)G \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [R(\varphi_0, \lambda_0) \sin \varphi_0 \cos \lambda_0 F_3^2 - \sin \varphi \cos \lambda F_3^3] \sin \varphi d\varphi d\lambda - \\ - kG \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \int_{\varphi_1}^{\varphi_2} [R(\varphi_0, \lambda_0) \sin \varphi_0 \cos \lambda_0 F_3^2 - \sin \varphi \cos \lambda F_3^3] \sin \varphi d\varphi d\lambda, \end{aligned} \quad (6)$$

$$\text{где } F_n^m \equiv F_n^m(\varphi, \lambda) = \int_{r_1}^{r_2} \frac{r^n}{r^n} dr; \quad n=2i+1; \quad i, m=0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Формула (6) выражает значение лучевого ускорения V_x от данного СПП с радиально меняющейся плотностью. При $k=0$ в формуле (6) приходим к случаю однородного СПП.

Имеются рекуррентные соотношения, обеспечивающие аналитическое вычисление интегралов (7). Что касается двойных интегралов в (6), то они аналитически не выражаются. Для их численного интегрирования разработан оптимальный кубатурный процесс, основанный на использовании кубатурных формул, полученных по декартовым произведениям квадратур типа Гаусса—Лежандра (⁴).

Решение обратной линейной задачи гравиметрии на Луне. Для изучения структуры и плотностных неоднородностей планет, у которых отсутствуют гравитационные измерения непосредственно на них (в частности на Луне), необходимо в обратных задачах в качестве исходного поля использовать значения лучевых ускорений, заданных на точках орбиты ИСЛ.

Пусть имеются наблюдаемые значения V_i на M точках орбиты ИСЛ, которые обусловлены совокупностью однородных по плотности СПП. Пусть для каждого СПП известны размеры и расположение в селеноцентрической сферической системе координат. Требуется определить неизвестные плотности x_j , $j=\overline{1, N}$.

Задача определения неизвестных плотностей x_j ; $j=\overline{1, M}$ по заданному полю V_{xi} ; $i=\overline{1, M}$ сводится к решению системы линейных алгебраических уравнений

$$\sum_{j=1}^N a_{ij} x_j = V_{xi}; \quad i=\overline{1, N}, \quad (8)$$

где a_{ij} —значение V_x j -й СПП единичной плотности на i -ю точку наблюдения.

Известно (^{5,6}), что задача (8) является некорректно поставленной. Поэтому для ее приближенного решения необходимо применить регуляризующие алгоритмы. Вопрос решения некорректно поставленных задач по регуляризующим методам изучен достаточно хорошо (³⁻⁷). Решение задачи (8) осуществляется с помощью: 1) вариационного

способа А. Н. Тихонова:; 2) итерационного модифицированного метода Гаусса—Ньютона ⁽⁶⁾; 3) двойственными вариантами способов 1 и 2 ⁽⁷⁾.

На основе формул (6)—(7) и итерационного модифицированного метода Гаусса—Ньютона, который обладает хорошими вычислительными свойствами ⁽⁶⁾, составлены фортран-программы решения прямых и обратных линейных задач гравиметрии для Луны. Проведена интерпретация аномального гравитационного поля лунного Моря Нектара.

З а м е ч а н и е. Разработанные методы применимы для интерпретации гравитационного поля не только Луны, но и других небесных тел.

Институт геофизики и
инженерной сейсмологии
Академии наук Армянской ССР

Ա. Գ. ՄԱՆՈՒԿՅԱՆ

Լուսնի վրա գրավիչափության ուղիղ և հակադարձ խնդիրների լուծման մասին

Լուսնի արհեստական արբանյակների դիտարկումներից ստացված ճանապարհային արագացումները հանդիսանում են առայժմ միակ առավելագույն ինֆորմացիա պարունակող տվյալները Լուսնի տեսանելի կողմի գրավիտացիոն դաշտի վերաբերյալ: Հետևաբար, արբանյակային դիտարկումների արդյունքների մշակման մաթեմատիկական համակարգի ստեղծումը հանդիսանում է ժամանակակից գրավիչափության ակտուալ խնդիրներից մեկը:

Հոդվածում քննարկվում են Լուսնի վրա գրավիչափության եռաչափ ուղիղ և հակադարձ գծային խնդիրների լուծման որոշ հարցեր:

Л И Т Е Р А Т У Р А — Դ Ր Ա Կ Ա Ն ՈՒ Թ Յ ՈՒ Ն

- ¹ В. И. Старостенко, А. Г. Манукян, Изв. АН СССР. Физика Земли, № 12, 1983.
² В. И. Старостенко, А. Г. Манукян, А. Н. Заворотько, ДАН УССР. Сер. Б, № 5, 1983. ³ М. У. Сагитов, Лунная гравиметрия, Наука, М., 1979. ⁴ В. И. Старостенко, А. Г. Манукян, А. Н. Заворотько, Методика решения прямых задач гравиметрии и магнитометрии на шарообразных планетах, Наукова думка, Киев, 1986. ⁵ В. И. Старостенко, Устойчивые численные методы в задачах гравиметрии, Наукова думка, Киев, 1978. ⁶ В. И. Старостенко, С. М. Оганесян, Изв. АН СССР. Физика Земли, № 5, 1977. ⁷ С. М. Оганесян, В. И. Старостенко, М. Г. Оганесян, Изв. АН СССР, Физика Земли, № 6, 1984.

УДК 550.34+551.24

СЕЙСМОТЕКТОНИКА

А. А. Киракосян, С. Н. Назаретян

Определение возможных направлений сейсмической активизации разломов территории Армянской ССР на основе региональных напряжений

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР Г. И. Тер-Степаняном 3/VII 1986)

Как показывают современные геолого-геофизические исследования (¹⁻³), земная кора территории Армении сильно расчленена на блоки глубинными разломами разных направлений. При такой густой сети разломов очень трудно определить приуроченность землетрясений к конкретным разломам, так как точность определения координат эпицентров и гипоцентров современных слабых и исторических сильных землетрясений низка.

Получается, что по мере накопления материалов о глубинном строении коры и сейсмичности решение вопроса о сейсмоактивности разломов обычным путем становится затруднительным. Поэтому разрабатываются другие методы решения этой задачи, например, путем изучения активности разломов геодезическими методами. Однако они очень дорогостоящие и, кроме того, не всегда ясна связь между тектонической и сейсмической активностью разломов, так как кроме активности в проявлении сейсмичности очень важную роль играют параметры разломов (глубина, длина, ширина, угол наклона зоны и др.), от которых зависит возможная величина накопления напряжений, следовательно, и сила землетрясений. При современном уровне знаний наиболее эффективным и сравнительно достоверным путем установления сейсмоактивности разломов все-таки остается изучение приуроченности землетрясений к зонам разломов. Однако для сопоставления карт землетрясений и разломов необходимо предварительно определить, которые из них активны. С целью выделения вероятных активных разломов нами использованы данные о региональных напряжениях в верхних частях земной коры, зарождающие сильные и относительно сильные землетрясения.

Существуют разные способы определения полей напряжений в земной коре. Одним из наиболее надежных и легких методов является сейсмологический, когда определяются параметры механизма очагов землетрясений. Для восстановления общей картины полей напряжений нужны наиболее надежно определенные параметры механизма очагов, распределенных на всей территории равномерно. Однако практика показывает, что нахождение таких районов очень трудно из-за неравномерного распределения сейсмических станций и самой

сейсмичности. Кроме того землетрясения происходят на определенной глубине, в так называемом сейсмогенном слое, поэтому исходя из толщины этого слоя становится возможным определение полей напряжений только для этих глубин. Известно также, что землетрясения разной магнитуды являются следствием разрядки напряжений разной категории. Так, сильные землетрясения могут возникнуть вследствие региональных напряжений, а слабые—локальных. Параметры региональных тектонических напряжений по сравнению с локальными во времени более стабильны, следовательно в конкретном районе параметры сильных землетрясений должны быть в первом приближении одинаковыми, а слабых—изменчивыми.

Сильные и относительно сильные землетрясения на территории Армянской ССР в основном имеют глубину очага 15—20 км (⁴); исходя из этих данных, можно судить о полях региональных напряжений, действующих в верхних частях земной коры территории республики.

Для определения главных направлений сжатия и растяжения, а также образованных при землетрясениях вероятных разрывов нами использованы литературные данные параметров механизма очагов 165 землетрясений за период 1953—1978 гг. (⁵⁻⁸), определенных по известной методике А. В. Введенской (³). 60% этих землетрясений являются сравнительно сильными с $M \geq 4$ и распределены на территории республики неравномерно. Из 165 землетрясений 50 происходили на Джавахетском нагорье. Имеются районы, где отсутствуют сильные землетрясения, для которых были бы определены или возможно было бы определять параметры механизма очагов (центральная часть республики). Для таких районов использованы параметры слабых землетрясений (⁶). Из-за трудности оценки надежности использованных литературных данных принято, что параметры определены достоверно. Отметим только, что параметры механизма очагов были определены по единой методике, согласно которой исходными данными являются знаки первых вступлений продольных волн. Так как мы имеем дело с относительно сильными землетрясениями, знаки первых вступлений волн являются достаточно четкими. Учитывая также распределение землетрясений на территории (рис. 2 и 3), можно эти данные положить в основу определения направлений главных региональных напряжений.

При проведении статистического анализа осей сжатия (рис. 1, а) заметно, что их подавляющее большинство направлено в субмеридиональном направлении. Сказанное более наглядно отражается на розетдиagramме распределения направлений осей сжатия (рис. 1, б). Замечено также, что данные по Джавахетскому нагорью не имеют существенного влияния на общую картину распределения направлений осей сжатия.

На основе исходного материала выделены конкретные районы земной коры исследуемой территории, в которых направление осей сжатия происходящих землетрясений приблизительно одинаково, т. е. выделены районы, в которых доминируют определенные направления сжатия. Так, например, в очагах землетрясений района северо-восточнее г. Арарат, района г. Еревана, Камо, Дилижана, а также севернее

г. Ленинакан поле сжатия имеет близмеридиональное направление (рис. 1, а). Широтное направление сжатия наблюдается в очагах землетрясений Талинского района и Севасских гор. Северо-восточное направление сжатия наблюдается в очагах степанаванских и зангезурских землетрясений, а северо-западное—южнее и юго-западнее г. Арарат и др.

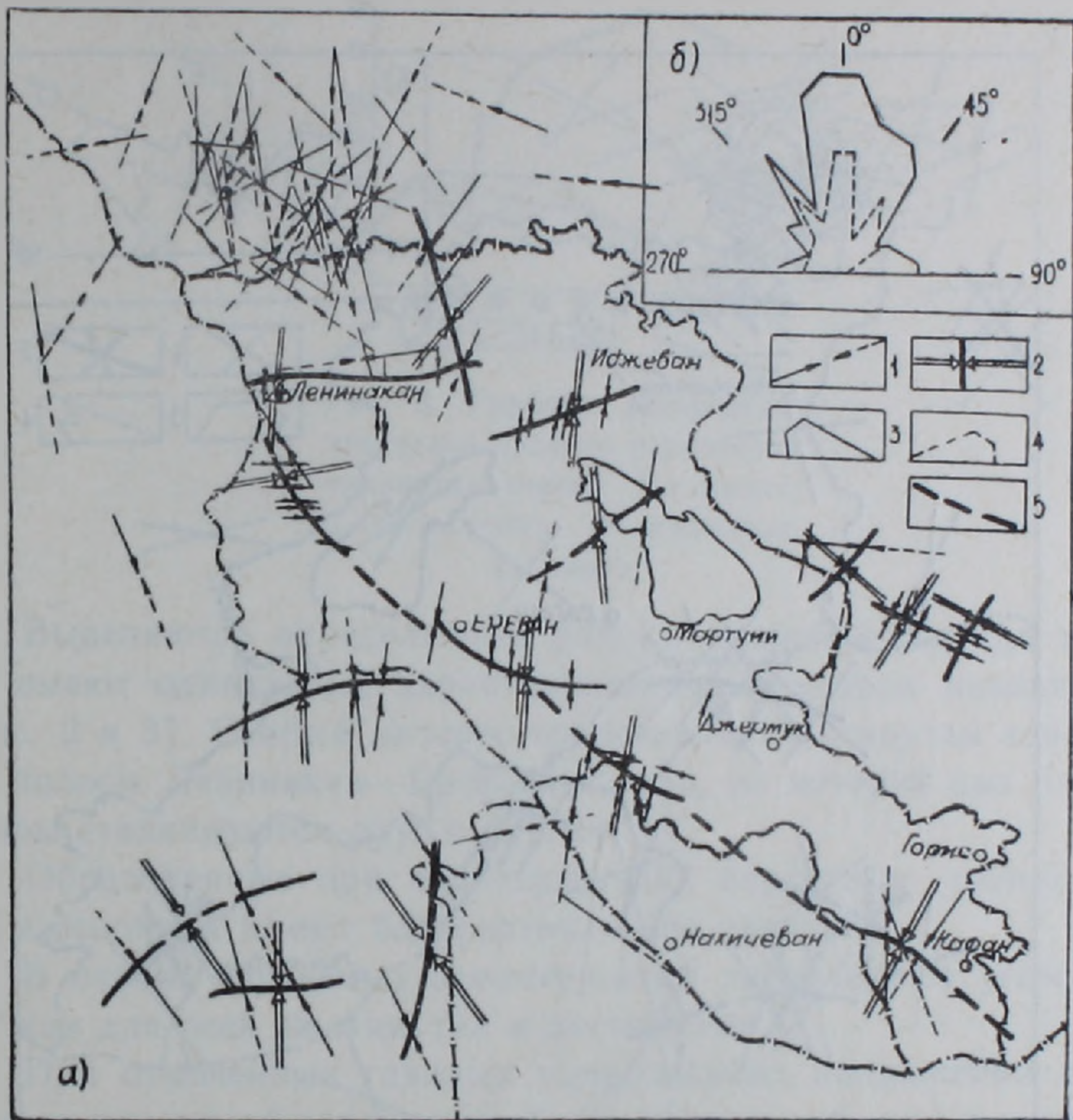


Рис. 1. Ориентация осей сжатия, действующих в очагах землетрясений (а), и роза-диаграмма их распределения по простираию (б): 1—проекция осей сжатия; 2—преобладающие направления сжатия в конкретных районах; 3—диаграмма распределения направления сжатия всех землетрясений; 4—диаграмма распределения направления сжатия без землетрясений Джавахетского нагорья, 5—предполагаемые зоны сжатия

Важно отметить, что векторы сжатия по отношению к горизонту в основном составляют угол величиной $0-50^\circ$ (рис. 3), т. е. преобладает близгоризонтальное направление осей сжатия.

Анализ осей напряжения растяжения показывает, что в верхних частях коры преобладает субширотная ориентировка векторов растяжения.

По отношению к горизонту они в основном составляют угол величиной $0-15$ и $30-50^\circ$, т. е. имеют преобладающее близгоризонтальное направление (рис. 3).

Известно, что в очаге землетрясения протекает процесс разрушения среды, возникающий в результате ее деформирования, следовательно в очагах возникают разрывы. Согласно методике определения параметров очага существуют две вероятные плоскости разрыва. Ко-

торый из них соответствует действительности, обычно определяют с помощью дополнительных геологических и сейсмологических (особенно по пространственной миграции афтершоков) сведений. Однако миграция афтершоков интересующих нас землетрясений в основном не изучена, а геологическая ситуация в очагах землетрясений часто неизвестна, поэтому сказать, какой разрыв из двух вероятных явля-

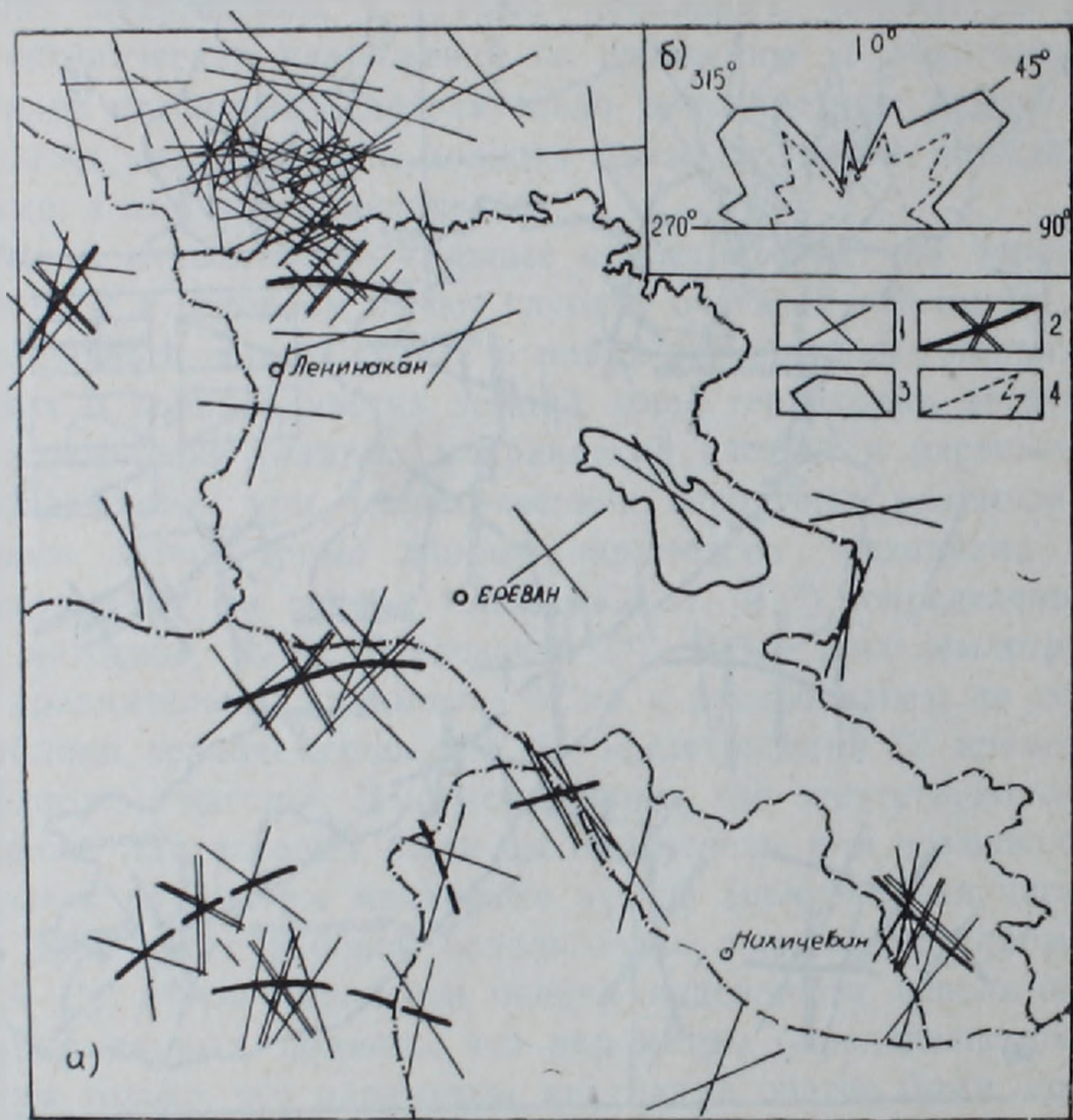


Рис. 2. Ориентация вероятных плоскостей разрывов: 1—проекция разрывов; 2—преобладающее направление в конкретных районах; 3—диаграмма распределения направлений разрывов для всех землетрясений; 4—диаграмма распределения направлений разрывов без землетрясений Джавахетского нагорья

ется действительным, в настоящее время очень трудно, и мы вынуждены для статистического анализа использовать оба разрыва.

Карта распределения плоскостей разрывов по сравнению с картой направлений напряжений имеет относительно сложный характер (рис. 2, а). Но все же по розе-диаграмме (рис. 2, б) выделяются северо-восточное и северо-западное преобладающие направления расположения плоскостей разрывов. Среди них преобладают разрывы с близвертикальным падением плоскости сместителя (рис. 3).

На всей территории республики можно выделить лишь одно протяженное направление (Ленинакан—Ереван—Кафан), вдоль всей протяженности которого с обеих сторон действуют сжимающие силы (рис. 1). Этому направлению соответствует региональная зона больших градиентов гравитационного поля.

Исходя из изложенного можно сделать ряд общих выводов:

1. Действующие региональные напряжения сжатия в верхних частях земной коры территории республики имеют преобладающее близмеридианальное направление, а растяжения—близширотное.

2. Образованные вероятные разрывы имеют преобладающее северо-западное или северо-восточное направление.

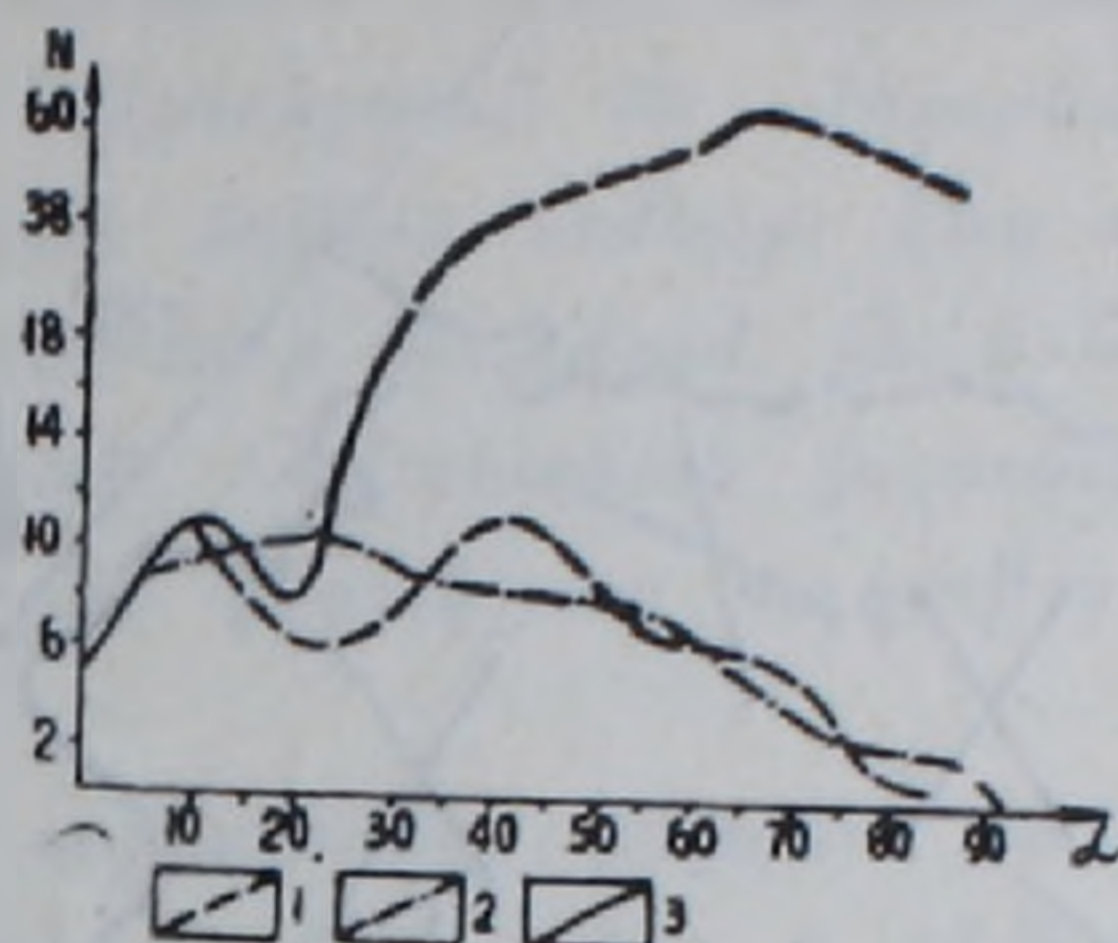


Рис. 3. Графики распределения углов падения параметров механизма очагов: 1—сжатия; 2—растяжения; 3—вероятных разрывов

3. Выделяются определенные районы земной коры, где землетрясения имеют одинаковые характеристики параметров механизма очага (рис. 2 и 3). Особый интерес представляет вытянутая зона сжатия вдоль полосы Леникан—Ереван—Кафан, по которой два блока земной коры сталкиваются друг с другом.

4. Образованные при землетрясениях вероятные плоскости разрывов в основном имеют близвертикальное падение.

5. В очагах изучаемых землетрясений преобладают углы падения $0—50^\circ$ как для осей сжатия, так и растяжения.

6. При отмеченных главных направлениях напряжений движение блоков на изучаемой территории будет происходить как в горизонтальном, так и вертикальном направлениях.

Мы рассмотрели распределение параметров механизма очагов землетрясений за 1953—1978 гг. Изучение полей напряжений и разрывов в очагах для такого короткого периода времени может дать искаженную картину региональных полей тектонических напряжений в верхней половине земной коры. Однако, так как не имеется подробных данных относительно большого промежутка времени, мы вынуждены опереться на наличествующий материал и сделать ряд предварительных выводов, которые можно использовать в решении вопросов сейсмо-тектоники.

Теоретическим путем рассчитано, что плоскости вероятных разрывов располагаются под углом 45° по обе стороны от максимального сжимающего напряжения ⁽¹⁰⁾. Однако эксперименты Хаберта и Биллингса на образцах горных пород показали, что угол между направлением сжимающего усилия и трещинами скалывания составляет приблизительно 30° , что применимо как для нормальных сбросов и надвигов, так и сдвигов ^(11, 12).

На основе результатов изучения главных напряжений и указанных закономерностей определяется, что в настоящее время на терри-

тории Армянской ССР и сопредельных районов активизируются разломы северо-восточного и северо-западного простирания, менее активными будут широтные и меридиональные разломы.

На рис. 4 представлены вероятные направления активизации

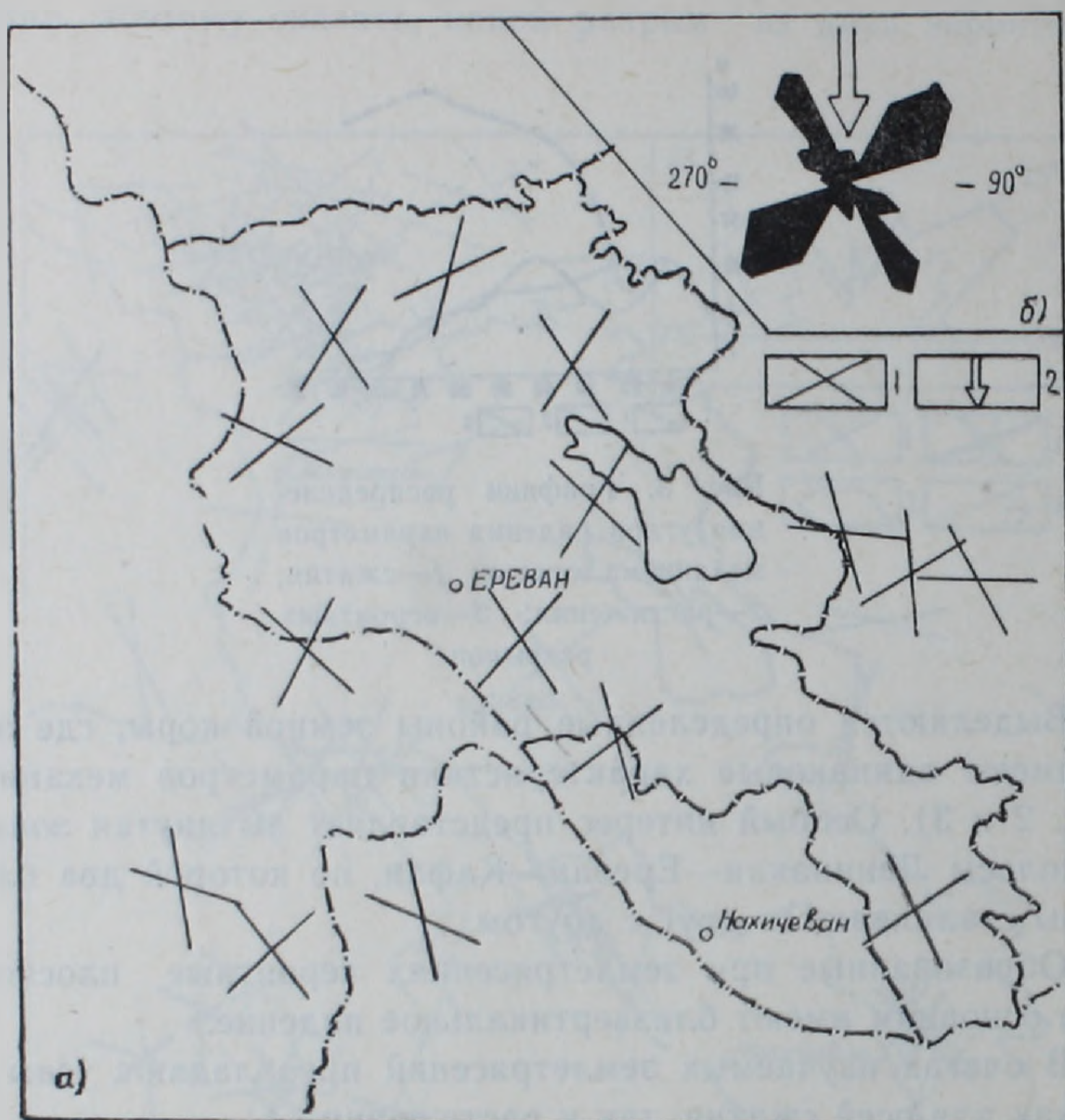


Рис. 4. Схема вероятных направлений сейсмически активных разломов в отдельных районах (а) и диаграмма вероятных направлений активизации при региональном сжатии меридионального простирания (б): 1—направления активных разломов; 2—направление региональных напряжений сжатия

крупных разломов. Представленную схему надо рассмотреть как предварительную, нуждающуюся в уточнении и дополнении за счет новых определений параметров механизма очага, а также других методов, позволяющих определить поля напряжений.

Таким образом, предполагается, что в настоящее время на территории Армении наиболее сейсмоактивными должны быть разломы северо-восточного и северо-западного простирания.

Такой вывод, каким бы неожиданным он ни был, согласуется с некоторыми литературными данными. Например, многие специалисты связывают сейсмичность территории республики с общекавказскими и антикавказскими (северо-восточными) разломами (^{2,3,13}). Глубинные сейсмогенные дислокации Кавказа также имеют северо-восточную и северо-западную направленность (¹⁴) и пр.

Институт геофизики и инженерной
сейсмологии Академии наук Армянской ССР

Հայկական ՄՍՀ տարածքի բեկվածքների սեյսմիկական ակտիվացման հնարավոր ուղղությունների որոշումը ռեգիոնալ լաբումների հիման վրա

Համեմատաբար ուժեղ երկրաշարժերի օջախների մեխանիզմի տվյալների վերլուծությունից պարզվում է, որ Հայկական ՄՍՀ տարածքի երկրակեղևի վերին շերտերում գերակշռում են միջօրեականի ուղղության սեղմման և լայնակի ուղղության ձգման ուժերը: Ընդ որում, այդ ուժերը, հիմնականում հորիզոնի նկատմամբ կազմում են $0-50^\circ$ անկյուն: Երկրաշարժերի ժամանակ առաջացած հավանական խզումները ունեն հյուսիս-արևմտյան և հյուսիս-արևելյան գերակշռող ուղղություն և ուղղահայացին մոտ անկում:

Օգտագործելով այս տվյալները, ինչպես նաև տեսական հետազոտությունների որոշ արդյունքներ, հնարավոր է ենթադրել, թե գոյություն ունեցող տարբեր ուղղությունների բեկվածքներից այժմ որոնք են ակտիվ: Պարզվում է, որ սեյսմիկ ակտիվության ամենահավանական ուղղություններն են հյուսիս-արևելյանը և հյուսիս-արևմտյանը: Որոշված են նաև այդ ուղղությունները ՀՍՍՀ տարածքի տարբեր շրջաններում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ А. Т. Асланян, История тектонического развития Тавро-Кавказской области, Изд. АН АрмССР, Ереван, 1984.
- ² С. Н. Назаретян, Глубинные разломы территории Армянской ССР (по геофизическим данным) Изд. АН АрмССР, Ереван, 1984.
- ³ А. А. Габриелян, О. А. Саркисян, Г. П. Симонян, Сейсмотектоника Армянской ССР, Изд. ЕГУ, Ереван, 1981.
- ⁴ Новый каталог сильных землетрясений на территории СССР, Наука, М., 1977.
- ⁵ Б. К. Карапетян, Н. К. Карапетян, Предпосылки прогнозирования землетрясений и сейсмостойкое строительство в Армянской ССР, Ереван, Айастан, 1981.
- ⁶ Г. В. Егоркина, Г. В. Краснопевцева, Ю. К. Шукин, Физические процессы в очагах землетрясений, Наука, М., 1980.
- ⁷ О. Д. Гсцадзе, Изв. АН СССР. Сер. геоф., № 3, 1957.
- ⁸ Д. И. Сихарулидзе, Н. П. Тутберидзе и др., Строение, напряженно-деформированное состояние и условия сейсмичности литосферы Малого Кавказа, Мешинереба, Тбилиси, 1983.
- ⁹ Л. М. Балакина, А. В. Бведенская, Н. В. Голубева и др., Поле напряжений Земли и механизм очагов землетрясений, М., Наука, 1972.
- ¹⁰ Дж. Д. Муди, М. Дж. Хилл, Вопросы современной зарубежной тектоники, ИЛ, М., 1960.
- ¹¹ М. К. Hubbert, Geol. Soc. Am. Bull. v. 62 (1951).
- ¹² М. F. Billings, Structural geology, N. Y. Prentice-Hall, 1954.
- ¹³ С. П. Пирузян, Опыт детального сейсмического районирования территории Большого Ереванского района, Айастан, Ереван, 1969.
- ¹⁴ Ю. К. Шукин, в кн.: Разломы земной коры. Наука, М., 1977.

УДК 631.465 *

АГРОХИМИЯ

А. Н. Баграмян, С. А. Абрамян, А. Ш. Галстян

О декарбоксилазной активности почв

(Представлено академиком АН Армянской ССР Э. К. Африкяном 20/VI 1986)

Одним из важных показателей биологической активности почв является выделение углекислого газа из почвы (¹). Углекислый газ в живых системах выделяется в результате декарбоксилирования карбоновых кислот под действием различных декарбоксилаз при анаэробном и аэробном дыхании. В общей системе реакций указанных процессов центральное положение занимает пировиноградная кислота (²), поэтому изучение превращений пирувата в почвах имеет определенное теоретическое и практическое значение с точки зрения биоэнергетики почвенных процессов. Данный вопрос до сих пор не изучен.

Изучение декарбоксилазной активности почв проводили в специально сконструированных спаренных колбах, сообщающихся между собой у горловины. В одной из колб к 1 г почвы приливали 1 мл субстрата, который готовили следующим образом: 100 мл 0,2 М раствора пировиноградной кислоты титровали 0,2 М раствором гидроокиси натрия до рН 7,2—7,4. Для улавливания выделившегося углекислого газа во вторую колбу приливали 5 мл 0,1 н. раствора гидроокиси бария. Колбы закрывали резиновыми пробками и выдерживали в термостате при 30°C 24 ч. Непрореагировавшую часть гидроокиси бария титровали 0,2 н. раствором соляной кислоты. Контролем служила почва с дистиллированной водой (выделение CO_2 за счет собственных субстратов). По разнице между опытным и контрольным вариантами судили о декарбоксилазной активности и выражали в миллиграммах CO_2 на 1 г почвы за сутки. Исследования проводили на некоторых типах почв Армянской ССР.

Опыты показали, что в различных типах почв декарбоксилирование пирувата происходит неодинаково. В почвах горно-луговой зоны оно выражено слабо (табл. 1). Это, однако, не дает основания заключить, что в горно-луговых почвах процесс дыхания не протекает. Дело в том, что в условиях наших опытов из контрольного варианта горно-луговой дерновой почвы выделялось больше углекислого газа, чем из опытного (2,4 и 1,4 мг CO_2 соответственно). По-видимому, в этих почвах имеет место подавление декарбоксилазной активности под влиянием пировиноградной кислоты. Наибольшей декарбоксилазной активностью обладают целинные варианты черноземов и дерно-карбонатная лесная почва. Окультуривание почв приводит к уменьшению

Таблица 1

Декарбоксилазная активность некоторых типов почв

Почва, местонахождение	Горизонт, глубина, см	pH водный	Гумус, %	Mg CO ₂ на 1 г почвы
Горчо-луговая дерновая, г. Арагац	A _д 0—9	5,5	20,2	0
Горно-луговая слабодерновая, г. Арагац	A _д 0—13	6,1	17,1	0,2
Дерново-карбонатная, лесная, Иджеван	A 2—14	7,9	10,1	2,4
Чернозем выщелоченный, Севан	A 0—12	6,5	10,6	3,0
Чернозем выщелоченный, Севан	A _{пах} 0—25	6,6	5,0	1,8
Чернозем карбонатный, Талин	A _{пах} 0—22	8,1	3,5	1,5
Лугово-черноземная, Калинин	A 0—15	5,2	9,0	1,4
Лугово-черноземная, Калинин	A _{пах} 0—25	5,4	7,6	1,0
Лугово-черноземная, Гукасян	A _{пах} 0—24	5,8	5,8	2,2
Темно-каштановая, Абовян	A 0—16	7,9	4,1	1,8
Темно-каштановая, Абовян	A _{пах} 0—23	8,0	2,8	0,9
Бурая полупустынная, Эчмиадзин	A 0—10	8,4	1,5	1,3
Бурая полупустынная, Эчмиадзин	A _{пах} 0—24	8,4	2,2	2,0
Орошаемая лугово-бурая, Октемберян	A _{пах} 0—24	8,2	2,1	2,0

декарбоксилазной активности. Исключение составляет горная бурая полупустынная почва, при окультуривании которой биологическая активность повышается (¹). В генетическом ряду почв между содержанием гумуса и количеством выделившегося углекислого газа выявлена слабая недостоверная коррелятивная связь— $r=0,37\pm 0,19$ при $n=21$. Однако внутри генетического типа почв эта связь тесная и достоверная (для черноземов $r=0,77\pm 0,11$ при $n=12$). Это хорошо видно на примере лугово-черноземных почв, взятых в Гукасянском и Калининском районах, а также в профильном распределении декарбоксилазной активности (табл. 2). Вниз по профилю декарбоксилазная активность закономерно уменьшается.

Таблица 2

Профильное распределение декарбоксилазной активности почв

Почва, местонахождение	Горизонт, глубина, см	pH водный	Гумус, %	Mg CO ₂ на 1 г почвы
Чернозем карбонатный, Талин	A' 0—11	7,9	5,6	2,8
	A'' 14—29	8,0	3,4	1,8
	B ₁ 29—46	8,0	2,4	1,1
	B ₂ 46—60	8,1	2,0	0,7
Лугово-черноземная, Гукасян	A' 0—16	5,5	15,9	3,3
	A'' 16—32	5,7	13,4	3,3
	B ₁ 32—63	6,0	9,6	1,8
	B ₂ 63—90	6,2	5,2	1,1
	B ₃ 90—105	6,5	1,0	0,7
	C 105—125	6,6	0,7	0,4

Для установления зависимости действия почвенных декарбоксилаз от pH к навеске почвы приливали 1 мл буферной смеси 0,2 М растворов пировиноградной кислоты и едкого натра с различными значениями pH: 3,3; 4,1; 5,1; 5,8; 6,6; 7,2; 7,4; 8,0; 9,5. На кривой зависимости интенсивности выделения углекислого газа от pH среды выявлено два максимума активности (рис. 1). Это, по-видимому, связано с тем, что углекислый газ может выделяться в результате прямого декарбоксилирования пирувата под действием пируватдекарбоксилазы (КФ 4.1.1.1) и (или) окислительного декарбоксилирования

системой ферментов с вовлечением пирувата в цикл трикарбоновых кислот (2). Наибольшая активность наблюдается при рН 7,2—7,4, т.е. при физиологических значениях рН.

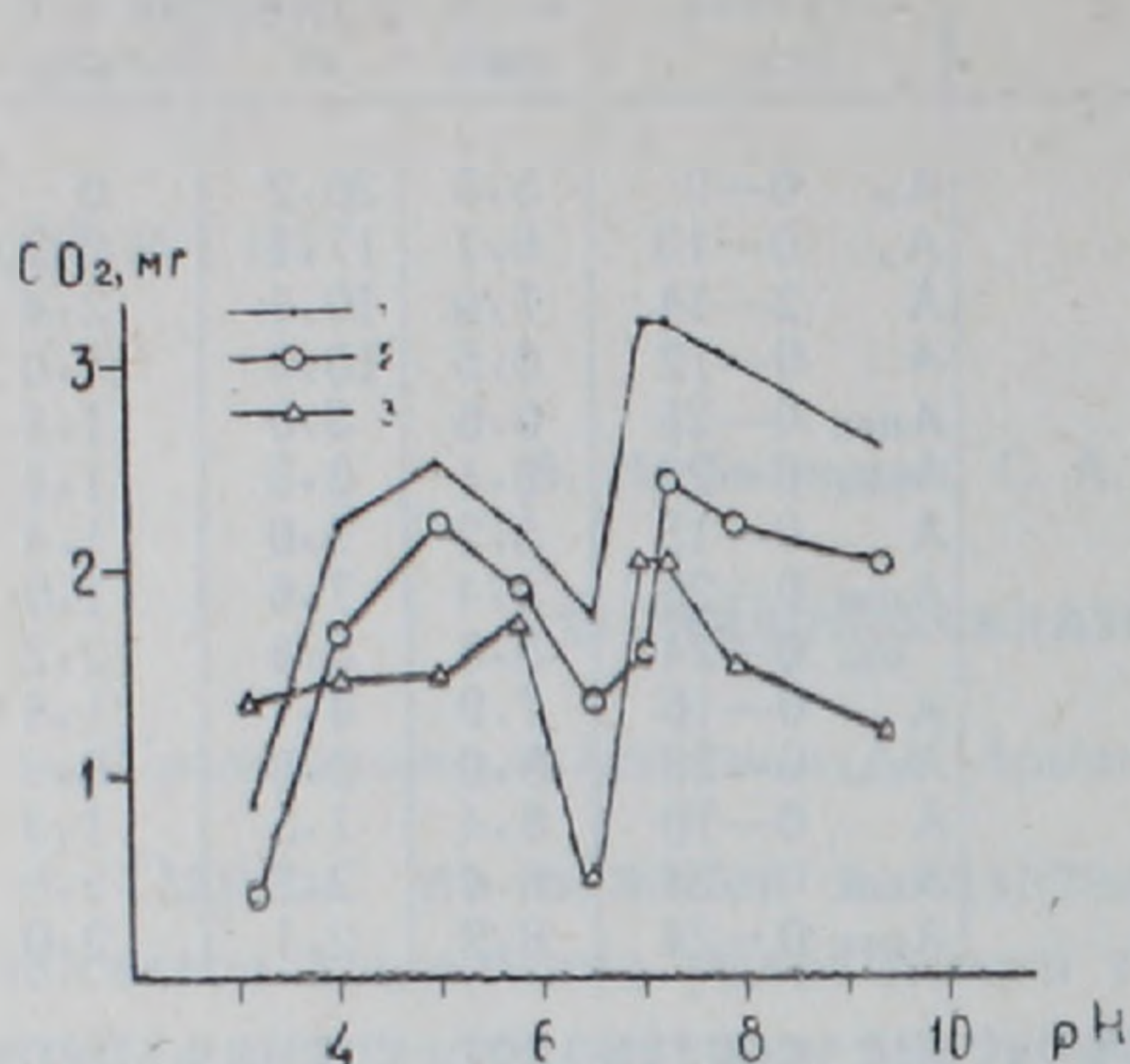


Рис. 1. Зависимость декарбоксилазной активности почв от рН: 1—чернозем выщелоченный; 2—дерново-карбонатная лесная; 3—темно-каштановая

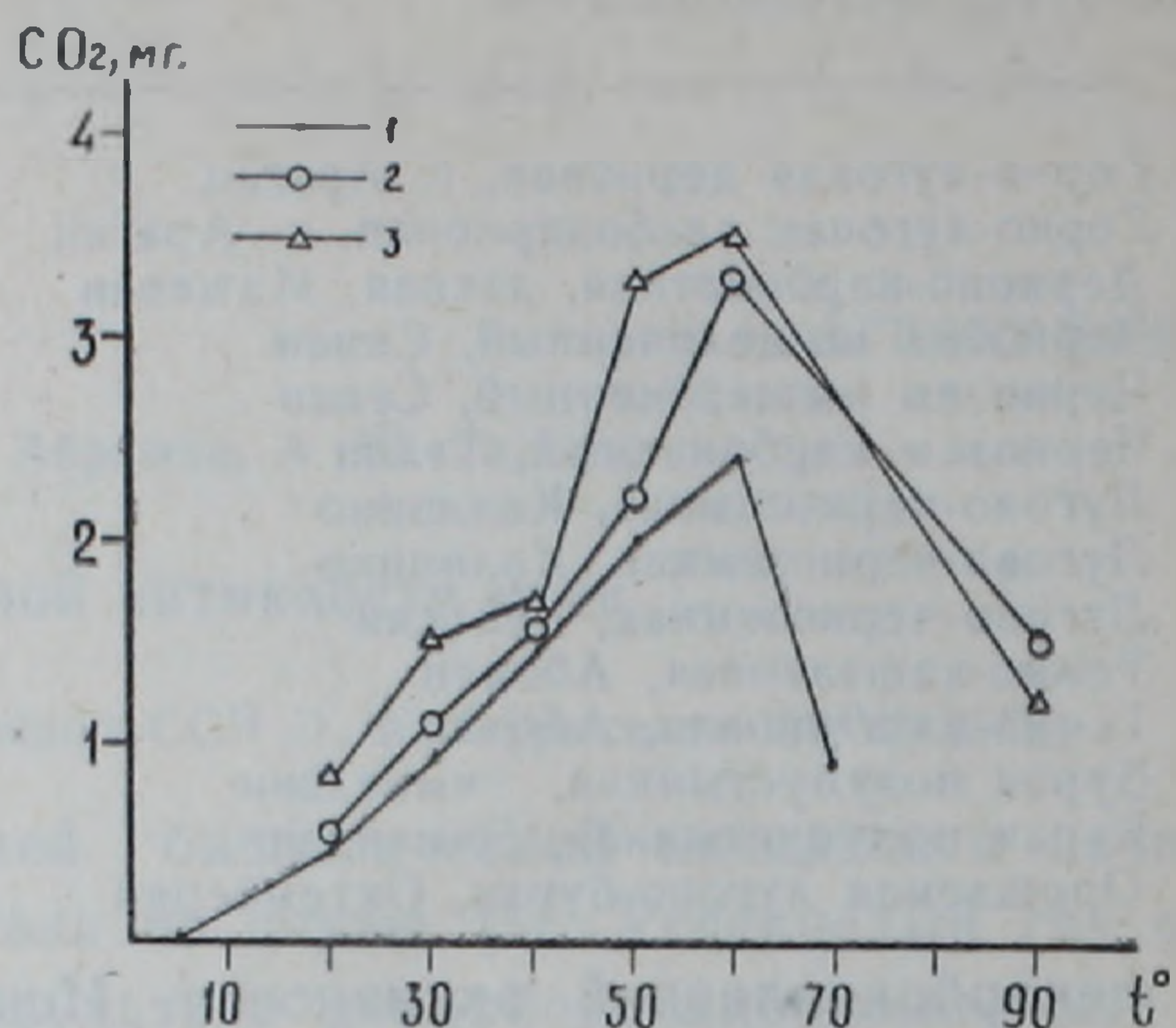


Рис. 2. Влияние температуры на декарбоксилазную активность почв: 1—луговое черноземная; 2—чернозем карбонатный; 3—чернозем выщелоченный

При повышении температуры инкубации до 60°C скорость выделения углекислого газа из почвы увеличивается (рис. 2). Дальнейшее повышение температуры приводит к уменьшению количества выделившегося углекислого газа. Это также свидетельствует о ферментативном характере образования углекислого газа в почве.

Таким образом, впервые в почвах обнаружено действие декарбоксилаз и разработан метод определения их активности. Установлено, что уровень декарбоксилазной активности в генетических типах почв различен.

Институт почвоведения и агрохимии
Госагропрома Армянской ССР

И. В. РАДРԱՄՅԱՆ, Ս. Ա. ԱՐՐԱՀԱՄՅԱՆ, Ա. Շ. ԳԱԼՍՅԱՆ

Հողերի դեկարբոքսիլազային ակտիվության մասին

Հողերի դեկարբոքսիլազային ակտիվությունը որոշվել է պիրոֆոսֆատային թթվի օքսիդացումը 24 ժամվա ընթացքում անջատված ածխաթթվու գազի քանակով: Ուսումնասիրվել է Հայկական ՍՍՀ որոշ հողատիպերի դեկարբոքսիլազային ակտիվությունը: Հաստատվել է, որ տարբեր հողատիպերի նշված ակտիվությունը միանման չէ: Կուսական հողերը մշակողների հետ համեմատ օժտված են ավելի բարձր դեկարբոքսիլազային ակտիվությամբ: Հողից ածխաթթվու գազի անջատման և pH-ի ու ջերմաստիճանի միջև կախվածության դրաֆիկով ցույց է տրվել, որ այդ պրոցեսը հողում կրում է ֆերմենտային բնույթ: Առավելագույն ակտիվությունը նկատվում է pH 7,2—7,4-ի և ջերմաստիճանի 60°C պայմաններում:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- 1 А. Ш. Галстян, Ферментативная активность почв Армении, Ереван, 1974
- 2 В. Л. Кретович, Биохимия растений, М., 1980.

УДК 612.57

ФИЗИОЛОГИЯ

Р. А. Арутюнян

К механизму нейромедиаторной регуляции температурного гомеостаза организма

(Представлено чл.-корр. АН Армянской ССР О. Г. Баклаваджяном 5/XI 1986)

В последние годы вопросы, связанные с влиянием нейромедиаторов—норадреналина, ацетилхолина, серотонина, гамма-аминомасляной кислоты (ГАМК), простагландинов, гистамина и др.—на различные стороны теплообмена организма, привлекали внимание многих исследователей (¹⁻⁴). В этих работах было показано, что температурный эффект их действия зависит от дозы, температуры среды, вида животного и путей введения медиаторов в организм. Что касается выяснения механизма нейромедиаторной регуляции температурного гомеостаза организма, то этот вопрос изучен недостаточно (⁵⁻⁶).

В настоящей работе мы попытались выяснить механизм действия норадреналина, ГАМК, простагландина $\Phi_2\text{Л}$ (ПГ $\Phi_2\text{Л}$) и серотонина в регуляции температурного гомеостаза у кроликов в хронических условиях опыта. Определялось изменение температуры переднего и заднего гипоталамуса и сосудов кожи ушных раковин при внутригипоталамическом введении вышеуказанных медиаторов. Для хронической регистрации температуры гипоталамуса «рабочие» спайн термодпар вживлялись в центр теплоотдачи переднего и центр теплоспродукции заднего гипоталамуса по атласу (⁷), а для внутригипоталамического введения медиаторов вместе с термодпарами в передний и задний гипоталамус вставлялись канюли из инъекционной иглы. «Рабочие» спайн термодпар, определяющие температуру сосудов кожи ушных раковин, прикрепляли к животному перед каждым опытом. «Свободные» спайн помещали в ультратермостат типа У—10, где поддерживалась эталонная температура. Запись температуры исследуемых точек производилась непрерывно, в течение всего опыта потенциометром типа ЭППО9МЗ, который был подключен к выходу фотоэлектрического усилителя типа Ф—116/2 с чувствительностью измерения температуры 0,02°C для мозга и 0,1°C для сосудов кожи.

Каждый опыт состоял из двух частей. Вначале в течение 30 мин производилась контрольная регистрация температуры исследуемых точек, затем внутригипоталамически вводился норадреналин (в дозе 65 мкг/кг), ГАМК (в дозе 100 мкг/кг), ПГ $\Phi_2\text{Л}$ (в дозе 14 мкг/кг) и серотонин (в дозе 185 мкг/кг), после чего начинался второй этап опыта, во время которого в течение 1,5—2,0 ч продолжалась регистрация исследуемых точек под воздействием нейромедиаторов. Объем

вводимых медиаторов составлял 0,02—0,03 мл/кг. Кроме того, определялось количество циркулирующей по периферическим сосудам крови и общее потребление кислорода. Было проведено 98 опытов на 21 кролике. Установлено, что введение норадреналина, ГАМК, ПГФ₂Л в терморегуляционные центры гипоталамуса вызывает гипертермический эффект, степень и длительность которого зависит от медиатора и точки его приложения. Если при введении норадреналина в центр теплоотдачи гипоталамуса температура его переднего отдела повышалась на 0,25°C, заднего—на 0,18°C ($P < 0,01$), то при введении норадреналина в центр теплопродукции температура переднего и заднего гипоталамуса повышалась соответственно на 0,12—0,29°C ($P < 0,01$; рис. 1). Что касается изменения температуры «оболочки» организма и общего газообмена, то оказалось, что после введения норадреналина как в передний, так и задний гипоталамус температура сосудов кожи ушных раковин снижалась в пределах 6—7°C ($P < 0,001$), а общее потребление кислорода повышалось от $4,82 \pm 0,2$ до $5,42 \pm 0,1$ мл/кг. мин. Эксперименты этой серии показали, что норадреналиновая гипертермия достигает своего максимума в течение 30 мин, после чего восстанавливается нормотермия организма.

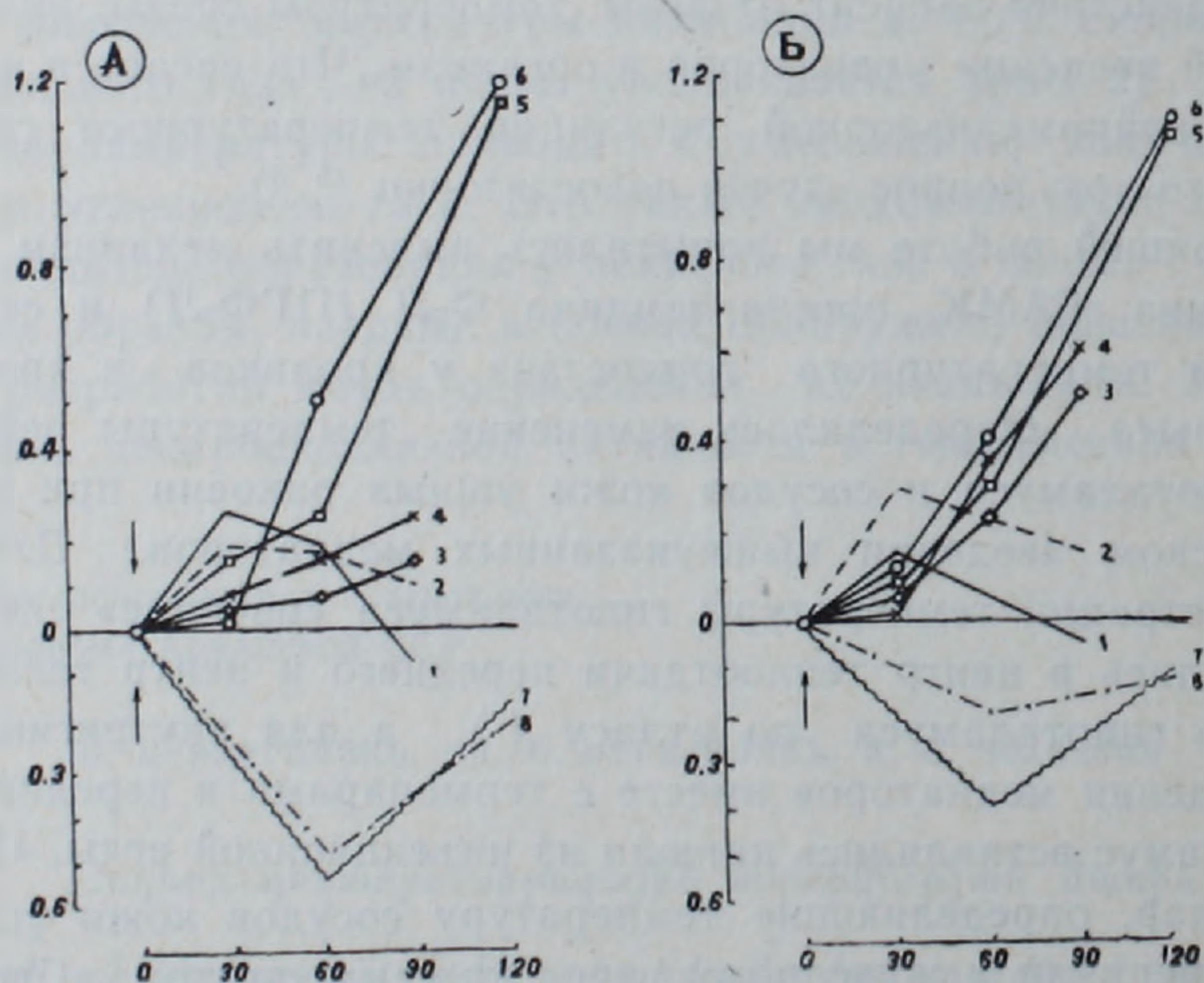


Рис. 1. Изменение температуры переднего (кривые 1, 3, 5 и 7) и заднего (кривые 2, 4, 6 и 8) гипоталамуса при введении медиаторов в передний (А) и задний (Б) гипоталамус. Кривые 1 и 2 при введении норадреналина, 3 и 4—ГАМК, 5 и 6—ПГФ₂Л, 7 и 8—серотонина. Стрелкой показан момент введения медиаторов

При введении ГАМК в задний гипоталамус гипертермия проявляется значительно сильнее, чем при введении его в передний гипоталамус (рис. 1). В первом случае температура в обоих отделах гипоталамуса повышалась в среднем на 0,48—0,58°C, а во втором—на 0,17—0,22°C ($P < 0,02$). Температура периферических сосудов снижалась в пределах 1,12—4,3°C ($P < 0,02$), а количество циркулирующей крови от $1,04 \pm 0,2$ мл/кг. мин снижалось до $0,46 \pm 0,09$ мл/кг. мин ($P <$

0,02). ГАМКергическая гипертермия длилась 1,5 ч. Было установлено, что через 2 ч после введения ПГФ₂Л в центр теплоотдачи температура переднего и заднего гипоталамуса повышалась соответственно на 1,23 и 1,14°C, а при введении ПГФ₂Л в центр теплопродукции температура в обоих отделах гипоталамуса повышалась на 1,07—1,1°C или в 2—4 раза больше, чем при норадреналиновой и ГАМКергической гипертермии. Температура кожных сосудов при простагландиновой гипертермии снижалась на 6,9—7,11°C, а количество циркулирующей крови уменьшалось от $1,18 \pm 0,05$ до $0,21 \pm 0,09$ мл/кг мин ($P < 0,001$). Как видно из рис. 1, введение серотонина в терморегуляционные центры гипоталамуса вызывает гипотермический эффект. Последний при введении серотонина в центр теплоотдачи проявляется значительно сильнее, и в течение 60 мин температура переднего и заднего гипоталамуса снижалась соответственно на 0,55 и 0,49°C, введение же серотонина в центр теплопродукции снижало температуру его обоих отделов в пределах 0,22—0,4°C ($P < 0,02$). Нормотермия организма при серотониновой гипотермии восстанавливалась в течение двух часов.

Известно, что в основе поддержания температуры клетки, ткани или целого организма лежат процессы теплообразования и теплоотдачи. Исходя из этой закономерности и полученных нами данных предлагается схема, объясняющая поддержание температурного гомеостаза у кроликов, при введении в гипоталамус веществ медиаторного типа действия. Согласно схеме цепь интернейронов, ответственных за усиление теплопродукции (синапсы «Д» «Е» «F» «G») и повышение теплоотдачи (понижение тонуса сосудов, синапсы «А» «В» «С»), находится в переднем и заднем гипоталамусе и включает в себя как норадренергические, ГАМКергические, так и серотонинергические синапсы. Из рис. 2 видно, что норадреналин при его внутри-

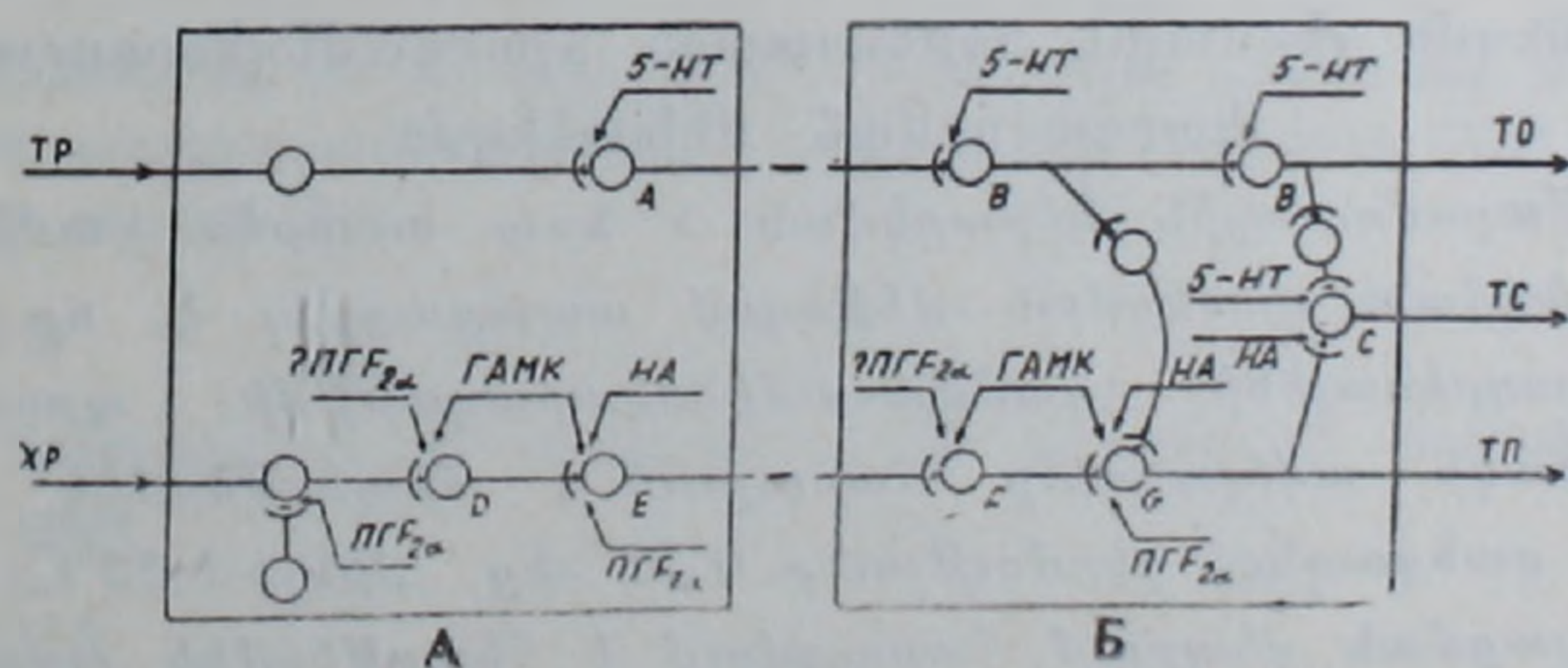


Рис. 2 Модель регуляции теплообмена у кроликов при введении в передний (А) и задний (Б) гипоталамус веществ медиаторного типа действия. ТР—тепловые рецепторы, ХР—холодовые рецепторы, ТО—теплоотдача, ТС—тонус сосудов, ТП—теплопродукция

гипоталамическом введении, с одной стороны, возбуждает норадренергические синапсы («Е» «G») как переднего, так и заднего гипоталамуса и усиливает механизм теплопродукции в организме, действуя на эффекторы термогенеза, с другой стороны, через синапс «С» повышает вазомоторный тонус, уменьшая теплоотдачу, что приводит в итоге к гипертермическому эффекту.

Механизм ГАМКергической и простагландиновой гипертермии объясняется тем, что ГАМК и ПГФ₂Л возбуждают не только специфические ГАМКергические и простагландинергические нейроны, действуя прямо на синапсы «Д» «F» переднего и заднего гипоталамуса, но и норадренергические синапсы обоих отделов гипоталамуса, действуя на синапсы «Е» «G», способствуя при этом выделению норадреналина и повышению теплопродукции организма. Данная интерпретация подтверждается нашими ранними работами (¹), где показано, что гипертермический эффект ГАМК и ПГФ₂Л осуществляется через норадренергические структуры гипоталамуса. При блокаде этих структур внутригипоталамическое введение как ГАМК, так и ПГФ₂Л не вызывает гипертермического эффекта. Что касается механизма серотониновой гипотермии, то при внутригипоталамическом введении серотонина возбуждаются серотонинергические нейроны, действуя через синапсы («А» «В» «С»), которые с одной стороны, усиливают процессы теплоотдачи, понижая тонус периферических сосудов, а с другой, через вставочный нейрон, действуют на синапс «G» и снижают теплопродукцию, тем самым вызывая гипотермию.

Полученные данные позволяют сделать вывод, что температурный гомеостаз регулируется нейромедиаторами организма. При увеличении в гипоталамусе концентрации норадреналина ГАМК и ПГФ₂Л появляется гипертермический эффект, а повышение концентрации серотонина вызывает гипотермический эффект.

Институт физиологии им. Л. А. Орбели
Академии наук Армянской ССР

Ռ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Օրգանիզմի ջերմային հոմեոստազի նյարդամեդիատորային կարգավորման մեխանիզմը

Ներհիպոթալամուսային ներարկման և նրա տարբեր բաժինների ջերմության անընդատ գրանցման մեթոդով ապացուցվել է, որ հիպոթալամուսում նորադրենալինի, գամմա-ամինոկարազաթիլի, պրոստագլանդին Փ₂Լ — քանակի ավելացումը հարուցում է հիպերթերմիկ արդյունք և բարձրացնում գանգուղեղի ջերմությունը 0,12°-ից մինչև 1,23°C: Սերոթոնինի քանակի ավելացման դեպքում հարուցվում է հիպոթերմիկ արդյունք և իջնում գանգուղեղի ջերմաստիճանը 0,49—0,55 C:

Ստացված արդյունքների հիման վրա առաջադրվում է օրգանիզմի ջերմության հոմեոստազի նյարդամեդիատորային մեխանիզմի կարգավորման սխեմա:

ЛИТЕРАТУРА — ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

- ¹ Ք. Ա. Արությունյան, Физиол. журн. СССР, т. 71, с. 835—840 (1985). ² В. Н. Гурин, Центральные механизмы терморегуляции, Беларусь, Минск, 1980. ³ J. T. Stitt, J. Physiol., 232, p. 163—179 (1973). ⁴ W. Feldberg, Monoamines of hypothalamus as mediators of temperature response, N. Y., Acad. Press, p. 213—232, 1970. ⁵ J. Bligh, Basel. S. Cong., p. 315—324 (1974). ⁶ R. D. Myers, Temp regul and drug act., p. 32—42 (1975). ⁷ C. H. Sawyer, J. W. Everet, J. Y. Green, J. Comp., Neurol., v. 101, p. 801—824 (1954).