

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК ТУРКМЕНСКОЙ ССР

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ,
ХИМИЧЕСКИХ и ГЕОЛОГИЧЕСКИХ
НАУК

3 • 1 9 7 8

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор — ак. АН ТССР О. О. Овезгельдыев. Заместители главного редактора — ак. АН ТССР А. А. Бердыев и чл.-корр. АН ТССР О. А. Одеков. Ответственный секретарь — к. ф.-м. н. А. А. Аширов. Академики АН ТССР В. А. Баум, А. Н. Ниязов, С. Р. Сергиенко; члены-корреспонденты АН ТССР Я. А. Агаев, О. Г. Худай-Веренов; д. г.-м. н. Я. А. Ходжакулиев; к. ф.-м. н. А. А. Ханбердиев, Г. М. Мяликулиев; к. т. н. М. К. Курбанов.

© Издательство «Ылым». «Известия Академии наук Туркменской ССР, серия физико-технических, химических и геологических наук», 1978.

ТУРКМЕНИСТАН ССР
ЫЛЫМЛАР АКАДЕМИЯСЫНЫҢ
Х А Б А Р Л А Р Ы

ФИЗИКА-ТЕХНИКИ, ХИМИКИ ВЕ ГЕОЛОГИК
ЫЛЫМЛАРЫҢ СЕРИЯСЫ

ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК
ТУРКМЕНСКОЙ ССР

СЕРИЯ ФИЗИКО-ТЕХНИЧЕСКИХ, ХИМИЧЕСКИХ
И ГЕОЛОГИЧЕСКИХ НАУК

3
1978

«ЫЛЫМ» НЕШИРЯТЫ · АШГАБАТ

ИЗДАТЕЛЬСТВО «ЫЛЫМ» · АШХАБАД

PROCEEDINGS
OF THE ACADEMY OF SCIENCES
OF THE TURKMEN SSR

SERIES OF PHYSICO-TECHNICAL, CHEMICAL
AND GEOLOGICAL SCIENCES

3
1978

«YLYM» PUBLISHING HOUSE
Ashkhabad

УДК 517.917

М. РАХИМОВ

ОБ ОПТИМАЛЬНОЙ СТАБИЛИЗАЦИИ СИСТЕМ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Работа посвящена построению оптимального управления системой, поведение которой описывается краевой задачей для уравнения в частных производных, а критерием оптимальности служит квадратичный функционал. Подобного типа задачи рассматривались многими авторами [1, 2]. Нами предлагается способ практического построения оптимального управления и анализируется вопрос о дифференцируемости по Фреше функционала Беллмана.

Постановка задачи. Пусть управляемый процесс описывается краевой задачей

$$U_t - AU = P, U(t_0, x) = \varphi(x) \in L_2(\Omega), U|_{S_T} = 0, \quad (1)$$

где A — самосопряженный оператор [5]: $\forall \xi^2 \leq \sum_{i,j=1}^n a_{ij} \xi_i \xi_j \leq \mu \xi^2, \xi^2 = \sum_{i=1}^n \xi_i^2$,

$$AU = \sum_{i,j=1}^n \frac{\partial}{\partial x_i} \left(a_{ij}(x) \frac{\partial U}{\partial x_j} \right) - a(x)U, -\mu \leq a(x) \leq 0,$$

Ω — ограниченная с $S = \partial\Omega$ область в R_n ; S — кусочно гладкая поверхность размерности $n-1$, $S_T = (t_0, T)XS$, а управление $P(t, x) \in L_2(Q)$, $Q = (t_0, T)X\Omega$.

При этих предположениях задача (1) при каждом фиксированном $P \in L_2(Q)$ имеет единственное обобщенное решение $U(t, x) \in L_2(Q)$, $U_x(t, x) \in L_2(Q)$; функция $U(t, x)$ непрерывно меняется в зависимости от t в норме $L_2(\Omega)$. Уравнение (1) удовлетворяется в смысле следующего интегрального тождества [5]:

$$\int_{\Omega} (U\Phi)_{t_1}^{t_2} dx = \int_{t_1}^{t_2} \int_{\Omega} \left[U\Phi_t - \sum_{i,k=1}^n a_{ik} \frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{\partial \Phi}{\partial x_k} - aU\Phi + P\Phi \right] dx dt \quad (2)$$

для любых t_1 и t_2 из $[t_0, T]$ и $\forall \Phi(t, x) \in W_{2,0}^1(Q)$.

В виду применения метода Фурье в дальнейшем рассмотрим спектральную задачу [5]:

$$A\psi(x) + \lambda^2 \psi(x) = 0, \psi(x)|_S = 0, \quad (3)$$

которая имеет дискретный спектр, то есть задача (3) имеет счетное множество решений $\lambda = \lambda_k > 0$, $\psi = \psi_k(x)$, $k=1, 2, \dots$. Собственные значения $\lambda_k \rightarrow +\infty$ при $k \rightarrow \infty$. Собственные функции $\{\psi_k(x)\}$ образуют ортонормированный базис в $L_2(\Omega)$. Решение задачи (3) понимается в смысле интегрального тождества ($\psi_k(x) \in \dot{W}_2^1(\Omega)$)

$$D(\psi, \Phi) \equiv \int_{\Omega} \left(\sum_{i,k=1}^n a_{ik} \psi_{x_k} \Phi_{x_i} + a \psi \Phi \right) dx = \lambda^2 \int_{\Omega} \psi \Phi dx \quad \forall \Phi(x) \in \dot{W}_2^1(\Omega).$$

Введем обозначение $\|U(t, x)\|_D^2 = D(U, U)$; $U(t, x)$ — обобщенное решение задачи (1) $\forall P \in L_2(Q)$.

Задача (1) с нулевым начальным условием при $P=0$ имеет тривиальное решение $U \equiv 0$. Пусть $P(t, x)|_{U=0} = P[U]_{U=0} = 0$.

Определение. Тривиальное решение задачи (1) будем называть устойчивым по Ляпунову при фиксированном управлении $P(t, x)$ в метрике $\|U(t, x)\|_D$, если $\forall \varepsilon > 0$, существует другое положительное число $\delta(\varepsilon)$ такое, что из неравенства $\|U(t_0, x)\|_D < \delta(\varepsilon)$ следует, что $\|U(t, x)\|_D < \varepsilon \forall t > t_0$. Если, кроме того, $\|U(t, x)\|_D \xrightarrow{t \rightarrow +\infty} 0$, то тривиальное решение будем называть асимптотически устойчивым.

Задача оптимальной стабилизации состоит в отыскании управления $P^0[U(t, x)]$ такого, чтобы:

- 1) при этом управлении тривиальное решение краевой задачи (1) было асимптотически устойчивым;
- 2) на этом управлении функционал

$$J[t, P(t, x), U(t, x)] = \int_{t_0}^{\infty} (\|U(t, x)\|_D^2 + \|P(t, x)\|_{L_2(\Omega)}^2) dt \quad (4)$$

достигал своего наименьшего значения. Здесь $U(t, x)$ — решение задачи (1), соответствующее управлению $P \in L_2(Q) \quad \forall \tau \in L_2(\Omega)$.

Решение задачи. Введем функционал

$$S[t, U(t, x)] = \min_{P(\tau, x), \tau \in [t, \infty), t > t_0} J[t, P(\tau, x), U(\tau, x)].$$

В работе [2] при более слабых ограничениях относительно исходных данных в случаях нелинейной системы получено уравнение Беллмана (для S) как необходимое условие $\min J$. В частности, в данном случае функционал S должен удовлетворять уравнению [2, 3]

$$-\frac{\partial S}{\partial t} = \min_{P(t, x), t \in [t_0, \infty)} \left\{ \int_{\Omega} (P^2 + vP) dx - D(U, v) + D(U, U) \right\}. \quad (5)$$

Здесь функция $v(t, x)$ есть функциональная производная Фреше функционала S :

$$\delta S[t, U; h] = \int_{\Omega} v(t, x) h(t, x) dx, \quad v(t, x) \in L_2(\Omega) \quad \forall t \in [t_0, \infty).$$

Кроме того, в силу применения формулы (2), предполагается, что $v(t, x) \in W_{2,0}^1(Q)$.

Из уравнения (5) находим:

$$P = -\frac{1}{2}v, \quad (6)$$

$$-\frac{\partial S}{\partial t} = D(U, U) - D(U, v) - \frac{1}{4} \int_{\Omega} v^2(t, x) dx. \quad (7)$$

Уравнение (7) является нелинейным уравнением в функциональных производных, его стационарное решение будем искать в виде

$$S = S[U] = \int_{\Omega} \int_{\Omega} K(x, y) U(t, x) U(t, y) dx dy, \quad K(x, y) = K(y, x). \quad (8)$$

Тогда

$$v(t, x) = 2 \int_{\Omega} K(x, y) U(t, y) dy. \quad (9)$$

Положим

$$K(x, y) = \sum_{n, k=1}^n C_{nk} \psi_n(x) \psi_k(y), \quad U(t, x) = \sum_{n=1}^{\infty} U_n(t) \psi_n(x), \quad (10)$$

где $\psi_n(x)$ — собственные функции задачи (3), соответствующие собственным значениям λ_n .

Имеем:

$$D(U, U) = \int_{\Omega} \left[\sum_{i, k=1}^n a_{ik} \frac{\partial U}{\partial x_i} \frac{\partial U}{\partial x_k} + a U^2 \right] dx = \sum_{i, k=1}^{\infty} \lambda_i^2 \delta_{ik} U_i(t) U_k(t);$$

$$D(U, v) = 2 \sum_{i, k=1}^{\infty} \lambda_i^2 C_{ik} U_i(t) U_k(t); \quad \frac{1}{4} \int_{\Omega} v^2 dx = \sum_{i, k=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} C_{im} C_{km} U_i U_k.$$

Из уравнения (7) получим

$$-\sum_{m=1}^{\infty} C_{im} C_{km} - 2 \lambda_i^2 C_{ik} + \delta_{ik} \lambda_i^2 = 0. \quad (11)$$

Решение уравнения (11) будем искать в виде $C_{ik} = \delta_{ik} C_k$, где δ_{ik} есть символ Кронекера. Тогда

$$C_k^2 + 2 \lambda_k^2 C_k - \lambda_k^2 = 0, \quad C_k = \lambda_k (-\lambda_k + \sqrt{\lambda_k^2 + 1}). \quad (12)$$

Замечаем, что

$$0 < C_1 < C_2 < \dots < C_n < \dots < \frac{1}{2}.$$

Из уравнений (6), (9), (10) и (12) получим

$$P^0(t, x) = - \sum_{k=1}^{\infty} \lambda_k (-\lambda_k + \sqrt{\lambda_k^2 + 1}) U_k(t) \psi_k(x) =$$

$$= - \int_{\Omega} K(x, y) U(t, y) dy, \quad K(x, y) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \psi_n(x) \psi_n(y), \quad (13)$$

Задачу (1) решаем при управлении $P^0(t, x)$ (13):

$$U_t - AU + \int_{\Omega} K(x, y) U(t, y) dy = 0, \quad U(t_0, x) = \varphi(x) \in L_2(\Omega), \quad U|_{S_T} = 0. \quad (14)$$

Естественно для решения краевой задачи (14) предложить метод Фурье; разложим $U(t, x)$ в ряд по собственным функциям $\psi_k(x)$ задачи (3). Следовательно,

$$\dot{U}_k + (\lambda_k^2 + C_k) U_k = 0, \quad U_k(t_0) = \varphi_k.$$

Отсюда $U_k(t) = \varphi_k e^{-(\lambda_k^2 + C_k)(t-t_0)}$, а формальное решение задачи (14) имеет вид

$$U(t, x) = \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_k e^{-(\lambda_k^2 + C_k)(t-t_0)} \psi_k(x). \quad (15)$$

Формула (13) приобретает окончательную форму

$$P^0(t, x) = -\frac{1}{2} v(t, x) = -\sum_{k=1}^{\infty} C_k \varphi_k e^{-(\lambda_k^2 + C_k)(t-t_0)} \psi_k(x). \quad (16)$$

Функционал S (8) находим в виде

$$S[U] = \sum_{k=1}^{\infty} C_k U_k^2 = \sum_{k=1}^{\infty} C_k \varphi_k^2 e^{-(\lambda_k^2 + C_k)(t-t_0)} \geq 0. \quad (17)$$

При этом $S[U] = 0$ тогда и только тогда, когда $\varphi_k = 0$, $k = 1, 2, \dots$, то есть $\varphi(x) \equiv 0$.

Обоснование метода Фурье. Так как норма

$$[\psi_k, \psi_k] \equiv \left(\int_{\Omega} \left[\sum_{i,j=1}^n a_{ij} \psi_{kx_i} \psi_{kx_j} + (a + \lambda_0) \psi_k^2 \right] dx \right)^{\frac{1}{2}} = \left((\lambda_0 + \lambda_k^2) \right)^{\frac{1}{2}}$$

(λ_0 выбран так, что $\lambda_1^2 > -\lambda_0$) эквивалентно обычной норме в $W_2^1(\Omega)$ [5] и норме $\|\psi_k\|_D$, то

$$[U, U]^2 = \sum_{k=1}^{\infty} (\lambda_0 + \lambda_k^2) e^{-2\lambda_k^2(t-t_0)} e^{-2C_k(t-t_0)} \varphi_k^2.$$

Как показано в работе [5], для функции $e^{-\lambda_k^2(t-t_0)}$ справедливо неравенство

$$0 \leq (\lambda_0 + \lambda_k^2) e^{-2\lambda_k^2(t-t_0)} \leq N(t), \quad k = 1, \overline{\infty},$$

где $N(t) = \sup_{\lambda_0 \leq \lambda < \infty} (\lambda_0 + \lambda^2) e^{-2\lambda^2(t-t_0)}$ ограниченная функция на любом полуинтервале $[t_0, \infty)$, $t_0 > t_0$. Следовательно,

$$[U, U]^2 \leq N(t) e^{-2C_1(t-t_0)} \|\varphi\|_{L_2(\Omega)}^2 \leq N_1 \|\varphi\|_{L_2(\Omega)}^2, \quad (18)$$

где $N_1 = \sup_{\varepsilon \leq t < \infty} N(t) e^{-2 C_1 (t-t_0)}$.

Из полученной оценки (18) для $U(t, x)$ (15) заключаем, что $U(t, x) \in \dot{W}_2^1(\Omega) \forall t \in [\varepsilon, \infty)$ и как функция от t непрерывно меняется в этой же норме. Нетрудно видеть, что $U(t, x)$ принадлежит классу $\dot{W}_2^{0,1}(Q)$. В самом деле,

$$\begin{aligned} \int_{t_0}^t |U, U|^2 d\tau &= \sum_{k=1}^{\infty} \varphi_k^2 \frac{\lambda_0 + \lambda_k^2}{C_k + \lambda_k^2} \left(1 - e^{-2(\lambda_k^2 + C_k)(t-t_0)}\right) \leq \\ &\leq N \|\varphi\|_{L_2(\Omega)}^2 N > 1 + \frac{\lambda_0}{\lambda_1^2}. \end{aligned}$$

Более того (как в [5] для задачи (1) при $P \equiv 0$), аналогичные подсчеты и оценки показывают, что ряд (15) можно дифференцировать почленно по t любое число раз, и получаемые при этом ряды сходятся в норме $\dot{W}_2^1(\Omega)$ при $t > t_0$ равномерно по t на любом полуинтервале $[\varepsilon, \infty)$, $\varepsilon > t_0$.

Методом, изложенным в работе [5], легко показать, что функция $U(t, x)$ (15) удовлетворяет интегральному тождеству (2). Кроме того, она удовлетворяет уравнению энергетического баланса

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \|U(t, x)\|_{L_2(\Omega)}^2 + \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \left(\sum_{i,k=1}^n a_{ik} U_{x_k} U_{x_i} + a U^2 \right) dx dt + \\ + \int_{t_0}^t \int_{\Omega} \int_{\Omega} K(x, y) U(t, y) U(t, x) dx dy = \frac{1}{2} \|U(0, x)\|_{L_2(\Omega)}^2. \end{aligned}$$

Из последнего равенства следует, что краевая задача (14) не может иметь более одного обобщенного решения из энергетического класса $\dot{V}_2^{0,1}(Q)$. Здесь $\dot{V}_2^{0,1}(Q)$ — подпространство пространства $W_2^{0,1}(Q)$ [5].

Так как ряд для функции $v(t, x)$ (16) по структуре коэффициентов несущественно отличается от ряда (15), то с учетом равенства $P =$

$= -\frac{v}{2}$ заключаем, что функции v и P также обладают теми свойствами гладкости, которые имеет решение задачи (1) при $P \equiv 0$.

Из сказанного не следует, что функция $v(t, x) \in W_{2,0}^1(Q)$. Действительно, производная v_t , как и U_t , не принадлежит $L_2(Q)$, то есть

$\int_{t_0}^T \int_{\Omega} v_t^2 dx dt$ — расходится, но тем не менее все произведенные про-

межуточные выкладки законны, так как $v(t, x) \in W_2^{0,1}(Q)$ и

$\int_{t_0}^T \int_{\Omega} U v_t dx dt$ — сходится, а интегральное тождество, которому удов-

летворяет решение краевой задачи, справедливо также при v из (16). Теперь уже легко видеть, что функционал S (17) дифференцируем по Фреше.

Из оценки (18) вытекает, что тривиальное решение задачи (14) является асимптотически устойчивым.

Построенное управление (16) действительно является оптимальным, что можно доказать методом, изложенным в работе [2].

Теорема. Краевая задача (14) имеет единственное обобщенное решение из энергетического пространства $\dot{V}_2^{0,1}(Q) \forall T$, которое задается по формуле (15). Решение задачи (1), (4) об оптимальной стабилизации определяется по формуле (16) и $P^0(t, x) \in \dot{V}_2^{0,1}(Q)$. Функции U, v из (15), (16) соответственно и управление $P^0(t, x)$ принадлежат классу $\dot{W}_2^{m,1}(Q_\varepsilon)$ (m — любое конечное число), $Q_\varepsilon = (\varepsilon, T) \times \Omega$, $\varepsilon > t_0, \forall T$, то есть функции U, v и P^0 из (15) и (16) соответственно обладают теми свойствами гладкости, которые имеет функция $U(t, x)$ — решение задачи (1) при $P \equiv 0$. Функционал Беллмана S дифференцируем по Фреше.

Рассмотрим аналогичную задачу, когда состояние системы описывается следующими соотношениями [4]:

$$U_t + AU = P, \quad P(t, x) \in L_2(Q); \quad (19)$$

$$U(t_0, x) = \varphi_0(x) \in \dot{W}_2^m(\Omega), \quad U_t'(t_0, x) = \varphi_1(x) \in L_2(\Omega); \quad (20)$$

$$B_j U|_{S_T} = 0 \quad (j=1, 2, \dots, m), \quad (21)$$

где A — положительный эллиптический в $\overline{\Omega} \in CR_n$ оператор порядка $2m$; $\{B_j\}$ — нормальная система граничных операторов, и минимизируется функционал

$$I[t_0, P(t, x)] = \int_{t_0}^{\infty} ([U]_A^2 + \|U_t\|_{L_2(\Omega)}^2 + \|P\|_{L_2(\Omega)}^2) dt, \quad (22)$$

где $[U]_A$ — энергетическая норма элемента U , определяемая оператором A .

Краевая задача (19)–(21) имеет единственное обобщенное решение из пространства Соболева $W^{1,m}_2(Q)$ [4]. Задача (19)–(22) решается аналогично работе [3]. При этом оказывается, что и в этой задаче функционал Беллмана не является дифференцируемым по Фреше.

Туркменский государственный университет
им. А. М. Горького

Дата поступления
24 мая 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сиразетдинов Т. К. Метод функции Ляпунова в задачах управления системами с распределенными параметрами (обзор). — «Автоматика и телемеханика», 1972, № 7.
2. Егоров А. И. Оптимальная стабилизация систем с распределенными параметрами. — Тезисы научных сообщений Международной технической конференции ИФИП оптимизации. Новосибирск, 1974.
3. Егоров А. И., Рахимов М. Об оптимальной стабилизации упругих колебаний. Численные методы нелинейного программирования. Харьков, 1976.

4. Бриш Н. И., Валешкевич И. Н. Метод Фурье для нестационарных уравнений с общими критериями условий. — «Дифференциальные уравнения», 1965, т. 1, № 3.

5. Ладыженская О. А. Краевые задачи математической физики. М., «Наука», 1973.

M. Rakhimov

ON OPTIMAL STABILIZATION OF A SYSTEM WITH DISTRIBUTED PARAMETERS

The paper deals with optimal governing of the system, the behaviour of which is described by the regional task for a partial differential equation but the criterion optimality is a quadratic functional.

М. Рахымов

БӨЛҮНЕН ПАРАМЕТРЛЕРИ БОЛАН СИСТЕМАЛАРЫҢ ОПТИМАЛ СТАБИЛИЗАЦИЯСЫ ХАҚЫНДА

Иш, хәсиети айры жемли деңлемелер үчин эсасы меселе билен беян эдилйән, оптималлыгың өлчегі болуп болса, квадрат функционал хызмат эдйән системаның оптимал доландырылшының гурлушына багышланяр.

СЛУЧАЙНЫЕ КОЛЕБАНИЯ НЕОГРАНИЧЕННЫХ ПЛИТ НА СТОХАСТИЧЕСКОМ УПРУГОМ ОСНОВАНИИ

Теория изгиба круглых плит на статистически неоднородном упругом основании является стохастической краевой задачей. Решения таких задач имеют важные практические значения.

Отыскание статистических характеристик, прогибов и внутренних усилий для плит бесконечного радиуса в аналитической форме, при заданных начальных условиях — цель настоящей работы. Для получения аналитического выражения прогибов собственного и вынужденного колебаний использовалось интегральное преобразование Ханкеля. Начальные условия принимались в виде $W=0$ при $t=0$, $\dot{W}=V_0$.

Основание, на котором покоится круглая плита, является изотропным гауссовским случайным полем с коэффициентами постели

$$c_1 = \bar{c}_1 + \mu \tilde{c}_1, \quad \bar{c}_2 + \mu \tilde{c}_2. \quad (1)$$

Для учета инерционных свойств стохастического подстилающего массива введем погонную присоединенную массу основания

$$m_0 = \bar{m}_0 + \mu \tilde{m}_0, \quad (2)$$

где $\bar{c}_1$, $\bar{c}_2$, $\bar{m}_0$ — математические ожидания случайных функций $c_1(\rho)$, $c_2(\rho)$, $m_0(\rho)$; $\tilde{c}_1$, $\tilde{c}_2$, $\tilde{m}_0$ — центрированные, гауссовские случайные функции полярного радиуса ρ ; μ — малый параметр.

Дифференциальное уравнение, описывающее свободные колебания круглой плиты, записывается в виде

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right)^2 W - c_2 \left(\frac{\partial^2 W}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \varphi^2} \right) + c_1 W + m \frac{\partial^2 W}{\partial t^2} = 0, \quad (3)$$

где $m = m_n + m_0 + \mu \tilde{m}_0$ (m_n — масса плиты).

Функцию прогибов представим разложением по степеням малого параметра

$$W = W_0 + \mu W_1 + \mu^2 W_2 + \dots \quad (4)$$

Подставляя (1), (2) и (4) в (3) и сравнивая члены при одинаковых μ в нулевом и первом приближениях, получим

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) \left(\frac{\partial^2 W_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W_0}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W_0}{\partial \varphi^2} \right) - \\ - \bar{c}_2 \left(\frac{\partial^2 W_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W_0}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W_0}{\partial \varphi^2} \right) + \bar{c}_1 W_0 + (m_n + \bar{m}_0) \frac{\partial^2 W_0}{\partial t^2} = 0; \quad (5)$$

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right) \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W_1}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W_1}{\partial \varphi^2} \right) - \\ - \bar{c}_2 \left(\frac{\partial^2 W_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W_1}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W_1}{\partial \varphi^2} \right) + \bar{c}_1 W_1 + (m_n + \bar{m}_0) \frac{\partial^2 W_1}{\partial t^2} = \\ = \tilde{c}_2 \left(\frac{\partial^2 W_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial W_0}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2 W_0}{\partial \varphi^2} \right) - \tilde{c}_1 W_0 - \tilde{m}_0 \frac{\partial^2 W_0}{\partial t^2}. \quad (6)$$

Решения уравнений (5) и (6) будем искать в виде

$$W_0 = w_0 \cos n\varphi \quad W_1 = w_1 \cos n\varphi. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (5) и (6) соответственно и сокращая обе части на $\cos n\varphi$, получим

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} \right) \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial w_0}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_0 \right) - \\ - \bar{c}_2 \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial w_0}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_0 \right) + \bar{c}_1 w_0 + m_{n0} \frac{\partial^2 w_0}{\partial t^2} = 0; \quad (8)$$

$$D \left(\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} \right) \left(\frac{\partial^2 w_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial w_1}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_1 \right) - \\ - \bar{c}_2 \left(\frac{\partial^2 w_1}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial w_1}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_1 \right) + \bar{c}_1 w_1 + m_{n0} \frac{\partial^2 w_1}{\partial t^2} = \\ = \tilde{c}_2 \left(\frac{\partial^2 w_0}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial w_0}{\partial \rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_0 \right) - \tilde{c}_1 w_0 - \tilde{m}_{n0} \frac{\partial^2 w_0}{\partial t^2}, \quad (9)$$

где $\bar{m}_{n0} = m_n + \bar{m}_0$:

Для решения уравнения (8) введем трансформанту Ханкеля прогибов

$$\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) = \int_0^\infty \rho w_n^0 J_n(\varepsilon \rho) d\rho, \quad (10)$$

где w_n^0 — искомая функция прогибов порядка n нулевого приближения; $J_n(\varepsilon \rho)$ — функция Бесселя порядка n .

Рассмотрим следующие уравнения, вытекающие из известного свойства трансформанты Ханкеля:

$$\int_0^\infty \rho \left(\frac{d^2 w_0}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dw_0}{d\rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_0 \right) J_n(\varepsilon \rho) d\rho = \varepsilon^4 \bar{w}_n^0(\varepsilon, t); \quad (11)$$

$$\int_0^\infty \rho \left(\frac{d^2 w_0}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dw_0}{d\rho} - \frac{n^2}{\rho^2} w_0 \right) J_n(\varepsilon \rho) d\rho = -\varepsilon^2 \bar{w}_n^0(\varepsilon, t) \quad (12)$$

Умножая обе части уравнения (8, на $\rho J_n(\varepsilon\rho)$ и интегрируя от 0 до ∞ по ρ с учетом (11) и (12), получим, что трансформанта Ханкеля удовлетворяет простому уравнению

$$D\varepsilon^4\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) + \bar{c}_2\varepsilon^2\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) + \bar{c}_1\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) + m_{n0}\frac{d^2\bar{w}_n^0}{dt^2} = 0 \quad (13)$$

$$\text{или } \frac{d^2\bar{w}_n^0}{dt^2} + k^2\bar{w}_n^0 = 0, \text{ где } k^2 = \frac{D\varepsilon^4 + \bar{c}_2\varepsilon^2 + \bar{c}_1}{m_{n0}}. \quad (14)$$

Как известно, решение уравнения (14) имеет вид

$$\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) = A(k) \cos kt + B(k) \sin kt. \quad (15)$$

Используя заданные начальные условия $\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) = 0$ и $\bar{w}_n^{0'}(\varepsilon, t) = V_0$ при $t=0$ (где V_0 — начальная скорость), легко определим коэффициенты (15).

При $t=0$ $A(k)=0$ $B = \frac{V_0}{k}$, откуда определим окончательное выражение трансформанты Ханкеля

$$\bar{w}_n^0(\varepsilon, t) = \frac{V_0}{k} \sin kt. \quad (16)$$

При известной трансформанте (16) из уравнения (10) при помощи теоремы обращения Ханкеля получим выражения для прогибов

$$w_n^0(\rho, t) = \int_0^\infty \varepsilon \bar{w}_n^0 J_n(\varepsilon\rho) d\varepsilon. \quad (17)$$

Таким образом, подставляя (17) в (7), получим окончательное выражение для функции прогибов нулевого приближения

$$W_n^0(\rho, t) = V_0 \cos nt \int_0^\infty \varepsilon \sin \frac{\sqrt{\frac{D\varepsilon^4 + \bar{c}_2\varepsilon^2 + \bar{c}_1}{m_{n0}}} t}{\sqrt{\frac{D\varepsilon^4 + \bar{c}_2\varepsilon^2 + \bar{c}_1}{m_{n0}}}} J_n(\varepsilon\rho) d\varepsilon. \quad (18)$$

Поскольку решение (17) выражает функцию Грина уравнения (9), то решение последнего можно представить в интегральной форме

$$W_n^1(\rho, t) = \int_0^\infty W_n^0(\rho - r, t) \left[\tilde{c}_2 \left(\frac{d^2 W_n^0}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{dW_n^0}{d\rho} - \frac{n^2}{\rho^2} W_n^0 \right) - \right. \\ \left. - \tilde{c}_1 W_n^0 - \tilde{m} \frac{d^2 W_n^0}{dt^2} \right] r dr. \quad (19)$$

Предполагая отсутствие статистической связи между присоединенной массой основания и коэффициентами постели, из (19) можно получить корреляционную функцию прогибов

$$KW_n^1(\rho, \rho', \varphi, t) = \int_{-\infty}^\infty \int_{-\infty}^\infty W_n^0(\rho - r, t) W_n^0(\rho' - r', t) \times$$

$$\begin{aligned} & \times [K_{c_2}(r-r') \nabla^2 W_n^0(\rho-r, t) \nabla^2 W_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1}(r-r') \times \\ & \times W_n^0(\rho-r, t) W_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1 c_2}(r-r') \nabla^2 W_n^0(\rho-r, t) \times \\ & \times W_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1 c_2}(r-r') \nabla^2 W_n^0(\rho'-r', t) W_n^0(\rho-r, t) - \\ & - K_m(r-r') \frac{d^2 W_n^0(\rho-r, t)}{dt^2} \frac{d^2 W_n^0(\rho'-r', t)}{dt^2}] r r' dr dr' \quad (20) \end{aligned}$$

Из уравнения (20), положив $r=r'$, $\rho=\rho'$, можно получить дисперсии, а также стандарты прогибов, где K_{c_1} , K_{c_2} , K_m — корреляционные функции соответственно $\tilde{c}_1$, $\tilde{c}_2$ и $\tilde{m}$; $K_{c_1 c_2}$ — взаимная корреляционная функция c_1 и c_2 .

Для получения статистических характеристик внутренних усилий достаточно продифференцировать уравнения (19) и (20) по известным правилам.

Рассмотрим вынужденные колебания неограниченной плиты. Положим, что плита, покоящаяся на стохастическом упругом основании, загружена произвольной нагрузкой, меняющейся по закону $Q(\rho, \varphi, t) = \bar{q}(\rho, t) \cos n\varphi + \mu \tilde{q}(\rho, t) \cos n\varphi$. Эта нагрузка представляет собой пространственно-временной нестационарный, гауссовский случайный процесс.

Поступая как и прежде для трансформанты Ханкеля вынужденных колебаний, получим

$$\frac{d^2 \bar{w}_n^0}{dt^2} + \bar{w}_n^1 k^2 = \bar{Q}^n(\varepsilon, t), \quad (24)$$

где

$$\bar{Q}^*(\varepsilon, t) = \frac{Q^*(\varepsilon, t)}{m_{n0}} \quad Q^*(\varepsilon, t) = \int_0^\infty \rho \bar{q}(\rho, t) J_n(\varepsilon \rho) d\rho.$$

Решение уравнения (24) при заданных начальных условиях имеет следующий вид:

$$\bar{w}_n^1(\varepsilon, t) = \frac{V_0}{k} \int_0^t \bar{Q}^*(\varepsilon, \tau) \sin k(t-\tau) d\tau. \quad (25)$$

По известной трансформанте Ханкеля при помощи формулы обращения находим

$$w_n^0(\rho, t) = V_0 \int_0^\infty \int_0^t \frac{\varepsilon J_n(\varepsilon \rho) \bar{Q}^*(\varepsilon, \tau) \sin \sqrt{\frac{D\varepsilon^4 + \bar{c}_2 \varepsilon^2 + \bar{c}_1}{m_{n0}}} (t-\tau)}{\sqrt{\frac{D\varepsilon^4 + \bar{c}_2 \varepsilon^2 + \bar{c}_1}{m_{n0}}}} d\varepsilon d\tau.$$

Таким образом, окончательное решение для первого приближения по аналогии с (19) можно представить в виде

$$\begin{aligned} W_n^1(\rho, \varphi, t) = & \cos n\varphi \int_{-\infty}^\infty w_n^0(\rho-r, t) [\tilde{q}(\rho, t) + \\ & + \tilde{c}_2 \nabla^2 w_n^0(r, t) - \tilde{c}_1 w_n^0(r, t) - \tilde{m}_0 \frac{d^2 w_n^0(r, t)}{dt^2}] r dr, \quad (27) \end{aligned}$$

где

$$\nabla^2 = \frac{d^2}{d\rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{d}{d\rho} - \frac{n^2}{\rho^2}.$$

Для расчета на прочность необходимо иметь статистические характеристики внутренних усилий. В частности, определим корреляционную функцию радиального изгибающего момента:

$$M_p = -D \left[\frac{\partial W}{\partial \rho^2} + \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial W}{\partial \rho} + \frac{\mu}{\rho^2} \frac{\partial^2 W}{\partial \rho^2} \right]. \quad (28)$$

Дифференцируя выражение (27) по формуле (28) по известным правилам, получим

$$\begin{aligned} K_{M_p}(\rho, \rho', \varphi, t) = & -D^2 \cos^2 n\varphi \left\{ \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \ddot{w}_n^0(\rho-r, t) \ddot{w}_n^0(\rho'-r', t) \times \right. \\ & \times \left[K_q(r-r') + K_{c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho-r, t) \nabla^2 w_n^0(\rho'-r', t) - \right. \\ & - K_{c_1}(r-r') w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1 c_2}(r-r') \times \\ & \times \nabla^2 w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1 c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho'-r', t) \times \\ & \times w_n^0(\rho-r, t) - K_m(r-r') \frac{d^2 w_n^0(\rho-r, t)}{dt^2} \frac{d^2 w_n^0(\rho'-r', t)}{dt^2} \left. \right] \times \\ & \times r r' dr dr' + \frac{\mu}{\rho} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \dot{w}_n^0(\rho-r, t) \dot{w}_n^0(\rho'-r', t) \times \\ & \times \left[K_q(r-r') + K_{c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - \right. \\ & - K_{c_1}(r-r') w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - k_{c_1 c_2}(r-r') \times \\ & \times \Delta^2 w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - k_{c_1 c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho'-r', t) \times \\ & \times w_n^0(\rho-r, t) - K_m(r-r') \frac{d^2 w_n^0(\rho-r, t)}{dt^2} \frac{d^2 w_n^0(\rho'-r', t)}{dt^2} \left. \right] \times \\ & \times r r' dr dr' - \frac{\mu n^2}{\rho^2} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) \times \\ & \times \left[K_q(r-r') + K_{c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho-r, t) \nabla^2 w_n^0(\rho'-r', t) - \right. \\ & - K_{c_1}(r-r') w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - k_{c_1 c_2}(r-r') \times \\ & \times \nabla^2 w_n^0(\rho-r, t) w_n^0(\rho'-r', t) - K_{c_1 c_2}(r-r') \nabla^2 w_n^0(\rho'-r', t) \times \\ & \times w_n^0(\rho-r, t) - K_m(r-r') \frac{d^2 w_n^0(\rho-r, t)}{dt^2} \frac{d^2 w_n^0(\rho'-r', t)}{dt^2} \left. \right] r r' dr dr', \end{aligned} \quad (29)$$

где $\dot{\tilde{w}}_n(\rho-r, t)$, $\ddot{\tilde{w}}^0(\rho-r, t)$ — первая и вторая производные по ρ ; $K_{c_1}, K_{c_2}, K_q, K_m$ — корреляционные функции соответственно $\tilde{c}_1, \tilde{c}_2, \tilde{d}$ и $\tilde{m}$.

Отметим, что если в формулах положить $n=0$, то получим симметричное распределение колебаний, что является аналогом осесимметричной деформации при расчете на статическую нагрузку.

Таким образом можно определить любую интересующую нас характеристику как прогиба, так и внутренних усилий, после чего дается оценка надежности по теории случайных выбросов. Применение интегрального преобразования Ханкеля позволяет построить решение в виде бегущей волны, не прибегая к разложению прогибов плиты по собственным формам колебаний.

Инженерно-строительный институт
им. В. В. Куйбышева

Дата поступления
30 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Снеддон. Преобразование Фурье. М., ИЛ, 1955.
2. Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М., «Наука», 1969.
3. Коренев Б. Г. Введение в теорию бесселевых функций. М., «Наука», 1971.
4. Беляев Ю. К. О всплесках и бликах случайных полей.—«ДАН СССР», 1967, 176, 3.

Ch. Amansakhatov

ACCIDENT OSCILLATION ON UNLIMITED ROUND PLATES ON STOCHASTIC ELASTIC FOUNDATION

Own and forced oscillations of unlimited round plates on stochastic foundations with two bed coefficients are under consideration. The solution have been obtained with a help of hankel integral transform.

Ч. Амансэхедов

СХОЛАСТИКИ МАЙЫШГАК ЭСАСДАКЫ ЧЭКЛЕНДИРИЛМЕДИК ТЕГЕЛЕК ПЛИТАЛАРЫҢ ТӨТӨНЛЕЙИН ЫРГЫЛДЫЛАРЫ

Ики коэффициенти болан дүшекли, схоластики эсасдакы тегелек плиталарың өз хусусы ве межбуры ыргылдыларына середилйэр. Меселе Ханкелиң интеграл өзгермеси-ниң көмеги билен дүзүлди. Эпилмэниң хем, ички гүйчлериң хем статистики характе-ристикалары алынды.

ОБ ОДНОЙ ИНТЕГРИРУЕМОЙ УСРЕДНЕННОЙ СХЕМЕ ДЛЯ ЗАДАЧИ О ПОСТУПАТЕЛЬНО-ВРАЩАТЕЛЬНОМ ДВИЖЕНИИ ОСЕСИММЕТРИЧНОГО ТВЕРДОГО ТЕЛА В ПОЛЕ ПРИТЯЖЕНИЯ ШАРА

Рассматривается схема усреднения, которая, по аналогии с ограниченной задачей трех тел, может быть названа схемой усреднения Н. Д. Моисеева для задачи о поступательно-вращательном движении осесимметричного твердого тела в поле притяжения шара. Доказывается интегрируемость этой схемы усреднения, подробно рассматривается операция обращения первых интегралов усредненных уравнений, дается качественный анализ свойств промежуточного движения.

В последнее время в небесной механике благодаря работам Е. А. Гребеникова [1] получили широкое применение методы усреднения. Схемы усреднения используются в задачах о движении искусственных и естественных небесных тел относительно центра масс.

Ю. В. Баркиным схемы усреднения были применены к задачам теории поступательно-вращательного движения небесных тел.

На основании схемы усреднения Гаусса доказана теорема Лапласа, обобщенная на случай системы n твердых тел.

В работах [2] и [3] построены различные интегрируемые схемы усреднения для задачи о поступательно-вращательном движении твердого тела в поле притяжения шара, которые представляют практический интерес для изучения движения двойных звезд и для оценки эффектов поступательно-вращательного движения тел солнечной системы.

Ниже рассматривается схема усреднения Н. Д. Моисеева для задачи о поступательно-вращательном движении осесимметричного тела в поле притяжения шара. Получена полная система первых интегралов для усредненных уравнений движения, выполнено их обращение, проведено качественное исследование промежуточного движения.

1. Рассмотрим дифференциальные уравнения поступательно-вращательного движения осесимметричного твердого тела в поле притяжения шара в канонических элементах Делоне—Андуайе.

После понижения порядка уравнения движения имеют вид:

$$\begin{aligned}\frac{dL}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial l}, \quad \frac{dl}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial L}, \\ \frac{d\Gamma}{dt} &= \frac{\partial F}{\partial g}, \quad \frac{dg}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial \Gamma}\end{aligned}\quad (1)$$

$$\frac{d\Gamma_1}{dt} = \frac{\partial F}{\partial g_1}, \quad \frac{dg_1}{dt} = -\frac{\partial F}{\partial \Gamma_1},$$

$$F = \frac{\mu^2 m^3}{2L^2} - \frac{\Gamma_1^2}{2A} + \nu F_1(L, \Gamma, \Gamma_1, l, g, g_1) + O(\nu).$$

Уравнения (1) допускают лишь один первый интеграл $F = c_1$.

Выполним усреднение, следуя Н. Д. Моисееву [1]. В этом случае производится однократное усреднение возмущающей функции по средней аномалии M :

$$\nu \bar{F}_1 = \bar{R} = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} R dM. \quad (2)$$

В дальнейшем нам понадобится явное выражение функции νF_1 . Опуская промежуточные выкладки, приведем окончательный результат:

$$\begin{aligned} \nu \bar{F}_1 &= k \Sigma R_{0.0.}, \quad k_3(\bar{L}, \bar{\Gamma}, \bar{\Gamma}_1) \cos k_3 \bar{g}_1, \\ k &= \frac{f m_0 A \nu}{a^3}, \quad k_3(0 \pm 1, \pm 2), \end{aligned} \quad (3)$$

а коэффициенты разложения определяются формулами:

$$R_{0.0.0} = \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 \Theta\right) \left(1 - \frac{3}{2} \sin^2 I\right) C_0^{-3.0},$$

$$R_{0.0.\mp 1} = \frac{3}{8} \sin^2 \Theta \sin^2 I C_0^{-3.0};$$

$$R_{0.0.\pm 2} = -\frac{3}{4} \sin 2\Theta \sin 2I C_0^{-3.0},$$

причем коэффициенты $C_0^{-3.0}$ представляются рядами, расположенными по возрастающим степеням эксцентриситета $e = \frac{\sqrt{\Gamma^2 - L^2}}{L}$, а величины Θ и I равны:

$$\cos \Theta = \frac{L_1}{\Gamma_1}, \quad \cos I = \frac{c^2 - \Gamma^2 - \Gamma_1^2}{2\Gamma\Gamma_1}. \quad (4)$$

Покажем, что рассматриваемая схема усреднения является интегрируемой. Запишем упрощенную систему уравнений, которая получается из уравнений (1) при подстановке вместо функции νF_1 ее усредненного значения (3). Имеем:

$$\begin{aligned} \frac{d\bar{L}}{dt} &= 0, \quad \frac{d\bar{l}}{dt} = -\frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{L}}, \\ \frac{d\bar{\Gamma}}{dt} &= 0, \quad \frac{d\bar{g}}{dt} = -\frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{\Gamma}}, \\ \frac{d\bar{\Gamma}_1}{dt} &= \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{g}_1}, \quad \frac{d\bar{g}_1}{dt} = -\frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{\Gamma}_1}. \end{aligned} \quad (5)$$

Уравнения (5) допускают полную систему первых интегралов:

$$\overline{F}(\overline{L}, \overline{\Gamma}, \overline{\Gamma}_1) = \text{const} = c_1; \quad (6)$$

$$\overline{L} = L_0 = c_2; \quad (7)$$

$$\overline{\Gamma} = \Gamma_0 = c_3; \quad (8)$$

$$\overline{L} - l_0 = - \int_{t_0}^t \frac{\partial \overline{F}}{\partial L} dt; \quad (9)$$

$$\overline{g} - g_0 = - \int_{t_0}^t \frac{\partial \overline{F}}{\partial \Gamma} dt; \quad (10)$$

$$\overline{g}_1 - g_1^0 = - \int_{t_0}^t \frac{\partial \overline{F}}{\partial \Gamma_1} dt. \quad (11)$$

Формулы (6—11) представляют собой общий интеграл промежуточной задачи и содержат полный набор произвольных постоянных c_1, c_2, c_3, l_0, g_0 .

Для практического использования полученных результатов можно также построить общее решение задачи.

2. Представим равенство (6) в виде

$$\overline{F} = \frac{\mu^2 m^3}{2 \overline{L}^2} - \frac{\overline{\Gamma}_1^2}{2A} + k \sum R_{0,0} k_3 \cos k_3 \overline{g}_1. \quad (12)$$

Используя тривиальные интегралы (7), (8), запишем равенство (12) в виде

$$\overline{\Gamma}_1^2 - 2A \overline{R}(\overline{\Gamma}_1, \overline{g}_1) = h, \quad (13)$$

где h — постоянная величина, определяемая соотношением

$$h = 2A \left(\frac{\mu^2 m^3}{2c_2^2} - c_1 \right).$$

В результате получим уравнение, содержащее лишь две переменные:

$$\overline{F}(\overline{\Gamma}_1, \overline{g}_1) = \overline{\Gamma}_1^2 - 2A \overline{R}'(\overline{\Gamma}_1, \overline{g}_1) = h. \quad (14)$$

Так как $\frac{\partial \overline{F}}{\partial \Gamma_1} = 2\overline{\Gamma}_1 + O(v) \neq 0$, то применима теорема о существовании неявной функции, и можно получить

$$\overline{\Gamma}_1 = \overline{\Gamma}_1(\overline{g}_1).$$

Запишем уравнение (14) в виде

$$\overline{\Gamma}_1^2 - v \overline{R}^*(\overline{\Gamma}_1) = \overline{h}. \quad (15)$$

Разложим функцию $\overline{\Gamma}_1$ в ряд Тейлора по степени v :

$$\overline{\Gamma}_1 = \overline{\Gamma}_{10} + v \overline{\Gamma}_{11}(\overline{g}_1) + v^2 \overline{\Gamma}_{12}(\overline{g}_1) + \dots \quad (16)$$

Подставляя равенство (16) в (15) и ограничиваясь членами, содержащими v и v^2 , получим систему:

$$\begin{cases} \bar{\Gamma}_{10}^2 = h \\ 2\bar{\Gamma}_{10}\bar{\Gamma}_{11} - \bar{R}^* = 0 \\ 2\bar{\Gamma}_{10}\bar{\Gamma}_{12} + \bar{\Gamma}_{11}^2 - \frac{\partial \bar{R}^*}{\partial \bar{I}_{10}} \bar{\Gamma}_{11} = 0. \\ \dots \dots \dots \end{cases} \quad (17)$$

Из системы (17) очевидно, что

$$\bar{\Gamma}_{10} = \sqrt{h},$$

а $\bar{\Gamma}_{11}$, $\bar{\Gamma}_{12}$ можно искать в виде тригонометрического ряда:

$$\bar{\Gamma}_{11} = \sum_{s=1}^{\infty} A_s \cos s \bar{g}_1;$$

$$\bar{\Gamma}_{12} = \sum_{s=1}^{\infty} B_s \cos s \bar{g}_1.$$

Таким образом, функцию $\bar{\Gamma}_1(\bar{g}_1)$ можно представить в виде тригонометрического ряда

$$\bar{\Gamma}_1 = \sum_{s=1}^{\infty} C_s \cos s \bar{g}_1, \quad (18)$$

где A_s , B_s , C_s — параметры, принимающие для конкретных тел численные значения.

Переходим к определению $\cos \Theta$ и $\cos I$. Представим их в виде:

$$\cos \Theta = \sum_{s=0}^{\infty} \Theta_s \cos s \bar{g}_1;$$

$$\cos I = \sum_{s=0}^{\infty} I_s \cos s \bar{g}_1. \quad (19)$$

Заменим в выражениях (14) функцию $\bar{\Gamma}_1$ рядом (18), тогда для определения неизвестных коэффициентов Θ_s , I_s имеем:

$$\begin{cases} \bar{\Gamma}_{10}^3 \Theta_{10} = \bar{\Gamma}_{10} L_1 + \frac{1}{2} \bar{\Gamma}_{11}^2 L_1 + \frac{1}{2} \bar{\Gamma}_{12} L_1 + \dots \\ \bar{\Gamma}_{10}^3 \Theta_{11} = \bar{\Gamma}_{11} \bar{\Gamma}_{12} L_1 - \bar{\Gamma}_{10} \bar{\Gamma}_{11} L_1 + \dots \\ \bar{\Gamma}_{10}^3 \Theta_{12} = \frac{1}{2} \bar{\Gamma}_{11}^2 L_1 - \bar{\Gamma}_{10} \bar{\Gamma}_{12} L_1 + \dots \\ 2C_3 \bar{\Gamma}_{10} I_{10} + c_3 \bar{\Gamma}_{11} I_{11} + c_3 \bar{\Gamma}_{12} I_{12} = c^2 - c_3^2 - \bar{\Gamma}_{10} = \frac{\bar{\Gamma}_{11}^2}{2} - \frac{\bar{\Gamma}_{12}^2}{2} \\ 2c_3 \bar{\Gamma}_{11} I_{10} + 2c_3 \bar{\Gamma}_{10} I_{11} + c_3 \bar{\Gamma}_{12} I_{11} + c_3 \bar{\Gamma}_{11} I_{12} = -2\bar{\Gamma}_{10} \bar{\Gamma}_{11} - \bar{\Gamma}_{11} \bar{\Gamma}_{12} \\ 2c_3 \bar{\Gamma}_{12} I_{10} + c_3 \bar{\Gamma}_{11} I_{11} + 2c_3 \bar{\Gamma}_{10} I_{12} = 2\bar{\Gamma}_{10} \bar{\Gamma}_{12} - \frac{\bar{\Gamma}_{11}^2}{2}. \end{cases}$$

Для нахождения функциональных зависимостей $\bar{l}(\bar{g}_1)$, $\bar{g}(\bar{g}_1)$ перейдем в уравнениях (9) и (10) от переменной t к новой переменной интегрирования $\bar{g}_1$ по формуле

$$dt = \left(-\frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{g}_1} \right)^{-1} d\bar{g}_1 = \Phi d\bar{g}_1, \quad (20)$$

где

$$\Phi = \sum_{s=0}^{\infty} \Phi_s \cos s \bar{g}_1.$$

Тогда переменные $\bar{l}$ и $\bar{g}$ определяются квадратурами:

$$\bar{l} - l_0 = - \int_{\bar{g}_{10}}^{\bar{g}_1} \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{l}} \Phi d\bar{g}_1. \quad (21)$$

$$\bar{g} - g_0 = - \int_{\bar{g}_{10}}^{\bar{g}_1} \frac{\partial \bar{F}}{\partial \bar{g}} \Phi d\bar{g}_1. \quad (21)$$

Используя полученные формулы, представим числители и знаменатели тригонометрическими рядами:

$$\bar{\vartheta} - \vartheta_0 = \frac{\int_{\bar{g}_{10}}^{\bar{g}_1} \sum_{s=0}^{\infty} b_s^{\bar{\vartheta}} \cos s \bar{g}_1}{\sum_{s=0}^{\infty} c_s \cos s \bar{g}_1}, \quad (22)$$

где для краткости обозначено $\bar{\vartheta} = \{\bar{l}, \bar{g}\}$.

Произведя деление рядов (22) и интегрируя результат, получаем для переменных $\bar{l}$ и $\bar{g}$ следующие формулы:

$$\bar{\vartheta} - \vartheta_0 = \vartheta_0^{(0)} \bar{g}_1 + \sum_{s=1}^{\infty} \vartheta_s \sin s \bar{g}_1.$$

Для вычисления коэффициентов ϑ_s , ϑ_0 можно также составить систему линейных уравнений.

Наконец, интегрируя (20), получаем

$$\int_{\bar{g}_{10}}^{\bar{g}_1} \Phi d\bar{g}_1 = t - t_0,$$

которое аналогичным путем можно преобразовать к следующему виду:

$$t - t_0 = T_0^{(0)} \bar{g}_1 + \sum_{s=1}^{\infty} T_s \sin s \bar{g}_1. \quad (23)$$

Соотношение (23) по аналогии с другими задачами небесной механики может быть названо обобщенным уравнением Кеплера для усредненного варианта Н. Д. Моисеева задачи о поступательно-вращательном движении осесимметричного твердого тела в поле притяжения шара.

3. Построенное в работе промежуточное движение основывается на интегрируемой схеме усреднения Н. Д. Моисеева. Отметим основные свойства промежуточного движения.

М
и-
1. В этом промежуточном движении поступательное и вращательное движения связаны друг с другом.

2. Формулы общего решения учитывают основные эффекты: ньютоновского взаимодействия тел M_0 и M_1 .

3. Аналитические представления (18), (19) показывают, что элементы Γ_1, θ, I меняются колеблющимся образом, переменные $\bar{l}, \bar{g}$ испытывают вековые изменения относительно переменной $\bar{g}_1$, на которые также накладываются и периодические изменения.

4. Элементы, описывающие промежуточное движение, представляются тригонометрическими рядами, расположенными по кратным $\bar{g}_1$.

Отметим, что все приведенные рассуждения остаются справедливыми для точного выражения силовой функции. В дальнейшем к промежуточному движению можно применить аппарат теории возмущений, характерный для методов усреднения, позволяющий выяснить более тонкие эффекты движения реальных систем.

Выражаю благодарность докт. физ.-мат. наук В. Г. Демину за внимание к работе.

Туркменский политехнический
институт

Дата поступления
9 марта 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гребеников Е. А., Рябов Ю. А. Новые качественные методы в небесной механике. М., «Наука», 1971.

2. Баркин Ю. В. Применение методов усреднения в задаче о поступательно-вращательном движении осесимметричного тела в поле притяжения шара. — «Вестник МГУ», 1977.

3. Баркин Ю. В. Промежуточное плоское движение твердого тела в поле притяжения шара. — «Астрономический журнал», 1975, № 52.

ТЕПЛОТДАЧА ПРИ КАПЕЛЬНОЙ КОНДЕНСАЦИИ

Экспериментальные и теоретические исследования по капельной конденсации пара указывают на существование зависимости коэффициента теплоотдачи от давления пара, температурного напора, температуры насыщения пара, примесей неконденсирующихся газов, угла наклона поверхности конденсации [1—10]. Однако формула, выражающая зависимость коэффициента теплоотдачи от полного набора наиболее существенно влияющих факторов, отсутствует.

Цель настоящей работы заключается в определении такой зависимости на основе анализа размерностей. Предположим, что процесс характеризуется следующими параметрами: λ , R_0 , ΔT , r , ρ , P_n , P , q . Задача рассматривается в системе размерностей с числом первичных величин, равным 5: длина $|L|$, масса $|M|$, время $|T|$, температура $|\Theta|$, количество теплоты $|H|$. При этом величина L имеет следующие составляющие по осям координат: $OX(L_x)$, $OY(L_y)$, $OZ(L_z)$ и $OZ(L_{-z})$ [11].

Пусть плоская поверхность конденсации расположена по плоскости $ХОУ$ системы координат O_{xyz} , и пар конденсируется со стороны положительного направления оси OZ . Тогда параметры, характеризующие процесс теплоотдачи, будут иметь следующие формулы размерностей:

$$\begin{aligned} \left| \frac{\lambda}{R_0} \right| &= H \cdot L_{-z}^{-2} \cdot T^{-1} \cdot \Theta^{-1}; \\ |\Delta T| &= \Theta; \\ |r| &= H \cdot M^{-1}; \\ |\rho| &= M L_x^{-1} \cdot L_y^{-1} \cdot L_z^{-1}; \\ |P_n| &= M \cdot T^{-2} \cdot L_x^{-\frac{1}{3}} \cdot L_y^{-\frac{1}{3}} \cdot L_z^{-\frac{1}{3}}; \\ \left| \frac{P_n}{P} \right| &= L_x^{-\frac{2}{3}} \cdot L_y^{-\frac{2}{3}} \cdot L_z^{\frac{1}{3}} \cdot L_{-z}; \\ |q| &= H \cdot L_x^{-1} \cdot L_y^{-1} \cdot T^{-1}. \end{aligned} \quad (1)$$

Зависимость q от остальных параметров представим в степенной форме:

$$q = C \left(\frac{\lambda}{R_0} \right)^{x_1} \cdot (\Delta T)^{x_2} \cdot r^{x_3} \cdot \rho^{x_4} \cdot P_n^{x_5} \cdot \left(\frac{P_n}{P} \right)^{x_6}, \quad (2)$$

где C — некоторая безразмерная постоянная; $x_1, x_2, \dots, x_6$ — неизвестные, подлежащие определению.

Учитывая формулы (1) и сравнивая показатели одноименных единиц измерения, находящихся в правой и левой частях, получим для определения $x_1, x_2, \dots, x_6$ следующую систему уравнений:

$$\begin{cases} x_4 + \frac{1}{3}x_5 + \frac{2}{3}x_6 = 1; \\ 2x_1 - x_6 = 0; \\ x_4 + \frac{1}{3}x_5 - \frac{1}{3}x_6 = 0; \\ x_1 + x_3 = 1; \\ x_1 + 2x_5 = 1; \\ x_1 - x_2 = 0; \\ x_3 - x_4 - x_5 = 0. \end{cases} \quad (3)$$

Решая систему уравнений (3), находим:

$$x_1 = \frac{1}{2}, x_2 = \frac{1}{2}, x_3 = \frac{1}{2}, x_4 = \frac{1}{4}, x_5 = \frac{1}{4}, x_6 = 1.$$

С учетом найденных значений неизвестных из равенства (2) имеем

$$q = C \cdot \frac{P_n}{P} \cdot \sqrt{r \cdot \frac{\lambda}{R_0} \Delta T} \cdot \sqrt[4]{\rho \cdot P_n} \quad (4)$$

или

$$\bar{\alpha} = C \cdot \left(1 - \frac{P_n}{P}\right) \cdot \sqrt{r \cdot \frac{\lambda}{R_0} \Delta T} \cdot \sqrt[4]{\rho \cdot P_n}. \quad (5)$$

Постоянная C может быть определена на основе экспериментальных данных. Множитель $\left(1 - \frac{P_n}{P}\right)$, учитывающий влияние примеси не-

конденсирующихся газов на теплоотдачу, сопоставим с соответствующим множителем $K^{-0.2}$ ($K[\%]$ — весовая концентрация воздуха в ртутном паре) из формулы, приведенной в работе [10]. При этом примем во внимание, что

$$\left(1 - \frac{P_n}{P}\right) = \left(1 + \frac{P_n}{P_n}\right)^{-1} = \left(1 + K \frac{p_n}{100 p_a}\right)^{-1}.$$

Тогда достаточно сопоставить равенства

$$K_1 = k^{-0.2} \quad (6)$$

и

$$K_2 = \left(1 + k \frac{p_n}{p_a}\right)^{-1} \quad (7)$$

в интервале $1\% \leq K \leq 12\%$.

Подставив молекулярные массы ртути и воздуха в формулу (7), получим

$$K'_2 = \left(1 + \frac{7}{100} k\right)^{-1} \quad (8)$$

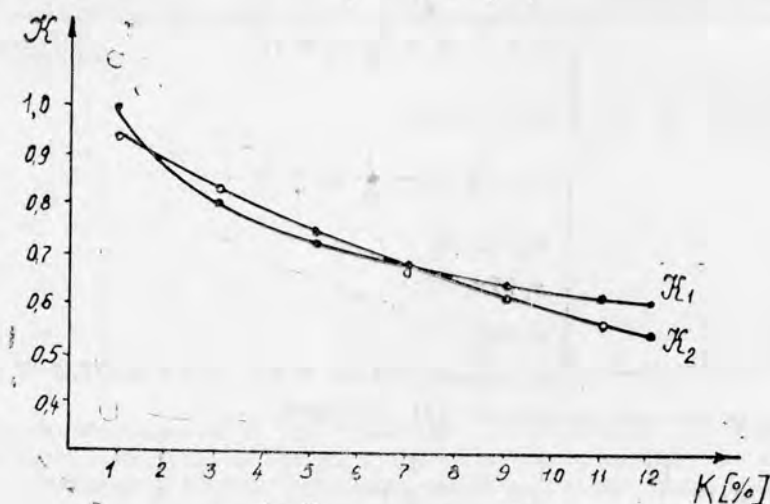


Рис. 1

Как видно из рис. 1, наибольшее отклонение значений K_1 и K_2 в интервале $1\% \leq K \leq 12\%$ не превышает 11% . Это говорит о том, что множитель K_2 , участвующий в формуле (5) в виде $\left(1 - \frac{P_B}{P}\right)$, правильно от-

ражает влияние примеси воздуха на коэффициент теплоотдачи при конденсации ртутного пара. Однако использовать множитель K_2 для учета влияния примеси воздуха на коэффициент теплоотдачи при конденсации водяного пара невозможно, так как при этом получаются очень большие отклонения от истинного значения коэффициента теплоотдачи. Отсюда вытекает неуниверсальность множителя K_2 . Это объясняется тем, что множитель K_2 не содержит в себе никакой информации о взаимодействии молекул неконденсирующегося газа с молекулами пара в процессе конденсации. Удовлетворительную применимость множителя K_2 в случае конденсации ртутного пара можно объяснить тем, что молекулы ртути по массе значительно превосходят молекулы воздуха, следовательно, препятствие, оказываемое молекулами воздуха молекулам ртути в процессе конденсации, незначительнее, чем препятствие, оказываемое молекулам водяного пара (масса молекулы водяного пара в 1,6 раза меньше, а масса молекулы ртути в 7 раз больше массы молекулы воздуха). Отсюда следует, что множитель K_2 должен присутствовать в формуле (5) в общем случае с некоторым неопределенным показателем:

$$\bar{\alpha} = C \left(1 - \frac{P_B}{P}\right)^x \cdot \sqrt[r \frac{\lambda}{R_0} \Delta T]{\cdot} \sqrt[4]{\rho P_n}, \quad (9)$$

где x — упомянутый показатель, который подлежит определению для заданной парогазовой смеси на основе экспериментальных данных. Отметим, что вообще не исключена возможность нахождения конкретного вида универсального множителя с учетом взаимодействия молекул па-

рогазовой смеси на основе газокинетической теории. Этот вопрос требует самостоятельного исследования и не входит в задачу данной статьи.

Заметим, что если формула (9) правильно описывает процесс теплоотдачи при конденсации пара из парогазовой смеси, то при подстановке $P_n = 0$ она должна описывать процесс теплоотдачи при конденсации чистого пара, то есть для чистого пара имеем формулу

$$\bar{\alpha} = C \sqrt[4]{r \frac{\lambda}{R_0} \Delta T} \cdot \sqrt[4]{\rho P_n}. \quad (10)$$

В формулах (9) и (10), заменяя P_n через T_n согласно уравнению состояния

$$P_n = \frac{R}{V} \cdot T_n, \quad (11)$$

имеем

$$\bar{\alpha} = C \left(1 - \frac{P_n}{P}\right)^x \cdot \sqrt[4]{r \frac{\lambda}{R_0} \Delta T} \cdot \sqrt[4]{R \rho T_n / V} \quad (12)$$

и

$$\bar{\alpha} = C \sqrt[4]{r \frac{\lambda}{R_0} \Delta T} \cdot \sqrt[4]{R \rho T_n / V}. \quad (13)$$

Полагая r , λ , R_0 постоянными, получим

$$\bar{\alpha} = C_1 \cdot \frac{\sqrt[4]{\rho T_n / V}}{\sqrt[4]{\Delta T}}. \quad (15)$$

Формулу (15) сопоставим с формулой (8):

$$\bar{\alpha}^* = 2,79 \cdot 10^4 \cdot t_n^{0,5} \cdot \Delta t^{-0,57}. \quad (16)$$

Из формулы (16) находим, что $C_1 = 1,23 \cdot 10^4$.

Зависимости (15) и (16) приведены на рис. 2. Значения коэффициентов теплоотдачи, определяемые по формулам (15) и (16), удовлетворительно сходятся (максимальное отклонение не более 13%). Кроме того, из графиков видно, что формулы (15) и (16) качественно одинаково описывают изменение теплоотдачи в зависимости от температурного напора.

Сопоставление формул (6) и (7), (15) и (16) показывает, что формула (12) в общих чертах правильно описывает процесс теплоотдачи при капельной конденсации пара из парогазовой смеси.

Необходимо отметить, что формулы (12) и (16) не отражают так называемого «кризиса капельной конденсации». Поэтому они справедливы при $T \geq 50^\circ\text{C}$ и при температурных напорах $\Delta T \geq 7^\circ\text{C}$ [8].

В формулу (12) входит R_0 — радиус отрывной капли. Благодаря этому она должна отражать влияние угла наклона поверхности конденсации на коэффициент теплоотдачи. Чтобы учесть это влияние, в формуле (12) вместо R_0 подставим его значение [12]:

$$R_0 = \sqrt{\frac{6 \Delta \sigma \sin \Theta}{\rho g (\pi \sin \varphi + \cos \varphi) \cdot f(\Theta)}},$$

$$\text{где } f(\Theta) = (1 - \cos \Theta)^2 \cdot (2 + \cos \Theta)$$

тогда

$$\bar{\alpha} = C \left(1 - \frac{P_a}{P}\right)^x \cdot \sqrt[4]{\frac{r\lambda}{\Delta T}} \cdot \sqrt[4]{\frac{\rho T_n R}{V} \cdot \frac{\rho g (\pi \sin \varphi + \cos \varphi) \tilde{\gamma}(\Theta)}{6 \Delta \sigma \sin \Theta}} \quad (17)$$

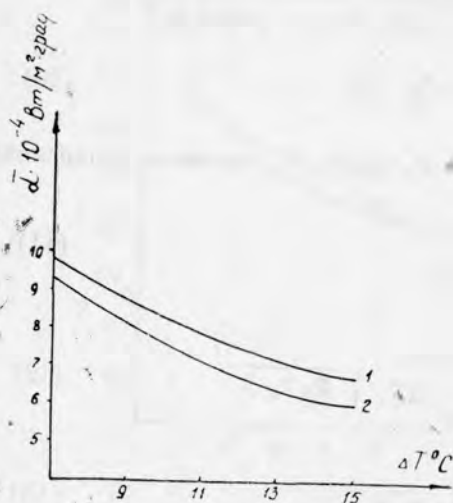


Рис. 2. Зависимость $\bar{\alpha}$ от ΔT при $T_n = 100^\circ\text{C}$, где 1 — согласно формуле (15), 2 — согласно формуле (16).

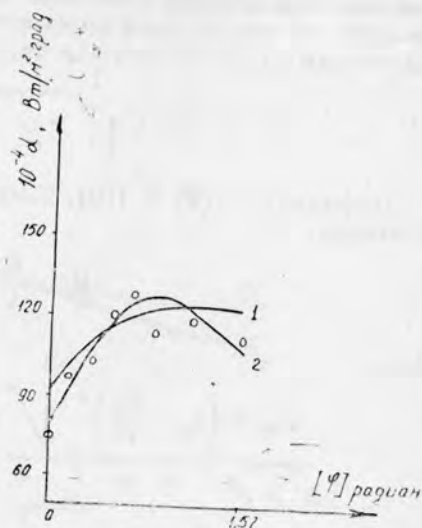


Рис. 3. 1 — согласно формуле (19), 2 — согласно формуле (20).

Рассмотрим зависимость $\bar{\alpha}$ только от φ -угла наклона поверхности конденсации при фиксированных значениях других величин, входящих в формулу (17). В этом случае можем записать

$$\bar{\alpha} = C_1 \sqrt[4]{\pi \sin \varphi + \cos \varphi} \quad (18)$$

Формулу (18) сопоставим с экспериментальными данными из работы [7]. При этом коэффициент C_1 в формуле (18) определяем методом наименьших квадратов, взяв формулу (18) в качестве аппроксимирующей функции экспериментальных данных. В результате имеем

$$\bar{\alpha} = 9,2 \cdot 10^4 \cdot \sqrt[4]{\pi \sin \varphi + \cos \varphi} \quad (19)$$

На рис. 3 приведены график функции (19) и экспериментальные точки [7]. Среднее арифметическое отклонение в данном случае не превышает 8%. Проведенное сопоставление дает возможность сделать вывод, что формула (17) в общих чертах правильно описывает зависимость коэффициента теплоотдачи от угла наклона поверхности конденсации.

Если экспериментальные данные из работы [7] аппроксимировать функцией $\alpha = A\varphi^4 + B\varphi + C$ (где φ — в радианах), то имеем следующую зависимость (рис. 3):

$$\bar{\alpha} = 10^4 (-54\varphi^2 + 103\varphi + 78) \quad (20)$$

Среднее отклонение экспериментальных точек от графика функции (20) не более 5%. Заметим, что формулы (19) и (20) дают максимальное значение коэффициента теплоотдачи не при вертикальном положении поверхности конденсации.

Необходимо отметить, что на основе проведенного сопоставления экспериментальных данных [7] с формулой (18) и аппроксимирующей эти данные формулой (20) нам представляется недостаточно обоснованным вывод авторов [7] о том, что коэффициент теплоотдачи при капельной конденсации максимальный при вертикальном положении поверхности конденсации.

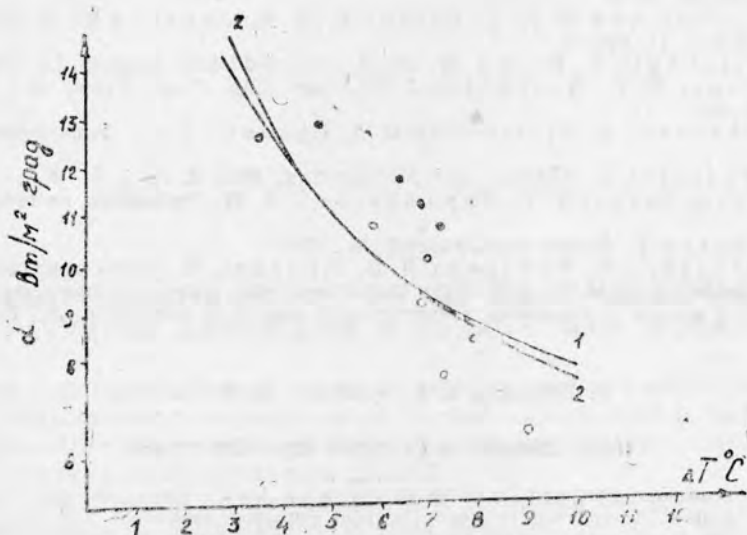


Рис. 4. 1—согласно формуле $\bar{\alpha} = 24,7 \cdot \frac{1}{\sqrt{\Delta T}} \cdot 10^4$; 2—согласно формуле $\bar{\alpha} = 27,9 \cdot (\Delta T)^{-0,57} \cdot 10^4$ (при $T_n \cong 99,7^\circ$).

Из формулы (13), определяя коэффициент C , исходя из экспериментальных данных работы [11], можно получить расчетную формулу для коэффициента теплоотдачи при капельной конденсации чистого неподвижного пара на нижней стороне наклонной поверхности:

$$\bar{\alpha} = 0,1 \sqrt{\frac{r\lambda}{\rho \Delta T}} \cdot \sqrt[4]{T_n \cdot \frac{Rg}{V \cdot \Delta \sigma} \cdot \frac{(\pi \sin \varphi + \cos \varphi) f(\Theta)}{6 \Delta \sigma \sin \Theta}}. \quad (21)$$

Отметим, что формулы (16) и (21), качественно одинаково описывая процесс теплоотдачи, удовлетворительно сходятся количественно. Если пренебречь изменением ρ , r , λ и $\Delta \sigma$ в зависимости от температуры, то имеем:

$$\bar{\alpha} = 1,5 \sqrt[4]{\frac{P_n}{\Delta T}} \cdot \sqrt[4]{\frac{\pi (\sin \varphi + \cos \varphi) \cdot f(\Theta)}{6 \sin \Theta}}. \quad (22)$$

В заключение отметим, что имеется принципиальная возможность получения полуэмпирической расчетной формулы для определения коэффициента теплоотдачи при капельной конденсации пара из парогазовой смеси, если в формуле (17) определить должным образом показатель x множителя $\left(1 - \frac{P_v}{P}\right)$ на основе соответствующих экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. Исаченко В. П. Докт. дисс. М., 1970.
2. Wilmschürt R., Rose G. W. Heat Transfer, 1970. 4th Int. Conf., Paris, 1970. vol. 6. Düsseldorf, CS 1.2/I—CS 1.2/II.
3. Reisbig R. L., Zay J. E. Heat Transfer, 1970, 4th Int. Conf., Paris, 1970. v. 6. Düsseldorf CS 1.2/1—CS 1.2/II.
4. Koller M., Grigull U. Wärme- und stoff übertrag, 1971, 4, № 4, 244—258.
5. Ивановский М. Н., Субботин В. И., Милованов Ю. В. «Теплоэнергетика», 1976, т. 14, вып. 6.
6. Citakoglu E., Rose J. W. Int. J. Heat and Mass Transfer, 12, 645 (1969).
7. Tower R. E., Westwater J. W. Chem. Eng. Progr. Symp. ser., 1970, 66, № 102, 21—25.
8. Исаченко В. П., Осипова В. А., Сукомел А. С. Теплопередача. М., 1975.
9. Wenzel H. E. Wärme — und Stoffübertrag, 1969, 2, № 1, 6—18.
10. Кутателадзе С. С., Боришанский В. М. Справочник по теплопередаче, 1958.
11. Хантли Г. Анализ размерностей. М., 1970.
12. Байрамов Р., Рыбакова Л. Е., Мамедов М. Тезисы докладов V Всесоюзной конференции по теплообмену и гидравлическому сопротивлению при движении двухфазного потока в элементах энергетических машин и аппаратов. Л., 1974.

R. Bairamov, L. E. Rybakova, M. Mamedov

HEAT EMISSION IN DROP CONDENSATION

Heat emission produced by drop condensation from vapour and gas medium is analysed. General dependence between the heat emission coefficient and mean factors governing the condensation is obtained as well as the formula describing the heat emission coefficient for vapour condensation.

ПРИНЯТЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

λ — коэффициент теплопроводности $\left[\frac{Вт}{м \cdot град} \right]$; R_0 — радиус отрывной капли [м]; ΔT — температурный напор пар—стенка [К]; r — теплота фазового перехода $\left[\frac{Вт \cdot с}{кг} \right]$; P_n — давление насыщения $\left[\frac{Н}{м^2} \right]$; P — общее давление $\left[\frac{Н}{м^2} \right]$; q — плотность теплового потока $\left[\frac{Вт}{м^2} \right]$; $\bar{\alpha}$ — средний коэффициент теплоотдачи $\left[\frac{Вт}{м^2 \cdot град} \right]$; V — молярный объем насыщенного пара $\left[\frac{м^3}{кг} \right]$; T_n — температура насыщения [К]; R — универсальная газовая постоянная $\left[\frac{Дж}{моль \cdot град} \right]$; $\Delta \sigma$ — энергия адгезии жидкости капли к материалу поверхности конденсации $\left[\frac{Н}{м} \right]$; Θ — краевой угол капли [град]; ρ — плотность жидкости капли $\left[\frac{кг}{м^3} \right]$; g — ускорение силы тяжести $\left[\frac{м}{с^2} \right]$; φ — угол наклона поверхности конденсации [град]; μ_n — молекулярная масса пара [кг]; μ_v — молекулярная масса газа [кг].

УДК 628.165

В. В. САВЧЕНКО

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКАЯ И ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРНАЯ ДЕПРЕССИЯ В АДИАБАТНОМ ИСПАРИТЕЛЕ

Цель работы — опытным путем установить влияние конструктивных и режимных факторов испарения на физико-химическую и гидродинамическую температурную депрессию в ступенях многоступенчатой адиабатной опреснительной установки (МАОУ) [1].

При исследовании физико-химической депрессии концентрации раствора изменялись от 3,0 до 12,0%, а температура — от 40 до 100°C с интервалом 20°C. Для каждого значения концентрации s_p и температуры t_p получено по 4 экспериментальных значения Δt_9 . Выполнено 64 опыта.

По полученным данным рассчитаны и определены значения температурной депрессии для указанных режимов работы испарительной установки. Результаты экспериментальных исследований представлены на рис. 1 в виде зависимостей $\Delta t_9 = f(s_p, t_p)$. Для сопоставления нанесены расчетные данные Δt_9 для тех же значений s_p и t_p . Расчетные значения Δt_9 определялись по формуле И. А. Тищенко [2].

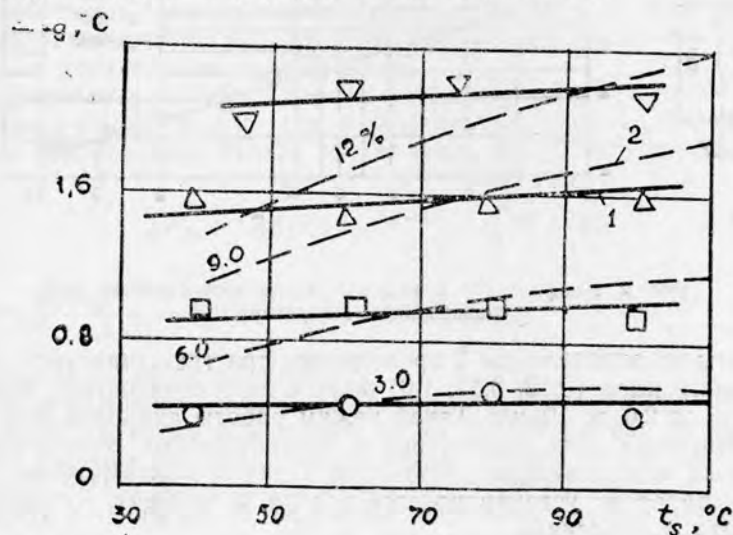


Рис. 1. Зависимость температурной депрессии от температуры t_p и концентрации s_p испаряемого раствора: 1 — сплошные линии — опытные данные; 2 — пунктирные — по данным И. А. Тищенко.

Как следует из рис. 1, температурная депрессия существенно возрастает с увеличением концентрации раствора. Возрастание Δt_9 с увеличением t_p незначительное. В то же время с повышением s_p по сравнению с t_p изменение расчетных значений Δt_9 происходит сравнительно резко. При низких значениях концентрации раствора опытные данные удовлетворительно совпадают с расчетными, получаемыми по формуле И. А. Тищенко. С повышением s_p наблюдается расхождение между этими значениями.

Математическая обработка результатов позволила получить уравнение в виде

$$\Delta t_9 = 0,089 s_p^{1,232} t_p^{0,053}.$$

Эта зависимость получена при $t_p = 40-100^\circ\text{C}$ и $s_p = 3,0-12,0\%$. Таким образом, результаты показывают, что основным параметром, определяющим величину температурной депрессии, является концентрация испаряемой воды.

К гидродинамическим температурным депрессиям Δt_g адиабатного испарителя МАОУ относится падение температуры вторичного пара вследствие парового сопротивления сепарационных устройств $\Delta t_{гс}$ и конденсаторных трубок $\Delta t_{гк}$. Для определения этих величин нужны закономерности изменения гидравлического сопротивления в зависимости от основных факторов процесса сепарации и конденсации вторичного пара. Далее, на основе экспериментальных материалов и табличных данных по теплофизическим свойствам водяного пара можно установить количественные значения искомых величин.

В практике опреснения воды широко применяются жалюзийные сепараторы. Они имеют сильно развитые поверхности соприкосновения очищаемого пара со стенками сепаратора, что достигается применением гофрированных листов. По данным ЦКТИ, наиболее рационален волнообразный профиль жалюзи с шагом около 10 мм. В связи с этим нами для исследования принята данная конструкция сепаратора. Основные геометрические параметры аппарата приведены на рис. 2а.

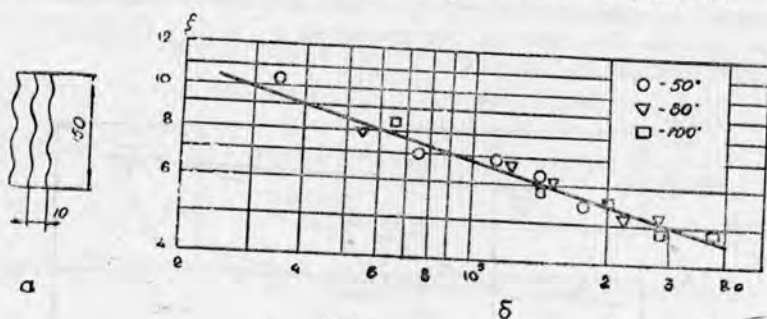


Рис. 2. Профиль (а) и гидравлическое сопротивление (б) жалюзийного сепаратора.

Опыты по определению ξ проводились при трех значениях давлений насыщенного пара (0,12; 0,47; 1,01 бар) и скоростях потока пара в жалюзи $w_{пр}$ от 2,0 до 10 м/с. Такой режим работы аппарата отвечает области изменения этих параметров в сепарационных устройствах промышленных опреснительных установок. Причем максимальная скорость пара в сепараторе устанавливается исходя из условия срыва пленки дистиллята в пластинке.

Результаты экспериментальных исследований представлены в форме зависимости ξ от Re на рис. 2б, откуда следует, что распределение опытных точек в зависимости от давления вторичного пара в испари-

тельной камере не наблюдается. Величина ξ уменьшается с увеличением числа Рейнольдса и составляет 4,8—12,2. На данном графике через все опытные точки проведена одна осредняющая прямая, которая описывается формулой

$$\xi = 61,202 Re^{0,191}.$$

Тогда $\Delta P_{гс} = 61,202 Re^{0,191} \frac{\gamma'' \omega_{пр}^2}{2} \text{ н/м}^2$, где $Re = \frac{\omega_{пр} S}{\nu''}$ — критерий Рей-

нольдса; S — шаг пластинки, м; ν'' — кинематическая вязкость пара, $\text{м}^2/\text{с}$.

Диапазон изменения Re , при котором проверена данная зависимость, составляет от $3,6 \times 10^4$ до 34×10^4 . Из графика также следует, что разброс опытных точек, незначительный в области $Re > 10^5$, возрастает при более низких значениях Re . Это вызвано тем, что сопротивление жалюзийного канала, достигавшее при больших значениях Re 10—140 н/м^2 , понижалось в области малых значений Re до 2,0—10 н/м^2 и соответственно возрастала относительная погрешность изменения $\Delta P_{гс}$. Опыты показывают, что при принятых нами режимах работы и конструкции сепаратора гидравлическое сопротивление жалюзи составляет 2,0—140 н/м^2 , или 0,2—14,0 мм вод. ст.

В современных МАОУ применяются, как правило, конденсаторы с нисходящим потоком пара. С учетом перечисленных факторов опыты по определению гидравлического сопротивления конденсатора проводились в аппарате со следующими основными характеристиками: площадь теплообмена $F = 50 \text{ м}^2$; наружный диаметр трубки $d_n = 19,0 \text{ мм}$; шаг трубки $S_1 = S_2 = 1,5$; количество трубок $n = 360$ шт.; расстояние между трубными досками $l = 2,1 \text{ м}$; форма трубного пучка — прямоугольная, с вертикальным расположением большой стороны ($z = 20$ рядов); расположение трубки — шахматное с треугольной разбивкой; подача пара — нисходящая; число ходов охлаждающей воды — 4.

Исследования проводились при удельной паровой нагрузке $q = 10$ —60 $\text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$, чему соответствует скорость пара в конденсаторе $\omega_{пр} = 5,5$ —52 м/с . При проведении опытов средняя температура конденсации паровоздушной смеси поддерживалась постоянной: 40°C, то есть аналогично условиям эксплуатации конденсатора последней ступени МАОУ. Удельный объем пара составлял 19,55 $\text{м}^3 \cdot \text{кг}$.

Полученные результаты хорошо согласуются с расчетными данными С. Н. Фукса [3]. В связи с этим в инженерных расчетах паровое сопротивление конденсатора МАОУ может быть определено по формуле

$$\Delta P_{гк} = 1,48(z+1) Re^{-0,17} \frac{\gamma'' \omega_{пр}^2}{2} \text{ н/м}^2,$$

где $Re = \frac{d_n \omega_{пр} \gamma''}{g \mu_{см}}$ — критерий Рейнольдса; $\mu_{см}$ — вязкость насыщен-

ной паровоздушной смеси, кг/с/м^2 .

Для испытанных нами режимов работы конденсатора паровое сопротивление аппарата изменяется от 0,1 до 3,9 мм рт. ст. Надо отметить, что паровое сопротивление судовых конденсаторов при умеренной паровой нагрузке поверхности охлаждения (20—30 $\text{кг/м}^2 \cdot \text{ч}$) находится в пределах 2—5 мм рт. ст. При этом за величину скорости паровоздушной смеси принимается 40—50 м/с . Нормальная величина сопротивления конденсаторов паровых турбин электростанции не превышает 5,0 мм рт. ст.

В отношении парового сопротивления принятые нами условия эксплуатации испарительно-конденсационной камеры являются наилучшим режимом работы устройств, так как при $t_k = 40^\circ\text{C}$ пар имеет сравнительно большой удельный объем. В предыдущих (остальных) ступенях установки удельный объем пара уменьшается, следовательно, при неизменном значении поверхности теплообмена и конструкции сепарационных устройств понижается паровое сопротивление. При этом снижается температурная депрессия раствора. Например: при средней температуре конденсации пара 40°C понижение давления пара в трубном пучке на 1,0 мм рт. ст. соответствует уменьшению температуры пара на $0,35^\circ\text{C}$, а при $t_k = 90^\circ\text{C}$ — всего лишь на $0,05^\circ\text{C}$.

Таким образом, наибольшее значение температурной депрессии в испарительной камере МАОУ вследствие потери давления при движении вторичного пара составляет: $\Delta t_r = \Delta t_{rc} + \Delta t_{rk} = (14,0/13,6 + 4,0) \times 0,35 = 1,8^\circ\text{C}$. Такое довольно высокое значение Δt_r отрицательно влияет на основные показатели МАОУ, поэтому его необходимо учитывать при расчете и конструировании испарителя-конденсатора установки.

Туркменглавэнерго

Дата поступления
17 февраля 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сейиткурбанов С., Савченко В. В. Экспериментальное исследование процесса кипения соленой воды в адиабатном испарителе. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 1.
2. Тищенко И. А. Расчет многокорпусного выпарного аппарата. М., ОНТИ, 1938.
3. Фукс С. Н. Сопротивление трубного пучка при конденсации в нем пара. — «Теплоэнергетика», 1954, № 4.

V. V. Savchenko

PHYSICO-CHEMICAL AND HYDRODYNAMICAL TEMPERATURE DEPRESSION IN AN ADIABATIC EVAPORATOR

The paper presents the changes of the physico-chemical and hydrodynamical temperature depression in an adiabatic evaporator.

УДК 628.165

В. В. САВЧЕНКО
С. СЕЙИТКУРБАНОВ

ЭФФЕКТИВНОСТЬ ИСПАРЕНИЯ И НЕРАВНОВЕСНАЯ ТЕМПЕРАТУРА РАСТВОРА В СТУПЕНЯХ АДИАБАТНОЙ ОПРЕСНИТЕЛЬНОЙ УСТАНОВКИ

В существующих методах тепловых расчетов МАОУ температура жидкости на выходе испарительных камер принимается равновесной по отношению к давлению пара в этих камерах. Однако испаряющийся концентрированный раствор на выходе из испарительной камеры всегда сохраняет некоторый остаточный перегрев $\Delta t_{\text{нр}}$ по отношению к параметрам вторичного пара, обусловленный кинетикой процесса адиабатного парообразования и наличием гидростатической депрессии.

Отрицательное влияние наличия остаточного перегрева раствора в ступенях установки проявляется аналогично физико-химической температурной депрессии Δt_9 . По данным работы [1], остаточный перегрев в МАОУ сильнее влияет на удельный расход тепла, чем на производительность. Расчеты показывают, что величина дополнительного расхода тепла при достижении $\Delta t_{\text{нр}} + \Delta t_9 = 2,0^\circ$ возрастает более чем на 20%, а производительность установки уменьшается лишь в пределах 1,5—2,0%. Причем, чем меньше общий перепад температуры в ступенях, тем больше влияние остаточного перегрева на удельный расход тепла.

Имеющиеся материалы [2—5] по изучению остаточного перегрева раствора в испарительной камере относятся к испарителям безбарботажного типа. Для разработки барботажных испарителей требуются специальные исследования по определению закономерности изменения остаточного перегрева от конструктивных и режимных факторов процесса опреснения воды.

Опыты по определению эффективности испарения и неравновесной температуры раствора проводились на воде, представляющей собой деаэрированный конденсат из питательного потока парогенератора электростанции. Величина $\Delta t_{\text{нр}}$ определялась как

$$\Delta t_{\text{нр}} = t_{\text{вых}} - t_s,$$

а термодинамический к. п. д. испарительной камеры

$$\beta = \frac{t_{\text{вх}} - t_{\text{вых}}}{t_{\text{вх}} - t_s},$$

где $t_{\text{вх}}$ и $t_{\text{вых}}$ — температура воды при входе и выходе из камеры; t_s — равновесная температура воды при соответствующем давлении пара в ступенях установки.

Опыты проводились в испарителях без перегородки и со специальными перегородками. Описание экспериментальной установки и методики измерения основных параметров процесса приводятся в работе [6].

Один из определяющих факторов процесса испарения в ступенях установки — длина испарительной камеры. Поэтому сначала изучали влияние L на эффективность испарения раствора в испарителях без перегородки.

Опыты показывают, что в испарителях разной длины характер течения жидкости различен. При большой длине ($L > 2,0$ м) существуют три зоны испарения (входная, центральная, выходная). В первой дросселирующий поток движется в верхнем направлении, достигает поверхности испарения и вызывает частичное обратное движение жидкости. В центральной зоне скорость потока жидкости почти равномерно распределяется по сечению потока раствора. В последней зоне жидкость направляется в следующую ступень установки, и скорость потока при сжатии увеличивается. В коротких испарителях отсутствует центральная зона испарения, то есть входная и выходная зоны взаимодействуют, в результате чего во всей области вблизи поверхности жидкости образуется обратный поток.

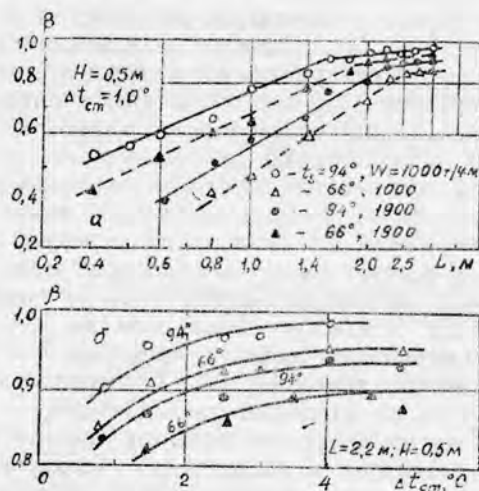


Рис. 1. Изменение термодинамического к. п. д. адиабатного испарителя в зависимости от его длины (а) и температурного перепада (б) при различных значениях равновесной температуры и удельного расхода раствора.

На рис. 1 а показано влияние длины испарительной камеры на термодинамический к. п. д. аппарата при различных значениях равновесной температуры t_s и удельного расхода W раствора. Закономерности изменения β , в зависимости от перечисленных факторов процесса, показывают четко разграниченные две зоны: зона, выраженная прямыми линиями с большим уклоном, где происходит интенсивное испарение раствора, и зона, выраженная прямыми линиями, с малым уклоном, где с увеличением L процесс испарения почти не происходит. Как следует из рисунка, расход циркулирующей воды W и равновесная температура раствора также оказывают влияние на эффективность парообразования в ступенях установки. С увеличением W уменьшается термодинамический к. п. д. аппарата, причем понижение β тем значительнее, чем короче длина камеры испарения. Это объясняется тем, что в данном режиме часть потока, находясь под уровнем раствора в неуравновешенном состоянии или с незаконченным испарением, проходит в следующие ступени.

С уменьшением равновесной температуры к. п. д. испарителя также понижается. Это объясняется, по-видимому, величиной удельного объема пара, который сильно меняется с изменением температур, например, при $t_s = 66^\circ\text{C}$, $V'' = 6,0 \text{ м}^3/\text{кг}$, а при $t_s = 94^\circ\text{C}$ $V'' = 2,0 \text{ м}^3/\text{кг}$, то есть удельный объем уменьшается в три раза.

Другой фактор, оказывающий влияние на интенсивность парообразования в условиях пониженных давлений, — гидростатический напор жидкости, так как при более низких температурах значительно замедляются образование и рост паровых пузырьков в объеме жидкости.

Таким образом, с изменением t_s и W точки перелома двух прямых с различными уклонами также перемещаются. Для принятых нами режимов работы испарительной камеры точки перелома двух прямых наблюдаются при $L = 1,6—2,4$. Следовательно, данные значения L являются важным конструктивным параметром при проектировании установки. Их можно принимать как оптимальное значение длины испарительной камеры МАОУ. Надо отметить, что в эксплуатируемых МАОУ с небольшими производительностями длина испарительной камеры определялась не только из условия достижения термодинамического равновесия раствора, но и геометрическими факторами, например, возможностью размещения конденсаторных трубок, сепарационных устройств для получения требуемого качества дистиллята и т. д. Однако в большинстве крупных действующих и проектируемых в настоящее время МАОУ длина ступени не так тесно связана с указанными факторами, а в основном оценивается степенью уравнивания испаряющегося раствора в ступенях установки.

Температурный перепад является самым интересным и наиболее важным параметром испарения соленой воды в установке. На рис. 1 б приведена зависимость β от $\Delta t_{\text{ст}}$ для различных значений t_s и W . Опыты проводились при $L = 2,2 \text{ м}$, что соответствует оптимальному значению длины испарительной камеры для принятого режима работы установки (см. рис. 1 а). Из рисунка следует, что β растет с увеличением температурного напора. При больших значениях $\Delta t_{\text{ст}}$ количество образующегося пара значительно возрастает, следовательно, скорость испарения также очень велика по сравнению с малыми значениями $\Delta t_{\text{ст}}$. Такой режим работы вызывает интенсивное перемешивание раствора, а также разбрызгивание испаряющейся жидкости к стенкам испарительной камеры, что приводит к повышению β .

Дальнейшие исследования были направлены на изучение возможности интенсификации процесса испарения в аппарате с применением различных типов перегородок. Опыт эксплуатации промышленных опреснительных установок в Кувейте, а также наши предварительные эксперименты показывают, что перегородки в испарителях сравнительно большой длины мало влияют на снижение неравновесной температуры. В испарителях же короткой длины ($L < 2,2 \text{ м}$) они дают положительный эффект, то есть значительно уменьшается перегрев жидкости на выходе из ступеней установки. Причем, чем короче длина испарительной камеры, тем целесообразнее применение перегородок.

Для интенсификации процесса испарения в ступенях могут применяться различные конструкции перегородок. Однако при сравнительно низком значении перепада давления между ступенями выбор конструкции перегородок и их размеры являются очень важным фактором. Они могут уменьшить неравновесную температуру раствора, но тем не менее создают дополнительное сопротивление в направлении потока жидкости. Кроме того, некоторые перегородки могут привести к турбулизации раствора, которая способствует смешиванию верхнего холодного слоя

жидкости с горячим потоком. В результате общий эффект перегородок сводится к нулю, а иногда — к отрицательному результату.

В связи с этим нами изучались возможные конструкции перегородок и были выбраны наиболее эффективные типы, которые можно рекомендовать при проектировании опреснительных установок (рис. 2). Опыты показывают, что чрезмерное уменьшение расстояния между дросселирующим устройством и перегородкой или повышение высоты барьера (рис. 2) приводит к возрастанию гидравлического сопротивле-

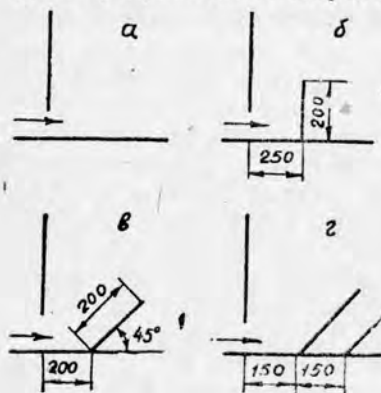


Рис. 2. Типы пластинчатых перегородок: а — простая перегородка; б — одиночная вертикальная, в — одиночная и г — двойная наклонная перегородки.

ния при истечении жидкости. Это вызывает также повышение уровня воды в предыдущей ступени. Значительное увеличение указанных размеров перегородок приводит к уменьшению положительного эффекта процесса испарения в ступенях установки. В результате длительного визуального наблюдения за устойчивостью осуществления заданного режима работы испарителя, а также поля распределения потока струй в нем нами определены более надежные размеры перегородок.

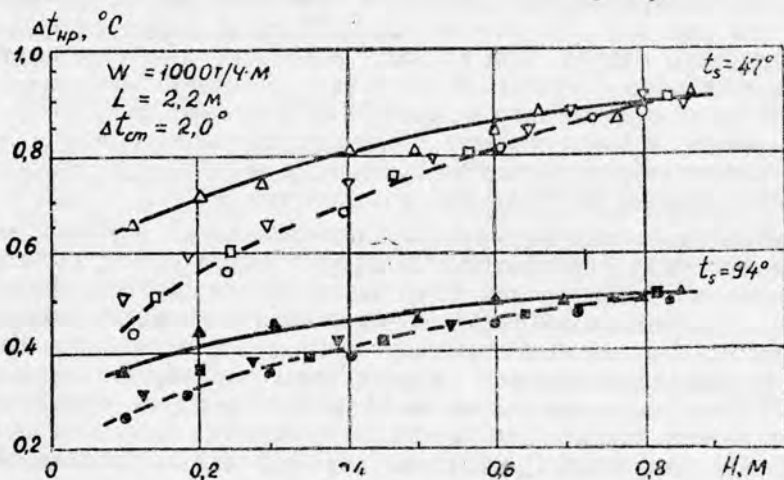


Рис. 3. Зависимость Δt_{np} от H для различных конструкций пластинчатых перегородок: $\triangle, \blacktriangle$ — без перегородки; $\square, \blacksquare$ — одиночная наклонная перегородка; $\nabla, \blacktriangledown$ — двойная наклонная; $\circ, \bullet$ — вертикальная перегородка.

Результаты испытания указанных конструкций перегородок (рис. 3) показывают, что большой разницы в положительном эффекте примененных барьеров не замечалось. Однако в случае применения вертикальной перегородки получен сравнительно лучший результат (см. на рис. 3, где экспериментальные точки всегда лежат ниже кривой 2). Эффект от перегородки наблюдается только при небольшой глубине рассола в

испарительной камере. Для принятой нами конструкции испарителя ($L=2,2$ м) и режимов работы ($W=10$ т/ч·см, $\Delta t_{\text{ст}}=2,0^\circ\text{C}$, $t_s=47$ и 94°C) при $H=0,8$ м эффект пластинчатых перегородок практически не наблюдается.

Механизм воздействия перегородок на процесс самоиспарения объясняется тем, что они обеспечивают подвод горячего потока с глубины камеры к поверхности испарения. При этом резко уменьшается возможность смешивания горячего потока с холодным поверхностным раствором. Естественно, в данном случае значительно увеличивается обратное движение жидкости, однако оно наблюдается только после перегородки, то есть в более узкой зоне.

После определения необходимой длины испарительной камеры ($L=2,2$ м) и выбора типа перегородки (вертикальной) нами изучалось влияние основных режимных параметров процесса на величину неравновесной температуры раствора. В результате обработки 192-х опытов получили следующую эмпирическую формулу:

$$\Delta t_{\text{пр}} = 0,9295 H^{0,84} V^{0,2604} W^{0,1688} \Delta P^{-0,3527},$$

где H — высота слоя раствора в испарителе, м; V — удельный объем пара, м³/кг; W — удельный расход потока, т/ч·см; ΔP — перепад давления между ступенями, мм рт. ст.

Для получения этой формулы опыты проводились при $H=0,2$ — $0,8$ м; $V=2$ — 14 м³/кг; $W=10$ — 19 т/ч·см; $\Delta P=20$ — 50 мм рт. ст. При этом величина $\Delta t_{\text{пр}}$ изменялась от $0,26$ до $0,99^\circ\text{C}$.

Уравнение получено на основании расчетов на электронно-вычислительной машине «Минск-22». Показатели степени параметров определены с помощью способа наименьших квадратов при уровне вероятности 95%. Коэффициент корреляции составляет 0,85, а относительное отклонение опытных точек от расчетных — $\pm 6,0\%$. Таким образом, для охваченных интервалов изменения основных факторов процесса испарения полученную зависимость можно признать удовлетворительной при практических расчетах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Токманцев Н. К., Вайсблат М. Б., Соболев В. А. Влияние остаточного перегрева воды на основные показатели опреснительных установок. — В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Опреснение соленых вод. М., 1974.
2. Токманцев Н. К., Чернозубов В. Б., Илющенко В. В. Исследование адиабатного вскипания воды в модели испарительной камеры. — В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Сер. Опреснение соленых вод. М., 1974.
3. Dickson N. N. The flow of flashing water on conduits. — Desalination, 1967, v. 2, N 2, 175—195.
4. Newson I. H. A study of adiabatic flashing flow in vertical ducts condition. — Proc. IV, Inter. Sym. on Fresh water from sea, Heidelberg, 1973, v. 1, 403—417.
5. Rizk A. A., Darwish M. A. Flashing flow of water in conduit between chambers in MSF units. — Desalination, 1977, v. 20, N 1—3, 299—318.
6. Сейиткурбанов С., Савченко В. В. Экспериментальные исследования испарения воды в испарительной камере опреснительной установки. — Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук, 1977, № 6.

V. V. Savchenko, S. Seyitkurbanov

EFFICIENCY OF EVAPORATION AND NON-BALANCED SOLUTION TEMPERATURE IN VARIOUS STAGES OF ADIABATIC DESALINATION PLANTS

Effects of constructive and regime parameters on evaporation efficiency and remnant overheating of a solution were determined.

УДК 628.165

С. СЕЙИТКУРБАНОВ
 М. ХАНМАМЕДОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УНОСА ВЛАГИ В ИСПАРИТЕЛЯХ

В работе [1] описывается закономерность уноса транспортируемой влаги (при $H > 0,6$ м), а в [2] — определяется коэффициент уноса в зоне испарения высотой 0,45—0,6 м при отсутствии парового пространства над перфорированной трубой (входным штуцером). Однако приведенные уравнения учитывают только физические и определенные режимные параметры и могут применяться лишь для тех конструкций испарителей, для которых они получены. Кроме того, здесь отсутствует влияние концентрации испаряемой воды в явном виде; формулы сравнительно сложны для инженерного метода расчета, требуют экспериментального определения некоторых констант и т. д.

Цель настоящей работы — вывести удобные выражения для расчета солёности дистиллята при подаче раствора над уровнем воды в адиабатных испарителях в интервалах изменения высоты парового пространства H от 0,15 до 0,8 м. Проанализировать влияние основных параметров процесса (нагрузка на зеркало испарения W_s , высота парового пространства H_n , температура насыщения t_n и солёность исходной воды $S_{исх}$) на качество продукта. Описание экспериментальной установки, методика измерения основных параметров, а также обоснование постановки задачи изложены в работе [3].

В результате обработки экспериментальных данных (192 опыта) на вычислительной машине «Минск-22» получена следующая зависимость:

$$S_g = 0,4187 \frac{W_s^{1,0164} \times S_{исх}^{0,3092}}{H_n^{0,3504} \times t_n^{0,2180}} \quad (1)$$

Показатели степени параметров уравнения определены с помощью способа наименьших квадратов. При этом коэффициент корреляции составил 0,978. Уравнение проверено в области изменения параметров

$H_n = 0,2 \div 0,8$ м; $t_n = 58 \div 75^\circ \text{C}$; $W_s = 0,15 \div 0,46$ кг/м²с; $S_{исх} = 20 \div 80$ г/л. Среднеквадратичное отклонение экспериментальных данных от расчетных равно +7,22% (рис. 1).

В дальнейшем для облегчения определения качества дистиллята в инженерных расчетах полученные зависимости выражены в виде номограммы (рис. 2), которые построены по методике, описанной в работе [4].

Приведем пример пользования номограммой.
 Дано: $H_n = 0,35$ м; $t_n = 58^\circ \text{C}$; $W_s = 0,33$ кг/м²с; $S_{исх} = 20$ г/л. Найти S_g г/л. Задача решается в следующей последовательности:

1. В номограмме прикладываем край линейки к точке А и к точке

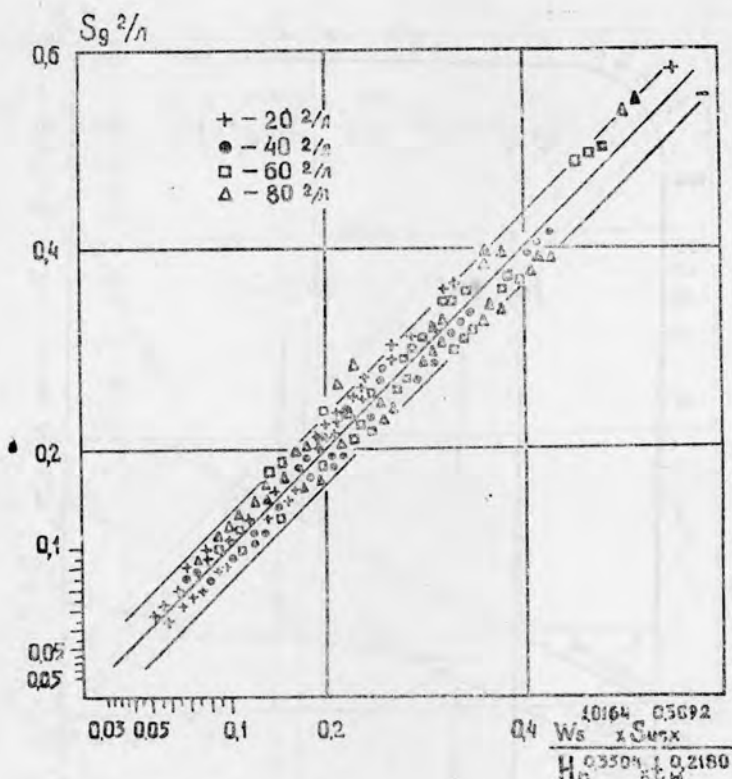


Рис. 1. Разброс экспериментальных точек солености дистиллята от расчетных.

шкалы H_n с пометкой 0,35. Отмечаем точку пересечения края линейки с немой шкалой (H_n).

2. Прикладываем край линейки к отмеченной точке немой шкалы (H_n) и к точке шкалы t_n с пометкой 58. Отмечаем точку пересечения края линейки с немой шкалой (t_n).

3. Прикладываем край линейки к отмеченной точке немой шкалы (t_n) и к точке шкалы W_s с пометкой 0,46. Отмечаем точку пересечения края линейки с немой шкалой (W_s).

4. Прикладываем край линейки к отмеченной точке немой шкалы (W_s) и к точке шкалы $S_{исх}$ с пометкой 20. Отмечаем точку пересечения края линейки с немой шкалой ($S_{исх}$).

5. Прикладываем край линейки к отмеченной точке немой шкалы ($S_{исх}$) и к точке с пометкой 1 на шкалах оснований. Ответ $S_g = 0,210 \text{ г/л}$ читаем в точке пересечения края линейки со шкалой S_g .

Результаты опытов на высоте парового пространства от $H_n = 0,6 \text{ м}$ до $H_n = 0,8 \text{ м}$ хорошо согласуются с уравнениями, предложенными для расчета уноса влаги в безбарботажных аппаратах [1].

Нами поставлен эксперимент, в котором была проверена зависимость солености дистиллята от различных уровней насадок в безбарботажных аппаратах в предыдущих режимах работы.

После обработки экспериментальных данных получено следующее эмпирическое уравнение:

$$S_g = 0,4220 \frac{W_s^{0,8829} \times S_{исх}^{0,3830}}{H_{нас}^{0,4816} = t_n^{0,4374}}, \quad (2)$$

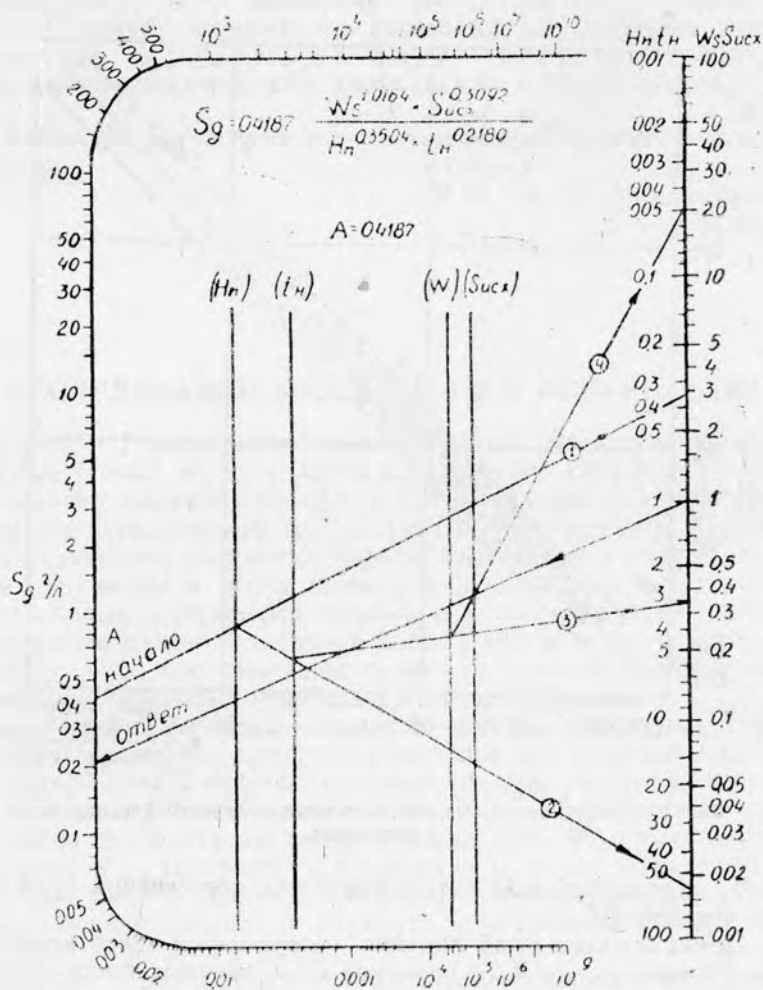


Рис. 2. Номограмма для определения солености дистиллята.

в котором коэффициент корреляции составляет 0,919. Как видно из корреляционного графика рис. 3, относительная ошибка экспериментальных точек от расчетных составляет 10,0%. Для быстрого определения солености дистиллята в данном режиме полученная формула (2) выражена в виде номограммы, методика построения которой приведена выше. Уравнение (2) справедливо только в области изменения параметров:

$$W_s = 0,15 \div 0,46 \text{ кг/м}^2 \text{ с}; S_{\text{исх}} = 20 \div 80 \text{ г/л};$$

$$H_{\text{нас}} = 0,12 \div 0,92 \text{ м}; t_n = 58 \div 75^\circ \text{С}.$$

Результаты проведенных работ показывают, что максимальная соленость дистиллята при рассмотренных режимах работы достигает 0,560 и 0,516 г/л, что вполне удовлетворяет требованиям, предъявляемым к качеству продукта для хозяйственно-питьевых нужд или водопоя овец в пустынных условиях.

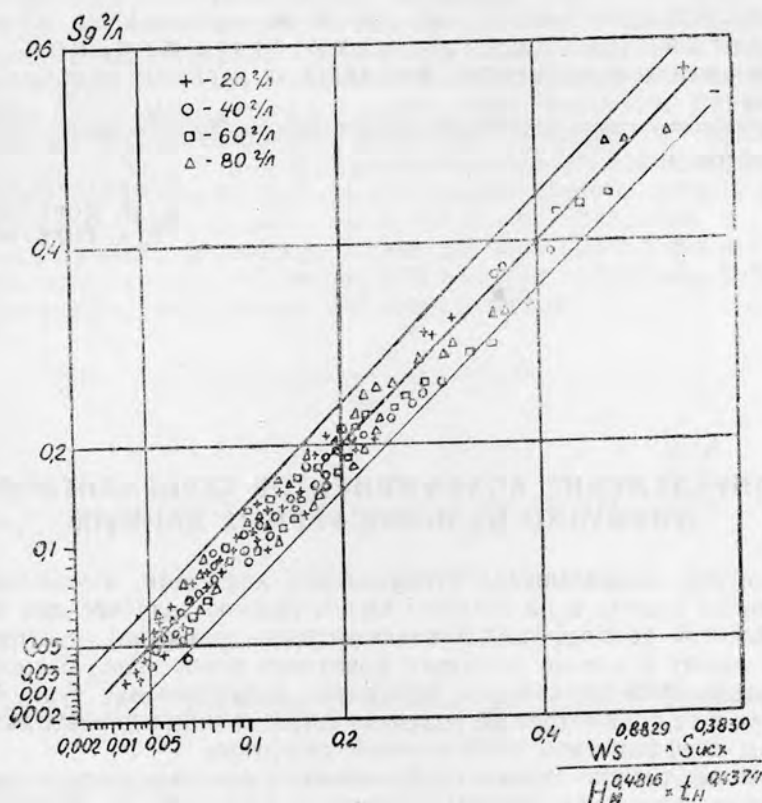


Рис. 3. Относительная ошибка экспериментальных точек от расчетных.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
11 января 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Розен А. М., Голуб С. И., Давыдов И. Ф., Гостинин Г. И. Некоторые закономерности капельного уноса. — «ДАН СССР», 1969, т. 187, № 2.
2. Макинский И. З., Шищенко В. В., Агамамедов М. М. и др. Исследование качества пара при работе глубоковакуумного адиабатного испарителя на морской воде. — Уч. записки АЗИНЕФТЕХИМа, 1972, № 2.
3. Сейиткурбанов С., Ханмамедов М. Качество дистиллята при опреснении соленых вод в адиабатном испарителе. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 1.
4. Хованский Г. С. Эффективные методы построения номограмм для произведения степенных функций М., АН СССР, 1959.

S. Seyitkurbanov, M. Khanmamedov

EXPERIMENTAL INVESTIGATIONS OF MOISTURE CARRYING AWAY IN THE EVAPORATOR

The moisture carrying away in the adiabatic evaporator is under consideration influenced by main factors of the process.

С. Сейиткурбанов, М. Ханмамедов

СУВУКЛЫК ДЕРЕЖЕСИНДЕН ЕКАРДА ЭРГИН БЕРИЛЕНДЕ БУГ АППАРАТЛАРЫНДАКЫ ЫЗГАРЫҢ АЛНЫП ГИДИЛМЕСИНИҢ ЭКСПЕРИМЕНТАЛ ДЕРҖЕВЛЕРИ

Процессин эсасы факторларына баглылыкда адиабат буг аппаратындакы ызгарың алнып гидилмесине середилйәр.

Адиабат буг аппаратынын, барботажсыз режиминдәки ызгарың алнып гидилиши боюнча экспериментал маглуматлар гетирилйәр.

УДК 550.338.2

О. ОВЕЗГЕЛЬДЫЕВ
Л. П. КОРСУНОВА
Т. А. ГОРБУНОВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ТУРБУЛЕНТНОЙ ДИФФУЗИИ ИЗ ИОНОСФЕРНЫХ ДАННЫХ

Величина коэффициента турбулентной диффузии, изменения этой величины по высоте и во времени имеют важное значение для определения состава термосферы. В свою очередь изменения нейтрального состава лежат в основе сложного поведения ионосферы. Несмотря на ряд исследований физического механизма возникновения турбулентной диффузии и ее параметров не получено согласованных данных даже для величины коэффициента турбулентной диффузии.

Наиболее ранние оценки турбулентности сделаны по визуальным и фотографическим наблюдениям метеорных следов [1—3]. Получен широкий диапазон значений K_T : от 10^5 до 10^8 $\text{см}^2/\text{с}^{-1}$. Наибольшие величины коэффициента турбулентной диффузии отмечаются на высотах ~ 90 км.

Турбулентная диффузия изучалась также на основе наблюдений поведения химических реагентов, выброшенных с ракет [4—8]. Обзор результатов этих измерений также дает значения $K_T \sim 10^6$ — 10^8 $\text{см}^2/\text{с}$ в области высот 90—110 км.

Существуют и теоретические оценки коэффициента турбулентной диффузии на основе решения уравнения теплопроводности или уравнений непрерывности для атомарного и молекулярного кислорода [9—13]. Полученные средние значения K_T составляют 8×10^5 — $8 \cdot 10^6$ $\text{см}^2/\text{с}$ в области 80—120 км, что значительно ниже большинства экспериментальных данных.

Источник расхождений между экспериментальными и теоретическими оценками до конца не ясен. Возможно, это связано с различием горизонтального и вертикального турбулентного переноса [14]. При одновременном измерении этих коэффициентов, согласно работе [14], горизонтальный турбулентный перенос на порядок превышает вертикальный. По-видимому, во многих экспериментах по слежению за искусственными облаками и долгоживущими метеорными следами измерялся горизонтальный коэффициент турбулентной диффузии. С другой стороны, большой разброс экспериментальных оценок коэффициента турбулентной диффузии может быть связан с действительными пространственно-временными вариациями турбулентности. Отсюда вытекает необходимость дальнейшего экспериментального и теоретического исследования турбулентных процессов вообще и определения коэффициентов вертикального турбулентного переноса в частности.

С этой точки зрения спорадический слой E может служить индикатором турбулентности в верхней атмосфере [15—17]. Вихревая диффузия вместе с молекулярной «размывает» слой повышенной ионизации, так что для данного количества металлических ионов максимальная концентрация будет уменьшаться с усилением турбулентности. Причем, хотя для ионизованных составляющих диффузия должна быть тензором, для спорадического слоя E можно ограничиться только одной компонентой этого тензора, а именно: компонентой вертикального потока. Стратификация слоя делает другие компоненты несущественными.

Рассматривая уравнения движения для электронов и ионов с учетом турбулентного переноса, Чимонас [17] получил следующее выражение для электронной концентрации в E спорадическом:

$$n(z-z_0) = \frac{N}{AV\pi} e^{-(z-z_0)^2/A^2}, \quad (1)$$

где

$$A^2 = [(1+Q_1^2)K_1 + 2Q_1(1+Z^2Q_1^2)kT/eB]/XQ_1 C(z_0);$$

$$C(z_0) = \frac{d}{dz} [V(z) - Q_1 ZU(z)]_{z_0};$$

N — полное содержание электронов в столбе в E_s -слое; K_1 — коэффициент турбулентной диффузии; $Q_1 = \frac{eB}{m_1 v_1}$; $B = (X, O, Z)$; $\vec{U}(z) = (U, V, O)$.

Для электронной концентрации в максимуме слоя это сведется к более простому виду:

$$n_{\max} E_s = \frac{NE_s}{AV\pi}, \quad (2)$$

откуда легко перейти к выражению для коэффициента турбулентной диффузии:

$$K_T = \frac{(NE_s)^2 Q_1 \cdot X \cdot C(z_0)}{(n_{\max} E_s)^2 \cdot (1+Q_1^2)\pi} - \frac{2Q_1(1+Z^2Q_1^2)kT}{(1+Q_1^2)eB}. \quad (3)$$

Из выражения (3) видно, что коэффициент турбулентной диффузии можно определить из ионосферных данных, если располагать профилями электронной концентрации и нейтрального ветра. По профилям $n_e(z)$ вычисляется полное содержание электронов в слое E_s и $n_{\max} E_s$. Одновременные измерения ветра позволяют определить максимум вертикальной сходимости ионов $-\nabla W_{iz} = XC(z_0) \cdot Q_1 / (1+Q_1^2)$. При этом распределение температуры и нейтральных составляющих взято по модели CJRA, 72. Для расчетов по формуле (3) были использованы известные ракетные эксперименты по одновременному измерению электронной концентрации и нейтрального ветра, проведенные в Волгограде в 1970 г. [18], а также измерения, осуществленные в 1969 г. Для 1969 г. сходимость вертикальной скорости ионов рассчитывалась по значениям сдвигов ветра, приведенным Розенбергом [19]. Вычисленные коэффициенты турбулентной диффузии представлены в табл. 1.

Полученные коэффициенты согласуются с данными [4—8], которые определялись из наблюдений за расплыванием искусственных светящихся облаков. Величина K_T , как следует из таблицы, изменяется с высо-

Таблица 1

Основные параметры спорадических слоев и коэффициенты турбулентной диффузии по наблюдениям в Волгограде

Дата	Время местное	$\cos I$	hE_s , км	ΔZ , км	$n_{\max} E_s$	$-\Delta W_{iz}$	K_T , см ² /с
23.1.69 г.	14.59	0,44	92	2,1	$1,8 \times 10^4$	$3,0 \times 10^{-4}$	$3,8 \times 10^5$
10.7.69 г.	11.04	0,44	109	0,6	$3,3 \times 10^5$	$3,5 \times 10^{-3}$	$6,0 \times 10^5$
1.7.70 г.	21.05	"	112	2,0	$3,7 \times 10^4$	$2,8 \times 10^{-3}$	$3,0 \times 10^7$
			117	1,4	$2,8 \times 10^3$	$3,3 \times 10^{-3}$	$9,0 \times 10^5$
6.7.70 г.	20.47	"	102	2,0	$1,8 \times 10^3$	$1,2 \times 10^{-3}$	$4,4 \times 10^6$
			115	2,0	$1,0 \times 10^6$	$3,7 \times 10^{-3}$	$4,5 \times 10$

той, достигая максимума в области $h=110-115$ км. Существуют также изменения от дня к ночи и от сезона к сезону. Однако эпизодичность рассмотренных экспериментов не позволяет с уверенностью судить о величине вариаций коэффициента турбулентной диффузии. Большой диапазон значений K_T частично объясняется действительными изменениями интенсивности турбулентных процессов.

Таким образом, используя механизм образования среднеширотных спорадических слоев под действием ветровых сдвигов, можно определить коэффициент вертикального турбулентного переноса на высотах E_s с достаточной степенью точности.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
23 февраля 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Greenhow J. S. J. Geophys. Res., **64**, N 12, 1959.
2. Саврухин А. П. Диффузия метеорных следов и турбулентность атмосферы в М-зоне.— В сб.: Кометы и метеоры, 1966, № 14.
3. Покровский Г. Б., Тептин Г. М. Интенсивность турбулентности по наблюдениям методом радиолокации метеоров.— «Известия АН СССР», «Физика атмосферы и океана», 1971, т. 7, № 6.
4. Blamont J. E., de Jager C. Ann. Geophys., Mass., **17**, N 1, 1963.
5. Zimmerman S. P., Champion K. S. J. Geophys. Res., **68**, N 10, 1963.
6. Manring E., Bedinger J., Knafllich H. Space Research II, North—Holland, Amsterdam, 1961.
7. Kellogg W. W. Space Sci. Rev., **3**, N 2, 1964.
8. Golomb D., Delgreco F. P., Harang O., Johnson R. H., Macleod M. A. Space Research VIII, 1968, North—Holland, Amsterdam.
9. Jonson F. S., Wilkins E. M. J. Geophys. Res., **70**, N 6, 1965.
10. Жадин Е. А., Криволуцкий А. А. Коэффициент турбулентной диффузии в мезосфере и нижней термосфере.— Труды ЦАО, 1973, вып. 115.
11. Collegrove F. D., Hanson W. B., Johnson F. S. J. Geophys. Res., **70**, N 19, 1965.
12. Shimazaki T. J. Atmos. Terr. Phys., **29**, N 6, 1967.
13. Shimazaki T. J. Atmos. Terr. Phys., **33**, N 9, 1971.
14. Хананьян А. А. Определение коэффициента турбулентной диффузии нижней термосферы полярной области по наблюдениям искусственных светящихся облаков.— В сб.: Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. Обнинск, 1976.
15. Овезгельдыев О., Корсунова Л. П., Бакалдина В. Д. О зоне повышенной турбулентности в Е-области ионосферы.— В сб.: Тезисы докладов 2-го Всесоюзного совещания по исследованию динамических процессов в верхней атмосфере. Обнинск, 1976.
16. Овезгельдыев О., Корсунова Л. П., Бакалдина В. Д. Спорадический слой Е как индикатор турбулентных процессов в нижней термосфере.— В сб.: Физические процессы в верхней атмосфере. Ашхабад, 1977.
17. Chimonas G. J. Atmos. Terr. Phys., **36**, N 2, 1974.
18. Часовитин Ю. К., Нестеров В. П. Динамические процессы и формирование ночной области Е ионосферы.— Труды ИЭМ, вып. 3(55), 1975.
19. Rosenberg N. W. Third Seminar of cause and structure of temperate latitude sporadic E. Washington, 1971.

Ö. O. Ovezgel'diyev, L. P. Korsunova, T. A. Gorbunova

ON DETERMINATION OF TURBULENT DIFFUSION COEFFICIENTS OBTAINED FROM IONOSPHERIC DATA

It have been shown that the known values of turbulent coefficients values K_T differ by 2 or more value's order. The new method on K_T determination was suggested which based on solutions of the equation describing the electrons and ions motion within the sporadic layer E with the turbulent drift taken into account. Some estimates of turbulent diffusion coefficients have been given being coincided with the data obtained from the observation over artificial fluorescent clouds.

О. О. Өвезгелдиев, Л. П. Корсунова, Т. А. Горбунова

ИОНОСФЕРА МАГЛУМАТЛАРЫНДАН БОЛАН ТУРБУЛЕНТ ДИФФУЗИЯСЫНЫҢ КОЭФФИЦИЕНТЛЕРИНИҢ КЕСГИТЛЕНИШИ

K_T турбулент диффузиясының коэффициентлерининң белли әхмиединиң 2 ве ондан көп улулық тертибинде сайгарыляндыгы гөркезилйәр. Турбулент гечирижилиги хасаба аллан E спорадик гатлакда электронлар хем-де ионлар үчин деңлемелер херекетининң чөзгүдине әсасландырылан K_T -нын кесгитленишининң тәзе методы теклип әдилйәр. Әмели усулда ягтыланыя булутларың гөзегчиликде аллан маглуматлар билен сазлашыя турбулент диффузиясынын кәбир бахалары гетирилйәр.

УДК 550.338.2

В. В. МИГУЛИН
Л. А. ЛОБАЧЕВСКИЙ
С. А. НАМАЗОВ
В. Д. НОВИКОВ

РАДИОФИЗИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Изучение свойств ионосферы с помощью радиоволн является обратной задачей по отношению к проблеме распространения радиоволн. В этом случае по характеристикам электромагнитных волн, прошедших через ионосферу, мы делаем заключения о свойствах среды, влияющей на распространение радиоволн. Поэтому в общем виде мы всегда, говоря о радиофизических методах изучения ионосферы, имеем в виду излучение тех или иных известных радиосигналов и затем прием этих радиосигналов, прошедших через заданную область, и интерпретацию их особенностей, связанных с изучаемой областью ионосферы.

Таковыми особенностями могут быть регулярные и флуктуационные изменения амплитуды, фазы, времени запаздывания, углов прихода, поляризации. Принимаемый сигнал может быть однолучевым и многолучевым или иметь диффузный характер. Наблюдаемые вариации принятых сигналов могут вызываться изменением траектории радиосигналов, поглощением, многолучевой интерференцией. При этом следует учитывать, что ионосфера является сильно изменчивой статистической средой. Путем соответствующего усреднения удастся выделить довольно регулярные суточные, сезонные и гелиоциклические изменения. Наряду с регулярными изменениями, которые для спокойной ионосферы достаточно велики, большой интерес представляют возмущения, вызываемые гелио- и геофизическими причинами, например, солнечными вспышками, геомагнитными возмущениями и др. Обычно процент возмущенных дней в течение месяца относительно мал. Статистические свойства ионосферы, связанные с всевозможными неоднородностями и волнами в плазме, являются также объектом пристального изучения, так как в конечном итоге определяют предельные возможности различных радиосистем.

Одна из практических задач ионосферных и аэрономических исследований — обеспечение контроля состояния земной ионосферы. Для этой цели необходимы как изучение ионосферных макро- и микропроцессов, так и разработка новых и совершенствование существующих методов наблюдения. Эти исследования имеют непосредственное практическое значение, связанное с обеспечением наземной радиосвязи на больших дальностях, радиолокации за горизонтом, космической связи и др.

Радиозондирование ионосферы с поверхности Земли — наиболее распространенное и удобное средство непрерывного наблюдения и поэтому представляет собой основной источник получения ионосферных данных в планетарном масштабе. Эти данные широко используются для прогноза ионосферных параметров. В настоящее время в различных точках земного шара работают более 160 ионозондов и десятки других радиофизических устройств для изучения ионосферы с поверхности Земли.

Следует подчеркнуть, что наземные наблюдения дают возможность в большинстве случаев изучать ионосферу до максимума области F. Исключение составляет метод некогерентного рассеяния [1, 2], использующий интенсивные радиоволны с частотами достаточно высокими, чтобы пройти сквозь земную ионосферу. Наблюдения проводятся за рассеянным излучением, которое связано с тепловыми флуктуациями электронной концентрации и несет информацию о свойствах рассеивающих областей ионосферы.

Эксперименты по некогерентному рассеянию (НР) дают сведения об электронной концентрации, температуре электронов и ионов, напряженности геомагнитного поля, о наличии и дрейфе неоднородностей, их протяженности и интенсивности до высот в сотни и тысячи километров над поверхностью Земли.

Следует также упомянуть метод когерентного рассеяния [3] на малых и средних высотах, получивший название метода частичных отражений. Его реализация связана с существенным прогрессом в области повышения чувствительности радиоприемных устройств наряду с повышением мощности излучения передатчиков.

Зондирование ионосферы сверху (спутники с ионозондом на борту) хотя и не позволяет проводить измерения при фиксированном местоположении, дает ценную информацию о состоянии ионосферы в пределах огромной территории за короткое время наблюдения. Путем усреднения данных измерений можно оценивать суточные и сезонные вариации, что существенно дополняет детальные и непрерывные измерения с поверхности Земли в различных районах.

Рассмотрим специфические особенности ряда методов исследования ионосферы и перспективы их использования. Определение параметров ионосферы с помощью радиофизических методов, то есть решение обратной задачи распространения радиоволн, — почти всегда неоднозначно и требует использования дополнительных предположений. Кроме того, эта задача осложняется интегральным характером наблюдаемых изменений параметров радиосигналов как в пространстве, так и во времени. Поэтому, рассматривая различные радиофизические методы исследования ионосферы, необходимо в каждом случае анализировать принципиальные возможности данного метода и допущения, которые используются при интерпретации получаемых результатов.

Методы вертикального, наклонного и возвратно-наклонного зондирования

Эти методы продолжают развиваться прежде всего по линии непрерывного совершенствования радиотехнических устройств. Использование современных стандартов частоты при ступенчатом изменении частоты зондирования дало возможность исследовать спектральные свойства отраженных сигналов; применение сложномодулированных сигналов со сжатием во времени или по частоте позволило резко увеличить разрешающую способность ионозондов; использование генераторов непрерывного излучения с очень высокой линейностью изменения

частоты зондирования во времени привело к созданию ионозондов для вертикального, наклонного и возвратно-наклонного зондирования, работающих в режиме непрерывного излучения.

Новые технические возможности определили новый круг научных задач, решаемых этими методами. Если раньше с их помощью исследовались в основном регулярные свойства ионосферы, то в настоящее время эти методы широко используются для исследования волновых и нестационарных процессов в ионосфере.

Ионозонды для вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы [4, 5] дают богатую информацию об электронной концентрации в ионизированных слоях. Есть работы, указывающие на возможность получения этим методом и температур. Традиционным методом зондирования является импульсный метод. Импульсный метод удобен и прост. Регистрация временной задержки происходит на экране обычной электронно-лучевой трубки. На этом же экране может быть зарегистрирована и амплитуда сигнала.

С помощью такой станции можно получить зависимость электронной концентрации от высоты ниже максимума области F .

Известно, что на ионограммах минимальная частота $f_{\min}$ определяется мощностью передатчика, чувствительностью приемника, поглощением в ионосфере и уровнем внешних помех. Эти факторы ограничивают нижний частотный предел большинства обычных ионосферных станций и не позволяют получать ионограммы хорошего качества для высот ниже 90—100 км. Однако при увеличении мощности передатчика, усовершенствовании антенной системы и низком уровне внешних помех удастся получать ионограммы на средних частотах начиная с 50—250 кГц, что соответствует отражению от области D [6]. Вертикальное зондирование на средних частотах может оказаться полезным при изучении особенностей поведения полярной ионосферы при ее нагреве мощным радиоизлучением [7].

Основные закономерности распространения коротких радиоволн были изучены при наклонном зондировании (НЗ) ионосферы сначала на фиксированных частотах, а затем — и при изменяющейся частоте в диапазоне 3—64 МГц. В настоящее время этот вид зондирования широко используется [8].

Дистанционно-частотные характеристики, полученные при наклонном зондировании, дают возможность исследовать многолучевость распространения на различных трассах, проверить теоретические методы расчета траекторных параметров лучей, исследовать динамику ионосферных неоднородностей, изучать вариации электронной концентрации ее низких средних значений, недоступных для регистрации методом вертикального зондирования.

Наклонное зондирование с переменной частотой имеет большое значение для оперативного определения рабочих частот на радиолиниях, оборудованных станциями НЗ [8, 9].

Метод возвратно-наклонного зондирования (ВНЗ) использует рассеяние сигнала земной поверхностью в обратном направлении к передатчику. Благодаря разработанной теории метода проведены экспериментальные работы, подтвердившие ее основные положения и давшие толчок новым теоретическим работам.

Установлено, что дистанционно-частотные характеристики определяются состоянием ионосферы в точках отражения; что при интерпретации сигналов ВНЗ необходимо знать направление прихода этих сигналов, так как за счет боковых лепестков передающих и приемных антенн могут одновременно наблюдаться сигналы ВНЗ с различных азимутальных направлений; определено, что для исследования сигнала

лов ВНЗ необходимо иметь узконаправленные антенные системы; что с помощью ВНЗ могут быть зарегистрированы неоднородности электронной концентрации и определены параметры ионосферы в удаленной (до 1500 км от станции ВНЗ) точке; что могут изучаться горизонтальные градиенты ионизации как вдоль трассы, так и поперек, и др. На станциях ВНЗ регулярно регистрировались кругосветные сигналы, что дало возможность исследовать их закономерности.

Метод ВНЗ можно с успехом использовать для исследования динамических процессов в ионосфере, волноводных механизмов при распространении радиоволн коротковолнового диапазона на глобальных радиотрассах, неоднородностей в ионосфере и др., а также для оперативного определения рабочих частот на коротковолновых радиотрассах.

Принципы ВНЗ широко используются для загоризонтной коротковолновой радиолокации, а также для изучения волнистости морской поверхности [10, 11].

Существует ряд методов обработки высотно-частотных и дистанционно-частотных характеристик (см., например, [12]), позволяющих оценить основные параметры ионосферных слоев. Современные ионозонды позволяют измерить высоту с точностью ~ 1 км. Однако научная и практическая ценность получаемых результатов снижается как из-за принципиальных ограничений (отсутствие отражений от областей, где электронная концентрация уменьшается с ростом высоты), так и из-за отсутствия единого подхода к обработке и интерпретации экспериментальных данных на различных станциях. Особые сложности возникают при интерпретации ионограмм для возмущенной ионосферы, а также для полярных широт.

На обычных ионозондах регистрируются лишь две величины: частота и время запаздывания сигнала. Значительная часть полезной информации, содержащейся в отраженном сигнале (амплитуда, форма и спектральный состав сигнала, поляризация, углы прихода и др.), обычно не используется, ибо это немыслимо без автоматизации обработки экспериментальных данных. Применение электронно-вычислительных машин как элемента зондирующей установки становится характерной особенностью новых ионозондов.

Автоматическая обработка ионограмм по современным представлениям должна предусматривать следующие этапы [5].

Переход к дискретному изменению частоты зондирования сигнала. Это позволит получить одну из координат ионограммы в цифровом виде с точностью 10^{-5} — 10^{-9} , вместо 10^{-2} .

Переход к дискретным высотам путем разбиения высотного диапазона ионограмм на большое число фиксированных значений позволит получать высотную координату в цифровом виде.

Установление принадлежности регистрируемого импульса к отраженному от ионосферы сигналу. Эта наиболее трудная часть задачи решается путем повышения уровня полезного сигнала к помехам. Обычно используются методы, обеспечивающие высокое временное, частотное и пространственное разрешение с применением сжатия сигналов, сложных направленных антенн, высокостабильных генераторов и др.

Разработка алгоритма предварительной логической обработки аналоговых ионограмм с целью идентификации и исключения избыточной информации.

Внедрение ЭВМ, позволяющее получать выходные данные в реальном масштабе времени, управлять зондирующей частотой, усилением

приемника, длительностью зондирования и т. п. по результатам первичной обработки.

В настоящее время лучшие станции вертикального, наклонного и возвратно-наклонного зондирования достигли высокой степени технического совершенства. При ионосферных исследованиях предельные возможности этих станций определяются уже не столько качеством аппаратуры, сколько свойствами среды и методами обработки экспериментальных данных. Поэтому основными задачами дальнейшего развития методов ВЗ, НЗ и ВНЗ можно считать:

1. Модернизацию всех существующих установок до уровня, достигнутого на лучших из них.
2. Расширение сети станций.
3. Более полное использование информации, содержащейся в отраженном сигнале.
4. Усовершенствование методов решения обратных задач.
5. Автоматизацию сбора, обработки и интерпретации экспериментальных данных.

Применение сложных сигналов

Сложные сигналы, применяющиеся в системах радиозондирования ионосферы для повышения помехоустойчивости, точности измерения и разрешающей способности по дальности, отличаются от простых наличием внутриимпульсной модуляции. При приеме осуществляется сжатие (компрессия) сложных сигналов с помощью согласованного фильтра, обеспечивающего на выходе максимизацию отношения сигнала к шуму. Средняя мощность и длительность импульса выбираются из условия удовлетворения энергетических требований, а необходимая разрешающая способность достигается за счет кодирования излучаемого сигнала с помощью широкополосной внутриимпульсной модуляции [13].

В теории сложных сигналов вводится понятие базы сигналов $B = T_c \Delta f_c$, которая определяет достижимый выигрыш по помехоустойчивости (энергетике) и разрешающей способности (T_c и Δf_c — соответственно, длительность импульса и ширина спектра).

В ионосферных исследованиях применяются системы со сложными сигналами, при приеме которых осуществляется сжатие во времени или по частоте [14—17]. В первом случае излученный сложный сигнал большой длительности сжимается в короткий импульс. Из условия баланса энергии ясно, что уменьшение длительности приводит к возрастанию амплитуды. Действительно, исходный сложный сигнал, вследствие дополнительной внутриимпульсной модуляции, обладает широким спектром. При этом гармонические составляющие имеют различные фазы и при их сложении образуется импульс большой длительности. При приеме устраняются различия в фазах составляющих спектра, то есть они становятся синфазными, и на выходе наблюдается резкое сокращение длительности и возрастание пикового значения сигнала (рис. 1а). При многолучевости сигналы, перекрывающиеся на входе, разделяются на выходе после сжатия (рис. 2а).

В случае сжатия по частоте энергия сложного сигнала с широким спектром выделяется в пределах узкого спектра без изменения полной энергии, что приводит к значительному возрастанию спектральной плотности и амплитуды выходного сигнала (рис. 1б). В процессе приема устраняется внутриимпульсная модуляция, и выходной сигнал имеет узкий спектр при сохранении большой длительности. При этом несущая частота на выходе пропорциональна времени запаздывания.

Сжатие ЛЧМ сигнала
а) по времени
б) по спектру

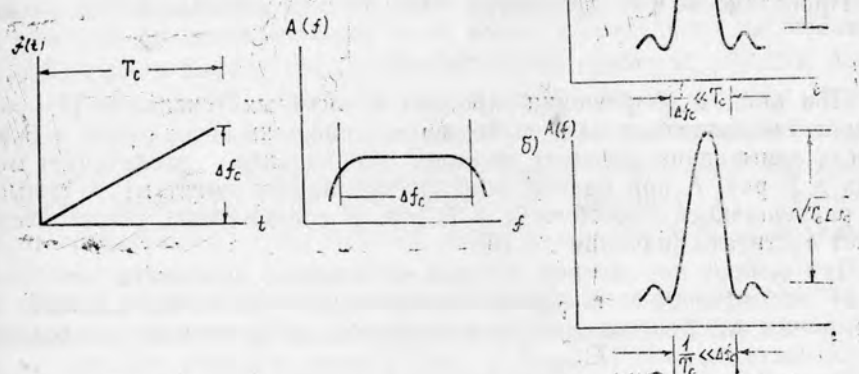


Рис. 1. Сжатие ЛЧМ-сигнала по времени (а) и по спектру (б).

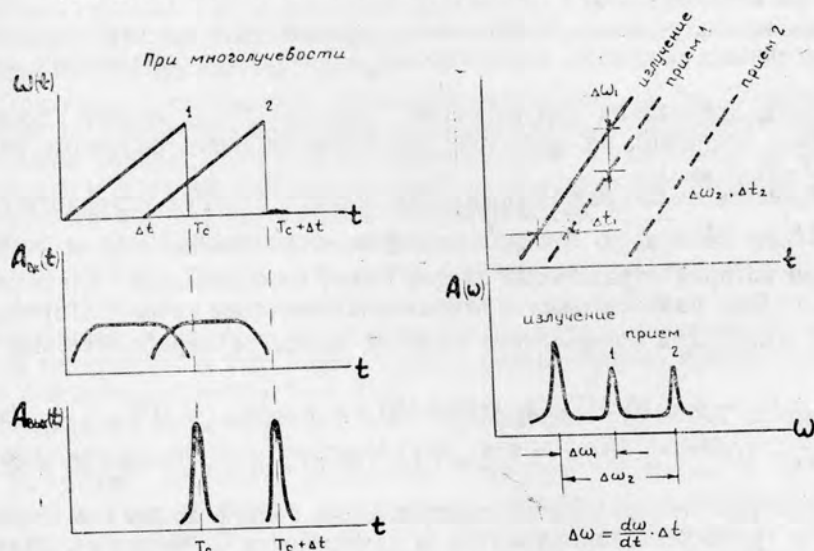


Рис. 2. Сжатие ЛЧМ-сигнала при многолучевости по времени (а) и по спектру (б).

Применив анализатор спектра, легко разделить эти сигналы и определить количество мод; время их запаздывания и интенсивность (рис. 2б).

Выигрыш в помехоустойчивости, определяемый как частное от деления отношения пиковой мощности сжатого сигнала $P_{\tau c}$ к мощности шума $P_{шс}$ на аналогичную величину для простого сигнала ($P_{сн}$ / $P_{шп}$) выражается соотношением

$$r_{сн} = \frac{P_{\tau c} / P_{шс}}{P_{сн} / P_{шп}} = \frac{T_c}{T_n}. \quad (1)$$

Видно, что при равной пиковой мощности сложных и простых сигналов повышение помехоустойчивости определяется отношением дли-

тельности сложного сигнала T_c к длительности простого T_n . Соответственно, относительный выигрыш в разрешении описывается соотношением

$$q_{\text{сп}} = \frac{T_n}{\tau_c}. \quad (2)$$

Произведение рассмотренных величин определяется базой сигнала

$$B = r_{\text{сп}} \cdot q_{\text{сп}}.$$

При равном разрешении простых и сложных сигналов ($T_c = T_n$) применение последних дает выигрыш в отношении сигнал/шум в B раз, то есть применение сложных сигналов эквивалентно увеличению мощности в B раз. А при равной помехоустойчивости имеет место повышение разрешающей способности в B раз. В современных устройствах B может достигать значения до 10^5 .

При выборе параметров сигнала необходимо учитывать, что:

а) нестационарность среды, вызывающая изменение времени запаздывания в процессе передачи сигналов, ограничивает предельную длительность сигнала ($T_{\text{спред}}$);

б) дисперсия среды, вызывающая изменение времени распространения в зависимости от частоты, ограничивает допустимую ширину спектра сигнала;

в) многолучевость, связанная с наложением многих отраженных и рассеянных сигналов, ограничивает однозначное определение амплитуды.

Хотя предельная длительность сигнала $T_{\text{спред}}$ может достигать больших значений, на практике используются более скромные величины ($T_c \ll T_{\text{спред}}$).

Имеется некоторая оптимальная ширина спектра исходного сигнала ($\Delta f_{\text{опт}} = 1/\sqrt{2|\varphi_0''|}$), где φ_0'' — вторая производная фазы по частоте, при которой отраженный сигнал имеет минимальную длительность ($\tau_{1\text{min}}$). Для радиосигнала с огибающей гауссова вида [18] $\tau_{1\text{min}} = \sqrt{2}/\Delta f_{\text{опт}}$. Для нормального падения волны на параболический слой при

$$f_{\text{кр}} = 5 \div 10 \text{ МГц}, z_t = 50 \div 150 \text{ км и } \omega/\omega_{\text{кр}} \leq 0,9 \quad \text{имеем}$$

$$\varphi_0'' = 10^{-10} \div 3 \cdot 10^{-11}, \Delta f_{\text{опт}} = 70 \div 130 \text{ кГц и } \tau_{1\text{min}} = 10-20 \text{ мкс.}$$

Отметим, что по данным вертикального зондирования изменение величины группового запаздывания в зависимости от частоты составляет

$$\frac{dt_3}{df} = 0,1 \div 10 \text{ мкс/кГц},$$

и соответствующие им значения φ_0'' хорошо согласуются с рассчитанными величинами.

При изменении угла падения θ_0 в пределах $45-80^\circ$ и $f_{\text{кр}} = 10 \text{ МГц}$ величина $\varphi_0'' \simeq (5 \div 30) \cdot 10^{-12}$. Тогда минимально возможная длительность выходного сигнала $\tau_{1\text{min}} = 2\sqrt{|\varphi_0''|}$ будет меняться в пределах $5 \div 10 \text{ мкс}$ и, соответственно, наиболее благоприятная с точки зрения дисперсионных искажений ширина спектра сигнала будет лежать в пределах $100-300 \text{ кГц}$ для $\theta_0 = 45 \div 80^\circ$. Таким образом, дисперсионные искажения уменьшаются с ростом угла падения и соответственно с увеличением длины трассы.

На стандартных ионосферных станциях регистрируется лишь действующая высота отражения на разных частотах. Разрешающую способность по высоте (Δz_r) вдали от критической частоты принято, как и в радиолокации, определять соотношением $\Delta z_r = \frac{c\tau}{2}$.

В действительности, при отражении радиосигнала от неоднородного плазменного слоя из-за зависимости z_g от частоты, в отличие от точечной радиолокационной цели, имеется предельная разрешающая способность по высоте (Δz_ω), определяемая глубиной области формирования сигнала [19]. Величина Δz_ω зависит как от ширины спектра сигнала $\Delta\omega$, так и от крутизны ионограммы в точке отражения ($z'_g(\omega)$). По существу, Δz_ω является разностью высот отражения на крайних частотах спектра сигнала. Увеличение $\Delta\omega$ приводит к уменьшению Δz_r и возрастанию Δz_ω , поэтому, начиная с некоторого значения $\Delta\omega^*$, получаем $\Delta z_\omega \geq \Delta z_r$.

Таким образом, при отражении импульса от плазменного слоя предельное разрешение по высоте определяется величиной Δz_ω , а по частоте — шириной спектра сигнала $\Delta\omega$.

В случае сложного сигнала с последующим сжатием во времени, как показано выше, получается короткий импульс с шириной спектра исходного сигнала. Ситуация здесь аналогична случаю импульсного сигнала, поэтому предельное разрешение по высоте также определяется величиной Δz_ω , а по частоте — $\Delta\omega$.

При сжатии по частоте (спектру) имеем $\Delta\omega_{сж} \ll \Delta\omega$. Однако разрешение по высоте определяется шириной спектра исходного сигнала $\Delta\omega$. Таким образом, для равной разрешающей способности по высоте при простом и сложном сигналах требуется одинаковая ширина спектра импульса и девиации частоты, соответственно.

При получении ионограмм целесообразно применять сигналы с шириной спектра $\Delta\omega < \Delta\omega^*$ и путем усовершенствования метода регистрации добиваться получения разрешения порядка Δz_ω . Однако при необходимости получения информации о времени запаздывания, амплитуде и многолучевой структуре сигнала целесообразно применение сигнала с шириной спектра $\Delta\omega = \Delta\omega^*$.

Несколько иная ситуация при применении сложных сигналов в системах, регистрирующих рассеянные сигналы (например, некогерентное рассеяние, частичное отражение, обратное рассеяние и др.). Так как для сжатия требуется когерентное сложение составляющих сложного сигнала, эффективность системы сжатия будет зависеть от временной стабильности рассеивающей области, то есть радиуса автокорреляционной функции процесса рассеяния. Эффективность сжатия максимальна, если радиус автокорреляционной функции τ_{pac} превышает длительность сложного сигнала до сжатия ($\tau_{pac} > T_c$). Эффективность сжатия падает при $T_c > \tau_{pac}$, в этом случае происходит частичная потеря когерентности, и в пределе $T_c \gg \tau_{pac}$ наступает полная потеря когерентности, и составляющие сложного сигнала складываются некогерентно. Применение сложных сигналов в экспериментах по некогерентному рассеянию от ионосферы позволило после сжатия достичь пространственного разрешения менее 1 км [20].

В современных ионозондах применение сложных сигналов позволяет получать качественно новые результаты. За рубежом с помощью ионозонда «Чирп-зонд» получают ВЧХ и ДЧХ с разрешением 10 мкс при мощностях излучения порядка 1 Вт [16]. В этой станции $T_c = 1$ с и

девиация частоты $f_{\text{дев}} = 100 \text{ кГц}$, а база сигнала достигает огромной величины 10^5 . Из практики известно, что при импульсном зондировании хорошие ВЧХ и ДЧХ получаются при $P_{\text{изл}} = 100 \text{ кВт}$. Соответственно такое же качество получится при применении сложного сигнала с базой 10^5 при $P_{\text{изл}} = 1 \text{ Вт}$. Станция «Чирп-зонд» разрабатывается фирмой Barry Research в виде функциональных блоков, позволяющих комплектовать различные варианты для вертикального, наклонного и возвратно-наклонного зондирования в стационарных и подвижных условиях.

Применение ЛЧМ-сигналов с шириной спектра 100 кГц при вертикальном зондировании ионосферы позволило получить ионограмму с высоким разрешением и изучить тонкую структуру отраженных сигналов [21]. На ионограммах была достигнута четкая регистрация критических частот. На частотах $\omega < 0,9\omega_{\text{кр}}$ применение сигналов с $\Delta f = 100 \text{ кГц}$ позволило получить разрешение по высоте на порядок выше по сравнению со стандартными ионозондами. Лишь на частотах $\omega \approx 0,95\omega_{\text{кр}}$ разрешение из-за сильных дисперсионных искажений снижается до уровня разрешения обычных ионозондов с длительностью импульса 100 мкс . Благодаря высокому разрешению, на ионограммах удается наблюдать разделение (о) и (х) компонент в F области на всех частотах; можно видеть тонкую структуру расслоений и отдельных облаков, которые особенно часто наблюдаются в E области.

При измерении высоты с точностью $1,5 \text{ км}$ на фиксированной частоте наблюдаются квазипериодические колебания z_g , вызванные внутренними гравитационными волнами (периодами $3\text{--}10 \text{ мин.}$) и крупномасштабными неоднородностями (периодами $20\text{--}60 \text{ мин.}$) [22]. Прохождение перемещающихся ионосферных возмущений, вызывающих наклонные отражения и расслоения, сопровождается появлением на экране индикатора следов типа X и Z по классификации Манро. В частности, такие следы можно объяснить прохождением над зондирующей станцией вогнутой куполообразной отражающей поверхности. Заметим, что ранее считалось редким явлением наличие таких следов. Ясно, что это было связано с недостаточным разрешением аппаратуры. Было бы интересно регистрировать подобным образом эффекты, связанные с солнечными вспышками.

Изучение структуры отраженных сигналов на фиксированной частоте показывает, что в 30% случаев, преимущественно в вечернее время, наблюдаются диффузные отражения, состоящие из дискретных $3\text{--}5$ -ти импульсов [23, 24]. Временная протяженность их не превышает $100\text{--}200 \text{ мкс}$ и на обычных ионозондах не наблюдается. Измерение ширины диффузной группы (Δt) позволяет четко регистрировать начало, развитие и конец возмущения ионосферы во времени (рис. 3). Обращает на себя внимание различие временных зависимостей для (о) и (х) компоненты [25]. В настоящее время не существует однозначной интерпретации этой особенности. В дальнейшем для получения однозначной информации о физических процессах и об источнике возмущения требуются проведение комплексных исследований и анализ результатов в совокупности с другими геофизическими данными, полученными независимым образом.

Высокое временное разрешение ионозондов со сложными сигналами позволяет различать и наблюдать составляющие многолучевого сигнала и осуществлять измерение их углов прихода. В литературе описан эксперимент по использованию ионозонда с ЛЧМ сигналом по схеме интерференционного пеленгатора, позволившего измерить углы прихода с точностью до $1\text{--}2^\circ$ на частотах $3\text{--}18 \text{ МГц}$ [26].

Применение ЧМ сигналов позволило определить максимальную ширину спектра сигнала, который может быть использован для зондиро-

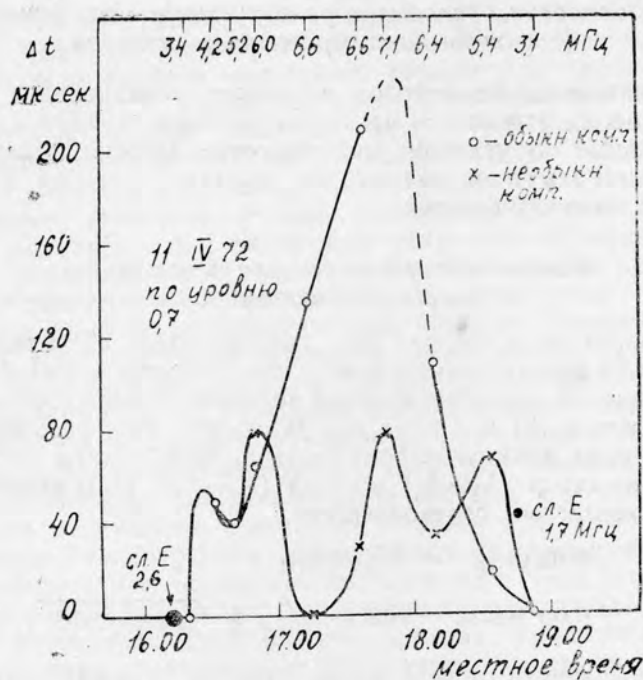


Рис. 3. Изменение ширины огибающей диффузного сигнала (Δt) при слабом возмущении ионосферы. По оси абсцисс отложены время наблюдения и рабочие частоты.

вания ионосферы и передачи данных без компенсации дисперсионных искажений [27]. Результаты показывают, что для 50% дневных часов импульсы длительностью 3—5 мкс могут передаваться без заметных искажений (рис. 4).

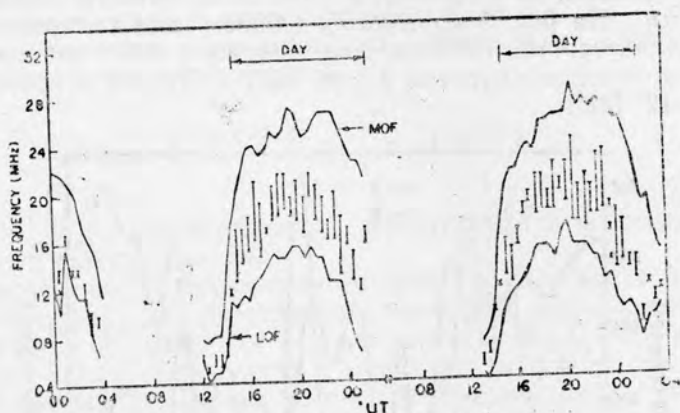


Рис. 4. Интервалы частот зондирования, в пределах которых наблюдалось разрешение не хуже 2 мкс. По оси абсцисс отложено время суток.

Использование сложных сигналов в различных зондирующих устройствах обеспечивает существенное повышение эффективности действующих и создаваемых радиосистем.

Методы измерения угловых характеристик и пространственной структуры поля отраженных сигналов

Усовершенствование методов наземного зондирования ионосферы путем повышения углового и пространственного разрешения позволяет получать данные об угловом распределении энергии отраженного от ионосферы сигнала и его вариациях, изучать характер и динамику ионосферных неоднородностей.

Фазоразностный метод измерения углов прихода и его модификации

Регистрация разности фаз $\Delta\Phi_{mn}$ однолучевого сигнала, принимаемого на три (и более) разнесенные в пространстве с малой базой (d) и ориентированные соответствующим образом антенны, позволяет определить угол места (θ) и азимут (φ) радиолуча. При расположении антенн в вершинах прямоугольного треугольника, катеты которого ориентированы на север (A_1-A_2) и запад (A_1-A_3), углы вычисляются по следующим известным соотношениям:

$$\text{азимут } \operatorname{tg} \varphi = \Delta\Phi_{12}/\Delta\Phi_{13}, \quad (3)$$

$$\text{угол места } \sin \theta = \frac{\lambda}{2\pi d} \sqrt{\Delta\Phi_{12}^2 + \Delta\Phi_{13}^2}.$$

Для однозначного отсчета углов прихода должно выполняться условие

$$d < \lambda/2 \sin \theta_{\max}.$$

Достигнутое в настоящее время разрешение при однолучевом сигнале составляет $0,2^\circ$.

Анализ экспериментальных данных показывает на наличие двух видов вариации углов приема: быстрых с периодом порядка 1 мин. и менее, и медленных, квазипериодических с временным масштабом до 50 мин. Быстрые вариации обычно имеют место при наличии spread F и E_s и связаны, по-видимому, с мелкомасштабными неоднородностями (1—5 км). На рис. 5 приводится иллюстрация быстрого изменения угловых характеристик сигнала, показывающая вариации азимута и угла места за интервал времени 8 мин. соответственно в пределах $205-245^\circ$ и $7-12^\circ$ [28].

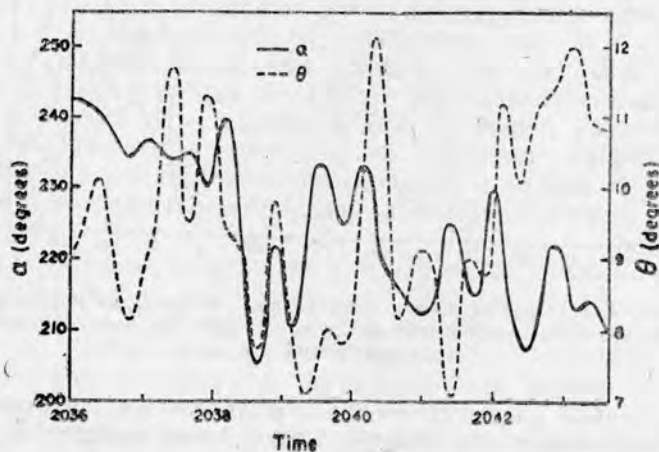


Рис. 5. Быстрые вариации азимута (φ) и зенитного угла (θ).

Одновременная регистрация фазового пути и углов прихода показывает, что медленные вариации углов наблюдаются регулярно и связаны в основном со среднемасштабными перемещающимися возмущениями (ПВ) в области F , имеющими размеры от десятков до сотен километров. По современным представлениям эти ПВ вызываются внутренними гравитационными волнами в атмосфере [29]. При появлении ПВ отклонения углов θ и φ достигали соответственно $7-30^\circ$ и $26-179^\circ$ [30].

В среднем, двумерные угловые спектры показывают, что эллипсы рассеяния вытянуты вдоль меридиана; возможно одновременное существование нескольких ПВ с различными направлениями движения [31].

Применение пространственно-частотного разнесения с регистрацией амплитуды и фазы отраженного сигнала (система Кинезонд) позволяет определить углы прихода и групповое запаздывание сигнала, то есть локализовать «точку» отражения и при длительном времени наблюдения получать информацию об изменении координаты отражающей области в пространстве и во времени. Угловые характеристики рассчитываются через кросс-корреляционные функции сигналов, принимаемых на две разнесенные антенны. Применение этой системы для наблюдения искусственного возмущения ионосферы мощным излучением показывает, что в области F генерируются перемещающиеся возмущения с горизонтальными скоростями порядка нескольких км/с. При прохождении искусственно возбуждаемых ПВ через область наблюдения возникают вариации амплитуды, фазы и углов прихода принимаемого сигнала. При этом эффект запаздывания наблюдаемых явлений увеличивается с ростом расстояния до области возбуждения [32].

Таким образом, фазоразностный метод дает ценную информацию об ионосферных эффектах [33], однако в первоначальном виде он не применим при многолучевых сигналах, что является его существенным недостатком. В последние годы появилась модификация этого метода, позволяющая измерять угловые координаты при наличии многолучевости, если составляющие сигнала имеют различные доплеровские частоты. В основе метода, как и ранее, лежит регистрация комплексной амплитуды отраженного от ионосферы сигнала, принимаемого на разнесенные в пространстве антенны ($A_i, \dots, A_j$). Затем находится одномерная пространственная корреляционная функция для каждой пары антенн и вычисляется комплексный «динамический» спектр мощности как функция доплеровской частоты:

$$S_{ij}(\omega_g, t) e^{i\Phi_{ij}(\omega_g, t)} = \int_{t-T}^{t+T} p_{ij}(t) e^{-j\omega_g t} dt, \quad (4)$$

где S_{ij} и Φ_{ij} — соответственно, амплитудный и фазовые спектры, $2T$ — время интегрирования.

Распределение интенсивности сигнала по углу места θ и азимуту φ (угловой спектр) для разрешенных компонент доплеровского спектра ω_g определяется по значениям фазового спектра $\Phi_{ij}(\omega)$ для каждой комбинации антенн по аналогии с классическим фазоразностным методом. В частности, при приеме на три антенны, расположенные в вершинах прямоугольного треугольника с катетами, направленными на север и запад, углы приема при многолучевом сигнале рассчитываются по формулам (3) для каждой доплеровской компоненты.

Результаты изучения сигналов, отраженных от области E данным методом [34], показывают, что наблюдаемые особенности фазового спектра $\Phi_{ij}(\omega_g)$ определяются волновым характером ионосферных движений, а дискретный вид спектра мощности $A_{ij}(\omega_g)$ обусловлен наличием лишь конечного числа отражающих областей.

Метод измерения углов прихода с использованием трех антенн, разнесенных на расстояния порядка длины волны, применялся авторами работ [35—37] для изучения флуктуаций доплеровских частот (радиальных скоростей) и углов прихода при вертикальном зондировании. Разность фаз для разрешенной доплеровской частоты в этом случае находилась по измерению фазового спектра отраженного комплексного сигнала в разнесенных точках земной поверхности.

Точность измерения ограничивается длительностью времени спектрального анализа (T). В данной работе $T \approx 40$ с, соответственно точность измерения углов составляет порядка $0,6^\circ$ и доплеровской скорости порядка 1 м/с. Одновременное измерение угловых и доплеровских флуктуаций позволило изучить корреляционные связи между ними. Следует заметить, что наличие многоантенной системы существенно сокращает время обработки при измерении углов.

На наклонной трассе этим методом на фиксированной частоте удалось при многолучевом сигнале достичь точности по углу места порядка $0,1^\circ$ и измерить величину девиации азимута в пределах $\pm 2^\circ$ на трассе протяженностью 1300 км [26].

Крупные антенные системы

В последние годы в ряде стран применяются многоантенные системы (антенные решетки) для изучения распространения декаметровых радиоволн, структуры дифракционной картины на поверхности Земли, неоднородной структуры ионосферы и др.

В настоящее время на фазированных антенных решетках коротковолнового диапазона достигнуто разрешение до $0,5^\circ$, что близко к предельному значению, обусловленному фазовыми флуктуациями сигнала, распространяющегося через ионосферу.

Получение угловой диаграммы рассеяния, то есть зависимости интенсивности принимаемого сигнала $P(\theta, \varphi)$, от угла места θ и азимута φ с помощью антенных матриц возможно двумя способами. Первый заключается в быстром сканировании узкой диаграммы направленности по углу места и азимуту, второй основан на регистрации амплитуды и фазы сигнала на каждой антенне с последующим переходом от пространственного спектра к угловому. Рассмотрим некоторые антенные системы.

В Австралии проводится изучение тонкой структуры ионосферы с помощью декаметровой приемно-передающей станции, антенная система которой представляет собой крест с плечами 1 км $\times$ 1 км по 10 антенн в каждом плече [38]. Одно плечо используется для передачи, другое — для приема. Станция работает на частотах $2, 4, 6$ МГц с шириной главного лепестка на частоте 4 МГц порядка 4° (вертикальное зондирование). Сканирование луча по углу места в пределах $\pm 20^\circ$ с шагом $1,28^\circ$ осуществляется за $10,24$ с с регистрацией сигнала на магнитную ленту и на кинолентку. Результаты, полученные при изучении spread F и E_s -структур, показали дискретное число областей отражения сигнала (не более 7), а не рассеяние статистического характера. На рис. 6 представлена угловая диаграмма рассеяния сигнала от слоя при spread F на частоте $3,84$ МГц с пятью отражающими областями. С помощью этой системы показано, что дисперсия (зависимость скорости дрейфа от частоты спектральных составляющих фединга) может вызывать существенные изменения параметров наземной картины и приводить к значительным ошибкам. Надежно измерена горизонтальная скорость распространения волновых возмущений ($v = 70\text{—}300$ м/с).

Продолжаются уникальные эксперименты по изучению неоднород-

ной структуры ионосферы на второй австралийской круговой решетке, состоящей из 178 скрещенных диполей [39]. На частоте 1,98 МГц ширина диаграммы направленности составляет $\pm 4,0^\circ$, на 5,94 МГц — $\pm 1,3^\circ$. Сканирование по углу места $\pm 30^\circ$. Для наблюдения дифракционной картины и изучения ее детальной структуры в реальном масштабе времени используется акустическая линза [40].

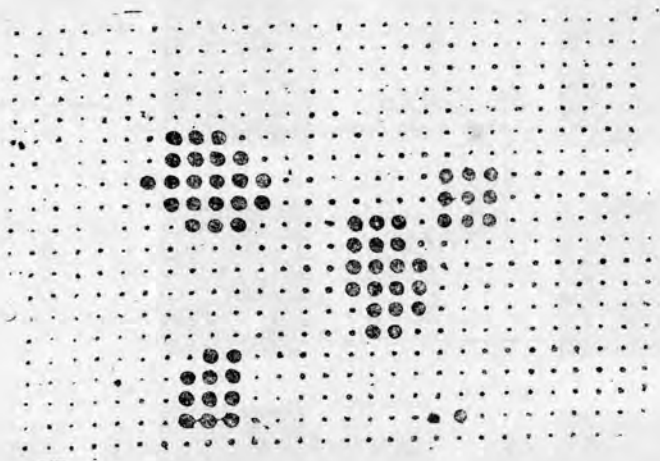


Рис. 6. Угловая диаграмма рассеяния сигнала, диффузно отраженного от ионосферы при spread F.

Здесь также установлено, что угловой спектр мощности является дискретным (а не сплошным). В области E отражение происходит от волновой поверхности (средняя длина волны 30 км, амплитуда 300 м, скорость 80 м/с) [41].

В Канаде создан КВ-радар с антенным крестом, предназначенный для изучения распространения радиоволн и детальных фазовых характеристик дифракционной картины на поверхности Земли при наклонном отражении сигналов от ионосферы [42]. Применение качания частоты к тому же позволяет разделять принимаемый многолучевой сигнал по запаздыванию. Одно плечо креста состоит из 58 элементов (1181 м), другое — из 32 элементов (236 м). Опрос системы осуществляется с частотой 256 Гц. Угловой спектр определяется с помощью регистрации комплексной амплитуды на каждой антенне методом пространственного корреляционного анализа. На этой системе получен ряд интересных результатов: степень отклонения фазовых фронтов отраженных волн от линейной зависимости определяется количеством составляющих в многолучевом сигнале; эксперименту лучше соответствует представление об интерференции лучей, а не фазовый экран; искажение фазовых фронтов происходит на уровне отражения, а не за счет дифракции в нижележащих слоях.

Фазированная решетка в Тасмании [43] содержит 2048 диполей, расположенных на площади 600×600 м. Эксперименты на этой решетке показали, что при spread F сильное рассеяние по групповому пути (высоте) сопровождается сильным угловым рассеянием. Авторами сравниваются ионограммы, полученные с использованием дельта-антенны с диаграммой направленности 60° и фазированной решетки. При широкой диаграмме антенны получается сильно размытая ионограмма, тогда как при узкой диаграмме, направленной строго вертикально, получается чистая ионограмма с минимальной толщиной. Сравнение ионограмм

показывает, что истинное значение критической частоты слоя $F2$ примерно на $0,7 \text{ МГц}$ выше значения, получаемого с использованием нормальной дельта-антенны.

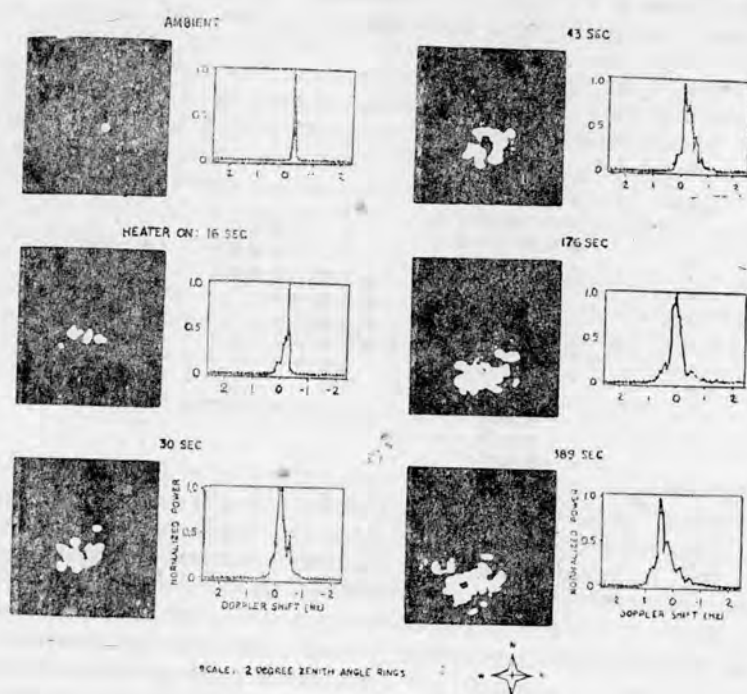


Рис. 7. Угловая диаграмма рассеяния и доплеровские спектры сигнала, отраженного от ионосферы в различные моменты времени при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением.

В Платтевилле (Колорадо) построена круговая фазированная решетка с радиусом 600 м , состоящая из 32 скрещенных диполей, предназначенная для исследования доплеровских и угловых спектров сигнала, отраженного при вертикальном падении от невозмущенной и «нагретой» мощным радиоизлучением ионосферы [44]. Разрешение по углу $2,7^\circ$ на частоте $7,5 \text{ МГц}$, доплеровское разрешение $0,08 \text{ Гц}$, разрешение по дальности 30 км . Обработка данных в этой системе основана на применении кросс-спектрального анализа поля для всех элементов решетки. На рис. 7 приводятся диаграммы рассеяния, характеризующие угловое распределение интенсивности отраженного сигнала (sky maps). Видно, что до включения мощного передатчика имеется одна слегка смещенная доплеровская компонента, а угловой спектр показывает, что отражение происходит от ограниченной области ионосферы, смещенной на 4° от зенита. Первый из этих эффектов показывает на наличие движения, а второй характеризует наклон поверхности равной ионизации. По мере развития spread F наблюдаемое возрастание углового спектра сопровождается одновременным увеличением доплеровской дисперсии. Здесь, как и при естественных возмущениях, обращает на себя внимание дискретный угловой спектр, тогда как спектр доплеровских частот оказывается сплошным. Следовательно, селекция отраженного сигнала лишь по доплеровским частотам не позволяла бы видеть диск-

ретный характер отражающих областей. Дискретный характер отражающих областей обнаруживается и при регистрации с высоким временным разрешением слабых диффузных отражений при естественных возмущениях. Поэтому для локализации дискретной области отражения в пространстве нам кажется целесообразным, наряду с повышением разрешения по угловым и доплеровским спектрам, применение сигналов с высоким разрешением по дальности (времени запаздывания). В описанном эксперименте разрешение по дальности составляло 30 км.

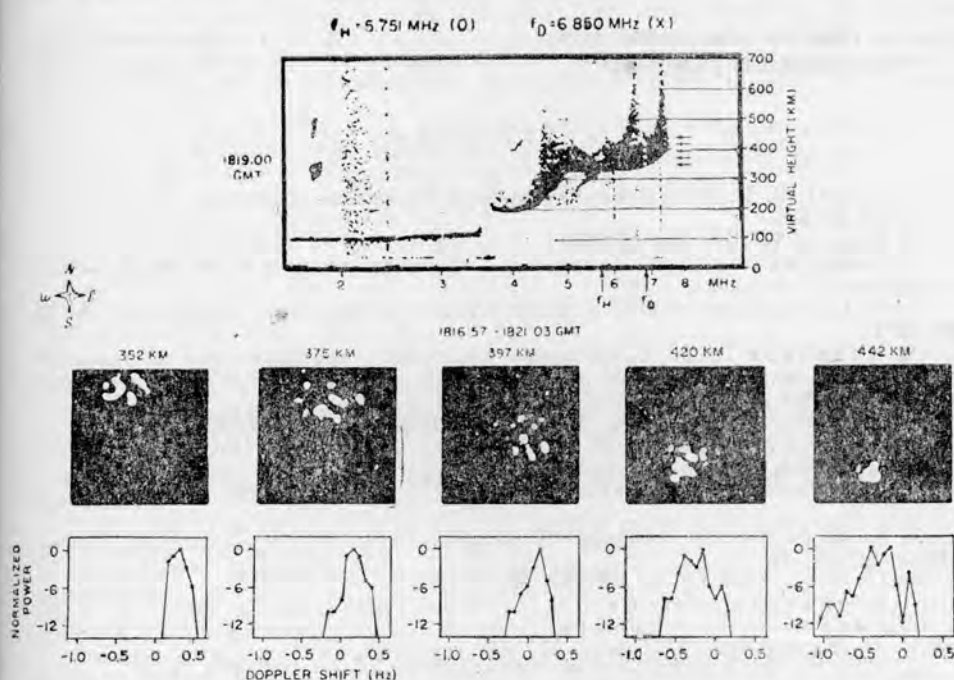


Рис. 8. Угловые и доплеровские спектры на пяти фиксированных частотах при воздействии на ионосферу мощным радионизлучением.

Одновременное наблюдение углового и доплеровского спектров на фиксированной частоте ($f_x F2 < f_D < f_0 F2$) на пяти высотах с интервалом 22,5 км (рис. 8) показало, что направление движения с севера на юг и смещение отражающих областей контролируются направлением геомагнитного поля. Отсюда делается вывод о появлении в возмущенной области вытянутых вдоль геомагнитного поля неоднородностей, ответственных за наблюдаемые искусственные spread F.

Известны также антенные решетки декаметрового диапазона, предназначенные для исследования механизма распространения сигнала при наклонном и возвратно-наклонном зондировании и для решения ряда прикладных задач [36, 45—47].

К сожалению, дороговизна и сложности технической реализации ограничивают применение антенных матриц в ионосферных измерениях.

Методы измерения пространственно-временной структуры отраженной волны с помощью антенных матриц позволили получить качественно новые данные и показали, что:

1. Наблюдаемая структура поля отраженной волны на поверхности Земли является результатом интерференции конечного числа отраженных от ионосферы дискретных лучей и, соответственно, угловой спектр является дискретным, а не сплошным.

2. Фазовая характеристика наземной картины поля, в частности степень отклонения фазовых изменений от линейной зависимости, определяется количеством составляющих в многолучевом сигнале,

3. Временная (авто) и пространственная (кросс) корреляционные функции различаются по форме,

4. Имеет место дисперсия скоростей наземной картины вследствие зависимости скорости дрейфа от частоты спектральных составляющих фединга.

Научный совет по комплексной проблеме
«Распространение радиоволн»

Дата поступления
30 ноября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Таран В. И. Всесоюзная конференция по физике ионосферы. Тезисы докладов, 1, 63, 5, 1975.
2. Эванс. ТИИЭР, 63, 5, 1975.
3. Бенедиктов Е. А. Всесоюзная конференция по физике ионосферы. — Тезисы докладов, 1. Ашхабад, 1976.
4. M. Lindeman Philips. IEEE, Trans. on Antennas and Propagation, AP-22, 785, 1974.
5. Васильев Г. В. Современная аппаратура вертикального зондирования ионосферы. — В сб.: Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. (Итоги науки и техники), т. 2. М., Изд. ВИНТИ, 1975.
6. D. Eccles, J. W. King. J. Atm. Terr. Phys., 32, 517, 1970.
7. A. B. Shvartsburg, M. D. Novikov, U. N. Shaulin. Canadian, J. of Physics (in press).
8. Наклонное зондирование ионосферы (сборник статей). Л., Гидрометеоиздат, 1972.
9. R. B. Fenwick. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1974, № 22.
10. Хидрик, Скольник. ТИИЭР, 62, 6, 1974.
11. Баррик, Хидрик, Богль, Кромби. ТИИЭР, 62, 29, 1974.
12. Галкин А. И., Ерофеев Н. М., Казимировский Э. С., Кокоуров В. Д. Ионосферные измерения. М., «Наука», 1971.
13. Кук Ч., Беринфельд М. Радиолокационные сигналы, теория и применение. М., «Советское радио», 1971.
14. D. C. Coll, J. R. Storey. Radio Sci. J. Res. NBS, 68D, 1155, 1964.
15. Намазов С. А., Рыжкина Т. Е. Возможность применения корреляционного приема широкополосных сигналов для изучения параметров ионосферных неоднородностей и искажения сигналов. — «Геомагнетизм и аэрномия», 1967, 7, 551.
16. Экспресс-информация «Радиолокация, телевидение, радиосвязь», 1974, № 2.
17. Намазов С. А., Рыжкина Т. Е. Исследование сложного сигнала при ионосферном распространении декаметровых волн. — В сб.: Распространение радиоволн. М., «Наука», 1975.
18. Труды VIII Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Ашхабад, 1967, секция 1.
19. Намазов С. А. Всесоюзная конференция по физике ионосферы. Ростов-на-Дону, 1974, препринт ИЗМИР АН СССР, № 21 (106), 14.
20. R. W. Gray, D. T. Farley. Radio Sci., 8, 123, 1973.
21. Намазов С. А., Васильев К. Н. и др. Применение сложного сигнала для повышения разрешающей способности ионосферной станции. — «Геомагнетизм и аэрномия», 239, 1974, 14.
22. Засенко В. Е., Анищенко Л. П. Индикация волнообразных процессов в ионосфере при непрерывной регистрации действующей высоты с повышенной разрешающей способностью. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрномии и физике Солнца, 1975, вып. 33.
23. Бек С. С., Намазов С. А. и др. IX Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Харьков, 1969, Авторефераты докладов, 1.
24. Намазов С. А. Структура сигнала при диффузном отражении от ионосферы. — «Известия вузов. Радиофизика», 1975, 18, 1355.
25. Намазов С. А. XI Всесоюзная конференция по распространению радиоволн. Казань, 1975, тезисы докладов, 1.
26. W. M. Sherill, T. C. Green, P. E. Martin. Radio Sci., 7, 251, 1972.
27. J. T. Lynch, R. B. Fenwick, O. G. Villard. Radio Sci., 7, 925, 1972.

28. J. S. Meeklah, D. T. Rees, A. H. Manson. *J. Atm. Terr. Phys.*, **34**, 911, 1972.
29. T. M. Georges. *J. Atm. Terr. Phys.*, **30**, 735, 1968.
30. R. H. Clarke. *Planet. Space Sci.*, **19**, 1387, 1971.
31. J. W. Mac Dougall. *Space Res.*, **2**, 1133, 1972.
32. J. W. Wright. *J. Geophys. Res.*, **78**, 5622, 1973.
33. Гусев В. Д., Власова О. К., Гайлит Т. А., Приходько Л. И. Углы рассеяния при отражении радиоволн от ионосферы.—«Геомagnetизм и аэрономия», 1974, **14**, 256.
34. W. Pfister. *J. Atm. Terr. Phys.*, **33**, 999, 1971.
35. Афраймович Э. Л. и др. Препринт СибИЗМИР, № 8—76. Иркутск, 1976.
36. Афраймович Э. Л. и др. Препринт СибИЗМИР, № 9—76. Иркутск, 1976.
37. Афраймович Э. Л. и др. Автоматизированный комплекс для измерения доплеровских частот и углов прихода радиосигнала, отраженного от ионосферы.— В сб.: Исследования по geomagnetизму, аэрономии и физике Солнца. М., «Наука», 1977, вып. 41.
38. G. D. Brownlie, L. G. Whitehead. *J. Atm. Terr. Phys.*, **35**, 2147, 1972.
39. B. H. Brigge et al. *Nature*, **223**, 1321, 1969.
40. B. H. Brigge, N. Holmes. *Nature*, **243**, 111, 1973.
41. R. A. Vincent. *J. Atm. Terr. Phys.*, **34**, 1881, 1972.
42. D. V. Rice. *Nature*, **224**, 86, 1973.
43. *Ionospheric Station Inform. Bull.*, N 6, 1971.
44. E. M. Allen, G. D. Thome, P. B. Rao. *Radio Sci.*, **9**, 905, 1974.
45. J. M. Kelso. *Radio Sci.*, **7**, 245, 1972.
46. Твентин, Хансакер. *ТИИЭР*, **57**, 129, 1969.
47. J. R. Barnum. *Radio Sci.*, **8**, 411, 1973.

V. V. Migulin, L. A. Lobachevskiy, S. A. Namazov, V. D. Novikov

RADIOPHYSICAL METHODS USED IN INVESTIGATIONS OF IONOSPHERE

The state and perspectives of the development of some ground-based techniques for investigation of the ionosphere regions *E* and *F* as well as possibilities in research of homogeneous structure and dynamic of the upper ionosphere by the radio methods are reviewed.

В. В. Мигулин, Л. А. Лобачевский, С. А. Намазов, В. Д. Новиков

ИОНОСФЕРАНЫ ӨВРЕНМЕКЛИГИҢ РАДИОФИЗИКИ МЕТОДЛАРЫ

Ионосфераның *E* ве *F* областларыны өвренмеклигиң кәбир ер үсти радиофизики методларының хәзирки заман ягдайына ве перспективаларына сын берилйәр. Радио-методларың көмеги билен ёкаркы ионосфераның динамикасыны ве бирмеңзеш болма-дык структурасыны өвренмеклигиң мүмкинчиликлери анализленилйәр.

УДК 550.831.01

О. А. ОДЕКОВ
И. И. КОРНЕЛЮК

ИССЛЕДОВАНИЕ ТОЧНОСТИ ВЫЧИСЛЕНИЯ СПЕКТРОВ ФУРЬЕ ПРИ ИНТЕРПРЕТАЦИИ ГРАВИМЕТРИЧЕСКИХ ДАННЫХ

Преобразование Фурье неоднократно применялось для интерпретации гравитационных и магнитных аномалий от различных элементарных тел. Одним из первых предложил определение некоторых параметров намагниченных объектов частотным методом О. А. Соловьев [1]. Далее Олегард и Берг [2] нашли теоретические спектры гравитационных аномалий от простых тел: сферы, цилиндра, сброса. Ими же была сделана попытка анализировать сложные гравитационные аномалии (цилиндр и сброс, два цилиндра). Аналогичны работа [3], посвященная анализу частотного спектра наблюдаемой магнитной аномалии от вертикальной дайки бесконечного погружения, и [4], в которой авторы использовали преобразование Фурье для интерпретации гравитационной аномалии от наклонной дайки.

Использование спектрального анализа на практике связано с приближенным вычислением спектров. Замечено, что точность вычисления экспериментального спектра зависит от многих параметров, от которых не зависит точность теоретического спектра, а именно: длины профиля, шага выборки [5], частичного попадания аномалии в выбранный участок профиля [6] и т. д.

Нами рассматривается влияние глубины залегания, длины профиля, точности задания гравитационного поля, а также горизонтального положения тела на точность вычисления экспериментального спектра. Исследования касаются интерпретации гравитационных аномалий от тел, имеющих форму прямоугольной призмы.

Как известно, геологическими аналогами прямоугольной призмы могут служить блоковые структуры типа горстов или грабенов, некоторые рудные залежи, форма которых в окончательном виде определяется сбросо-сдвиговыми смещениями и т. д. [7].

Разумеется, несомненное практическое значение имеют модели, структура которых приближена к реальной среде, поэтому нами рассмотрена одна из таких моделей и сделана попытка проинтерпретировать сложное гравитационное поле.

Исходя из того, что по своему территориальному строению верхняя часть кристаллического фундамента представляется в виде сочетания сравнительно однородных блоков и складчатых систем, можно данное исследование использовать при изучении структуры фундамента. Однородные блоки являются либо древними участками земной коры, либо

глубоко интродуцированными массивами магматических пород, а складчатые системы являются частями геосинклиналий, завершивших цикл своего развития [8].

Аналитическое выражение для вертикальной гравитационной составляющей от тела в форме прямоугольной призмы имеет вид:

$$\Delta g = f\sigma \left[(x_1 - x) \ln \frac{(x_1 - x)^2 + z_2^2}{(x_1 - x)^2 + z_1^2} - (x_2 - x) \ln \frac{(x_2 - x)^2 + z_2^2}{(x_2 - x)^2 + z_1^2} + \right. \\ \left. + 2z_2 \left(\operatorname{arctg} \frac{x_1 - x}{z_2} - \operatorname{arctg} \frac{x_2 - x}{z_2} \right) + 2z_1 \left(\operatorname{arctg} \frac{x_2 - x}{z_2} - \operatorname{arctg} \frac{x_1 - x}{z_2} \right) \right], \quad (1)$$

где σ — плотность; f — гравитационная постоянная; x_1, x_2 и z_1, z_2 — соответственно горизонтальные и вертикальные параметры призмы.

Преобразование Фурье для прямоугольной призмы [9]:

$$S(\omega) = \frac{4\pi f\sigma}{\omega^2} (e^{-z_1 \omega} - e^{-z_2 \omega}) \sin(l\omega), \quad (2)$$

где $2l$ — ширина призмы.

Нулевую амплитуду определим как предел $S(\omega)$ при $\omega \rightarrow 0$:

$$S(\omega) = \lim_{\omega \rightarrow 0} S(\omega) = 4\pi f\sigma l(z_2 - z_1). \quad (3)$$

Как видно из формулы (2), преобразование Фурье принимает нулевые значения при $\sin(l\omega) = 0$, откуда $l\omega = \pi k$, $k = \pm 1, \pm 2, \dots$,

$$l = \frac{\pi k}{\omega_k}. \quad (4)$$

Для того, чтобы вычислить z_1 и z_2 , трансформируем функцию $S(\omega)$ и получим новую функцию $S^1(\omega)$:

$$S^1(\omega) = \omega^2 S(\omega) / \sin(\omega) / \sin(\omega l) = 4\pi f\sigma (e^{-z_1 \omega} - e^{-z_2 \omega}). \quad (5)$$

Если начертить трансформированную кривую $S^1(\omega)$ в полулогарифмическом масштабе, то нетрудно определить z_1 и z_2 по графику: z_1 — как наклон главной линейной части $S^1(\omega)$, а z_2 — как наклон прямой, которая получится от вычитания из главной линейной части полного спектра $S^1(\omega)$. Зная z_1, z_2 и l , можно определить из $S(0)$ плотность σ :

$$\sigma = \frac{S(0)}{4\pi f l (z_2 - z_1)}. \quad (6)$$

Рассмотрим в качестве теоретического примера призму с параметрами: $x_1 = -2$ км, $x_2 = 2$, $z_1 = 2$, $z_2 = 5$ км, $\sigma = 0,3$ г/см. На графике 1а изображено положение призмы, симметричной относительно нулевой точки. Спектр гравитационного поля такой призмы показан на графике 1б, по которому, используя формулу (4), найдем величину l : $l \approx 2,00$ км. Трансформированная кривая $S^1(\omega)$ изображена на графике 1с. Наклон главной линейной части кривой $S^1(\omega)$ на графике определяет значение z_1 : $z_1 \approx 2,05$ км. Вычитая из главной линейной части кривой $S^1(\omega)$ полный спектр $S^1(\omega)$, определим наклон получившейся кривой: $z_2 \approx 5,01$ км. Значение σ определится с помощью графика 1в и формулы (6): $\sigma \approx 0,29$ г/см.

Для практического использования спектрального метода интерпретации предлагается следующая формула вычисления экспериментального спектра [3]:

$$S(\omega) = \sum_{p=-N}^N f(p\Delta x) \cos(\omega p\Delta x) \Delta x, \quad (7)$$

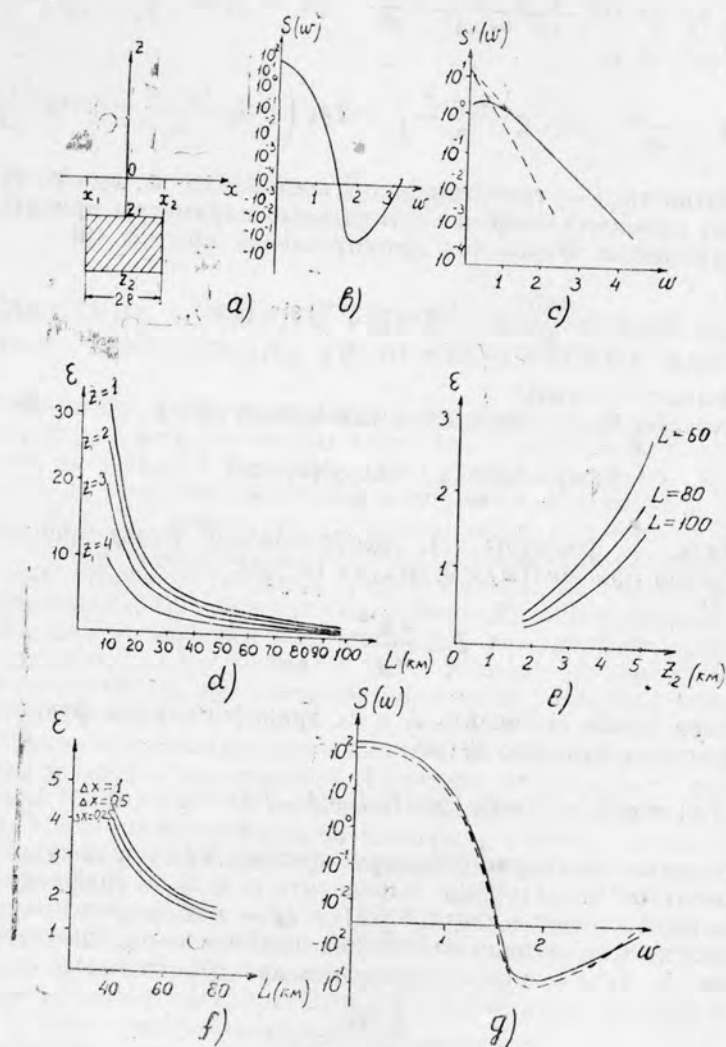


Рис. 1. Скользящий спектр.

где $f(p\Delta x)$ — значение функции в p -ой точке; Δx — интервал между точками заданной функции.

В связи с использованием данной формулы нами исследована зависимость точности спектра от длины профиля L (в формуле (7) $L=2N \cdot \Delta x$), от длины интервала Δx , от округления значений гравитационного поля, от положения верхней и нижней граней призмы и от горизонтального положения призмы.

Сравнение экспериментального (по формуле (7)) и теоретического (по формуле (2)) спектров проводилось с помощью среднего квадратического отклонения ϵ , вычисляемого по формуле

$$\varepsilon = \sqrt{\frac{1}{n} \sum_{i=0}^n (S_{\varepsilon_i} - S_{m_i})^2}, \quad (8)$$

где S_{ε_i} — экспериментальный спектр для частот ω_i ; S_{m_i} — теоретический спектр для соответствующих частот.

Для описанной выше модели вычислена для различных значений L ($L=10, 20, \dots, 100$ км) при варьируемой глубине верхней грани z_1 . Во всех случаях, за исключением случая, где варьировалась длина интервала, $\Delta x=1$ км. График 1d позволяет видеть, как уменьшается средняя квадратическая ошибка с увеличением длины профиля. Если при изменении L в пределах $60 \text{ км} \geq L \geq 10 \text{ км}$ величина уменьшается экспоненциально, то при $L \geq 60 \text{ км}$ ε уменьшается в линейном порядке. Поскольку подобная зависимость наблюдается при различном положении верхней грани призмы, то предлагается считать спектр для профилей, длина которых не менее 60 км (при $\Delta x=1$ км). На графике 1d можно также проследить уменьшение величины ε и характер этого уменьшения в связи с погружением верхней грани призмы. Характер увеличения ε при погружении нижней грани виден на графике 1e. Для того, чтобы выяснить, насколько существенно уменьшение интервала между точками Δx , для различных значений длины профиля ($L=40, 60, 80$ км), было вычислено среднее квадратическое отклонение ε теоретического спектра от экспериментального для значений $\Delta x=0,25, 0,5, 1$ км. Хотя меньший интервал и обеспечивает большую точность, чем больше длина профиля L , тем меньше влияет длина интервала на величину ε (рис. 1f). Поэтому для $L \geq 60$ км почти с одинаковым успехом можно использовать интервалы $\Delta x=0,25, 0,5, 1$ км.

Для исследования зависимости величины ε от точности заданного поля в качестве неточно заданного поля было использовано поле, вычисленное по формуле (1) с двумя знаками после запятой. Длина профиля варьировала от 10 до 100 км, $\Delta x=1$ км. Как видно из табл. 1, разница между значением ε точно заданного поля и приближенно заданного поля выражается в сотых долях.

Таблица 1

Сравнение средних квадратических ошибок точно заданного поля и приближенно заданного

L	10	20	40	60	80	100
$\varepsilon_{\text{точн.}}$	26,139	11,128	4,295	2,413	1,597	1,159
$\varepsilon_{\text{прибл.}}$	26,150	11,146	4,326	2,453	1,647	1,219

На графике 1g пунктирной линией изображена кривая экспериментального спектра, сплошной — теоретического спектра гравитационного поля для прямоугольной призмы.

Для определения зависимости точности вычисления спектров от горизонтального положения тела был проделан эксперимент: модель, изображенная на рис. 1a, сдвигалась от начального положения, симметричного относительно нулевой точки профиля, с интервалом $\Delta L=1$ км. Спектры вычислялись для профиля длиной $L=60$ км, $\Delta x=1$ км. Рис. 2a иллюстрирует зависимость ошибки при вычислении экспериментального спектра от удаленности тела от нулевой точки профиля. Последующие графики в, с, d, e, f показывают, как изменяется форма спектра при изменении положения тела (масштаб полулогарифмический).

Таким образом, если обозначить через ε_L ошибку, зависящую от длины профиля, $\varepsilon_{\Delta x}$ — ошибку, зависящую от выбора интервала Δx , ε_r — ошибку, связанную с горизонтальным положением тела, ε_T — ошибку, связанную с неточностью задания гравитационного поля, то общая ошибка запишется следующим образом:

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_L^2 + \varepsilon_{\Delta x}^2 + \varepsilon_r^2 + \varepsilon_T^2}.$$

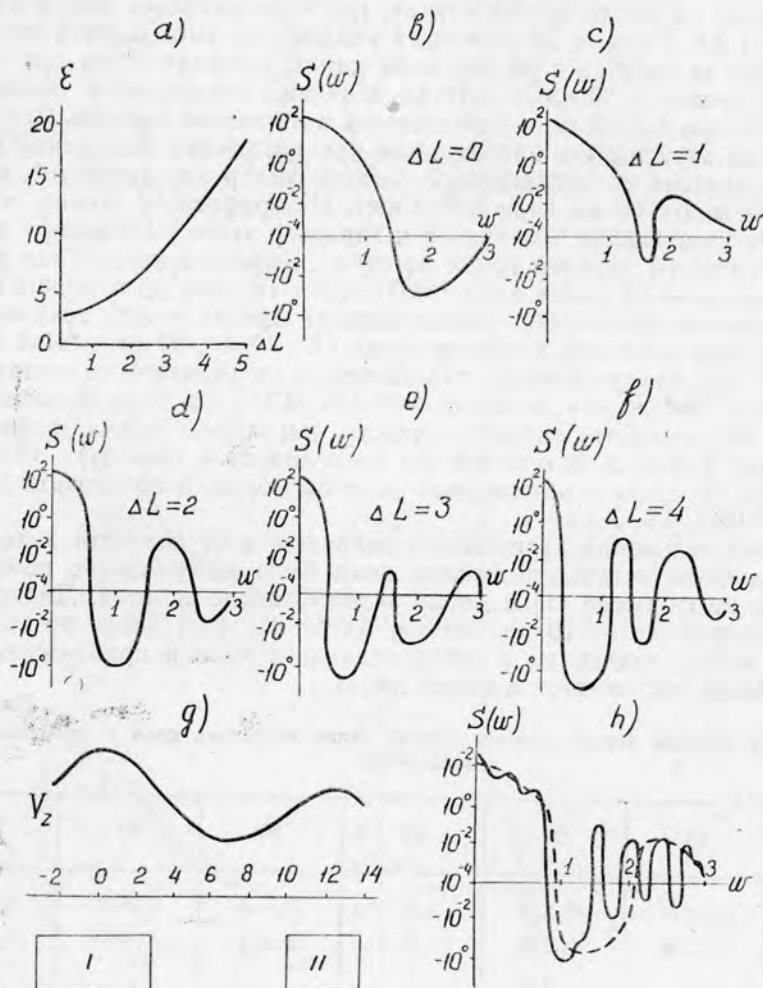


Рис. 2. Зависимость точности спектра и его формы от горизонтального положения тела; влияние помехи на форму спектра.

Изменение формы спектра от присутствия помехи в виде дополнительного тела можно проследить по графику 2h; 2g изображает структуру модели. На графике 2h — собственный спектр тела, вычисленный приближенно (пунктирная линия), и спектр, представляющий собой сумму собственного спектра тела и спектра помехи.

В реальных условиях обычно имеется более чем одно тело, поэтому интересно выяснить, насколько достоверно можно определить параметры тел в одном слое, то есть если обозначим верхние и нижние грани тел соответственно z_1^i и z_2^i , то должно быть для всех z^i : $z_1^i \ll z_2^i$.

Рассмотрим модель, структура и гравитационное поле которой показаны на рис. 3а. За нулевые точки профилей, для которых будет вычислен спектр, примем точки максимума поля. Собственные спектры тел $S(w)$ и $S^1(w)$, то есть спектры, вычисленные для каждого тела отдельно, вычерчены на графиках пунктирной линией, а спектры общего поля над каждым телом — сплошной. Графики c, d, e — соответственно спектры аномалий над телами I, II, III, а график 3в представляет собой трансформированные спектры для тела II. Спектры $S^1(w)$ для тел I и III не аппроксимируются прямой, то есть почти невозможно графически определить наклон кривых $S^1(w)$.

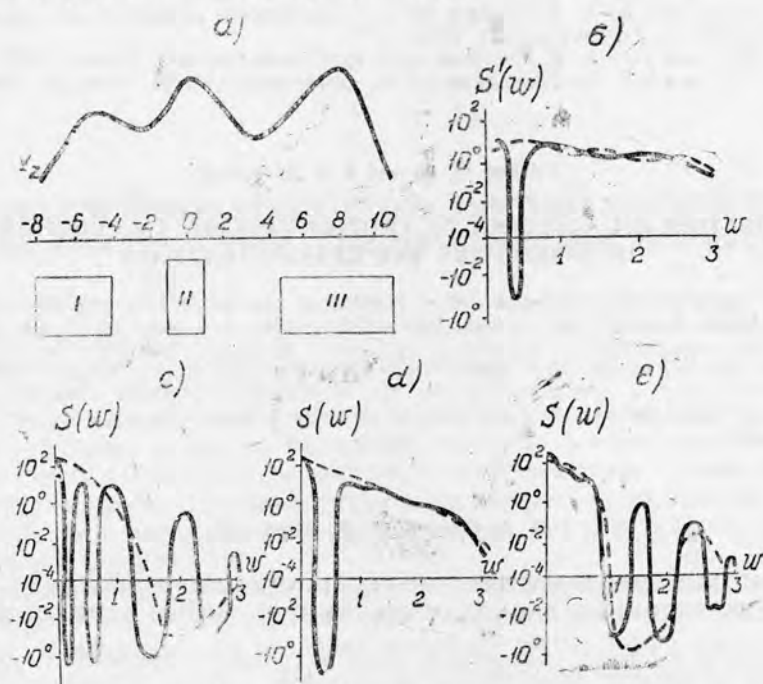


Рис. 3. Спектры сложной модели.

Как видно из графиков, только для тела II собственные спектры и спектры общего поля достаточно близки. При попытке определить параметры тела II получаем: $l \approx 1,0$ км (истинное $l = 1$ км), $z_1 \approx 1,1$ км (истинное $z_1 = 1$ км).

Выводы

В отличие от теоретического спектра, для спектра экспериментального большое значение имеет выбор длины профиля L , интервала Δx , а также горизонтальное положение тела относительно профиля, для которого вычисляется спектр.

Если из нескольких тел, находящихся в одном слое, какое-либо тело лежит ближе к поверхности, чем остальные, то его параметры определяются наилучшим образом.

Заметим, что рассмотренная модель не является единственной, для которой был проведен эксперимент такого рода. При этом во всех случаях параметры тела (l и z_1), которое находилось ближе других к поверхности, определялись наилучшим образом.

Вычислительные работы проводились на ЭВМ «Наири-К».

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев О. А. Использование частотного метода для определения некоторых намагниченных объектов.—«Геология и геофизика», 1962, № 2.
2. Olegard M. E., Berg J. W., 1965. Gravity interpretation using the Fourier integral. «Geophysics», 30, N 3.
3. Bhattacharyya D., 1971. Analysis of a vertical dike, infinitely deep, striking north by Fourier transform. «Pure and appl. Geophys.», 89, No. 6.
4. Sharma B., Geldart L. P., Gill D. E., 1968. Analysis of gravity anomalies of two-dimensional faults using Fourier transforms. «Geophys. Prospect.», 16, No. 1.
5. Cassano E., Rocca F., 1975. Interpretation of Magnetic anomalies using Spectral Estimation Techniques, «Geophys. Prospect.», 23, No. 4.
6. Collis S. J., Dodds A. K., Johnson B. D., 1974. «Geophysics», 39, No. 6.
7. Андреев Б. А., Клушин И. Г. Геологическое истолкование гравитационных аномалий. Л., Гостоптехиздат, 1962.
8. Маловичко А. К. Основной курс гравиразведки, ч. 2. Пермь, 1968.
9. Гладкий К. В. Гравиразведка и магниторазведка. М., «Недра», 1969.

Odekov O. A. and I. I. Kornelyuk

INVESTIGATION ON ACCURACY OF FOURIER SPECTRA CALCULATION WHILE INTERPRETING THE GRAVIMETRIC DATA

The paper produces the analysis on influence of the body's profiles length its layering depth from the day surface, horizontal position and other parameters on accuracy of the experimental spectrum. Investigations deal with interpretation of gravity anomalies in comparisons with bodies which have the form of a rectangular prism. The model with structure approximating the real environment is under consideration. The attempt is made to determine the bodies parameters using Fourier spectrum upon a given model.

О. А. Одекков, И. И. Корнелюк

ГРАВИМЕТРИК МАГЛУМАТЛАР ИНТЕРПРЕТАЦИЯЛАШДЫРЫЛАНДА ФУРЬЕ СПЕКТРЛЕРИНИҢ ХАСАПЛАНЫШ ТАКЫКЛЫГЫНЫҢ ДЕРҶЕЛИШИ

Макалада профилиң узынлыгының, ятыш чуңлугының, жисимлерин горизонтал ягдайының ве бейлеки параметрлерин экспериментал спектриң такыклыгына тасири аныкланылар. ДерҶевлер гөнибурчылы призма формалы жисимлерден болан гравитацион аномалилерин интерпретациясына дегишлидир. Структурасы реал среда якынлашдырылан моделе середилейр. Шол моделде Фурье спектрлери боюнча жисимлерин параметрлерини кесгитлемеге сынаг эдилейр.

УДК 550.31+550.34+551.24

А. А. ЮВШАНОВ
С. ДУРДЫЕВА

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ГЕОМАГНИТНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ НА АШХАБАДСКОМ ГЕОДИНАМИЧЕСКОМ ПОЛИГОНЕ

Благодаря достигнутому успехам в решении проблемы долгосрочного прогноза землетрясений, ученые уже могут с большей степенью вероятности указать, в пределах каких сейсмоактивных зон можно ожидать разрушительные землетрясения.

Перед сильными землетрясениями земная кора испытывает деформации, наклоны и другие изменения, которые можно обнаружить используя при этом широкий комплекс геофизических, геодезических, геоморфологических, геохимических и ряд других исследований. Магнитометрический метод — один из косвенных методов оценки напряжений земной коры.

Тектонические процессы, приводящие к землетрясениям, сопровождаются изменением намагниченности большого объема горных пород, которое отражается на величине напряженности геомагнитного поля. Трудность заключается в том, что эти изменения невелики (обычно не превышают 10 гамм) и потому нелегко выделить их из общей суммы вариаций геомагнитного поля.

В последние годы в литературе часто появляются сообщения об обнаружении значительных по амплитуде аномалий векового хода в различных районах нашей страны. На Камчатке, например, обнаружены аномалии, достигающие 80 гамм, на Карпатском полигоне — до 25—30 гамм, на отдельных участках профиля Новосибирск—Ташкент — до 65 гамм в год.

По нашему мнению, следует весьма осторожно относиться к интерпретации этих аномалий. Возможно, многие из них и не имеют никакого отношения к тектоническим процессам, а вызваны, например, гражданскими помехами, неоднородностями временных вариаций на пунктах наблюдений и другими причинами.

В работе [1] анализируется одна из подобных аномалий, обнаруженная на Гармском полигоне в районе перевала Хабу-Рабат, где авторы вполне обоснованно ставят под сомнение сейсмическое происхождение аномалии.

Возможность предсказания времени разрушительных землетрясений — проблема жизненно важная, особенно для Туркмении.

С целью изучения аномалий векового хода и их природы в 1963 г. в Ашхабадской сейсмоактивной зоне Институтом физики Земли и атмосферы АН ТССР создан Ашхабадский геодинамический полигон

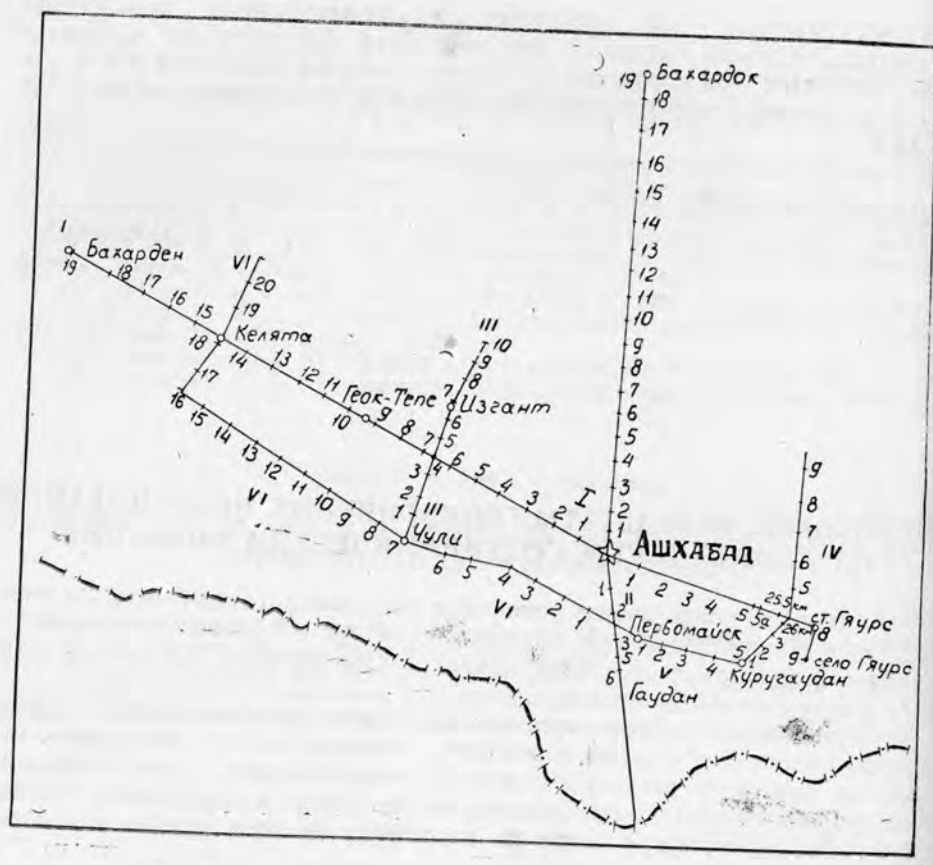


Рис. 1. Схема Ашхабадского геодинамического полигона.

(рис. 1), где проводится широкий комплекс геофизических, геодезических, геоморфологических исследований с целью обнаружения возможных предвестников землетрясений.

Территория полигона на картах ΔT_a отображается положительными значениями поля, выделяются аномалии до 330 гамм. Вся территория полигона расположена в 9-балльной сейсмической зоне. Геомагнитные измерения проводились на четырех профилях: Гяурс—Ашхабад—Бахарден (I—I), Гаудан—Бахардок (II—II), Чули—Изгант (III—III), Куругаудан (IV—IV). Расстояние между пунктами 4—5 км. В 1976—1977 гг. заложены новые профили Берзенги—Первотайск—Куругаудан (V) и Берзенги—Гиндивар—Чули—Келята (VI—VI).

Полевые измерения проводились протонными магнитометрами ПМ-5 и двумя ПМР-2 (Польша). Среднеквадратичная ошибка находилась в пределах 0,8—1,7 гамм. Поскольку в первую очередь нас интересовало не абсолютное значение T , а его изменение в пределах Ашхабадского геодинамического полигона, то для каждой точки определялись разности $\Delta T = T_{\text{полев}} - T_{\text{обсерв.}}$.

$\Delta T_{\text{абс}}$ определялось по данным магнитной обсерватории «Ванновская». В качестве магнито-вариационной станции была использована МВС Боброва с разверткой 90 мм/час.

В работе [2] приводятся результаты изучения изменений модуля ΔT за период 1964—1967 гг. Для каждой точки Ашхабадского полигона вычислены среднегодовые значения.

Таблица 1

Изменение среднегодовых значений $\Delta T_{\text{ср}}$ за период 1966—1977 гг. по профилю
Ашхабад—Бахарден

Номер пункта наблюдения	1966	1967	1968	1968— 1967	1969	1969— 1968	1970	1970— 1969	1975	1975— 1970	1976	1976— 1975	1977	1977— 1976
1	30,3	33,8	41,4	7,6	23,0	-18,4	30,3	7,3	51,1	20,8	—	—	—	—
2	42,8	42,7	42,2	-0,5	—	—	45,4	—	—	—	40,1	—	—	—
3	53,0	53,4	53,8	0,4	—	—	48,5	—	—	—	50,5	—	—	—
4	64,3	68,5	67,3	-1,2	—	—	59,7	—	60,0	0,3	58,0	-2,0	—	—
5	87,9	91,7	93,6	1,9	—	—	88,8	—	94,7	5,9	95,7	1,0	—	—
6	118,5	120,3	118,6	-1,7	52,6	-66	109,2	56,6	117,1	7,9	112,9	-4,2	120,6	7,7
7	137,2	137,8	140,8	3,0	—	—	131,9	—	132,6	0,7	127,1	-5,5	140,8	12,7
8	143,3	144,7	141,5	-3,2	—	—	82,6	-8	83,7	1,1	—	—	—	—
9	144,9	147,4	140,4	0	—	—	150,0	—	156,8	6,8	154,4	-2,4	162,4	8,0
10	144,6	140,3	143,0	-0,3	140,7	-3,7	135,9	-4,8	135,9	0	156,5	20,6	164,6	8,1
11	144,5	145,4	147,6	2,2	136,2	-11,4	146,4	10,2	165,6	19,2	162,3	-3,3	169,3	7,0
12	141,7	139,1	139,4	0,3	135,6	-3,8	141,1	5,5	—	—	150,4	—	156,5	6,1
13	136,4	132,8	137,9	5,1	129,4	-8,5	—	—	—	—	—	—	154,3	—
14	122,9	123,3	118,3	-5	116,0	-2,3	89,9	-26,2	—	—	132,9	—	141,6	8,8
15	113,4	111,2	115,7	4,5	106,9	-8,8	120,3	13,4	139,9	19,7	125,1	-14,9	140,0	15,0
16	97,7	96,8	102,4	6,6	79,1	-23,3	97,9	18,8	115,9	18,0	112,2	-3,7	120,1	7,9
17	81,5	79,3	83,1	3,8	71,0	-12,1	90,0	19,0	94,6	4,6	88,4	-6,2	97,0	8,6
18	69,2	64,9	71,1	6,2	55,9	-15,2	68,0	21,1	88,2	20,2	—	—	97,6	—
19	77,5	77,5	79,0	1,5	50,8	-28,2	68,7	17,9	80,4	11,7	77,5	-2,8	86,1	8,5

Таблица 2

Изменение среднегодовых значений $\Delta T_{\text{ср}}$ за период 1966—1977 гг. по профилю
Ашхабад—Гяурс

Номер пункта наблюдения	1966	1967	1968	1968— 1967	1969	1969— 1968	1970	1970— 1969	1975	1975— 1970	1976	1976— 1975	1977	1977— 1976
1	10,12	9,9	10,9	0,9	5,2	-5,7	9,6	4,4	—	—	—	—	—	—
2	11,8	11,1	10,1	-1,1	10,8	0,7	—	—	15,8	—	10,8	-5,1	16,3	5,5
3	15,2	15,1	17,1	2,0	13,3	-3,8	10,8	-2,5	16,1	5,3	12,9	-3,3	15,3	2,4
4	24,8	24,6	24,5	-0,3	20,6	-3,9	20,8	0,2	26,4	5,9	21,2	-5,2	24,5	3,3
5	18,1	17,9	21,3	-3,2	20,5	-0,8	16,6	-3,9	—	—	—	—	—	—
5a	14,7	14,4	21,4	6,7	14,6	-6,8	—	—	31,3	—	27,4	-3,8	32,1	4,6
6	13,1	16,4	19,7	6,5	12,4	-7,3	15,5	3,1	12,3	-3,2	12,7	0,5	17,2	4,5
7	13,1	11,8	15,4	2,3	—	—	—	—	13,7	—	10,8	-3,0	15,1	4,3
8	21,3	19,6	19,9	-1,4	13,5	-6,4	12,6	-0,9	14,9	2,3	14,4	-0,5	16,3	2,0
9	29,7	30,0	30,7	1,1	25,0	-5,7	26,6	1,6	27,7	1,1	23,7	-4,0	27,2	3,5

Для выявления возможного изменения ΔT разных лет были подсчитаны разности для последовательных годовых интервалов и за четыре года ($\Delta T_{\text{ср 1967}} - \Delta T_{\text{ср 1964}}$).

Данные анализа разностей показали, что значительных аномалий векового хода за этот промежуток времени не обнаружено. Не наблюдались за этот период и активные сейсмические события.

Измерения, проводившиеся регулярно на сейсмоактивной зоне, показали, что за период 1968—1976 гг. на отдельных пунктах поле T претерпело существенные изменения. В частности, на пяти пунктах профиля Ашхабад—Бахарден западнее п. Геок-Тепе амплитуда изменения геомагнитного поля за этот период составила 14—16 гамм (рис. 2).

Изменение среднегодовых значений $\Delta T_{\text{ср}}$ за период 1967—1977 гг.

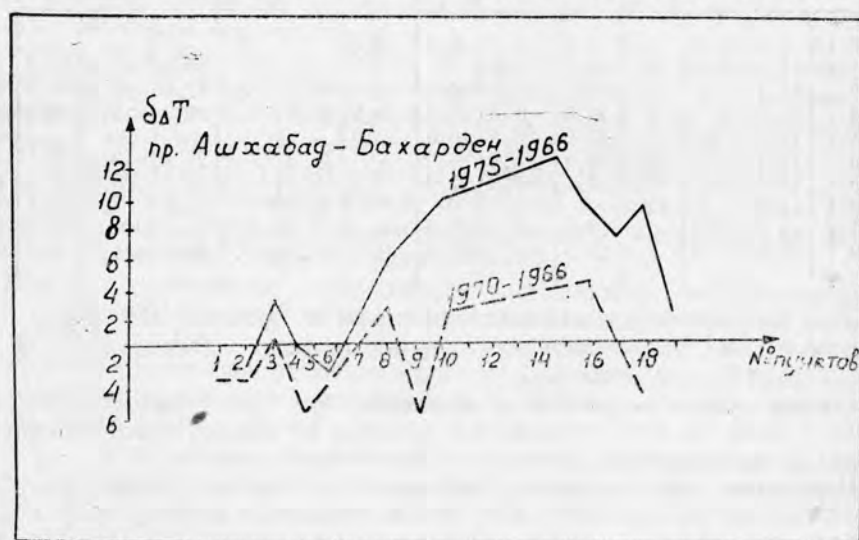
Номер пункта наблюдения	1967	1968	1968— 1967	1969	1969— 1968	1970	1970— 1969	1975	1975— 1970	1976	1976— 1975	1977	1977— 1976
по профилю Куругаудан													
1	45	47		2	50	3	49	-1	44	-5	43	-1	49
2	41	40	-1	40	0	40	0	35	-5	34	-1	40	6
3	29	30	1	22	-8	24	2	25	1	29	4	30	1
4	12	14	2	14	0	10	-4	13	3	19	6	16	-3
5	15	15	0	20	5	10	-10	19	9	19	0	—	—
26 км	13	17	4	17	0	13	-4	—	—	—	—	15	—
6	28	29	1	26	-3	24	-2	23	-1	32	9	—	—
7	48	51	3	31	-20	—	—	—	—	—	—	—	—
8	81	83	2	81	-2	—	—	80	—	80	0	—	—
9	68	69	1	66	-3	—	—	66	—	67	1	—	—

по профилю Ашхабад — Гаудан

1	5	6	1	8	2	6	-2	13	7	6	-7	10	4
2	1	2	1	3	1	1	-2	-4	-5	-2	2	4	6
3	-12	-10	2	-14	-4	-20	-6	-16	4	-15	1	-9	6
5	-15	-11	4	-16	-5	-18	-2	-8	10	-10	2	-7	3

Район расположения пунктов с аномальным изменением T соответствует участку, где происходит изменение простираения глубинного Копетдаг-Большебалханского разлома. Этому участку, по данным В. И. Лыкова, соответствует и концентрация деформаций земной коры. Выявленная аномалия, вероятно, связана с перераспределением деформаций. Поэтому весьма перспективна постановка высокоточных магнитометрических исследований в зоне разломов.

В табл. 1, 2, 3 приводятся численные результаты геомагнитных измерений на профилях Ашхабад—Бахарден, Ашхабад—Бахардок, Чу-

Рис. 2. Графики изменения разностей $\Delta T_{\text{ср}}$ за периоды 1970—1966 гг. и 1975—1966 гг.

ли—Изгант, Ашхабад—Гаудан, Ашхабад—Гяурс и Куругаудан, из которых видно, как изменялись разности на пунктах наблюдения Ашхабадского геодинамического полигона.

С целью выявления возможной связи между аномальными изменениями геомагнитного поля и землетрясениями был рассмотрен ряд сильных землетрясений с $M=3,6-5,6$, происшедших в южных районах Туркмении и северной части Ирана в период 1968—1977 гг. Суть этого анализа заключается в том, чтобы проследить, происходят ли аномальные изменения геомагнитного поля на пунктах наблюдения полигона, связанные с землетрясениями, и определить, на каких пунктах и на сколько гамм изменилось значение ΔT .

15 ноября 1968 г. произошло землетрясение с $M=5,6$. На отдельных точках профиля Ашхабад—Гяурс отмечались изменения $\Delta T_{\text{ср}}$, достигающие 5—7 гамм. При повторном измерении, проведенном через 1,5 месяца, эти аномалии сгладились.

Интересно отметить, что это землетрясение отразилось и на отдельных пунктах профиля Ашхабад—Бахарден. Так, отмечено, что после толчка 1968 г. значения на пунктах № 7, 9, 10 уменьшились (табл. 4).

Таблица 4

Изменение $\Delta T_{\text{ср}}$ на пунктах № 7, 9, 10 пр. Ашхабад — Бахарден до и после землетрясения 1968 г.

Номер пункта	До ноября 1968 г.	1969	Разность 1969—1968 гг.
7	144	136	— 8
9	151	147	— 4
10	149	136	— 13

С 1970 г. значения $\Delta T_{\text{ср}}$ на этих же пунктах западнее п. Геок-Тепе начали монотонно возрастать. Тенденция увеличения разности $\Delta T_{\text{ср}}$ в настоящее время сохраняется (рис. 2).

Из сказанного можно сделать вывод, что в пределах Ашхабадской сейсмоактивной зоны обнаружено локальное изменение аномалий векового хода геомагнитного поля. Между сейсмичностью региона и локальными изменениями вековых вариаций существует сложная связь, которая еще ждет своего разрешения. По имеющимся результатам можно предположить, что эти изменения связаны с процессом перераспределения упругих напряжений в земной коре. Необходимы специальные геомагнитные исследования в зоне аномального изменения вековых вариаций с целью изучения этих изменений и связи их с сеймотектоникой региона.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
31 октября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Барсуков О. М., Безуглая Л. С., Вадковский В. Н., Сковородкин Ю. П. О природе одной из аномалий векового хода геомагнитного «поля Земли». — «Известия АН СССР, сер. Физика Земли», 1968, № 9.
2. Крамаренко Г. В., Курбанов М. К., Ювшанов А. А. Некоторые результаты изучения аномалий векового хода геомагнитного поля в Предкопетдагском прогибе. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1969, № 3.

НЕКОТОРЫЕ МЕТОДИЧЕСКИЕ ПРИЕМЫ КОЛИЧЕСТВЕННОГО АНАЛИЗА ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ (на примере Аладаг-Мессерианской тектонической зоны)

Обобщая результаты проведенных исследований [1], можно сказать, что в общем виде каждый объект описывается упорядоченной системой признаков вида

$$N = (n_1; n_2; n_3; \dots; n_x).$$

Независимо от того, что представляют собой компоненты $n_1, n_2, n_3, \dots, n_x$ — корреляционные функции или некоторые числа, характеризующие свойства геофизических полей, сравнение геологических объектов нужно выполнять следующим образом.

Пусть, например, в каждой точке наблюдения по некоторой окрестности (на палетке) вычислена двумерная автокорреляционная функция. Очевидно, что эта функция несет в себе основные статистические свойства гравитационного поля. Аппроксимируя ее аналитическими выражениями, находим, что автокорреляционные функции можно представить выбором из четырех величин: β, φ, A и B [2].

Поскольку каждый из этих коэффициентов обусловлен определенными физико-геологическими причинами, в сущности, представляет собой разложение гравитационного поля на некоторую совокупность физико-геологически обусловленных величин, то они должны играть важную роль в решении геологических задач.

В этой связи для территории Аладаг-Мессерианской тектонической зоны мы для каждой точки наблюдения (по равномерной сетке) рассчитали автокорреляционные функции и представили их набором величин.

Пронллюстрируем методику сравнительного анализа геологических районов с помощью вектора

$$N = (\beta, A, B, \varphi).$$

Исследуемая территория разбита на 11 участков (рис. 1). Построим матрицу векторов $N = (\beta, A, B, \varphi)$ для этих участков:

$$\left. \begin{array}{cccc} \beta_1^1; & A_1^1; & B_1^1; & \varphi_1^1; \\ \beta_2^1; & A_2^1; & B_2^1; & \varphi_1^1; \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \beta_{m_1}^1; & A_{m_1}^1; & B_{m_1}^1; & \varphi_{m_1}^1 \end{array} \right\} \quad \text{1-й участок}$$

Рис. 1. Схема расчленения мезозойских отложений Аладаг-Мессериянской тектонической зоны (по гравиметрическим данным). Составили О. А. Одеков и Б. А. Курбансахатов:

1 — границы выделенных участков, 2 — основное направление простираения структурных элементов М-отложений XI. 3 — номера выделенных зон.



$$\begin{array}{c}
 \left. \begin{array}{cccc}
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \beta_1^{11}; A_1^{11}; B_1^{11}; \varphi_1^{11}; \\
 \beta_2^{11}; A_2^{11}; B_2^{11}; \varphi_2^{11}; \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \beta_{m_{11}}^1; A_{m_{11}}^{11}; B_{m_{11}}^{11}; \varphi_{m_{11}}^{11};
 \end{array} \right\} \begin{array}{l}
 \text{2-й участок} \\
 (1) \\
 \text{11-й участок}
 \end{array}
 \end{array}$$

где $m=40$, количество векторов $N=(\beta, \varphi, A, B)$ на каждом участке.

Вычислим средние по каждому параметру (по каждому столбцу): $\bar{\beta}$; $\bar{\varphi}$; $\bar{A}$; $\bar{B}$ и по отношению каждой строчки из (1) к среднему по всей совокупности построим матрицу нормированных векторов на каждом участке:

$$\left. \begin{array}{cccc}
 \gamma_{11}^1; & \gamma_{12}^1; & \gamma_{13}^1; & \gamma_{14}^1; \\
 \gamma_{21}^1; & \gamma_{22}^1; & \gamma_{23}^1; & \gamma_{24}^1; \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\
 \gamma_{m1}^1; & \gamma_{m2}^1; & \gamma_{m3}^1; & \gamma_{m4}^1
 \end{array} \right\} \begin{array}{l}
 \text{1-й участок}
 \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{cccc} \gamma_{11}^2; & \gamma_{12}^2; & \gamma_{13}^2; & \gamma_{14}^2; \\ \gamma_{21}^2; & \gamma_{22}^2; & \gamma_{23}^2; & \gamma_{24}^2; \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \gamma_{m1}^2; & \gamma_{m2}^2; & \gamma_{m3}^2; & \gamma_{m4}^2 \end{array} \right\} \quad (2)$$

2-й участок

$$\left. \begin{array}{cccc} \gamma_{11}^{11}; & \gamma_{12}^{11}; & \gamma_{13}^{11}; & \gamma_{14}^{11}; \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \gamma_{m1}^{11}; & \gamma_{m2}^{11}; & \gamma_{m3}^{11}; & \gamma_{m4}^{11} \end{array} \right\}$$

11-й участок

По каждому участку отдельно вычислим:

1) средний вектор

$$\begin{array}{cccc} \bar{\gamma}_1^1; & \bar{\gamma}_2^1; & \bar{\gamma}_3^1; & \bar{\gamma}_4^1; \\ \bar{\gamma}_1^2; & \bar{\gamma}_2^2; & \bar{\gamma}_3^2; & \bar{\gamma}_4^2; \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \bar{\gamma}_1^{11}; & \bar{\gamma}_2^{11}; & \bar{\gamma}_3^{11}; & \bar{\gamma}_4^{11}; \end{array}$$

2) модуль длины вектора

$$l^1 = \sqrt{(\bar{\gamma}_1^1)^2 + (\bar{\gamma}_2^1)^2 + (\bar{\gamma}_3^1)^2 + (\bar{\gamma}_4^1)^2} \quad (3)$$

$$l^2 = \sqrt{(\bar{\gamma}_1^2)^2 + (\bar{\gamma}_2^2)^2 + (\bar{\gamma}_3^2)^2 + (\bar{\gamma}_4^2)^2}$$

$$\vdots$$

$$l^{11} = \sqrt{(\bar{\gamma}_1^{11})^2 + (\bar{\gamma}_2^{11})^2 + (\bar{\gamma}_3^{11})^2 + (\bar{\gamma}_4^{11})^2};$$

3) среднее отклонение каждого вектора участка от своей средней

а)

1-й
участок

$$\left\{ \begin{array}{l} \Delta_1^1 = \sqrt{\frac{(\gamma_{11}^1 - \bar{\gamma}_1^1)^2 + (\gamma_{12}^1 - \bar{\gamma}_2^1)^2 + (\gamma_{13}^1 - \bar{\gamma}_3^1)^2 + (\gamma_{14}^1 - \bar{\gamma}_4^1)^2}{4}} \\ \Delta_2^1 = \sqrt{\frac{(\gamma_{21}^1 - \bar{\gamma}_1^1)^2 + (\gamma_{22}^1 - \bar{\gamma}_2^1)^2 + (\gamma_{23}^1 - \bar{\gamma}_3^1)^2 + (\gamma_{24}^1 - \bar{\gamma}_4^1)^2}{4}} \\ \vdots \\ \Delta_m^1 = \sqrt{\frac{(\gamma_{m1}^1 - \bar{\gamma}_1^1)^2 + (\gamma_{m2}^1 - \bar{\gamma}_2^1)^2 + (\gamma_{m3}^1 - \bar{\gamma}_3^1)^2 + (\gamma_{m4}^1 - \bar{\gamma}_4^1)^2}{4}} \end{array} \right. \quad (4)$$

11-й участок

$$\left\{ \begin{array}{c} \Delta_1^{11} \\ \Delta_2^{11} \\ \vdots \\ \Delta_m^{11} \end{array} \right\}$$

$$\begin{aligned} \text{б) } \bar{\varepsilon}^1 &= \sqrt{\frac{\sum_{i=2}^{m_1} (\Delta_i^1)^2}{m_1 - 1}}; \\ &\vdots \\ \bar{\varepsilon}^{11} &= \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{m_{11}} (\Delta_i^{11})^2}{m_{11} - 1}}. \end{aligned} \quad (5)$$

Таким образом, для каждого участка имеем средний вектор, модуль его длины и среднее квадратическое отклонение

$$\begin{aligned} \bar{N}^i &= (\bar{\gamma}_1^i; \bar{\gamma}_2^i; \bar{\gamma}_3^i; \bar{\gamma}_4^i;) \\ \mu^i \\ \bar{\varepsilon}^i \end{aligned}$$

Вычислим между всеми средними векторами расстояния. Имеем треугольную матрицу

$$\begin{array}{cccccc} \rho_{11} & \rho_{12} & \rho_{13} & \cdot & \cdot & \cdot & \rho_{1 \cdot 11} \\ & \rho_{22} & \rho_{23} & \cdot & \cdot & \cdot & \rho_{2 \cdot 11} \\ & & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & & & \cdot & \cdot & \cdot \\ & & & & & \cdot & \cdot \\ & & & & & & \rho_{11} \end{array}$$

при этом

$$\rho_{11} = \rho_{22} = \rho_{33} = \rho_{44} = \rho_{55} = \rho_{66} = \rho_{77} = \rho_{88} = \rho_{99} = \rho_{10 \cdot 10} = \rho_{11 \cdot 11} = 0;$$

$$\rho_{ij} = \sqrt{(\bar{\gamma}_1^i - \bar{\gamma}_1^j)^2 + (\bar{\gamma}_2^i - \bar{\gamma}_2^j)^2 + (\bar{\gamma}_3^i - \bar{\gamma}_3^j)^2 + (\bar{\gamma}_4^i - \bar{\gamma}_4^j)^2},$$

где i и j — номера участков.

Для оценки степени близости тектонических участков по вектору $N = (\beta, A, B, \varphi)$ построим график (рис. 2). По оси абсцисс равномерно нанесем номера пар сравниваемых тектонических участков, а по ординате — соответствующие значения ρ в упорядоченном виде, а также соответствующие суммы средних отклонений $\Delta \varepsilon_{ij} = \bar{\varepsilon}^i + \bar{\varepsilon}^j$.

Сопоставляя ρ_{ij} с $\Delta \varepsilon_{ij}$ и изучая ход графика ρ_{ij} , устанавливаем, какие участки лежат по вектору $N = (\beta, A, B, \varphi)$ ближе, а какие дальше (если $\Delta \varepsilon_{ij} \leq \rho_{ij}$, расхождения существенные, если $\Delta \varepsilon_{ij} \approx \rho_{ij}$, расхождений нет).

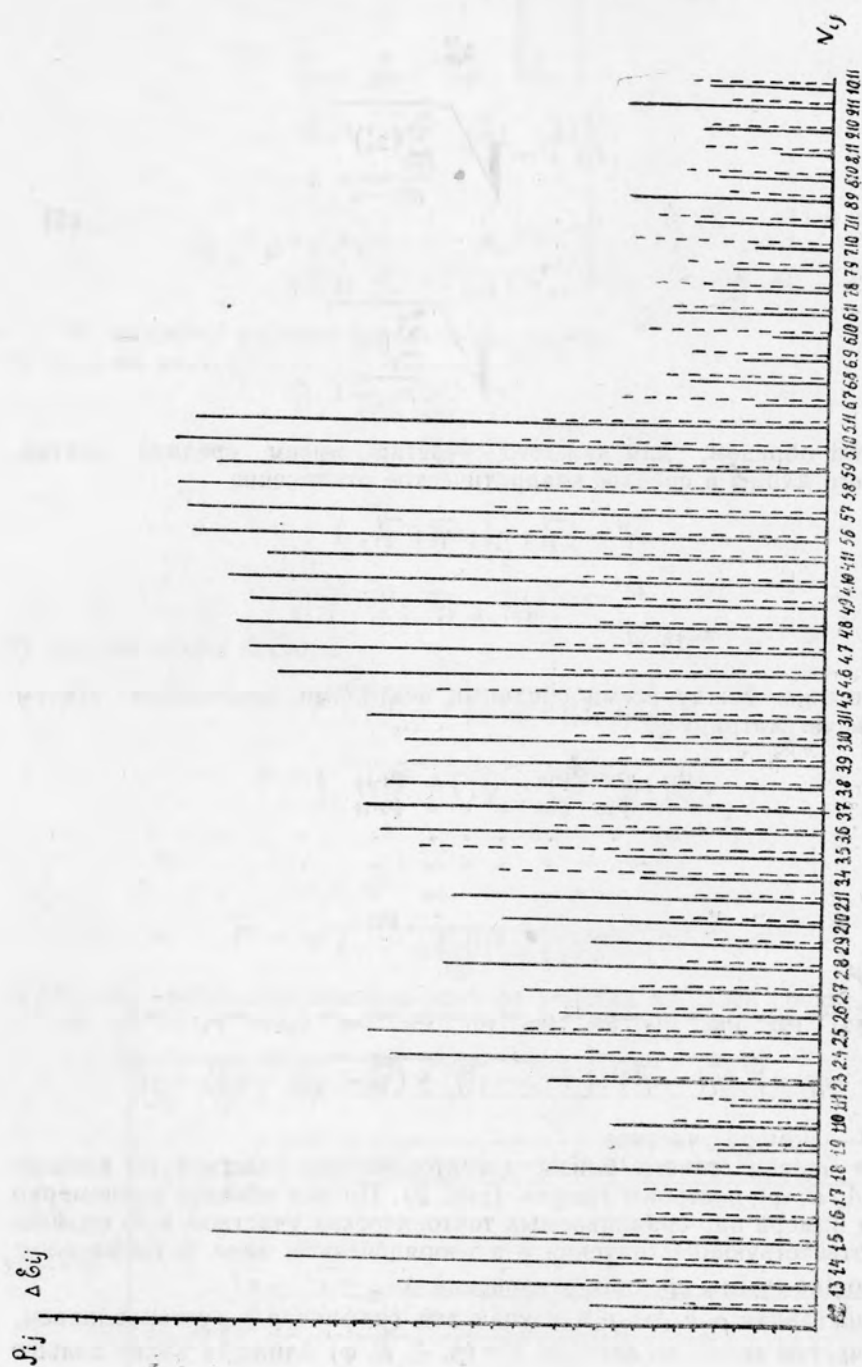


Рис. 2. График зависимости ρ_{ij} и $\Delta\delta_{ij}$ от N_{ij} . i и j — номера сравниваемых участков.

Ниже приводим фактический материал по Аладаг-Мессерианской зоне Западной Туркмении:

Таблица 1

Значения векторов N^i и средних отклонений $\bar{\varepsilon}^i$ сравниваемых участков

Номер зоны i	N^i	$\bar{\varepsilon}^i$
1	1,48	0,28
2	2,34	0,31
3	2,88	0,74
4	3,13	0,71
5	3,57	0,99
6	1,97	0,43
7	1,70	0,48
8	2,01	0,28
9	1,77	0,16
10	1,97	0,36
11	1,98	0,26

Таблица 2

Значения расстояния между сравниваемыми участками ρ_{ij}

Номер зоны	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0	1	1,86	2,41	2,68	0,78	0,70	1,20	0,43	0,91	0,37
2	—	0	1,20	1,90	1,99	1,08	1,31	1,64	1,01	1,42	1,64
3	—	—	0	0,78	0,83	1,97	2,03	2,14	1,87	2,08	2,04
4	—	—	—	0	0,59	2,55	2,55	2,59	2,47	2,64	2,47
5	—	—	—	—	0	2,78	2,83	2,88	2,70	2,88	2,77
6	—	—	—	—	—	0	0,30	0,59	0,37	0,24	0,65
7	—	—	—	—	—	—	0	0,53	0,40	0,34	0,57
8	—	—	—	—	—	—	—	0	0,88	0,47	0,20
9	—	—	—	—	—	—	—	—	0	0,54	0,90
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0	0,51
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0

Таблица 3

Значения суммарных отклонений $\Delta\Sigma_{ij}$ сравниваемых участков

Номер зоны	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
1	0	0,59	1,02	0,99	1,27	0,71	0,76	0,56	0,44	0,64	0,54
2	—	—	1,05	1,02	1,30	0,74	0,79	0,59	0,47	0,67	0,57
3	—	—	—	1,45	1,73	1,17	1,22	1,02	0,90	1,10	1,00
4	—	—	—	—	1,70	1,14	1,19	0,99	0,87	1,07	0,97
5	—	—	—	—	—	1,42	1,47	1,27	1,15	1,35	1,25
6	—	—	—	—	—	—	0,91	0,71	0,59	0,79	0,69
7	—	—	—	—	—	—	—	0,76	0,64	0,84	0,74
8	—	—	—	—	—	—	—	—	0,44	0,54	0,54
9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,52	0,42
10	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	0,62
11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Изучая графическое изображение табл. 2 и 3 (рис. 2), находим, что участки № 1, 6, 7, 8, 9, 10, 11 ближе друг к другу, нежели участки 2, 3, 4, 5*.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
23 марта 1978 г.

* Статья о результатах анализа этих участков готовится к печати.

1. Одеков О. А. и др. Атлас корреляционных функций гравитационных и магнитных аномалий тел правильной формы. Ашхабад, «Ылым», 1973.
2. Одеков О. А., Курбансаяхатов Б. Количественный сравнительный анализ двумерных автокорреляционных функций гравитационных и магнитных аномальных полей.—«Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1973, № 3.

SOME METHODS OF QUANTITATIVE ANALYSIS OF A GRAVITATIONAL FIELD (WITH SPECIAL REFERENCE TO ALADAT-MESSERIAN TECTONIC ZONE)

ГРАВИТАЦИЯ МЕЙДАНЫҢ САН АНАЛИЗИНИҢ (АЛАДАГ-МЕССЕРИАН
ТЕКТНИК ЗОНАНЫҢ МЫСАЛЫНДА) КӘБИР МЕТОДИК УСУЛЛАРЫ

Компонентлери — ики өлгегли автокорреляция функцияларын аналитик аңладыш параметрлери болуп векторлар төрүнүшүндө берилген гравитация мейданынын дешидирме анализинин методикасы гетирилээр.

УДК 665.664.592.2./575.41 574.12/

А. А. ПОЛЯКОВА
С. Р. СЕРГИЕНКО
А. АЙДОГДЫЕВ
Б. Г. НИЯЗОВ
Л. О. КОГАН

О ХИМИЧЕСКОЙ ПРИРОДЕ ИЗОПАРАФИНО-ЦИКЛОПАРАФИНОВОЙ ЧАСТИ НЕФТЯНЫХ ФРАКЦИЙ

В работе [1] показано, что часть компонентов изопарафино-парафино-нафтенных углеводородов высококипящих пятидесятиградусных фракций нефтей месторождений Котур-Тепе, Овал-Товал и Бурун образует кристаллические комплексы с тиокарбамидом. Регенерированные из тиокарбамидного комплекса углеводороды характеризуются более низкими цикличностью, значениями показателя преломления и удельного веса и более высокой температурой кристаллизации, чем исходная фракция и остаточная углеводородная смесь, не вступившая в реакцию комплексообразования с тиокарбамидом.

Ниже приводятся результаты масс-спектральных исследований углеводородных смесей до и после разделения методом тиокарбамидного комплексообразования.

Масс-спектры углеводородов снимались на хромато-масс-спектрометре ЛКБ-2091 при энергии ионизации 70 эВ, токе на катоде 50 мкА, ускоряющем напряжении 3,5 кВ и температуре камеры ионизации 250°C. Во избежание термического распада в системе напуска углеводородов из фракций, выкипающих выше 350°, образцы этих фракций вводились непосредственно в ионный источник масс-спектрометра. Воспроизводимость измерений на масс-спектрометре с прямым вводом образцов детально проверена в работе [2]. Расхождение в параллельных определениях концентрации углеводородов находится на уровне количественного масс-спектрального анализа. Расчеты масс-спектров осуществлялись на ЭВМ «Мир-2» по известной методике [3].

Результаты масс-спектральных исследований (табл. 1) показывают, что метод тиокарбамидного комплексообразования позволяет довольно эффективно концентрировать изопарафиновые и моноциклические нафтенные углеводороды. Суммарное содержание их в регенерированной из комплекса части достигает в отдельных случаях 80—90°. В остаточной же части (не вступившей в комплекс) концентрируются би- и полициклические нафтенные углеводороды. Содержание изопарафинов в регенерированных из комплекса смесях углеводородов повышается в 1,5—2 раза против исходной смеси (рис. 1 а). Во фракции 300—350°C наблюдается максимальное содержание изопарафиновых углеводородов. В смесях, образующих комплекс с тиокарбамидом, из этой фракции нефтей содержание изопарафиновых углеводородов составляет 74—

Структурно-групповой состав изопарафино-нафтовых углеводородов нефтей
месторождений Западной Туркмении

Пределы выки- пания, °C	Углеводороды	С о д е р ж а н и е, %																
		изопара- финовые	с числом нафтовых колец				Σ 5+6	изопара- финовые	с числом нафтовых колец				Σ 5+6	изопара- финовые	с числом нафтовых колец			
			1	2	3	4			1	2	3	4			1	2	3	4
Овал-Товал				Котур-Тепе				Бурун										
200—250	Исходная смесь	43	30	25	2	—	—	52	19	4	—	—	46	27	23	4	—	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	51	34	14	1	—	—	61	28	10	1	—	58	30	11	1	—	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	36	29	31	4	—	—	50	24	21	5	—	42	26	27	5	—	
250—300	Исходная смесь	40	28	19	10	3	—	41	27	18	11	3	38	27	19	12	4	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	55	31	9	4	1	—	55	31	10	4	—	55	31	10	4	—	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	32	26	23	15	4	—	33	25	22	15	5	30	26	23	16	5	
300—350	Исходная смесь	49	14	16	12	7	2	49	13	16	11	8	44	15	18	12	9	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	79	9	8	4	—	—	79	10	8	3	—	74	11	9	4	2	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	34	17	20	15	10	4	36	14	20	15	11	29	16	19	18	13	
350—400	Исходная смесь	30	26	19	10	8	7	29	27	18	10	9	36	25	17	7	8	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	52	32	11	3	2	—	53	30	11	4	2	58	28	10	3	1	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	20	24	22	13	11	10	25	24	21	12	11	20	22	20	13	14	
400—450	Исходная смесь	21	26	16	12	16	9	20	21	14	13	19	22	21	18	12	19	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	42	27	13	5	10	3	44	36	12	4	3	42	24	15	5	12	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	13	25	17	13	19	13	14	18	17	14	22	18	19	20	14	20	
450—500	Исходная смесь	15	19	15	21	20	10	14	17	16	17	24	13	14	18	18	28	
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	39	24	9	6	18	4	48	29	9	5	8	33	20	9	7	26	
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	5	18	20	25	21	11	9	14	18	20	27	9	13	19	20	29	

79%, а в смесях, не образующих комплекса с тиокарбамидом, — 29—36%.

Использованная методика масс-спектрального анализа [3] позволяет дифференцированно определить содержание циклопарафиновых углеводородов с числом циклов, содержащих в конденсированных структурах до шести включительно. При этом неконденсированные циклопарафиновые углеводороды определяются совместно с моноциклическими. Данные о составе и характере концентрационного распределения нафтеновых углеводородов в исследованных фракциях трех нефтей приведены в табл. 2 и на рис. 1б. Как видим, во всех фракциях углеводороды, образующие комплекс с тиокарбамидом, заметно обогащены неконденсированными нафтенами, содержание которых во фракциях 200—250°, 250—300° и 350—400° колеблется в пределах 65—72%; в более высококипящих фракциях доля этих структур среди нафтеновых углеводородов снижается. Во фракции 300—350° эффект обогащения неконденсированных нафтенных углеводородов значительно ниже, что объясняется меньшим суммарным содержанием этих структур.

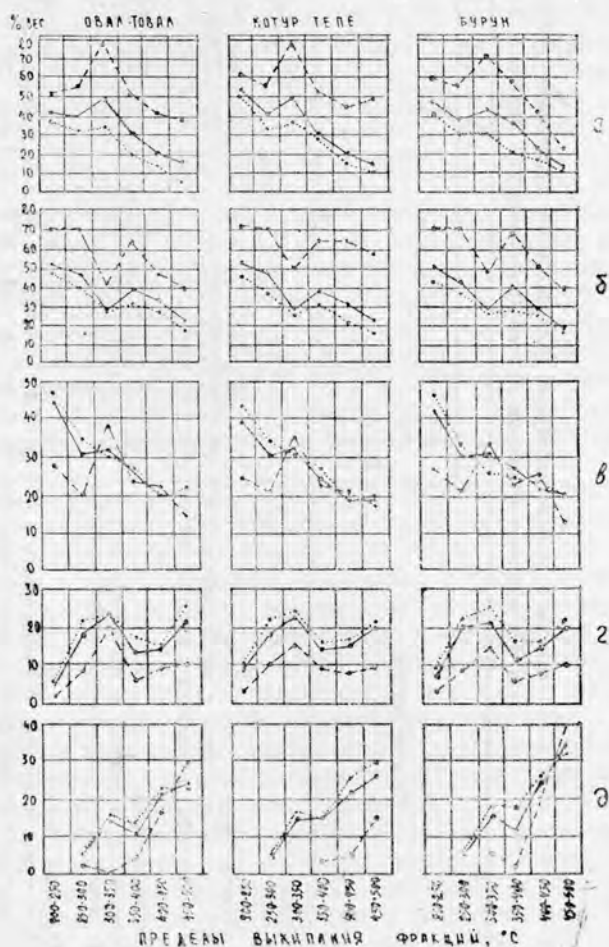


Рис. 1. Концентрационное распределение групп углеводородов в изученных фракциях до и после тиокарбамидного разделения. —•—•— углеводороды, образующие комплекс; --- исходные углеводороды; углеводороды, не образующие комплекса; а — изопарафиновые углеводороды; б — неконденсированные моноциклические нафтеновые углеводороды; в, г, д — би-, три- и тетрациклические нафтеновые углеводороды.

В углеводородах, образующих комплекс с тиокарбамидом, выделенных из фракций 200—250° и 250—300°С, содержание конденсированных бициклических нафтенных углеводородов значительно ниже, чем в смесях, не образующих комплекса с тиокарбамидом (рис. 1 а). Так, например, в остаточ-

Таблица 2

**Состав и концентрационное распределение нафтеновых углеводородов
в 50-градусных фракциях нефтей месторождений Западной Туркмении**

Пределы выки- пания, °C	Углеводороды	Содержание нафтенов, %																	
		с числом колец						с числом колец						с числом колец					
		общее содержание						общее содержание						общее содержание					
		Σ						Σ						Σ					
		1	2	3	4	5+6	1	2	3	4	5+6	1	2	3	4	5+6			
200—250	Исходная смесь	57	52	44	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	49	70	28	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	64	48	47	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
250—300	Исходная смесь	60	46	31	18	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	45	70	20	8	2	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	68	39	34	22	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
300—350	Исходная смесь	51	27	32	23	14	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	21	42	38	20	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	66	25	30	23	16	6	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
350—400	Исходная смесь	70	41	26	13	11	9	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	48	65	24	7	4	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	80	31	27	17	13	12	75	32	27	16	15	10	79	27	25	17	17	14
400—450	Исходная смесь	79	33	20	14	21	12	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	58	47	22	9	17	5	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	83	28	20	15	22	15	86	21	19	17	26	17	82	23	24	16	25	12
450—500	Исходная смесь	85	23	20	22	24	11	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Образующие комплекс с тиокарбамидом	61	39	15	10	29	7	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
	Не образующие комплекса с тиокарбамидом	95	18	22	26	23	11	91	15	20	21	30	14	91	15	21	22	31	11

ной части фракции 200—250°C содержание бициклических нафтенов составляет 43—48% от суммарного содержания нафтенов против 25—28% — в регенерированной из комплекса углеводородной смеси. В комплексобразующей части фракции 300—350°C содержание бициклических нафтенов на 5—8% больше, чем в остаточной части. Во фракциях, кипящих выше 350°C, тиокарбамидное комплексобразование практически не сказывается на перераспределении конденсированных бициклических нафтенов между образующей и не образующей кристаллический комплекс с тиокарбамидом исходной смеси предельных углеводородов.

Конденсированные трициклические нафены при тиокарбамидной обработке концентрируются в не вступающей в реакцию комплексобразования с тиокарбамидом части углеводородов. Характер концентрационного распределения этой группы углеводородов как в образующей, так и не образующей комплекса части изученных фракций нефтей практически одинаков.

Результаты масс-спектрального анализа углеводородных смесей до и после тиокарбамидного разделения (табл. 1, 2 и рис. 1д) показывают, что конденсированные тетрациклические углеводороды появляются только начиная с фракции, выкипающей выше 250°C. В углеводородных смесях, регенерированных из кристаллических комплексов с тиокарбамидом, тетрациклические нафены в заметных концентрациях присутствуют лишь во фракциях, выкипающих выше 400°C. В остаточных углеводородных смесях, не образующих комплекса с тиокарбамидом, содержание конденсированных тетрациклических углеводородов во фракциях 300—350° и 350—400°C составляет 10—14% (табл. 2). В наиболее высококипящих фракциях (выше 400°C) конденсированные тетрациклические углеводороды присутствуют в значительных концентрациях (22—31% от суммарного содержания нафтенов). При этом во фракциях, выкипающих до 450°C, углеводороды, образующие комплекс с тиокарбамидом, содержат меньше тетрациклических нафтенатов, чем углеводороды, не образующие комплекса. Исключение составляет фракция 450—500°C нефтей месторождений Овал-Товал и Бурун. В этом случае в углеводородах, регенерированных из комплекса с тиокарбамидом, тетрациклические нафены содержались в более высоких концентрациях, чем в исходных фракциях.

По данным масс-спектрального анализа, конденсированные пента- и гексаиклические углеводороды присутствуют во фракциях, выкипающих выше 300 и 350°C соответственно (табл. 1, 2). При этом они полностью концентрируются в не образующей комплекса с тиокарбамидом части и отсутствуют в углеводородных смесях, регенерированных из комплексов с тиокарбамидом; они появляются в этой части смеси только начиная с фракций, выкипающих выше 400°C (суммарное содержание их во фракции 400—450° около 3%). В следующем интервале выкипания (450—500°C) углеводородных смесей, образующих комплекс с тиокарбамидом, наблюдается только незначительное возрастание концентрации пента- и гексаиклических углеводородов (суммарное содержание менее 5%). Углеводороды, образующие комплекс с тиокарбамидом, выделенные из фракций 400—450° и 450—500°C нефти месторождения Котур-Тепе, заметно отличаются от аналогичных углеводородов нефтей месторождений Овал-Товал и Бурун более низкими содержаниями полициклических нафтенатов (содержащих три и более кольца в системе). Так, например, во фракции 450—500°C котуртепинской нефти содержание полициклических нафтенатов составляет 14%, тогда как в аналогичной фракции нефти месторождений Овал-Товал и Бурун—28 и 38% соответственно (табл. 1).

Выводы

Методом масс-спектрометрии изучен состав изопарафино-парафино-нафтенной части пятидесятиградусных фракций, выкипающих в пределах 200—500°C, нефтей месторождения Котур-Тепе, Овал-Товал и Бурун до и после тиокарбамидного разделения.

Метод тиокарбамидного комплексообразования может быть эффективно использован как для разделения высокомолекулярных углеводов изопарафино-парафино-нафтенных смесей и получения концентратов циклических и алифатических компонентов, так и для последующей дифференциации циклических углеводородов по числу колец в молекуле.

Углеводороды, образующие комплекс с тиокарбамидом, представляют собою концентраты изопарафинов и моноциклических нафтен. В отдельных случаях концентрирования изопарафиновых углеводородов в регенерированной из комплекса углеводородной смеси достигают 80%, а моноциклических нафтен — 72%, от суммарного содержания нафтенных углеводородов.

С повышением пределов выкипания нефтяных фракций (выше 400°C) заметно снижается доля изопарафинов, неконденсированных и конденсированных бициклических нафтенных углеводородов, а доля полициклических нафтен возрастает.

Тиокарбамидный комплекс захватывает из фракций парафинистой нефти месторождения Котур-Тепе значительно меньше полициклических углеводородов, чем комплекс из фракций нафтенистых нефтей месторождений Овал-Товал и Бурун.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
12 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сергиенко С. Р., Айдогдыев А., Ниязов Б. Г., Черногуб В. П. Дифференциация изопарафино-циклопарафиновых углеводородов нефти методом комплексообразования с тиокарбамидом. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 2.
2. Храмова Э. В. Изучение углеводородного состава нефтей методом масс-спектрометрии. — Автореф. канд. дисс. Ашхабад, 1973.
3. Полякова А. А. Молекулярный масс-спектральный анализ нефтей. М., «Недра», 1973.

A. A. Polyakova, S. R. Sergiyenko, A. A. Aidogdiyev, B. G. Niyazov, L. O. Kogan

ON CHEMICAL NATURE OF AN ISOPARAFFIN-CYCLOPARAFFIN CONSTITUENT OF OIL FRACTIONS

Through mass-spectrometry there was studied the composition of isoparaffin-paraffin-naphtene constituents of fractions which boils away within 200—500°C for the Koturtepe, Oval-Toval and Burun oil deposits before and after thiourea separation.

It was established that in fractions which boiled away at 350°C for oils studied, the isoparaffins content varies within the 38—52%.

Hydrocarbons, complexing with a thiourea, are the isoparaffins and monocyclic naphthenes concentrats and in the remnant part (which does not form the complex with a thiourea) are found the polycyclic naphthenes.

НЕБИТ ФРАКЦИЯЛАРЫНЫҢ ИЗОПАРАФИН-ЦИКЛОПАРАФИН БӨЛЕКЛЕРИНИҢ ХИМИКИ ТЕБИГАТЫ ХАКЫНДА

Масс-спектрометрия методы биле Готурдепэниң, Овал-Товал ве Буруның небит-лериниң 200—500° чэклеринде гайнаян элли градуслык фракцияларының изопарафин—парафин—нафтен бөлеклериниң тиокарбамид биле бөлүненден озалкы ве соңкы дүзүмлери өвренилди.

Әхли өвренилен небитиң 350°С-е ченли гайнаян фракцияларында изопарафинле-риниң мөчбериниң 38—52% чэклеринде үйтгөп дурянылыгы, хас ёкары гайнамлы фракция-ларда болса, онуң гитдигиче песелйэндиги, шоңа лайыклыкта-да нафтен углеводород-ларының пайының артяндыгы аныкланылды.

Тиокарбамид биле комплекс дөредйән углеводородлар изопарафинле-риниң ве мо-ноциклик нафтенле-риниң йыгындысы болуп дурялар, галан (тиокарбамид биле комплекс дөретмейән) бөлегинде болса полициклик нафтенле-риниң концентрирленилйерле-р.

УДК 543.54.6:66.5.666.55

А. Н. НИЯЗОВ,
Е. Ф. НИЯЗБЕРДЫЕВА

ИОНООБМЕННАЯ ХРОМАТОГРАФИЯ ИНДИВИДУАЛЬНЫХ НАФТЕНОВЫХ КИСЛОТ

Ионообменный метод широко применяется для разделения и очистки веществ, в основном в водных средах. Ионообменные реакции почти во всех случаях сопровождаются физической адсорбцией, которая в зависимости от природы ионообменника, исходных продуктов и других условий нередко проявляется в значительной мере. В неводной среде физическая адсорбция полярных продуктов нередко преобладает над ионообменными реакциями. Физически адсорбируемое вещество элюируется полярными растворителями, применяемыми при сорбции. Химически связанный продукт десорбируется растворами щелочей, солей и различными смесями. Ионообменный процесс весьма слабо представлен в применении к нефтяным продуктам, особенно скудные сведения мы имеем об использовании метода для разделения нафтеновых кислот.

Макропористые ионообменные смолы Амберлит-29 и Амберлит-15 были использованы для разделения некоторых нефтепродуктов и модельных растворов, содержащих нафтеновые кислоты, пирролы, азотистые основания и алкилфенолы [1]. Разделение модельных смесей нафтеновых кислот и пара-крезола на гидроксильной форме не достигается, так как оба продукта сорбируются химически. На карбонатной форме паракрезол связан физически и элюируется метанолом, нафтеновые кислоты связаны химически и элюируются метанолом, насыщенным CO_2 .

Двухстадийная ионообменная хроматография применена для разделения карбоновых кислот из калифорнийской нефти [2]. Аниониты дуолит А-6 и амберлит-IRA-401 обрабатывались последовательно дистиллированной водой, щелочью, снова водой, абсолютным метанолом. Проба вводилась в растворе этанол—бензол. Десорбция проводилась бензол—этанолом и смесью абсолютный этанол—бензол—уксусная кислота.

Для разделения двухосновных карбоновых кислот применялась ацетатная форма анионо-обменной смолы дауэкс IX8. Кислоты вводилась бензол—этанолом и смесью абсолютный этанол—бензол—уксусная с уксусной кислотой [3].

В каждом отдельном случае авторы применяют свою систему растворителей для подготовки анионитов и для сорбции и десорбции

карбоновых кислот. В работе [4] нами показано частичное разделение природных нефтяных кислот на анионите. В настоящем сообщении приведены результаты исследований хроматографического поведения индивидуальных нафтеных кислот.

Экспериментальная часть

Для исследования брались индивидуальные кислоты циклогексанкарбонового ряда, являющиеся аналогами природных нефтяных кислот. Из анионитов использовались ЭДЭ-10п и АН-39 № 1191, как имеющие наибольшую емкость по нефтяным кислотам, и анионит АВ-17-8 — как широко применяемый в различных отраслях химической промышленности и имеющий минимальное время, необходимое для достижения равновесия между анионитом и раствором нефтяных кислот в петролейном эфире [5]. Поскольку наиболее удобным и быстрым методом определения концентрации раствора является потенциометрическое титрование, то в первую очередь были подобраны условия титрования ц. г. к. кислоты и смеси ее соли с избытком щелочи [6].

Ц. г. к. кислота предварительно дважды перекристаллизовывалась из петролейного эфира (40—70°). При проверке чистоты ц. г. к. кислоты газо-жидкостной хроматографией небольшая примесь обнаруживается только при очень большом зашкаливании основного пика. Возможно, эта трудно удаляемая часть примесей несколько завышает ошибку титрования. Результаты потенциометрического титрования ц. г. к. кислоты и ее соли в различных условиях представлены в табл. 1.

Как видно из табл. 1, самая низкая относительная ошибка получается при титровании спиртовым раствором КОН в спирто-бензольной смеси и диметилформамиде. Несколько выше — при использовании в качестве титранта гидроокиси тетраэтиламмония в метиловом спирте. При титровании смеси соли кислоты с избытком щелочи наиболее приемлемо обратное титрование с переводом соли в кислоту раствором HClO_4 . Ввиду того, что спиртобензольная смесь поддается частичной регенерации, она была использована для серийного титрования. В качестве титранта нами в дальнейшем использовался 0,1N спиртовый раствор КОН. Сорбция ц. г. к. кислоты указанными марками анионитов изучалась как в статических [7], так и в динамических условиях. В динамических условиях сорбция изучалась в стеклянной колонке, заполненной анионитом в ОН-форме. Раствор кислоты в петролейном эфире вводился сразу после удаления воды до уровня анионита. Результаты сравнительной сорбции ц. г. к. и ц. п. к. кислот анионитами приведены в табл. 2.

Как видно из табл. 2, самой большой емкостью по ц. г. к. кислоте обладает анионит АН-39 № 1191. Для анионита АВ-17-8 отмечается падение емкости от опыта к опыту при соблюдении правил предохранения анионита от атмосферного CO_2 . Это явление подчеркивалось и в работе [8]. Наиболее воспроизводимые результаты дает анионит ЭДЭ-10п. При десорбции кислоты с анионита замечено, что количество кислоты, десорбированной щелочью, намного меньше, чем следовало бы ожидать по величине определенной емкости. Оказалось, что уже при промывке анионита петролейным эфиром десорбируется часть поглощенной кислоты. Общий баланс подтвердил, что сумма кислот, десорбированных с анионита петролейным эфиром и щелочью, равна емкости анионита, определенной при сорбции кислоты. Потери кислоты в процессе сорбции и десорбции составляют 2,0—2,5% (в пределах ошибки титрования). Этот вид поглощения, десорбируемый

Таблица 1

Условия титрования ц. г. к. кислоты и ее смесей

Продукт	Растворитель	Титрант	Навеска, г		Ошибка титрования	
			исходная	по титрованию	абсолютная, г	относит. %
Циклогексанкарбоновая кислота	абсолютная смесь спиртобензольная смесь диметилформамид метилэтилкетон спиртоэфирная смесь спиртоэфирная смесь	абсолютный спиртовый раствор КОН, 0,1N	0,1681	0,1639	-0,0042	-2,44
		" "	0,1283	0,1251	-0,0032	-2,49
		" "	0,1094	0,1068	-0,0026	-2,38
		" "	0,1096	0,0993	-0,0103	-9,40
		водный раствор КОН, 0,1N	0,1088	0,1178	+0,0090	+8,27
			0,0877	0,0848	-0,0029	-3,31
Калиевая соль ц. г. к. кислоты + избыток КОН	спиртобензольная смесь	гидроксид тетраэтиламмония в метиловом спирте, 0,1N	0,1125	0,1093	-0,0032	-2,84
		абсолютный спиртовый раствор КОН (прямое титрование)	0,1482	0,2006	+0,0524	+35,35
		абсолютный спиртовый раствор (обратное титрование с HClO_4)	0,1227	0,1204	-0,0033	-1,87
Ц. Г. К. кислота + циклогексан	спиртобензольная смесь	абсолютный спиртовый раствор КОН, 0,1N	0,114	0,1081	-0,0033	-2,96
			0,1789	0,1823	+0,0034	+1,19

с анионита чистым растворителем, большинством авторов классифицируется как поверхностная или молекулярная адсорбция или донновское распределение [9, 10, 11]. Таким образом, обнаружено, что при сорбции ц. г. к. кислоты анионитом наряду с ионным обменом наблюдается явление молекулярной адсорбции.

Таблица 2

Сорбция ц. г. к. и ц. п. к. кислот различными марками анионитов

Анионит	Кис-лота	Условия сорбции	Емкость, мг-экв/г
ЭДЭ-10п	Ц.Г.К.	статические	2,13
	Ц.Г.К.	динамические	1,77
АН-39	Ц.Г.К.	статические	11,42
	Ц.П.К.	динамические	3,44
№ 1191	Ц.П.К.	статические	14,21
АВ-17-8	Ц.Г.К.	статические	3,32; 1,96; 1,42

Далее были изучены некоторые закономерности сорбции ц. г. к. кислоты анионитом ЭДЭ-10п — зависимость емкости от концентрации исходного раствора, вида растворителя, предварительной обработки анионита. В качестве растворителей были использованы петролейный эфир (40—70°, 70—100°), циклогексан, бензол, метиловый спирт. Наличие обоих процессов — ионного обмена и молекулярной адсорбции — наблюдается для всех растворителей. Петролейный эфир 40—70° в силу большой летучести сильно изменяет концентрацию раствора и потому создает плохую воспроизводимость. В связи с этим большинство опытов проводилось с петролейным эфиром 70—100° и циклогексаном. Зависимость емкости анионита от концентрации раствора исследовали в статических и динамических условиях. Лучшие результаты получаются при работе в динамических условиях при использовании в качестве растворителей петролейного эфира 70—100° и циклогексана. Опыты проводились в стеклянной колонке емкостью по аниониту в набухом состоянии 3 мл (1 г анионита в воздушно-сухом состоянии). Раствор кислоты заливался в колонку после того, как вода спускалась до уровня анионита. Это позволяло точно замерять свободный объем колонки, так как органический раствор не смешивался с водой. Как только раствор впитывался в анионит, сверху наливался чистый петролейный эфир. Затем отбирался раствор кислоты в петролейном эфире, равный свободному объему колонки, анионит промывали петролейным эфиром до полного исчезновения кислоты в растворе (по титрованию). Десорбция кислоты, вступившей в реакцию ионного обмена, проводилась раствором КОН до чистой щелочи (по титрованию). Всплывание вверх петролейного эфира после добавления щелочи легко избежать подачей щелочи с низа колонки.

По результатам титрования рассчитывалось количество поглощенной и выделившейся кислоты. Так как количество кислоты, поглощенной анионитом молекулярно, получается несколько завышенным за счет механически задержавшейся в анионите кислоты, молекулярную адсорбцию определяли по разности между поглощенной кислотой и кислотой, вступившей в реакцию ионного обмена. Результаты представлены в табл. 3, рис. 1, 2.

Из таблицы и рисунков видно, что емкость анионита не зависит от концентрации исходного раствора, что согласуется с правилом о независимости емкости анионитов от концентрации для одноосновных кислот. Для раствора с низкой концентрацией требуется лишь боль-

ший объем пропущенного раствора (рис. 2), что так же согласуется с установленной ранее зависимостью для других кислот [9]. Это позволило нам в дальнейшем работать с более разбавленными растворами, что улучшает условия потенциометрического титрования, увеличивая резкость скачков титрования.

Таблица 3

Зависимость сорбции ц. г. к. кислоты от концентрации раствора

Концентрация исходного раствора, мг-экв/мл	Емкость анионита, мг-экв/г		
	общая	ионный обмен	молекуляр- ная адсорб- ция
0,2296	1,8393	1,2890	0,5503
0,4494	1,7522	1,2352	0,5170
0,6717	1,7566	1,2009	0,5557
1,1475	1,7332	1,3120	0,4212

Как видно из табл. 3, для всех концентраций наблюдаются ионный обмен и молекулярная адсорбция с соотношением величин в среднем 2,5:1,0. Поскольку ионный обмен в водноорганических условиях изучен недостаточно, объяснения кинетики такого обмена различны [10, 12]. Интересно было сравнить полученные данные с сорбцией в неводных условиях. Анионит промывали после воды метиловым

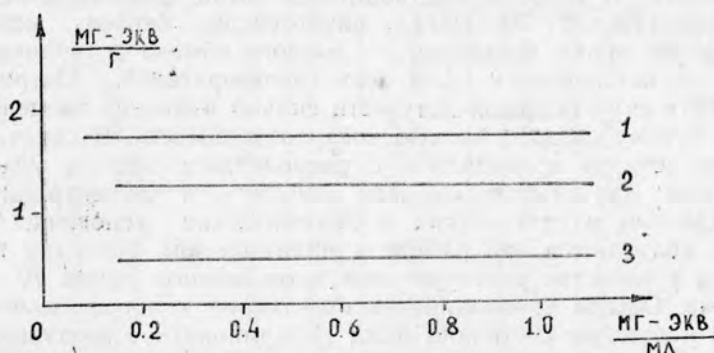


Рис. 1. Зависимость емкости анионита ЭДЭ-10п по ц. г. к. кислоте от концентрации исходного раствора: 1 — общая емкость, 2 — ионный обмен, 3 — молекулярная адсорбция.

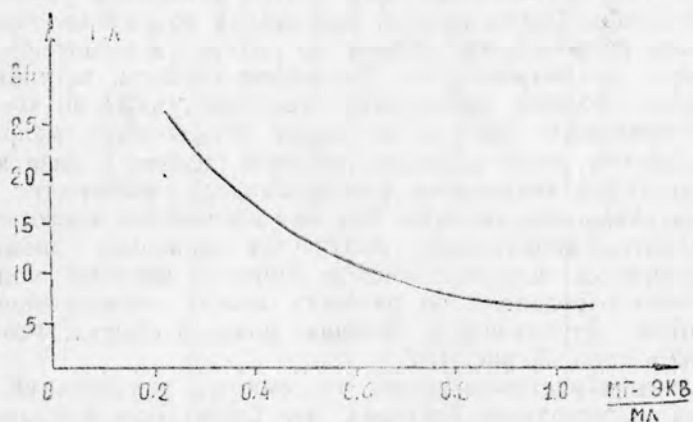


Рис. 2. Зависимость необходимого объема раствора от его концентрации.

спиртом и циклогексаном и пропускали через него раствор ц. г. к. кислоты в циклогексане и метаноле.

Как видно из табл. 4, емкость анионита при использовании в неводных условиях в качестве растворителя циклогексана значительно повышается по сравнению с водноорганическими условиями. Но это повышение идет главным образом за счет молекулярной адсорбции, тогда как ионный обмен увеличивается незначительно. Общая емкость в данном случае несколько завышена, поскольку в этих условиях трудно точно учесть свободный объем колонки, ибо органический раствор более тяжелой концентрации опережает при вытекании чистый растворитель.

Таблица 4

Сорбция ц. г. к. кислоты в безводных условиях

Растворитель	Емкость, мг-экв/г		
	общая	ионный обмен	молекулярная адсорбция
Циклогексан	3,5200	1,6873	1,8327
Метиловый спирт	1,6307	0,1984	1,4223

При использовании для разбавления ц. г. к. кислоты полярного растворителя (метилового спирта) общая емкость анионита несколько ниже, чем в водноорганических условиях, причем емкость анионита также несколько завышена. Но величина ионного обмена в этом случае очень небольшая.

На основании полученных данных можно сказать, что наличие водной пленки в анионите не является препятствием для взаимодействия между органическим раствором и анионитом. Причем в этих условиях взаимодействие идет в основном по типу обмена и в меньшей степени — по типу молекулярной сорбции. Удаление воды увеличивает сорбцию за счет молекулярного взаимодействия, а сорбция по типу ионного обмена незначительна. Так как остатки воды очень трудно удаляются из анионитов, вода, вероятно, остается, и диссоциация ионообменной группы анионита происходит за счет воды [12]. Уменьшение сорбции по типу обмена при использовании в качестве растворителя метилового спирта можно объяснить экранизацией водорода кислоты метильной группой.

Воспроизводимость при проведении сорбции в водноорганических условиях составляет 90—95%. Учитывая простоту проведения процесса, отсутствие дополнительных ступеней регенерации анионита, кроме промывки водой после десорбции щелочью, не говоря уже о токсичности метилового спирта, можно сказать, что сорбция нефтяных кислот в водноорганических условиях является удобным и надежным способом ионообменной очистки и частичного разделения карбоновых кислот.

Далее нами изучена зависимость величин ионного обмена и молекулярной адсорбции для некоторых кислот циклогексанового ряда, чтобы установить, существует ли зависимость между строением кислоты и ее поведением в ионообменной хроматографии. Изучение проводилось в описанных выше условиях для ц. г. к. кислоты с концентрацией исходного раствора 0,5 мг-экв/мл.

Как видно из табл. 5, для всех изученных кислот наблюдаются оба вида сорбции — по способу обмена и по способу молекулярной сорбции. Если величина ионного обмена мало зависит от длины боковой цепи и наличия заместителей в цикле, то молекулярная сорбция является более зависимой от строения молекулы. При удлинении бо-

Сорбция кислот ц. г. к. ряда анионитами

Кислота	Анионит	Емкость, мг-экв/г			Ионный обмен молекулярная адсорбция
		общая	ионный обмен	молекулярная адсорбция	
ц. пенкарбоновая	ЭДЭ-10п	1,9367	1,3201	0,6166	2,14
ц. гексанкарбоновая		1,9980	1,4862	0,5118	2,90
ц. г. уксусная		2,9665	1,4016	1,5649	0,90
ц. г. пропионовая		2,4181	0,9756	1,4425	0,68
ц. г. масляная		1,7373	1,0039	0,7364	1,36
ц. г. капроновая		2,3992	1,3219	1,0773	1,23
О-метил ц. г. к.		1,9095	1,0969	0,8126	1,35
М-метил ц. г. к.		2,0918	1,0977	0,9941	1,10
П-метил ц. г. к.		2,0231	1,1805	0,8426	1,40
О-метил ц. г. к.		6,01	3,16	2,85	1,11
М-метил ц. г. к.	АН-39 № 1191*	5,60	2,68	2,92	0,84
П-метил ц. г. к.		6,05	4,17	1,88	2,33

ковой цепочки величина ионного обмена несколько падает, достигая минимума для ц. г. пропионовой кислоты, затем снова несколько увеличивается. Молекулярная адсорбция, наоборот, резко увеличивается для ц. г. уксусной кислоты, снова падает, достигая минимума также для ц. г. пропионовой кислоты, затем снова увеличивается.

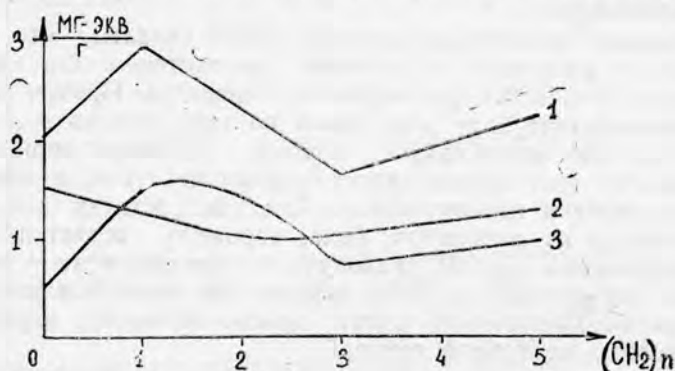


Рис. 3. Зависимость емкости анионита ЭДЭ-10п по кислотам ц. г. к. ряда от длины боковой цепочки: 1 — общая емкость, 2 — ионный обмен, 3 — молекулярная адсорбция.

Так как изучаемые кислоты имеют насыщенную углеводородную систему, то при значительном влиянии цикла введение одной или нескольких метильных групп мало влияет на константы диссоциации [13]. Указанное поведение изучаемых кислот сходно с поведением жирных кислот, что объясняется не столько индуктивным влиянием введенной группы, сколько другими факторами, возможно, взаимодействием атомов водорода концевых метильных групп с атомами кислорода кислоты, а также пространственным затруднением сольватации анионов кислот [14].

При сравнении сорбции метилзамещенных кислот можно отметить повышение величин молекулярной адсорбции и некоторое снижение ионного обмена относительно незамещенной ц. г. к. кислоты. Снижение ионообменной способности при замещении водорода в цикле,

* Сорбция метилзамещенных ц. г. к. кислот анионитом АН-39 № 1191 была темой дипломной работы студентки ТПИ Н. П. Атамаловой.

вероятно, зависит не столько от изменения характера электронной плотности, сколько просто от пространственных затруднений, вызванных размерами отдельных функциональных групп молекулы и их расположением [15]. При сравнении же изомеров метилзамещенных кислот между собой видно некоторое увеличение ионного обмена над молекулярной сорбцией для п-замещенной кислоты. Это согласуется с закономерностью, что перемещение заместителя в п-положение изменяет электронную плотность реакционной группы, увеличивая ионообменную способность и уменьшая способность к молекулярной сорбции [16].

Сравнение величин сорбции метилзамещенных кислот различными анионитами показывает пропорциональность обоих видов сорбции для каждого анионита. Это еще раз подтверждает, что общая величина сорбции анионитов—функция строения и свойств самих анионитов, но соотношение между видами сорбции является функцией строения сорбируемой кислоты.

Следует отметить плохую механическую прочность анионита АН-39 № 1191. Сильно набухая в водной среде и давая усадку в неполярном растворителе, анионит растрескивается, что приводит к закупорке колонки. Поэтому несмотря на большую емкость, анионит АН-39 не использовался нами в дальнейших исследованиях.

Выводы

Для всех изученных кислот и анионитов наряду с ионным обменом наблюдается явление молекулярной адсорбции. При этом величина сорбции кислот не зависит от концентрации исходного раствора.

При проведении процесса в водноорганических условиях основным видом сорбции является ионный обмен. При замене водноорганических условий безводными увеличение сорбции происходит в основном за счет усиления молекулярного взаимодействия, при использовании в безводных условиях полярного растворителя (метилового спирта) сорбция идет главным образом за счет межмолекулярных сил при почти полном отсутствии ионного обмена. Установлена зависимость величин ионного обмена и молекулярной адсорбции от наличия заместителей и длины боковой цепочки изученных кислот циклогексанового ряда.

Общая величина сорбции является функцией строения анионита, тогда как соотношение величин ионного обмена и молекулярной адсорбции всецело зависит от строения молекулы сорбируемой кислоты.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
1 июня 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Webster P. V., W. J. N. and Franks M. C. Macroreticular ion—exchange resins; some analytical applications to petroleum products. «Anal. chimica acta», v. 38, N 1—2, 193—200, 1967.
2. Seifert W. K. and Howells W. G. Interfacially active acids in a California Crude Oil. Isolation of carboxylic acids and phenols. «Anal. Chem.», v. 41, N 4, 554—562, 1969.
3. Lee K. S. and Samuelson O. Anion-exchange chromatography of organic acids in magnesium acetate medium «Anal. chimica acta», v. 37, N 3, 359—363, 1967.
4. Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф., Вахабова Х. Д. и др. Разделение и идентификация природных нефтяных кислот. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1978, № 1.
5. Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф. Ионный обмен в применении к нефтяным продуктам. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 6.

6. Крешков А. П., Быкова Л. Н., Казарян Н. А. Кисотно-основное титрование в неводных средах. М., «Химия», 1967.
7. Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф., Моллаков Б. М. Сорбция нефтяных кислот анионитом ЭДЭ-10п. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1968, № 3.
8. Хамидов Б. Н., Адылова Т. Т., Нишанова Ш., Рябова Н. Д. Адсорбенты для смол и нафтеновых кислот. — В сб.: Адсорбенты для анализа и разделения нефтепродуктов. Ташкент, «ФАН», 1970.
9. Самуэльсон О. Ионнообменные разделения в аналитической химии. Л., «Химия», 1966.
10. Трёмийон Б. Разделение на ионообменных смолах. М., «Мир», 1967.
11. Салдадзе К. М., Пашков А. В., Титов В. С. Ионообменные высокомолекулярные соединения. М., Госхимиздат, 1960.
12. Гельферих Ф. Иониты. Основы ионного обмена. М., ИЛ, 1962.
13. Ниязов А. Н., Аманов К. Б., Трапезникова В. Ф., Чиркова Б. В. Растворимость и константы диссоциации некоторых алициклических кислот. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 4.
14. Темникова Т. И. Курс теоретических основ органической химии. Л., Госхимиздат, 1962.
15. Давыдов А. Г., Нагорная Н. А. Исследование влияния замещающих групп на величину сорбции анионов солей карбоновых кислот. — В сб.: Иониты и ионный обмен. М., «Наука», 1966.
16. Сайкс П. Механизмы реакций в органической химии. М., «Химия», 1973.

A. N. Niyazov, E. F. Niyazberdiyeva

LON-EXCHANGABLE CHROMATOGRAPHY OF SINGLE NAPHTENS ACIDS

It was shown the availability of two types of interactions: the molecular adsorption and ion exchange. The correlation between them is dependent upon the preliminary ionite treatment, the kind of dissolvent, acid molecular structure and anionite composition.

А. Н. Ниязов, Е. Ф. Ниязбердыева

ИНДИВИДУАЛ НЕФТЕН КИСЛОТАЛАРЫНЫҢ ИОН ЧАЛЫШМА ХРОМАТОГРАФИЯСЫ

Индивидуал нефтен кислоталарының ион чалышма хроматографиясы өвренилди. Ики көрүнүш — молекуляр адсорбцияның ве ион чалышмасының өзара херекети көркезилер. Оларың арасындакы лайыклык анионитиң өңүндөн гайтадан ишленмесине, эредижиңиң көрүнүшине, кислота молекулаларының ве анионитиң составының гурлушына баглы.

УДК 541.138.3:541.135.8

Т. А. ДЖАФАРОВА
С. И. ЖДАНОВ
А. Н. НИЯЗОВ
Р. М. ДЖУМАЕВ

УСТРАНЕНИЕ ИНГИБИРУЮЩЕГО ДЕЙСТВИЯ п-МЕТИЛЦИКЛОГЕКСАНКАРБОНОВОЙ КИСЛОТЫ НА ЭЛЕКТРОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ПЕРЕМЕННОТОКОВОЙ ПОЛЯРОГРАФИИ

Известно, что специфически адсорбирующиеся анионы (J^- , $Bг^-$, Cl^- , CNS^-), а также тиомочевина способны ускорять электродные процессы, протекающие как на чистой поверхности ртути, так и на покрытой поверхностно-активными органическими веществами (ПАОВ) [1—13]. Ускорение это обусловлено образованием электроактивных комплексов металлов с поверхностно-активными анионами [3—10], ориентирующихся в процессе адсорбции к электроду галоидным концом, являющимся тем лигандным «мостиком», который облегчает последующий перенос электрона. Процесс ускоряется с ростом концентрации адсорбирующегося аниона лишь до какого-то предела, а далее наблюдается его торможение в результате образования либо ионных пар между металлом и анионом, либо тройных комплексов между металлом, анионом и ПАОВ, которые, адсорбируясь на р. к. э., образуют полимолекулярные слои и тормозят разряд металлов [10—12]. Мы применили ускоряющее действие иодид-ионов для устранения влияния п-метилциклогексанкарбонической (п-МЦГКК) кислоты на электродные процессы.

Исследования [14] показали способность электрохимически инертной п-МЦГКК адсорбироваться из водных растворов на р. к. э. в широком интервале потенциалов в виде нейтральных молекул. Переменно-токовая полярограмма ее содержит два адсорбционно-десорбционных пика, потенциалы которых зависят от концентрации кислоты и природы аниона фона.

Нами выбраны металлы, потенциалы восстановления которых лежат в области как адсорбции (свинец, кадмий), так и десорбции (медь, цинк) кислоты с электрода.

Исследования проводили в переменноточковом режиме (активная компонента) на полярографе ППТ-1 с наложением трапецидального напряжения частотой 85 Гц и амплитудой 4 мВ в трехэлектродной ячейке.

На рис. 1а показана полярограмма восстановления Cu , Cd , Pb и Zn в отсутствие и в присутствии п-МЦГКК. Увеличение концентрации кислоты в растворе ведет к усилению ингибирования процесса

восстановления Pb и Cd. Последнее выражается в снижении пиков вплоть до полного исчезновения, но потенциалы их при этом остаются неизменными. Для полного подавления пика Pb необходимо в пять раз большее количество кислоты ($6 \cdot 10^{-3} \text{M}$), чем для подавления пика Cd ($1,2 \cdot 10^{-3} \text{M}$). Построенные ранее изотермы адсорбции п-МЦГКК показали, что наибольшая степень заполнения поверхности электрода происходит при $\sim -0,7 \text{V}$. При удалении от этой точки как в анодном, так и в катодном направлениях адсорбция уменьшается, и при достижении определенных потенциалов (зависящих от концентрации кислоты) происходит ее полная десорбция. Вот почему для подавления Cd, $E^{1/2}$ которого находится в области максимальной адсорбции, требуется меньшее количество кислоты. Пики Cu и Zn совмещаются с адсорбционно-десорбционными пиками кислоты, поэтому они повышаются и смещаются с ростом ее концентрации.

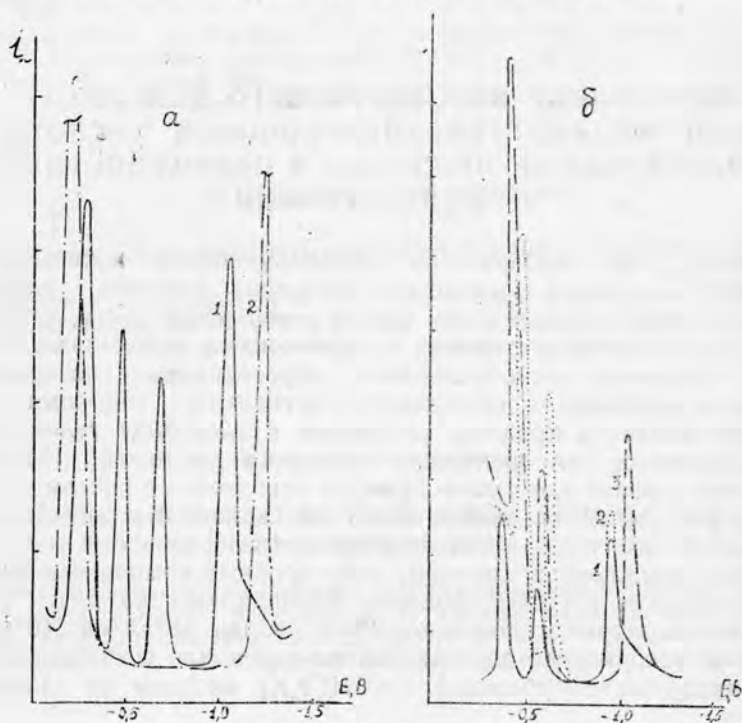


Рис. 1. Переменнотоковая полярограмма Cu ($12,6 \cdot 10^{-4} \text{ г-и/л}$), Pb ($4 \cdot 10^{-5} \text{ г-и/л}$), Cd ($4 \cdot 10^{-5} \text{ г-и/л}$) и Zn ($19 \cdot 10^{-3} \text{ г-и/л}$): а — в водном 1M растворе KCl (кривая 1). Кривая 2 то же самое, но в присутствии $6 \cdot 10^{-3} \text{M}$ п-МЦГКК, б — в водном 1M растворе NaClO_4 (кривая 1) и с добавлением $5 \cdot 10^{-2} \text{M}$ NaI (кривая 2), $3 \cdot 10^{-3} \text{M}$ п-МЦГКК (кривая 3).

Введение возрастающих количеств иодид-ионов в раствор вызывает появление и повышение ингибированных пиков Cd и Pb. По высоте они превосходят первоначальные пики и смещены в отрицательную область потенциалов тем больше, чем выше концентрация ионов I^- в растворе. Пик Pb появляется при меньшей концентрации ионов I^- и повышается значительно быстрее, чем пик Cd. Вероятно, значение имеет то обстоятельство, что кислота в растворе по отношению к Cd находится в избытке.

Введение иодид-ионов ($4 \cdot 10^{-2} \text{M}$) в раствор металлов, не содержащий кислоты, также повышает оба пика (рис. 1б), но доведение кон-

центрации п-МЦГКК в нем до $5 \cdot 10^{-3} \text{M}$ вызывает еще больший рост пика Pb, в то время как увеличенный пик Cd полностью ингибируется. Дальнейшее увеличение концентрации кислоты приводит к снижению пика Pb. Если в этот раствор дополнительно ввести ионы J^- (до $1 \cdot 10^{-1} \text{M}$), то оба пика снова подрастут. Увеличивая попеременно концентрацию то ионов J^- , то кислоты, можно то увеличить, то уменьшить высоту пиков Pb и Cd.

Нечто подобное происходит и с потенциалами пиков. Введение в раствор ионов J^- вызывает смещение пиков в отрицательную область, а п-МЦГКК, добавленная в этот же раствор, смещает пики в обратном направлении, то есть как бы стремится вернуть их на прежнее место. Между тем, как уже отмечалось, присутствие ее в растворе, не содержащем иодид-ионы, совершенно не влияет на потенциалы пиков Pb и Cd.

Присутствие ионов J^- в растворе мало сказывается на высоте пика Zn и не оказывает влияния на его положение. Кислота же повышает и смещает его в отрицательную область потенциалов благодаря совмещению с адсорбционно-десорбционным пиком.

Описанные явления вызваны конкурентной адсорбцией ионов J^- и кислоты. В зависимости от соотношения концентраций в растворе области потенциалов адсорбции их могут находиться в непосредственной близости друг от друга или же одна из областей может расширяться за счет уменьшения другой (рис. 2а).

При достижении определенной концентрации кислоты в растворе, уже способной конкурировать с иодид-ионами за расширение своей области адсорбции, ее действия на электродные процессы преобладают над действием ионов J^- . Область адсорбции иодид-ионов, уменьшаясь, смещается в анодную область. При этом ослабляется ее действие на электродные процессы, и пики Pb и Cd, понижаясь, стремятся вернуться в исходное положение.

Следует отметить, что величина смещения потенциала пика Pb в катодном направлении при данной концентрации J^- превышает смещение потенциала пика Cd. В анодном же направлении при данной концентрации п-МЦГКК соотношение обратное.

Иодид-ионы действуют на пики как связанные, так и не связанные с электрохимическими процессами. На рис. 2а показано влияние ионов J^- на полярограмму п-МЦГКК. В их присутствии пик, расположенный в менее катодной области потенциалов, смещается и повышается, в то время как пик, расположенный в более катодной области, не изменяется.

Адсорбируясь в области потенциалов смещенного пика, ионы J^- вытесняют кислоту с поверхности электрода, тем самым оказывая влияние на его высоту и положение. Совмещение потенциалов пика десорбции кислоты и пика восстановления свинца увеличивает высоту последнего (аналогично действию кислоты на пики Cu и Zn в отсутствие ионов J^-), чем и объясняется рост пика Pb под действием кислоты в присутствии ионов J^- . Когда потенциал десорбции кислоты превышает потенциал восстановления Pb, начинается ингибирование и этого процесса, а пик Cd продолжает понижаться, так как он находится в области адсорбции кислоты.

По-видимому, аналогичным образом можно объяснить и увеличение пиков Pb и Cd ионами J^- в отсутствие кислоты. Начало пика Pb в большей степени совпадает с десорбцией J^- с электрода, чем Cd, поэтому он больше повышается и смещается в отрицательную область. При избыточном содержании ионов J^- , когда область адсорбции его перекрывает потенциал восстановления Pb, пик Pb снижается, в то время как пик Cd продолжает повышаться.

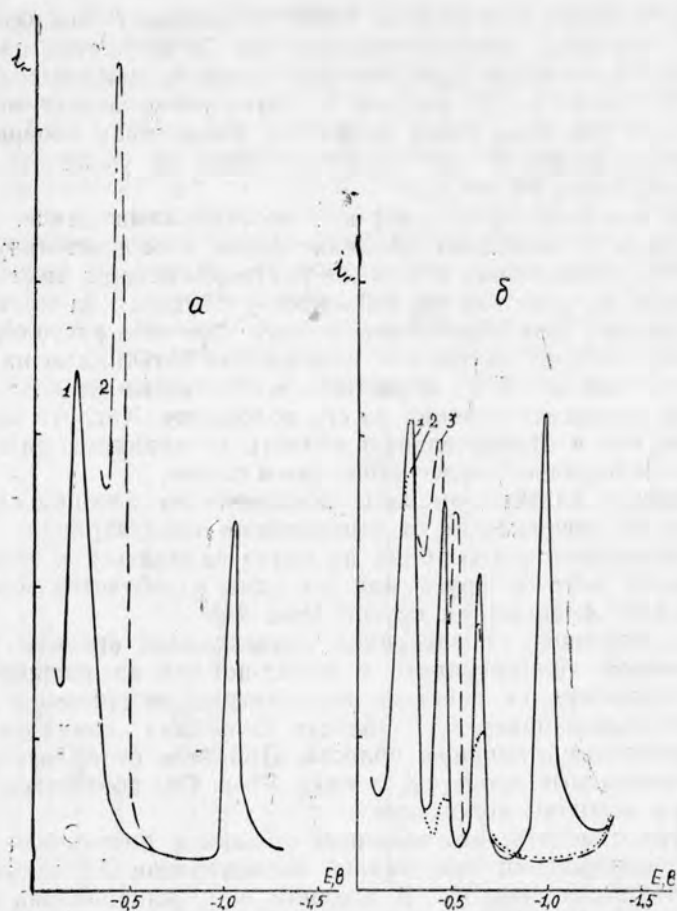


Рис. 2. Переменнотоковая полярограмма *а* — п-МЦГКК ($1 \cdot 10^{-3} \text{M}$) в водном 1M растворе KCl (кривая 1) в присутствии $1 \cdot 10^{-2} \text{M}$ NaI (кривая 2); *б* — переменнотоковая полярограмма Cu ($12,6 \cdot 10^{-4} \text{ г-и/л}$), Pb ($4 \cdot 10^{-5} \text{ г-и/л}$), Cd ($4 \cdot 10^{-5} \text{ г-и/л}$) и Zn ($19 \cdot 10^{-3} \text{ г-и/л}$) в водном 1M растворе KCl (кривая 1), в присутствии $2 \cdot 10^{-3} \text{M}$ Трилона Б (кривая 2) и с добавлением $2 \cdot 10^{-4} \text{M}$ NaI (кривая 3).

Из наших и литературных [5, 10, 12, 13] данных видно, что если для ускорения различных электродных процессов применять один и тот же активатор (например, ион I^-), то чем в более катодной области протекает процесс, тем большее количество иодид-ионов необходимо для ускорения процесса, а также сближения потенциалов адсорбции их и восстановления металлов, что, вероятно, и является причиной ускорения. Pb и Cd имеют очень близкие, но не равные потенциалы восстановления и практически одинаковые константы нестойкости комплексов с ионами I^- , поэтому их восстановление не в равной степени ускоряется этими ионами. В случае же восстановления одного и того же металла в присутствии различных активаторов потенциал восстановления его определяется границами области адсорбции активаторов.

На рис. 26 показаны полярограммы Cu , Cd , Pb и Zn в присутствии комплексообразователя Трилона Б. Трилон Б со всеми исследуемыми металлами образует очень прочные электрохимически инертные комплексы. Следствием этого является понижение пиков со смещением

их вдоль оси потенциалов. Введение иодид-ионов в раствор (кривая 3) и здесь вызывает появление и рост пиков Cu, Pb и Cd со смещением их в отрицательную область потенциалов и совершенно не влияет на пик Zn.

Тиомочевина, аналогично иодид-ионам, способна устранять тормозящее действие п-МГЦКК на электродные процессы.

При исследовании влияния аниона фона установлено, что ускоряющий эффект увеличивается в ряду SO_4^{2-} , ClO_4^- , Cl^- .

На основании изложенного можно заключить, что наибольшее ускорение электродных процессов за счет переноса электронов через «мостик» специфически адсорбирующихся анионов наблюдается при таком подборе металла и аниона, а также соотношения их концентраций, при котором потенциалы начала восстановления совпадают с потенциалом десорбции, то есть «мостиком» служит анион, десорбирующийся с электрода.

Описанные явления могут найти применение в аналитической практике.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
12 мая 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хопин А. Н., Жданов С. И. В сб.: Электрохимические процессы с участием органических веществ. М., «Наука», 1970.
2. Лошкарёв М. А., Крюкова А. А., Лошкарёв Ю. М., Дьяченко Т. Ф. Влияние ионов хлора на скорость электродных процессов в условиях адсорбции добавок на электродах. Основные вопросы современной теоретической электрохимии. М., «Мир», 1965.
3. Турьян Я. И., Рожкова Т. Е., Кудинов Н. И., Москатов И. И. Исследование каталитического эффекта ионов роданида при полярографировании Ge (IV) в кислой среде. — «Журнал общей химии», 1976, 46, № 9.
4. Турьян Я. И., Рувинский О. Е., Кулаева Л. Т. Механизм активации ингибированного процесса в полярографии и кинетика гетерогенных реакций комплексообразования. — «Электрохимия», 1974, 10, № 10.
5. Рувинский О. Е., Турьян Я. И., Кулаева Л. Т. Роль электроактивных комплексов металлов в активировании ингибированных электродных процессов. — 5-е Всесоюзное совещание по электрохимии, ч. 1. М., 1974.
6. Лошкарёв Ю. М., Рысаков А. А., Варгальук В. Ф. Электроосаждение кадмия в условиях адсорбции его иодидных комплексов. — «Электрохимия», 1975, 11, № 9.
7. Ларионов О. В., Дурдин Я. В. К механизму разряда Zn^{2+} -ионов на цинковой амальгаме в Br⁻ и J⁻-содержащих растворах. — «Электрохимия», 1972, 8, № 12.
8. M. J. Weaver, F. C. Anson, «J. Elektroanal. Chem.», 65, N 2, 711—735 (1975).
9. M. J. Weaver, F. A. Anson. «J. Elektroanal. Chem.», 65, N 2, 737—758
10. M. J. Weaver, F. C. Anson. «J. Elektroanal. Chem.», 65, N 2, 759—773 (1975).
11. Лошкарёв Ю. М., Омельченко В. А., Голобородько У. Ф. и др. О влиянии микроколичеств комплексообразователей на кинетику электровосстановления металлов. II. Электроосаждение Cu в условиях совместной адсорбции тетрабутиламмония и CNS⁻. — «Электрохимия», 1974, 10, № 9.
12. H. Sohr, K. Wienhold, «J. Elektroanal. Chem.», 68, № 1, 113—119, (1976).
13. Лошкарёв Ю. М., Варгальук В. Ф. О роли адсорбированных комплексов металлов с органическими лигандами в электродных реакциях. — В сб.: Двойной слой и адсорбция на твердых электродах, т. 4. Тарту, 1975.
14. Джафарова Т. А., Жданов С. И., Ниязов А. Н., Джумаев Р. М. Исследование алициклических кислот на ртутном капельном электроде методом перенноточковой полярографии. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1977, № 3.

УДК 550.42+551.464

В. И. КСЕНЗЕНКО
А. М. ХОДЖАМАМЕДОВ
Ч. КУЛИЕВ
О. ОВЕЗОВА

ПОВЕДЕНИЕ РЕДКИХ И РАССЕЯННЫХ ЭЛЕМЕНТОВ ПРИ ИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ИСПАРЕНИИ ПОДЗЕМНЫХ МИНЕРАЛИЗОВАННЫХ ВОД ГАУРДАКСКОГО МЕСТОРОЖДЕНИЯ (бор и стронций)

Изучаемые подземные минерализованные воды — рассолы хлоридного типа, содержащие в составе (кроме NaCl —87% в переводе на сумму сухих солей) ценнейшие элементы, такие как стронций, бор и другие, которые могут служить уникальным химическим сырьем. Комплексное использование этих вод — сложная и важная задача.

Ниже приводятся данные о межфазовом распределении бора и стронция при изотермическом испарении подземных минерализованных вод с целью концентрирования и определения наиболее благоприятных стадий их извлечения.

Процесс испарения проводили в кристаллизаторе при температуре 40°C. Фазовое разделение системы во всех случаях осуществляли после испарения 10% воды от ее первоначального количества. Твердую фазу пропускали через фильтр Шотта № 3, высушивали в сушильном шкафу при 120°C в течение 2 часов, оттуда же брали среднюю пробу, и навеску растворяли в мерной колбе для анализа. Химический анализ жидкой и твердой фаз выполняли по известным методам [1].

Стронций определяли на пламенном фотометре ИСП-51 методом добавки, бор—объемным методом с добавлением маннита, разработанным сотрудниками ВНИИГа.

Твердые фазы подвергали кристаллооптическому исследованию. Кроме того, у жидких фаз определяли удельные веса (пикнометрический метод), вязкость (вискозиметрический); рН рассола измеряли на приборе РН-340.

Как видно из приведенных данных (табл. 1), в первую очередь из рассола выделяется гипс (CaSO_4), составляющий 63,5% твердой фазы, затем начинается садка галита (NaCl), продолжающаяся до конца испарения. Концентрирование рассола способствует увеличению удельного веса и вязкости рассола. Увеличение концентрации MgCl_2 в рассоле вызывает понижение рН последнего, так как гидролиз этой соли дает кислую реакцию.

Путь кристаллизации солей и поведение редких и рассеянных элементов в процессе испарения рассолов показаны на рис. 1, откуда видно, что с выделением гипса в твердую фазу концентрация NaCl в рассоле резко увеличивается (до 23,2%). Начиная с этой точки, содер-

Изменение физико-химических свойств и состава рассола при изотермическом (40°C) испарении

Исх.	Номер пробы	Уд. вес, г/см	Вязкость, сП	РН	Ионный состав, вес. %										Σ	Sr	B ₂ O ₃
					Ca	Mg	K	Na	Cl	SO ₄							
1	Ж	1,0340	1,064	7,40	0,420	0,100	0,060	4,230	7,680	0,190	12,480	1,02·10 ⁻²	1,02·10 ⁻²	2,0·10 ⁻²			
1	Ж	1,1555	1,217	7,20	0,630	0,160	0,098	6,960	12,480	0,170	20,510	1,82·10 ⁻²	1,82·10 ⁻²	3,02·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	18,870	0,280	0,040	14,120	22,160	44,530	100,0	8,31·10 ⁻²	8,31·10 ⁻²	6,51·10 ⁻²			
2	Ж	1,2068	1,415	6,80	0,865	0,242	0,143	3,140	16,392	0,110	16,892	2,26·10 ⁻²	2,26·10 ⁻²	4,14·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	2,810	0,294	0,087	35,205	56,180	5,427	100,0	3,43·10 ⁻²	3,43·10 ⁻²	4,46·10 ⁻²			
3	Ж	1,2074	1,430	6,80	0,940	0,262	0,153	8,738	15,963	0,104	26,160	2,40·10 ⁻²	2,40·10 ⁻²	4,70·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	0,965	0,153	0,102	37,956	60,386	0,526	100,0	1,23·10 ⁻²	1,23·10 ⁻²	3,97·10 ⁻²			
4	Ж	1,2087	1,433	6,70	1,047	0,286	0,178	8,711	16,222	0,080	26,524	2,73·10 ⁻²	2,73·10 ⁻²	5,30·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	1,011	0,170	0,125	37,837	60,407	0,464	100,0	1,81·10 ⁻²	1,81·10 ⁻²	4,17·10 ⁻²			
5	Ж	1,2116	1,465	6,70	1,135	0,334	0,193	8,564	16,340	0,063	26,629	3,08·10 ⁻²	3,08·10 ⁻²	6,09·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	1,107	0,288	0,132	37,537	60,417	0,531	100,0	2,14·10 ⁻²	2,14·10 ⁻²	4,78·10 ⁻²			
6	Ж	1,2134	1,535	6,60	1,426	0,410	0,242	8,134	16,434	0,066	26,712	4,15·10 ⁻²	4,15·10 ⁻²	7,10·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	1,079	0,406	0,171	37,362	60,690	0,374	100,0	3,0·10 ⁻²	3,0·10 ⁻²	5,94·10 ⁻²			
7	Ж	1,2152	1,569	6,40	1,851	0,557	0,313	7,436	16,616	0,046	26,817	4,85·10 ⁻²	4,85·10 ⁻²	9,28·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	1,424	0,421	0,216	36,947	60,733	0,248	100,0	3,30·10 ⁻²	3,30·10 ⁻²	7,77·10 ⁻²			
8	Ж	1,2206	1,744	6,20	2,303	0,687	0,405	6,658	16,679	0,047	26,779	7,08·10 ⁻²	7,08·10 ⁻²	11,59·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	1,540	0,415	0,295	36,778	60,721	0,262	100,0	2,72·10 ⁻²	2,72·10 ⁻²	9,18·10 ⁻²			
9	Ж	1,2235	1,814	6,00	2,626	0,776	0,458	6,327	17,049	0,047	27,283	8,32·10 ⁻²	8,32·10 ⁻²	13,48·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	2,654	1,231	0,437	34,188	61,267	0,213	100,0	5,40·10 ⁻²	5,40·10 ⁻²	13,5·10 ⁻²			
10	Ж	1,2316	1,845	5,80	3,212	0,947	0,579	5,799	17,885	0,041	28,463	8,38·10 ⁻²	8,38·10 ⁻²	16,66·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	2,955	1,536	0,481	33,376	61,475	0,188	100,0	6,00·10 ⁻²	6,00·10 ⁻²	16,66·10 ⁻²			
11	Ж	1,2443	2,023	5,50	3,921	1,187	0,587	5,964	18,300	0,040	29,940	11,69·10 ⁻²	11,69·10 ⁻²	21,60·10 ⁻²			
	Т	—	—	—	2,913	2,226	0,712	32,171	61,773	0,205	100,0	15,60·10 ⁻²	15,60·10 ⁻²	29,1·10 ⁻²			

жение его падает до 14,7%. Концентрация $MgCl_2$ и $CaCl_2$ до максимальной концентрации хлористого натрия растет медленно, затем на небольшом участке наблюдается резкий скачок, дальше нарастающие кривые имеют выпуклый вид. При этом изменение концентрации бора и стронция (до 26‰) почти параллельное, а в дальнейшем кривая концентрации бора резко увеличивается, а кривая изменения концентрации стронция имеет относительно выпуклый характер.

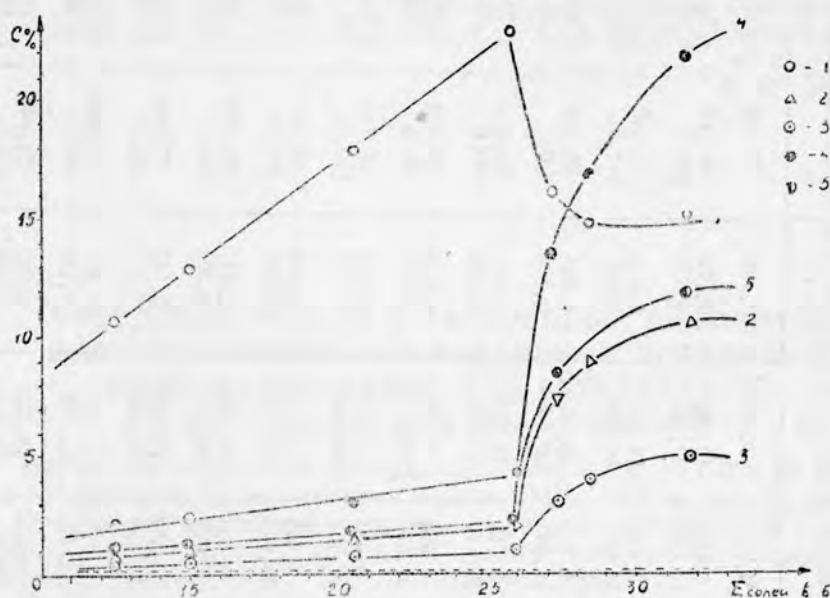


Рис. 1. Изменения концентрации солей и редких — рассеянных элементов в зависимости от минерализации солей в жидкой фазе: 1— $NaCl$; 2— $CaCl_2$; 3— $MgCl_2$; 4— B_2O_3 ; 5— Sr . Пунктирная линия — $CaSO_4$; * — концентрация редких — рассеянных элементов выражена в $10^{-4}\%$.

В табл. 2 приведены изменения геохимических коэффициентов и коэффициенты распределения (K_p) бора и стронция в процессе изотермического испарения рассолов.

Таблица 2

Изменения геохимических коэффициентов

Номер пробы	Σ солей	$\frac{B_2O_3 \cdot 10^4}{Cl}$	$K_p = \frac{C_T B_2O_3}{C_{ж} B_2O_3}$	$\frac{Sr \cdot 10^3}{Ca}$	$K_p = \frac{C_T Sr}{C_{ж} Sr}$	Твердая фаза
Исх.	12,48	26,0	—	24,3	—	—
1	20,51	24,2	2,16	29,0	4,57	Гипс+ $NaCl$
2	26,88	25,3	1,08	26,1	1,52	$NaCl$ +Гипс
3	26,15	29,8	0,84	25,5	0,51	$NaCl$
4	26,51	32,7	0,79	26,0	0,66	"
5	26,61	37,3	0,79	27,4	0,69	"
6	26,71	43,2	0,84	29,0	0,72	"
7	26,82	55,8	0,84	26,2	0,68	"
8	26,79	69,5	0,79	30,8	0,65	"
9	27,29	79,3	1,00	32,0	0,65	"
10	28,47	93,1	1,01	29,8	0,72	"
11	31,80	118,4	1,35	30,0	1,33	"

Как видно из таблицы, величины борхлорного коэффициента в процессе концентрирования подземных рассолов до садки галита почти не изменяются. Начиная садкой галита этот коэффициент резко возрастает. Переход бора в твердую фазу на стадии гипсовой садки резко уве-

личивается, где K_p выше 2. Понижение K_p (до 0,79) наблюдается с началом садки галита.

Аналогичное поведение бора отметила Т. В. Галаховская [2], концентрируя насыщенным раствором гипса морскую воду до садки галита. Начиная с 9-го разделения величина межфазового распределения резко увеличивается с 1,0 до 1,35.

Видимо, такое явление объясняется тем, что бор в этих фазах вступает в комплексобразование с магнием, относительное содержание которого в твердых фазах достаточно высокое.

Стронцо-кальциевое отношение на стадии садки гипса возрастает до 29,0 и далее — до 30,0. K_p стронция на гипсовой стадии сгущения (при CaSO_4 в т. ф. 63,5%) равен 4,57. Высокое значение K_p на гипсовой стадии садки солей объясняется тем, что стронций в виде плохо растворимой соли (SrSO_4) выпадает в твердую фазу.

Величина K_p на стадии садки галита почти не изменяется (с 0,66 до 0,72), резкое повышение ее (1,33) наблюдается в последнем фазовом разделении. Резкое показание K_p бора и стронция на одном и том же фазовом сгущении объясняется влиянием неоднородности твердых фаз на садку этих элементов.

Выводы

Изучены физико-химические основы изотермического испарения подземных минерализованных рассолов хлоридного типа при 40°C.

Выявлена закономерность распределения бора и стронция в процессе испарения.

На стадии садки гипса K_p для бора равно к 2,2, а для стронция — 4,6; на стадии садки галита K_p для бора равен 0,8, а для стронция — 0,7.

Определены изменения геохимических коэффициентов бора и стронция. Выявлено, что борхлорный коэффициент до садки галита почти не изменяется, а с началом садки резко возрастает. Высокое значение стронцо-кальциевого отношения на стадии садки гипса понижается в начальной стадии садки галита; далее повышенное значение его не изменяется.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
21 октября 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

2. Методы анализа рассолов и солей. ВНИИГ, М., «Химия», 1965.
2. Галаховская Т. В. Распределение бора в процессе испарения морской воды и продуктов ее сгущения.— Труды ВНИИГа, 1964, вып. 45.

В. И. Ксензенко, А. М. Хожаммедов, Ч. Кулыев, О. Овезова

ГОВУРДАГЫҢ ГАЗЫЛЫП АЛЫНЯН ЕРЛЕРИНДӘКИ МИНЕРАЛЛАШАН ЕР АСТЫ СУВЛАР ИЗОТЕРМИКИ БУГАРДЫЛАН ХАЛАТАДА СЕЙРЕК ДАГЫНЫК ЭЛЕМЕНТЛЕРИҢ ХӘСИЕТИ

Борун ве стронцийиң геохимики коэффициенти өвренилди. Борун ве стронцийиң гипс гойлуш стадиясындакы бөлүниш коэффициентиниң лайыклык деңлигиниң 2,2 ве 4,6-а, галит гойлуш стадиясында болса 0,8 ве 0,7-э деңлиги аныкланды.

УДК 661.461:541.123.4+622.277.3+66.001:338.984

С. АБДЫЕВ
В. И. КСЕНЗЕНКО
Г. Н. ВОЛОШИНА
Т. А. ЧЕМЛЕВА

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА РАСПРЕДЕЛЕНИЯ БРОМА В ЩЕЛОКАХ КАЛИЙНОГО ПРОИЗВОДСТВА

Щелока калийного производства — богатейшее сырье для получения технической и пищевой соли и редких и рассеянных элементов. На ближайшее время предусмотрена комплексная разработка сильвинитов методом подземного выщелачивания на базе Карлюкского месторождения [1—3].

Один из возможных вариантов комплексного использования сильвинитов — утилизация брома из конечных маточников. Основным методом получения брома в СССР и за рубежом является метод воздушной десорбции [4]. Для расчета десорбционной колонны при отдувке брома необходимо экспериментально определить коэффициент распределения брома между газовой и жидкой фазами.

Изучению упругости пара и коэффициента распределения брома в зависимости от физико-химических свойств растворов посвящены работы [4—8]. Расчет коэффициента распределения брома в высокоминерализованных растворах по аддитивности влияния всех компонентов приводит к значительной неточности [5, 6]. Рассолы, представляющие практический интерес для промышленного получения брома, имеют сложный солевой состав, поэтому был определен коэффициент распределения брома между газовой и жидкой фазами для солевой системы, состоящей из нескольких компонентов — $\text{NaCl-KCl-H}_2\text{O}$.

Экспериментальная часть

Наибольший практический интерес представляет определение коэффициента распределения брома в поле диаграммы растворимости $\text{NaCl-KCl-H}_2\text{O}$, поскольку щелока калийного производства состоят в основном из NaCl и KCl . Для исследования была выбрана та часть диаграммы, состав точек в которой предусматривает всевозможное изменение состава в промышленных условиях (рис. 1).

Коэффициент распределения брома между газовой фазой и маточником является величиной постоянной и не зависит от концентрации брома в жидкой фазе [5—11]. Методика приготовления рассолов и расчеты упругости пара и коэффициента распределения аналогичны описанным в работах [5—8]*. Данные экспериментальных определений представлены в табл. 1.

* Определение упругости водяных паров выполнено м.л. н. с лаборатории химии йода и брома Р. А. Буркутовой и инж. Л. Р. Агаджановой.

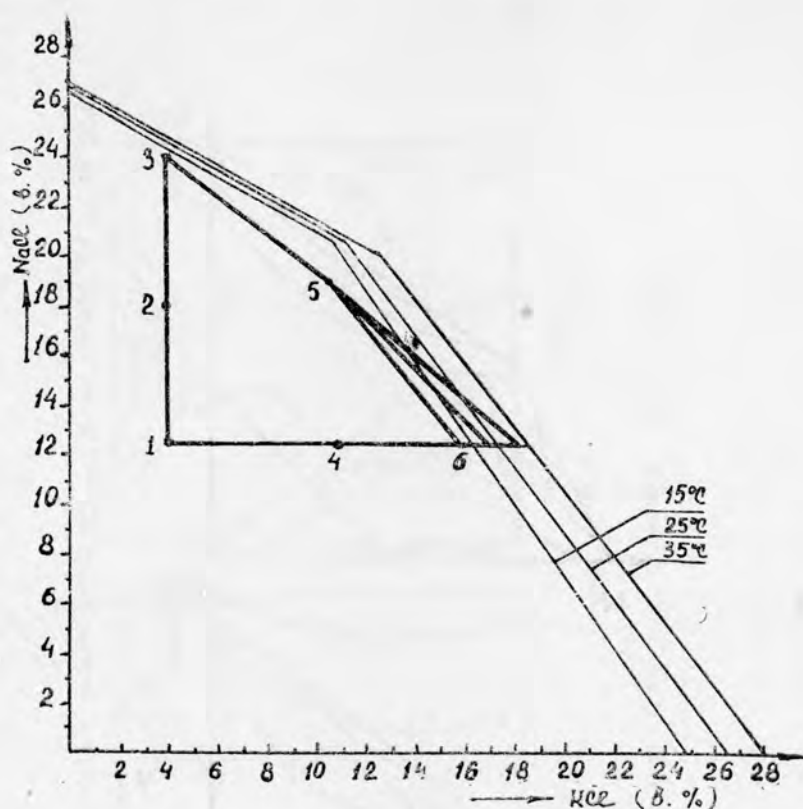


Рис. 1. Расположение экспериментальных точек при изучении коэффициента распределения брома в системе NaCl—KCl—H₂O.

Таблица 1

Экспериментальные значения упругости пара и коэффициентов распределения брома

Состав, вес. %			Сумма со- лей, вес. %	Упругость пара, <i>мм</i> Hg			Коэффициент распределения					
							K_1			K_2		
NaCl	KCl			15°C	25°C	35°C	15°C	25°C	35°C	15°C	25°C	35°C
12,5	4,0	16,5	1,0310	1,7660	2,1516	0,01348	0,02338	0,03330	0,01393	0,02366	0,03495	
18,0	4,0	22,0	0,8442	1,1328	1,2426	0,01087	0,01541	0,02339	0,01140	0,01580	0,02400	
24,0	4,0	28,0	1,3029	1,8370	1,9515	0,01536	0,02239	0,03326	0,01550	0,02380	0,03475	
12,5	11,0	23,5	0,8436	1,8070	2,2787	0,01019	0,01894	0,02830	0,01035	0,01945	0,02981	
18,4	10,0	28,4	1,0322	1,6750	1,8480	0,01336	0,01950	0,02536	0,01353	0,01991	0,02629	
12,5	17,0	29,5	0,9870	1,3130	1,7040	0,01166	0,01632	0,02301	0,01184	0,01680	0,02401	

Из табл. 1 видно, что с повышением температуры коэффициент распределения брома в рассолах различного состава увеличивается по кривой второго порядка. Это согласуется с выводами Гантша об образовании гидратов брома в растворе.

Изолинии коэффициента распределения брома над водными растворами в системе NaCl+KCl+H₂O при температурах 15, 25, 35°C приведены на рис. 2. Здесь же показана исследованная область, состав возможных промышленных рассолов ложится во внутрь последней. Зная состав

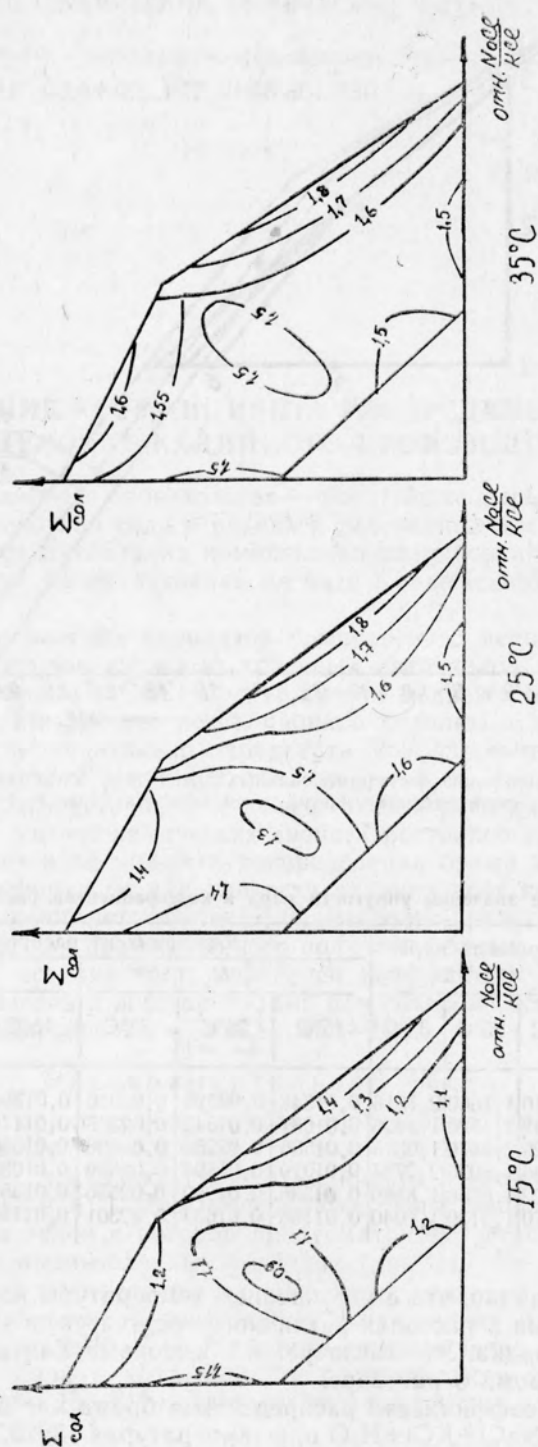


Рис. 2. Изолинии коэффициента распределения брома в системе $\text{NaCl} + \text{KCl} + \text{H}_2\text{O}$ при температуре 15, 25, 35°C.

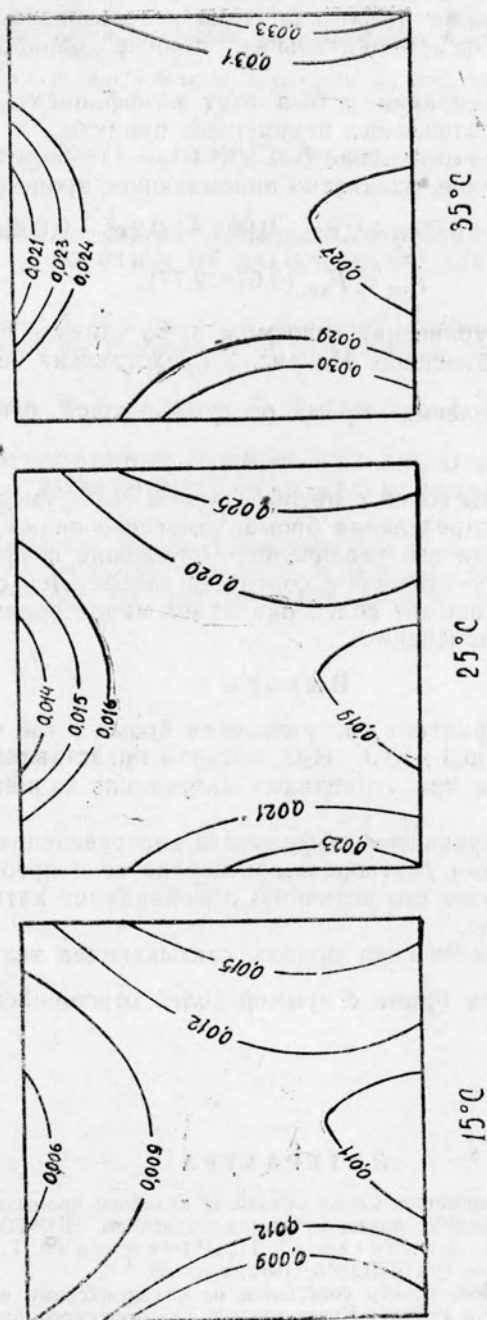


Рис. 3. Зависимость коэффициента распределения брома от суммы солей, отношения $\frac{\text{NaCl}}{\text{KCl}}$, температуры.

промышленных рассолов, можно по изолинии найти коэффициент распределения брома для интервала температур $15 \div 35^\circ\text{C}$.

Экспериментальные данные коэффициента распределения брома в системе $\text{NaCl}-\text{KCl}-\text{H}_2\text{O}$ обработаны с применением методов статистического планирования эксперимента. Для реализации математической модели в виде полинома второго порядка использовано ортогональное планирование [9]. Экспериментальные данные обработаны на ЭВМ БЭСМ-4М.

За фактор оптимизации y был взят коэффициент распределения брома. В качестве независимых переменных приняты:

x_1 — сумма солей; x_2 — отношение NaCl/KCl ; x_3 — температура, $^\circ\text{C}$.

Получено уравнение, адекватно описывающее процесс:

$$y \cdot 10^2 = 2,03 - 0,26x_1 + 0,09x_2 + 0,8x_3 - 0,09x_1^2 + 0,2x_2^2 + 0,009x_3^2 \quad (1-1),$$

$$F_{\text{оп}} < F_{\text{кр}} \quad (0,67 < 2,77).$$

Полный анализ уравнения невозможен, но влияние отдельных факторов может быть объяснено. На рис. 3 представлена зависимость коэффициента распределения брома от суммы солей, отношения $\frac{\text{NaCl}}{\text{KCl}}$ температуры.

Увеличение суммы солей с преобладанием Na^+ уменьшает величину коэффициента распределения брома; отчетливо видно влияние повышения температуры на его увеличение. Понижение коэффициента распределения брома с увеличением солености согласуется с литературными данными [5]. Отношение солей оказывает малое влияние вследствие незначительного их изменения.

Выводы

Определен коэффициент распределения брома в той части диаграммы растворимости $\text{NaCl}-\text{KCl}-\text{H}_2\text{O}$, которая представляет наибольший практический интерес при утилизации маточников калийного производства.

На изменение величины коэффициента распределения брома влияет степень минерализации растворов: повышение ее с преобладанием катионов Na^+ уменьшает его величину; преобладание катиона K^+ увеличивает его значение.

Получена математическая модель, связывающая величину коэффициента распределения брома с суммой солей, отношением $\frac{\text{NaCl}}{\text{KCl}}$, температурой.

Институт химии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
19 апреля 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Обзорная информация. Серия «Развитие калийной промышленности». Разработка калийных месторождений подземным выщелачиванием. НИИТЭХИМ, М., 1974.
2. Вязовов В. В., Савватин Ю. Н., Рутковская Т. И. Комплексная переработка сильвинитов.—Тр. ВНИИГА, 1972, вып. 56.
3. Резолюция Всесоюзного совещания по «Комплексному изучению и освоению минеральных богатств Гаурдак-Кугитангского геологического района», 24—26 октября 1972 г.
4. Ксензенко В. И., Стасиневич Д. С. Технология йода и брома. М., Госхимиздат, 1960.
5. Клебанов Г. С., Басова Е. П., Волнянская Э. М., Гуревич И. М. Упругость пара и коэффициент распределения брома для водных растворов солей.—Сб. работ ГИПХ, 1948, вып. 40.

6. Абдыев С. Исследование статистики и кинетики процесса десорбции брома из маточников карналлитового производства. — Автореф. канд. дис., Ашхабад, 1972.

7. Богатырева О. Н., Залкинд Г. Р., Карасик Э. М. Коэффициент распределения брома в водных солевых растворах. — Тр. ГИПХ «Бром и его производные», Л., 1974.

8. Ксензенко В. И., Гутионов С. М., Дианов Е. А., Закгейм А. Ю. и др. О совершенствовании технологии извлечения йода и брома. — «Химия и химическая технология», М., МИТХТ, 1972.

9. Бродский В. З. Об ортогональных планах. Изд. МГУ, 1971.

S. Abdiyev, V. I. Ksenzenko, G. N. Voloshina, T. A. Chemleva

DETERMINATION OF BORON DISTRIBUTION COEFFICIENT IN ALKALINE SOLUTION OF KALIUM MANUFACTURE

It was established that the boron distribution coefficient value increased with raising of temperature but augmentation of total brines salinity falled this value.

С. Абдыев, В. И. Ксензенко, Г. Н. Волошина, Т. А. Чемлева

КАЛИЙ ӨНҮМЧИЛИГИНДЕ БРОМЫҢ КҮЛ АШГАРЫНДАКЫ БӨЛҮНИШ КОЭФФИЦИЕНТИНИҢ КЕСГИТЛЕНИШИ

Калий өнүмчилигинин ээасына пайланярка бромьң бөлүниш коэффициенти өвре-ниленде, температураның ёкарланмагы билен бөлүниш коэффициентиниң улулыгының артыялыгы аныкланылды; шор сувларьң умумы дузлулыгының ёкарланмагы болса, онуң улулыгыны песелдйёр.

УДК 550.361.2./4.362(575.4)

А. К. КУРБАНМУРАДОВ
Н. Н. ЯХИМОВИЧ
Н. МАМИЕСЕНОВ

ОБ ОЦЕНКЕ КОНВЕКТИВНОЙ ТЕПЛОТДАЧИ МЕЗО-КАЙНОЗОЙСКОГО КОМПЛЕКСА ЗАПАДНО-ТУРКМЕНСКОЙ НЕФТЕГАЗОНОСНОЙ ОБЛАСТИ

В пределах Юго-Западного Туркменистана геотермические градиенты в интервале глубин 2—5 км колеблются от 1,4—1,5 до 2,5—3°C/100 м. Максимальные градиенты (до 17,8°C/100 м) отмечаются в верхней части разреза. Однако значения их быстро снижаются. Средний геотермический градиент в целом по Южно-Каспийской впадине уменьшается с 3°C/100 м в интервале 0—500 м до 0,8°C/100 м на глубине 4,5—5 км [1]. По сравнению с сопредельными областями впадина характеризуется относительно замедленным нарастанием температур с глубиной. В средне-верхнеплиоценовых отложениях на глубине 4—4,5 км температура не превышает или несколько больше 100°C на западном и 110°C — на восточном борту впадины. Для сравнения можно указать, что в области Центрально-Каракумского свода на глубине 1560 м (на площади Коюн) температура составляет 75°C и достигает 116°C на глубине 2 км (Северный Ербент).

По опубликованным данным [2, 3], кондуктивный тепловой поток в Юго-Западном Туркменистане в среднем составляет $0,7 \cdot 10^{-6}$ — $1,1 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·с; частные его значения по локальным структурам колеблются от $0,6 \cdot 10^{-6}$ до $2,56 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·с. Примерно такую же цифру, заключенную в указанных средних пределах, дают и наши расчеты по кондуктивному тепловому потоку для интервала 0—5 км по средним значениям геотермического градиента ($2,08 \cdot 10^{-4}$ град/см) и теплопроводности пород ($4,71 \cdot 10^{-3}$ кал/см·с град). Последняя вычислялась с учетом средневзвешенного содержания глинистых и песчаных пород в разрезе. Найденный тепловой поток равен $0,98 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·с. Для дальнейшего рассмотрения примем в качестве основной максимальную среднюю величину кондуктивного теплового потока — $1,1 \cdot 10^{-6}$ кал/см²·с.

Общий поток тепла на любом участке складывается из кондуктивного ($q\lambda$) и конвективного (qw) теплопереноса: $q_{\text{ист}} = q\lambda \pm qw$.

В первом приближении (для определения порядка цифр в стабильных геологических условиях) оценку конвективной составляющей теплового потока можно сделать путем подсчета общего расхода термальных вод, изливающихся на поверхность, и определения их избыточной температуры. С. С. Джibuти [4] определил суммарный объем разгрузки термальных вод через естественные источники и буровые скважины в 0,04 кг³/год при избыточной температуре воды 34°. Вследствие ошиб-

ки в вычислениях полученная цифра конвективных теплопотерь оказалась завышенной на три порядка. Исправленный расчет — $8,5 \cdot 10^{-8} \text{ кал/см}^2\text{с}$. Если исключить количество воды, приходящееся на буровые скважины, то на основании специального полевого исследования источников и размера их дебитов производительность всех естественных выходов подземных вод на поверхность в современных гидрогеологических условиях может быть принята не более 200 л/с ($0,2 \cdot 10^6 \text{ см}^3/\text{с}$). Общий же вынос тепла подземными водами составит: $0,2 \cdot 10^6 \cdot 34 = 6,8 \cdot 10^6 \text{ кал/с}$.

Площадь Западно-Туркменской впадины $50\,000 \text{ км}^2$ ($5 \cdot 10^{14} \text{ см}^2$). Отсюда удельный конвективный тепловой поток с единицы площади:

$$qw = \frac{6,8 \cdot 10^6}{5 \cdot 10^{14}} = 1,36 \cdot 10^{-8} \text{ кал/см}^2\text{с}.$$

При определении общего (истинного) теплового потока qw берется со знаком плюс, если происходит снижение геотермического градиента по разрезу, и со знаком минус, если градиент повышается [6]. В первом случае кондуктивные теплопотери ниже общей теплоотдачи, во втором — выше на величину qw . Поскольку здесь использовались средние значения геотермического градиента и теплопроводности и вычислялся средний тепловой поток, конвективные потери тепла, очевидно, должны быть прибавлены к кондуктивным:

$$q_{\text{ист}} = 1,1 \cdot 10^{-6} + 0,0136 \cdot 10^{-6} = 1,11 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см}^2\text{с}.$$

Таким образом, конвективная теплоотдача выражается величиной на два порядка ниже значения кондуктивного теплового потока.

Однако в данном расчете учтены лишь воды, изливающиеся на поверхность. Помимо них часть вод восходящих конвективных потоков поступает в проницаемые пласты на разной глубине в результате скрытой разгрузки, что доказывается наличием устойчивых в плане участков распределения маломинерализованных высокотемпературных гидрокарбонатнонатриевых вод в разных стратиграфических горизонтах на месторождениях. При этом влияние скрытой разгрузки сказывается на общем выносе тепла косвенно — через усиление кондуктивного теплового потока на поверхности. Поэтому количеству тепла, перенесенного водами на глубине, должна отвечать определенная доля кондуктивного тепла на поверхности. Трудно определить объем этой разгрузки, но, очевидно, количество тепла, переносимого конвективным путем, должно быть значительно увеличено. Особенно большие объемы флюидов с избыточной температурой, по-видимому, поступали с глубин в верхние пласты и на поверхность при пароксизмах деятельности грязевых вулканов, в фазы тектонической активизации.

Конвективная составляющая теплопереноса увеличивается также за счет водонасыщенности пород. Эта тепловая конвекция носит однако не струйный, а рассеянный характер. Кондуктивная передача тепла происходит по скелету породы, тогда как конвективный перенос — пластовыми флюидами между стенками пор. Превышение общей теплоотдачи над кондуктивной определяется приростом теплопроводности увлажненных пород, согласно формуле

$$\lambda = \lambda_0 \left(\frac{d\lambda}{d\omega} \right) \omega,$$

где λ и λ_0 — коэффициенты теплопроводности влажных и сухих пород; $\frac{d\lambda}{d\omega}$ — прирост теплопроводности на 1% повышения объемной влажности; ω — объемная влажность породы, % [6].

Участие конвекции в переносе тепла обнаруживается также при анализе особенностей хода температурной кривой, отражающей зависимость температуры от глубины. В отдельных интервалах разреза оно может быть весьма значительным. Сводная осредненная кривая зависимости температуры от глубины показывает уменьшение с глубиной геотермического градиента [4, 5]. Пониженные его значения приходится в основном на более глинистую часть красноцвета — нижний красноцвет — и на преимущественно глинистые подстилающие отложения. Ввиду явной литологической приуроченности интервала снижения градиента представляется, что оно полностью не может быть объяснено действием экспоненциального закона распределения приращений температуры с глубиной.

При кондуктивном теплообмене уменьшение градиента должно сопровождаться ростом теплопроводности среды и снижением плотности теплового потока. Глины обладают меньшей теплопроводностью, чем пески и песчаники, как в сухом, так и в водонасыщенном состоянии. Поэтому в глинах градиент обычно выше [7]. Непосредственные измерения теплопроводности пород в Западно-Туркменской впадине [3] выявили для глин коэффициент теплопроводности, равный $2,83\text{--}3,76 \cdot 10^{-3} \text{ кал/см} \cdot \text{с} \cdot \text{град}$ (в среднем $3,33 \cdot 10^{-3}$), для песков и песчаников — $4,6\text{--}8,8 \cdot 10^{-3}$ (в среднем $5,9 \cdot 10^{-3}$). Несмотря на это имеет место соответствие относительно наибольших значений геотермических градиентов песчаным пластам, а относительно наименьших — глинистым [3].

Анализ частых температурных кривых по отдельным месторождениям и отношений этих кривых с литологически различными частями

разреза показывает, что перегибы линий зависимости приходятся на разные глубины и также в основном приурочены к интервалам смены водонасыщенных пород преимущественно водоупорными. На Челекенском месторождении кривая температуры образует два перегиба — на глубине 1000 м с уменьшением градиента вниз по разрезу и на глубине 2200 м с увеличением градиента. Первый из них связан с переходом к более глинистой части нижнего красноцвета на Дагаджике (III пачка), второй — с переходом от нижнего красноцвета к подстилающим отложениям на Западном Челекене и Алигуле (рис. 1). На сводном графике температуры по Котур-Тепе отмечается перегиб на глубине 2900 м с убыванием градиента при переходе к нижнему красноцвету; слабое возрастание градиента заметно на глубине 3400 м. В пределах Западного и Центрального Котур-Тепе на глубине 1700 м проявляется верхний перегиб кривой с уменьшением

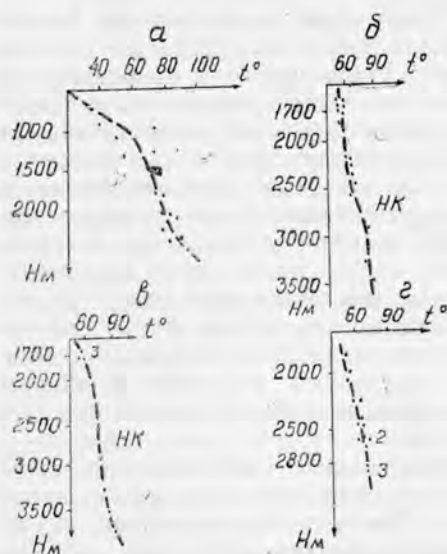


Рис. 1. Зависимость температуры от глубины. Месторождения: а—Челекен, б—Котур-Тепе (в целом), в—Зап. Котур-Тепе, г—Барсагельмес; I—II горизонты — акчагыльский ярус; III горизонт — верхнекрасноцветная толща; НК — нижний красноцвет.

градиента; он отвечает III—IV нефтегазоносным горизонтам верхнего красноцвета, залегающим под акчагыл-апшеронскими преимущественно глинистыми слоями. Верхний перегиб температурной кривой месторождения Барсагельмес выражен на глубине 2500—2600 м и

связан с переходом от II акчагыльского к III верхнекрасноцветному горизонту. На преимущественно глинистых интервалах разреза замедления температур также относятся к коллекторским пластам, однако и здесь они должны отражать, с небольшими отклонениями, среднее изменение температуры и градиента, свойственное всему рассматриваемому интервалу.

С учетом соотношения среднего градиента и средней теплопроводности пород имеется основание считать, что на отрезках смены толщ разного литологического состава сказалось наложенное влияние конвективного переноса тепла. Оба типа перегибов температурной кривой — как с уменьшением и с увеличением, так и с увеличением градиента вниз по разрезу — в общем обусловлены теплоизолирующим действием глин, а также их ролью как непроницаемых или слабопроницаемых покрытий. Водонасыщенные толщи, преимущественно имеющие сообщение с поверхностью, быстрее снижают температуру. Такую толщу характеризует большей своей частью верхней отрезок кривой температуры — до глубины 1000—1700 м. Здесь вынос тепла происходит как кондуктивным, так и конвективным путем. Уменьшение градиента в интервале залегания нижнего красноцвета (нижний перегиб кривой) можно объяснить тем, что отдача тепла из коллекторских пластов, заключенных в глинистой толще, происходит главным образом за счет кондуктивного теплообмена. В вышележащей толще заметнее сказывается роль конвекции. Таким образом, в нижнем красноцвете как бы консервируются температуры, которые первоначально также в большой мере могли быть созданы поступлением в коллекторские пласты глубинных высокотемпературных флюидов. При вертикальной миграции вполне вероятно заполнение пластов на разной глубине водами с примерно близкой избыточной температурой, что дополнительно должно уменьшать амплитуду температурных изменений по разрезу. Что касается возрастания градиента при переходе от нижнего красноцвета к подстилающим отложениям на Челекене, то этот переход температуры может быть связан с контактом различных водоносных систем с неустановившимся тепловым равновесием между ними.

Верхний перегиб кривой на некоторых месторождениях находится либо ниже акчагыл-апшеронского глинистого перекрытия, либо отвечает его нижней части. Предположительно здесь также имеет место влияние двух водоносных систем, разделенных теплоизолирующими глинами. Ниже перекрытия происходит замедленный отток тепла, и градиент снижен наложением конвективного теплообмена. Изложенное позволяет предположить, что фазы происхождения (или прорыва) восходящих конвекционных вод через теплоизолирующие глинистые толщи были относительно кратковременными. Почти аналогичен характер распределения температурных колебаний комбинированного типа гидротермической зональности (сочетания закрытого и открытого типов), возникающего в условиях чередования водоупорных и водонасыщенных горизонтов.

Таким образом, с большой долей вероятности, можно считать, что конвективный перенос оказал значительное влияние на наблюдаемое распределение температур по разрезу и формирование теплового режима нефтегазоносной области в целом. Изгибы температурной кривой при смене литологически различных слоев заключают в себе возможные следы нарушения теплового равновесия за счет конвекции. Конвективный вынос тепла из глубины имел скорее всего импульсный характер, так что периодически доля участия его в общем теплообмене весьма значительна.

Полученные данные о значении конвективной составляющей теплового потока, о росте ее на отдельных интервалах разреза и о вероят-

ном возрастании доли конвективного теплопереноса в отдельные отрезки времени являются одним из доказательств вертикальной миграции флюидов в Юго-Западном Туркменистане. Сравнительно малый размер конвективных теплопотерь на поверхности относительно кондуктивных не отрицает представлений о ведущей роли процессов вертикальной миграции при формировании залежей нефти и газа.

Выводы

По суммарному дебиту выходящих на поверхность термальных вод величина соответствующего им конвективного теплового потока определяется как $1,36 \cdot 10^{-8} \text{ кал/см}^2 \cdot \text{с}$.

Анализ кривых изменения температуры с глубиной и других данных позволяет допускать значительный рост конвективной составляющей теплового потока на отдельных интервалах разреза и в отдельные отрезки времени.

Приведенные данные о конвективной составляющей теплового потока свидетельствуют о наличии вертикальной миграции флюидов в описываемом регионе.

Институт сейсмологии
АН Туркменской ССР

Дата поступления
13 июня 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахмедов А. М. и др. Термобарические условия размещения залежей углеводородов в Южно-Каспийской впадине. — «Азерб. нефт. хоз-во», 1973, № 11.
2. Аширов Т. и др. Изучение теплопроводности пород палеоцен-четвертичных отложений Юго-Западного Туркменистана. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 1.
3. Аширов Т. Тепловой поток в Западно-Туркменской впадине. — «Известия АН ТССР, сер. физ.-техн., хим. и геол. наук», 1975, № 2.
4. Джибути С. С. Геотермические условия подземных вод Западно-Туркменского нефтегазоносного бассейна. М., «Недра», 1962.
5. Калятин О. А. Зависимость геотермического градиента от глубины на месторождениях нефти и газа Западно-Туркменской впадины. — Экспресс-инф. ВНИИОЭНГ, геол. и геоф., 1975, № 11.
6. Тепловой режим недр СССР. Тр. ГИН. АН СССР, вып. 218. М., 1970.
7. Фролов Н. М. Гидрогеотермия. М., «Недра», 1968.

А. К. Гурбанмырадов, Н. Н. Яхимович, Н. Мамизенов

ГУНОРТА-ТУРКМЕНИСТАН НЕБИТЛИ-ГАЗЛЫ ЕРЛЕРИЊ МЕЙДАНЫНДАКЫ КОНВЕКТИВ ЙЫЛЫЛЫК ЧЫКАРЫЖЫНЫЊ БАХАСЫ

Термал сувларың йўзе чыкарылыш объёмы боюнча йылылык акымының конвектив хасабы кондуктив йылылык акымының әхмيتينден 2 тертип пес болан улулығы берйәр. Әмма конвектив йылылык йитгисиниң хақыкы саны, гатлага ички чыкарышың ве тектоник активлик фазасына конвекцияның гүйчленмегиниң хасабына, эп-эсли ёкарыдыр.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 662.977(088.8), 621.384.6

Б. А. Базаров
В. Д. Терешин
А. Пенджиев

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ЖИДКИХ ДИЭЛЕКТРИКОВ ДЛЯ ОХЛАЖДЕНИЯ ФОТОПРЕОБРАЗОВАТЕЛЕЙ

При создании солнечных энергетических установок с фотоэлектрическими преобразователями выгодно применять концентраторы солнечного излучения, увеличивающие удельную мощность и уменьшающие расход дорогостоящего полупроводникового материала. Но рост выходной мощности, например, обычных кремниевых фотоэлементов происходит медленнее, чем рост освещенности, а при увеличении концентрации освещенности в несколько десятков раз по сравнению с естественным потоком солнечных лучей наступает насыщение, и выходная мощность далее не увеличивается.

Имеются, однако, новые конструкции высоковольтных фотоэлектрических преобразователей [1], а также фотоэлементы с гетеропереходами [2], которые могут работать при очень высоких плотностях солнечной радиации без снижения их к. п. д. При соответствующих концентрациях излучения удельная мощность ($\text{кВт}/\text{м}^2$) таких преобразователей может достигать 30 кВт, тогда как с 1 м^2 обычных кремниевых фотоэлементов можно получить не более 0,15 кВт (при коэффициенте концентрации солнечных лучей $K=3+3$). Наиболее сложным вопросом создания фотоэлементов, работающих при больших освещенностях, является их эффективное охлаждение.

Для охлаждения фотопреобразователей использовались хладагенты, дистиллированная вода, этиловый эфир, фреон-113.

Были исследованы спектральная чувствительность кремниевых фотопреобразователей, а также спектры пропускания хладагентов, фреона-113; этилового эфира, дистиллированной воды (рис. 1, А и В). По спектральным свойствам больше всего удовлетворяет фреон-113, как пропускающий большую часть радиации. Он не огнеопасен и не оказывает химического действия на фотопреобразователи.

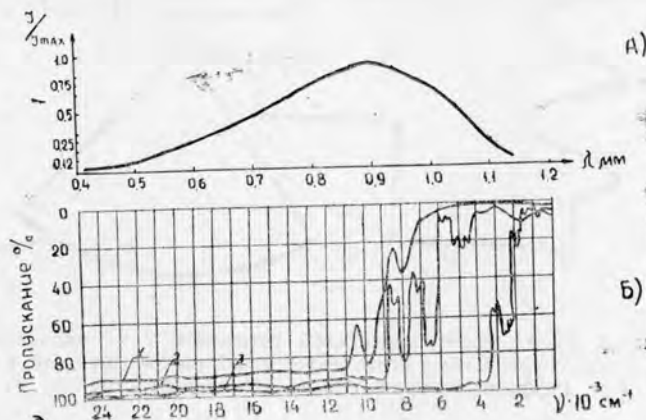


Рис. 1. Спектры пропускания: 1 — дистиллированной воды, 2 — этилового эфира, 3 — фреона-113.

Для исследований по охлаждающему действию хладагентов была собрана модель: через камеру, в которой находился фотопреобразователь, прокачивался насосом поток хладагента. При принудительном движении хладагента около поверхности фотовольта удавалось в наших опытах получить коэффициент теплоотдачи до $5 \cdot 10^3 \text{ Вт/м}^2$ при температурном напоре $\Delta t = 50^\circ$. При охлаждении за счет пузырькового режима кипения в режиме естественной циркуляции коэффициент теплоотдачи доходил до $1,5 \cdot 10^4 \text{ Вт/м}^2$ при том же температурном напоре.

Расчет коэффициента теплоотдачи проводился по следующей методике: через высоковольтный фотопреобразователь с помощью источника регулируемого напряжения (ИРН) пропусклся электрический ток, мощность которого измерялась вольтметром и амперметром. Последняя в виде тепловой мощности выделялась на поверхности фотопреобразователя. Обозначим ее через Q . Тогда отношение мощности к площади поверхности высоковольтного фотопреобразователя (S) будет соответствовать тепловому потоку с охлаждаемой поверхности фотопреобразователя:

$$q = \frac{Q}{S} = \frac{IU}{S},$$

где I и U — показания амперметра и вольтметра. Затем определялся коэффициент теплоотдачи как отношение

$$\alpha = \frac{q}{\Delta t},$$

где Δt — перепад температуры между поверхностью фотопреобразователя и охлаждающей средой.

Затем был произведен расчет возможного снятия теплового потока при температурном перепаде $\Delta t = 50^\circ\text{C}$ и возможного коэффициента концентрации солнечной энергии для различных хладагентов (табл. 1).

Таблица 1

Хладагент	$q \cdot 10^{-6} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2}$	K
Дистиллированная вода	0,612	730
Этиловый эфир	0,52	650
Фреон-113	0,48	600

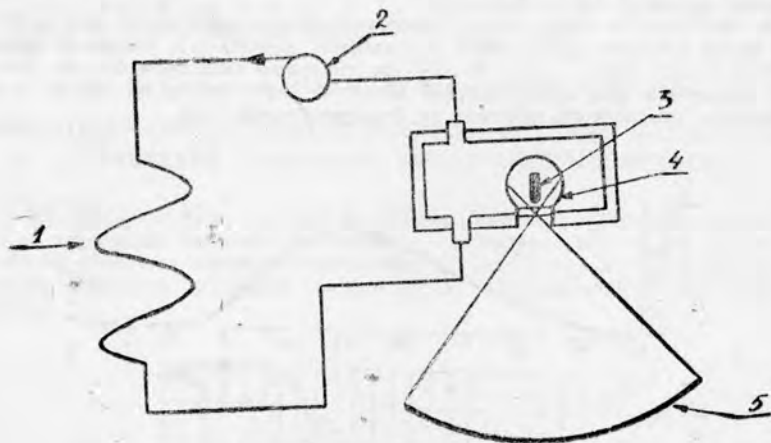


Рис. 2. Схема экспериментальной установки; 1 — радиатор, 2 — насос, 3 — высоковольтный фотоэлектрический преобразователь, 4 — диффузный отражатель, 5 — концентратор.

После проведения моделирования процесса теплоотдачи была собрана установка, содержащая 1,5-метровый параболоидный концентратор, в которой использовался пузырьковый режим охлаждения фотопреобразователя. При взаимодействии рабочей

поверхности фотопреобразователей со световым потоком большой плотности на ней возникали пузырьки пара, интенсивно рассеивающие свет. Это при большом количестве пузырей приводило к увеличению равномерности светового облучения рабочей поверхности фотопреобразователя, но общий к. п. д. установки был несколько ниже из-за непадания части рассеянных лучей на рабочую поверхность. Для возвращения этих лучей и улучшения равномерности светового облучения рабочей поверхности фотопреобразователя был применен диффузный отражатель лучей пирамидальной формы. Схема экспериментальной установки представлена на рис. 2.

В результате испытания установки получено 49 Вт электрической энергии с площади высоковольтного фотопреобразователя, равной $S=25 \text{ см}^2$ при $U=110 \text{ В}$ и $I=0,445 \text{ А}$.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
26 января 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Лидоренко Н. С., Ландеман А. Т., Зайцева А. К. и др. Полупроводниковый фотоэлектрический генератор «Фотовольт». — Авт. свид. СССР № 270081.
2. Альферов Ж. И. Солнечные преобразователи на основе $p\text{-Al}\times\text{Ga}$ 1—х As—GaAs. — «Физика и техника полупроводников», 1970, № 4.

В. А. Bazarov, V. D. Tereshin, A. Pendzhiyev

COOLING OF TRANSFORMERS BY LIQUID DIELECTRICS

The paper deals with a study of a possibility to cool phototransformers by liquid dielectrics which would permit to increase the sunlight concentration on working surfaces of the phototransformers by two orders in comparison with open air cooling. Emission spectra for some cooling media are presented (distilled water, ethyl-ether and freon-113) of which the most favorable is a freon-113 due to its spectral properties, chemical inertness towards phototransformers and non-inflammability.

Б. А. Базаров, В. Д. Терешин, А. Пенжиев

СУВУК ДИЭЛЕКТРИКЛЕРИҢ ФОТО ӨЗГЕРДИЖИЛЕРИ СОВАТМАК ҮЧИН ПЕЙДАЛАНЫЛЫШЫ

Ишде фото өзгердижилери сувук диэлектриклер билен соватмагың мүмкинчиликлерине сиредилайр. Ол хова аркалы тебигы совадылыш билен денешдирилгенде фото өзгердижилериң ишчи үстлеринде гүн ягысының концентрациясының ики тертибе артамагына мүмкинчилик берйәр. Кәбир хладагентлериң (детиллирленен сувуқ, этил эфириниң хем-де фреон-113-иң), спектрал хәсетлери боюнча, фото өзгердижилере болан химики инертлигиң ве хеммесинден көп фреон-113 канагатландырян от алмазлыгың гечириш спектрлери гөркезилайр.

НАБЛЮДЕНИЕ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ НА ВОЛНЕ $\lambda = 15$ см

29 апреля 1976 г. в Ашхабаде наблюдалось кольцеобразное солнечное затмение. Радиофизической лабораторией Физико-технического института АН ТССР оно наблюдалось на волне $\lambda = 15$ см с помощью параболической антенны РТ-15.

В качестве радиометра использовался серийный измерительный приемник типа П5-16, на вход которого была включена маломощная лампа бегущей волны. Такой радиометр имел флуктуационный порог чувствительности порядка 0,3 К при постоянной времени интегрирования 1 с.

Разрешающая способность радиотелескопа РТ-15 на волне $\lambda = 15$ см по уровню половинной мощности $\sim 50'$.

Радиоизлучение Солнца во время затмения регистрировалось при прохождении Солнца через неподвижную диаграмму направленности антенны. Каждый раз, перед прохождением Солнца и после него, проводилась относительная калибровка измерительной аппаратуры по шумовой трубке ГШ.

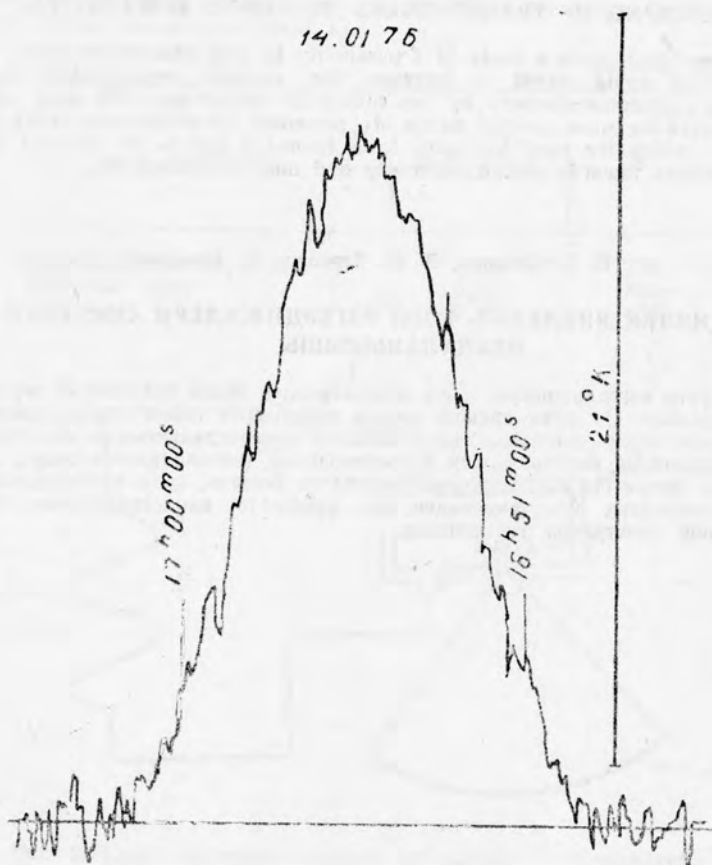


Рис. 1. Кривая прохождения дискретного радионисточника Кассиопея-А через диаграмму направленности антенны.

Абсолютная калибровка эффективной площади антенны производилась по дискретному радионисточнику Кассиопея-А. На рис. 1 показано прохождение этого источника через диаграмму направленности радиотелескопа.

За время наблюдения затмения получено 20 кривых прохождения Солнца, интервалы между ними 10 минут.

График относительных изменений потоков радиоизлучения Солнца в разные моменты затмения приведен на рис. 2. Там же представлена расчетная кривая покрытия площади Солнца диском Луны.

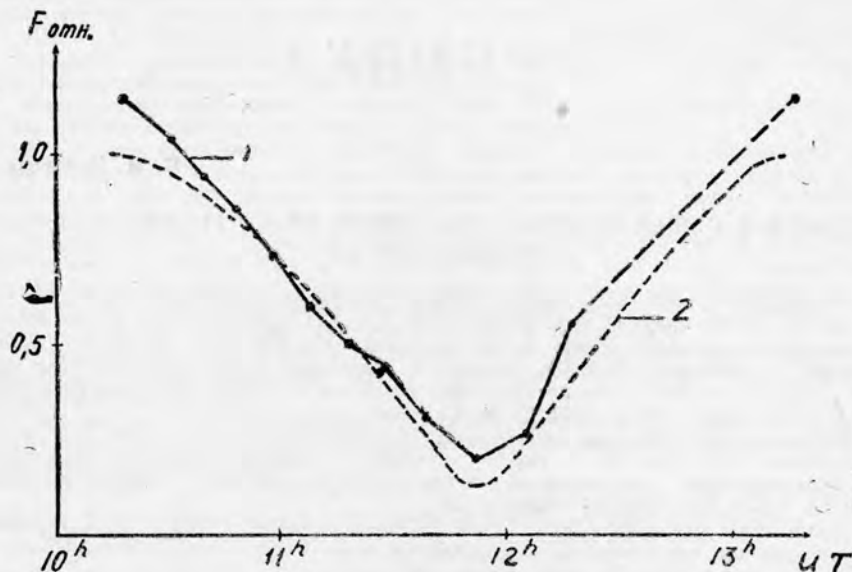


Рис. 2. Кривая изменения потока радиоизлучения Солнца во время затмения: 1 — относительное изменение плотности потока радиоизлучения Солнца; 2 — кривая покрытия площади солнечного диска Луной.

Рассмотрение обстоятельств затмения Солнца показывает, что между $10^h 52^m$ и $11^h 00^m$ ЧТ произошло покрытие группы пятен N24 [1]. При этом на записях радиоизлучения Солнца заметно существенное уменьшение потока Солнца. Поскольку группа N24 в этот день была единственной на диске Солнца, считалось, что точки, полученные в последующие моменты времени, должны следовать изменениям покрытия площадей Солнца. Экстраполируя эти потоки к началу затмения, мы получили поток излучения от спокойного Солнца, равный $50 \cdot 10^{-22}$ Вт/м² Гц. Этот поток согласуется с минимальным потоком [2]. До первого контакта поток от всего Солнца был равен $61 \cdot 10^{-22}$ Вт/м² Гц. Следовательно, поток изменения, связанный с группой N24, был $11 \cdot 10^{-22}$ Вт/м² Гц на $\lambda = 15$ см. Такое же значение получено при открытии этой группы. В промежутке между $12^h 18^m$ и $13^h 12^m$ ЧТ записи испорчены.

Физико-технический институт
АН Туркменской ССР

Дата поступления
17 января 1978 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. «Солнечные данные», 1976, № 4.
2. Complete Summary of Daily Solar Radio FLUX, Toyokowa 2nd Edition, Radioastronomy Toyokans observatory. The research I ustitute of atmospherics Nagoya university, February, 1975.

М. Гошжанов, Х. Маммедов, Н. Хожамухаммедов

$\lambda = 15$ см ТОЛКУНДА ГҮН ТУТУЛМАСЫНА ГӨЗЕГЧИЛИК ЭДИЛИШИ

1976-нжы йылың 29-нжы апрелинде ТССР БИА-ның Физика-техники институтының радиофизики лабораториясы тарапындан $\lambda = 15$ см толкунда халка шекилли гүн тутумасы гөрүнди.

ХРОНИКА

Н. И. Немирова

ГОДИЧНОЕ ОБЩЕЕ СОБРАНИЕ АКАДЕМИИ НАУК ТУРКМЕНСКОЙ ССР (6 апреля 1978 г.)

В Ашхабаде состоялось годовичное Общее собрание Академии наук Туркменской ССР. В его работе приняли участие секретарь ЦК КП Туркменистана М. М. Моллаева, заведующий отделом науки и учебных заведений ЦК КПТ Е. О. Овлякулиев, директор Туркменского филиала Института марксизма-ленинизма при ЦК КПСС Р. М. Каррыева, заместитель председателя Госплана ТССР А. Б. Перенглиев, секретарь Ашхабадского обкома КПТ О. И. Бочаров и др.

Собрание вступительным словом открыл президент Академии наук ТССР, член-корреспондент АН СССР А. Г. Бабаев, отметивший некоторые достижения Академии наук Туркменистана, с которыми она пришла к 60-й годовщине Великого Октября и принятию новой Конституции Союза ССР.

Коллективы отдельных учреждений добились успехов и вышли победителями в социалистическом соревновании за достойную встречу 60-летия Октябрьской социалистической революции. Институт химии награжден переходящим Красным знаменем ЦК КПТ, СМ ТССР, ТСПС и ЦК ЛКСМТ; Институт языка и литературы им. Махтумкули занесен в Книгу Трудовой Славы АН ТССР и РК профсоюза работников просвещения, высшей школы и научных учреждений. Ордена Трудового Красного знамени Институт пустынь награжден переходящим Красным знаменем АН ТССР. За успехи в социалистическом соревновании 1977 г. 12 структурных подразделений научных учреждений и ЦНБ АН ТССР награждены почетными грамотами Президиума, парткома, ОМК профсоюза АН ТССР.

С докладом «О деятельности АН ТССР в 1977 г.» выступил главный ученый секретарь Президиума академик АН ТССР Ф. Ф. Султанов, осветивший результаты важнейших фундаментальных и прикладных исследований.

Научно-организационная деятельность Президиума АН ТССР была направлена на реализацию планов, намеченных десятой пятилеткой, под девизом, выдвинутым XXV съездом КПСС — повышение эффективности и качества. С этой целью были разработаны мероприятия в соответствии с постановлением Президиума АН СССР от 24 марта 1977 г. «О главных направлениях исследований и перспективах развития Академии наук Туркменской ССР» и опыта работы Академии наук Украинской ССР и Сибирского отделения Академии наук СССР.

Особое внимание уделено вопросам совершенствования планирования. Тематика научно-исследовательских работ приведена в соответствие с утвержденными АН СССР направлениями исследований, с учетом задач развития экономики и культуры республики. Улучшилось внутриакадемическое комплексирование исследований, более широкое применение нашли автоматизация научных экспериментов и обработка их результатов.

Одно из важнейших мест в работе АН ТССР занимают вопросы укрепления связи науки с производством. По результатам исследований внедрено и передано к внедрению в народное хозяйство 24 рекомендации, получено 16 авторских свидетельств на новые технические решения.

Отделением физико-технических и химических наук проделана большая работа по совершенствованию планов внедрения.

Положено начало организации совместных работ академии и отдельных министерств. Так, при Институте химии АН ТССР создается отраслевая научно-исследовательская лаборатория Минхимпрома СССР, финансирует ее министерство, научное и методическое руководство осуществляет институт. Создание таких лабораторий будет способствовать ускорению внедрения достижений науки в народное хозяйство.

Налаживаются более тесные контакты с производственными организациями.

Институт химии АН ТССР заключил долгосрочные хозяйственные и договоры о творческом сотрудничестве на проведение опытно-промышленных испытаний на базе предприятий республики, таких как комбинат «Карабогазсульфат», Челекенский химический завод, Гаурдакский серный комбинат и т. д. Создаются опорные пункты по внедрению разработок Института химии на производствах, такой пункт уже создан в поселке Бекдаш и намечается их организация в Гаурдаке и Челекене.

Физико-технический институт поддерживает связи с рядом проектных институтов, производственных организаций по вопросам проектирования и изготовления гелиоаппаратов и полупроводниковых приборов (Гипроводхоз ММ и ВХ СССР, Управление «Каракумстрой», заводы железобетонных конструкций, «Красный металлист» и др.).

Институты биологического профиля проводят опытно-производственную проверку результатов исследований на полях колхозов и совхозов республики (колхоз «Совет Туркменистаны», совхоз «Путь ленинизма» и др.).

Мероприятия Президиума и отделений АН ТССР способствовали выполнению в полном объеме плана научно-исследовательских работ 1977 г.

В области использования солнечной энергии завершены исследования, позволившие повысить эффективность параболоцилиндрических концентраторов из пенополиуретана с хорошими технико-экономическими показателями, выданы данные для проектирования.

Разработана методика технико-экономического расчета, обоснована экономическая эффективность солнечной опреснительной установки для пастбищного водоснабжения. Определены технико-экономические показатели и зоны эффективного применения солнечных опреснителей, гелиотеплиц, солнечных водонагревателей и солнечной холодильной установки в отраслях народного хозяйства республики.

Исследования полупроводников завершили разработкой высокоэффективных фотозлектропреобразователей на основе созданных варизонных галлий-алюминий-мышьяковых $p-n$ -структур.

Созданы эффективные пленочные магниточувствительные преобразователи, разработаны устройства контроля тока нулевой последовательности и измеритель слабых импульсных магнитных полей.

В результате акустических исследований сформулированы основные закономерности явлений распространения ультразвука в средах с большой вязкостью.

Новые экспериментальные данные получены радиофизиками.

Впервые в нашей стране выявлены базисные спектры метеорных следов, позволяющие более глубоко изучить фотохимические процессы верхней атмосферы.

Сейсмологи дали оценку сейсмической опасности территории Туркменистана. Усовершенствована региональная шкала приращений сейсмической интенсивности для Туркменистана, которая позволит оценить сейсмичность грунтовых условий отдельных участков.

Химиками установлено, что конденсаты месторождений Юго-Восточного Туркменистана являются перспективным сырьем для получения жидких парафинов.

Определен химический состав йодобромных вод Западного Туркменистана, Бакинских и Новотурецких месторождений, являющихся основой для разработки технологической схемы очистки вод от органических примесей и прогнозирования нефтеносности района. Разработаны способы очистки и комплексного использования сточных вод Челекенского, Небит-Дагского йодобромных и Чарджоуского суперфосфатного заводов ТССР.

Пустыноведы составили геоботаническую, геоморфологическую, пастбищную, почвенную, эрозионную карты территории Туркменской ССР в масштабе 1:1 000 000.

Изучен валовой химический состав почв и химико-минералогический состав тонкодисперсной фазы сероземов и коричневых почв горного Копетдага.

Детально исследованы основные пастбищные растения Каракумов на содержание органических и минеральных питательных веществ. Разработан дальнейший кормовой баланс в пастбищном животноводстве. Подготовлены рекомендации о нормах белково-витаминно-минеральной подкормки овец при пастбищном их содержании в Каракумах.

Ботаники изучили 226 видов растений, относящихся к 58 родам и 9 семействам. Установлено 6 новых для Туркмении видов маревых и гречишных. Составлена комплексная характеристика растительного покрова пустынной равнины Юго-Западного Туркменистана.

Зоологи изучили видовой состав, биологию и экологию основных видов энтомофауны на вновь осваиваемых землях Юго-Западного Туркменистана.

Физиологи разработали метод ускоренной адаптации людей, обеспечивающий повышение их тепловой устойчивости и работоспособности при высокой температуре окружающей среды.

Ученые Отделения общественных наук в отчетном году завершили 11 монографических исследований, освещающих различные вопросы процесса развития Туркменской Советской Социалистической Республики.

Экономисты подготовили и передали директивным и плановым органам респуб-

ской ССР на перспективу, а также ряд научных докладных записок, в том числе «Об актуальных проблемах повышения эффективности общественного производства», «Национальный доход и факторы его роста», «Основные направления рационального использования трудовых ресурсов» и др.

Большую научную и пропагандистскую работу провели ученые научных учреждений гуманитарного профиля к юбилею Великого Октября и принятию новой Конституции.

В заключение Ф. Ф. Султанов осветил задачи, поставленные перед наукой XXV съездом КПСС и XXI съездом КП Туркменистана. Это прежде всего дальнейшее расширение и углубление исследований закономерностей развития природы и общества, повышение вклада науки в решение актуальных проблем строительства материально-технической базы коммунизма.

В обсуждении отчета приняли участие академики АН ТССР И. С. Рабочев, А. М. Ниязов, член-корр. АН ТССР В. Т. Лавриненко, заместитель министра здравоохранения ТССР М. М. Союнова, начальник отдела науки МСХ ТССР Х. О. Оразмурадов, директор Института сейсмологии АН ТССР М. К. Курбанов.

Общее собрание утвердило отчет о деятельности Академии наук Туркменской ССР за 1977 г. с учетом замечаний и предложений, вытекающих из обсуждения.

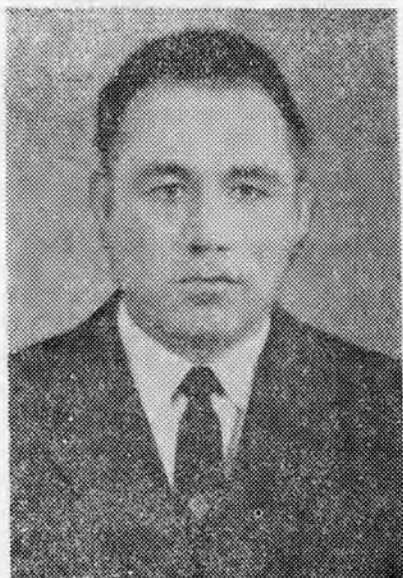
В заключение был заслушан научный доклад д. и. н. В. М. Массона «Южно-туркменистанский центр древневосточной цивилизации».

НОВОЕ ПОПОЛНЕНИЕ АКАДЕМИИ НАУК ТУРКМЕНСКОЙ ССР

Академия наук Туркменской ССР 20 ноября 1977 г. объявила о проведении выборов действительных членов (академиков) и членов-корреспондентов. На объявленные вакансии советами научных учреждений и высших учебных заведений государственными и общественными организациями, действительными членами и членами-корреспондентами академий наук выдвинуты и зарегистрированы Академией наук ТССР 2 кандидата в действительные члены (академики) и 3 — в члены-корреспонденты АН ТССР.

Общее собрание АН ТССР 6 апреля 1978 г., согласно Уставу, избрало 2 действительных члена и 3 члена-корреспондента АН ТССР.

Действительные члены Академии наук Туркменской ССР



Овезгельдыев Оразгельды



Ташлиев Шамурад

Овезгельдыев Оразгельды (радиофизика). Родился в 1936 г., доктор физико-математических наук, член-корреспондент АН ТССР, вице-президент АН ТССР, академик-секретарь Отделения физико-технических и химических наук, специалист в области физики ионосферы и околоземного космического пространства, автор более 100 научных работ.

Всеобщее признание получили исследования О. Овезгельдыева по физике аномальных явлений в околоземной плазме — ионосфере. Уникальные экспериментальные данные получены им по тонкой структуре и выявлены закономерности движения спорадического слоя E, установлены основные закономерности пространственно-временных вариаций этого сложного аномального явления ионосферы.

О. Овезгельдыевым разработана фотохимическая теория металлических ионов, которая хорошо согласуется с результатами прямых ракетных измерений. Важное значение имеют результаты его исследований по физике турбопаузы.

Ташлиев Шамурат (история КПСС). Родился в 1913 г., доктор исторических наук, член-корреспондент Академии наук ТССР, директор Института истории им. Ш. Батырова АН ТССР.

Основное направление научной деятельности Ш. Ташлиева — история борьбы Коммунистической партии за власть Советов в Средней Азии, главным образом в Туркменистане, он — автор более 50 научных работ, в том числе крупных монографий, таких как «Установление и упрочение Советской власти в Туркменистане», «Гражданская война и английская интервенция в Туркменистане» в 2-х томах и др. В качестве автора и члена редакционной коллегии участвовал в создании «Истории Советского Туркменистана», первого и второго изданий «Очерков истории Коммунистической партии Туркменистана», «Истории коммунистических организаций Средней Азии» и некоторых других научных трудов и сборников.

Члены-корреспонденты Академии наук Туркменской ССР



Агаев Язджан



Аннанеспесов Мурад

Агаев Язджан (физика полупроводников и полупроводниковых преобразователей энергии). Родился в 1933 г., доктор физико-математических наук, заведующий отделом физики полупроводников Физико-технического института АН ТССР, ведущий специалист в республике в области физики полупроводников и полупроводниковых преобразователей энергии. Он — автор более 100 научных работ.

Комплекс его исследований электрических, гальвано-терромагнитных, термоэлектрических, оптических, фотоэлектрических и фотомагнитных свойств некоторых соединений A^3B^5 и твердых растворов на их основе внес существенный вклад в понимание процессов, происходящих в этих кристаллах.

Фундаментальные исследования кристаллов с высокой подвижностью носителей заряда выявили закоорачивающее действие различных факторов на кинетические коэффициенты, что послужило основой для разработки ряда принципиально новых приборов и устройств. На три из них получены авторские свидетельства.

Аннанеспесов Мурад (история СССР). Родился в 1932 г., доктор исторических наук, заведующий отделом истории дооктябрьского периода Института истории им. Ш. Батырова АН ТССР, специалист по истории Туркменистана и Средней Азии XVIII—XIX и начала XX в., автор 40 работ, среди которых крупные монографические исследования: «Участие солдатских масс в революции 1905—1907 гг. в Туркменистане», «Хозяйство туркмен в XVIII—XIX вв.» и др.

Им написан ряд оригинальных работ по историческим судьбам сельской общины на позднем этапе ее развития, которые вызвали широкие отклики и одобрения.

Аннанепесов М. — один из авторов нескольких глав четырехтомного труда по истории народов Средней Азии и Казахстана.



Массон Вадим Михайлович

Массон Вадим Михайлович (археология). Родился в 1929 г., доктор исторических наук, профессор, заведующий сектором Средней Азии и Казахстана, Ленинградского отделения Института археологии АН СССР.

Массон В. М. — один из ведущих специалистов в области древней истории Средней Азии и Ближнего Востока, автор более 250 работ по истории и археологии Туркменистана, Узбекистана, Афганистана. Широкую известность получили фундаментальные монографические работы: «Средняя Азия и Древний Восток», «Экономика и социальный строй древних обществ», «Страна тысячи городов» и др.

Среди исследований Массона В. М. особое значение приобретают раскопки Алтын-депе, где найдены выдающиеся произведения искусств, памятники монументальной архитектуры, что позволяет ставить вопрос об обнаружении в Туркмении древнейшей на территории нашей страны цивилизации древневосточного типа.

СОДЕРЖАНИЕ

Рахимов М.— Об оптимальной стабилизации систем с распределенными параметрами	3
Амансахатов Ч.— Случайные колебания неограниченных плит на стохастическом упругом основании	10
Желдакова Л. В.— Об одной интегрируемой усредненной схеме для задачи о поступательно-вращательном движении осесимметричного твердого тела в поле притяжения шара	16
Байрамов Р., Рыбакова Л. Е., Мамедов М.— Теплоотдача при капельной конденсации	22
Савченко В. В.— Физико-химическая и гидродинамическая температурная депрессия в адиабатном испарителе	29
Савченко В. В., Сейиткурбанов С.— Эффективность испарения и неравновесная температура раствора в ступенях адиабатной опреснительной установки	33
Сейиткурбанов С., Ханмамедов М.— Исследование уноса влаги в испарителях	38
Овезгельдыев О. О., Корсунова Л. П., Горбунова Т. А.— Определение коэффициентов турбулентной диффузии из ионосферных данных	42
Мигулин В. В., Лобачевский Л. А., Намазов С. А., Новиков В. Д.— Радиофизические методы исследования ионосферы	46
Одеков О. А., Корнелюк И. И.— Исследование точности вычисления спектров Фурье при интерпретации гравиметрических данных	64
Ювшанов А. А., Дурдысва С.— Некоторые результаты геомагнитных исследований на Ашхабадском геодинамическом полигоне	71
Курбансахатов Б. А.— Некоторые методические приемы количественного анализа гравитационного поля (на примере Аладаг-Мессерианской тектонической зоны)	76
Полякова А. А., Сергиенко С. Р., Айдогдыев А., Ниязов Б. Г., Коган Л. О.— О химической природе изопарафино-циклопарафиновой части нефтяных фракций	83
Ниязов А. Н., Ниязбердыева Е. Ф.— Ионнообменная хроматография индивидуальных нафтеновых кислот	90
Джафарова Т. А., Жданов С. И., Ниязов А. Н., Джумаев Р. М.— Устранение ингибирующего действия п-метилциклогексанкарбоновой кислоты на электродные процессы в переменноточковой полярографии	99
Ксензенко В. И., Ходжамамедов А. М., Кулиев Ч., Овезова О.— Поведение редких и рассеянных элементов при изотермическом испарении подземных минерализованных вод Гаурдакского месторождения (бор и стронций)	104
Абдыев С., Ксензенко В. И., Волошина Г. Н., Чемлева Т. А.— Определение коэффициента распределения брома в щелоках калийного производства	108
Курбанмуратов А. К., Яхимович Н. Н., Мамиевенов Н.— Об оценке конвективной теплоотдачи мезо-кайнозойского комплекса Западно-Туркменской нефтегазоносной области	114

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

- Базаров Б. А., Тершин В. Д., Пенджиев А.— Использование жидких диэлектриков для охлаждения фотопреобразователей (119). Гошджанов М., Мамедов Х., Ходжамухамедов Н.— Наблюдение солнечного затмения на волне $\lambda = 15$ см (122).

ХРОНИКА

- Немирова Н. И.— Годичное Общее собрание Академии наук Туркменской ССР (124).

Отв. секретарь журнала С. П. Хрипунова
Художественный редактор Н. Летунова
Технический редактор Р. Санатулова
Корректор Л. Глушкова

Сдано в набор 25/III-78 г. Подписано к печати 6/VI-78 г. Формат 70×108¹/₁₆.
Уч.-изд. л. 8,6. Физ. печ. л. 8,0. Привед. печ. л. 8,4. Зак. 1627. Тираж 736 экз.
Цена 60 коп. И—02449.

Издательство «Ылым». 744000. Ашхабад, ул. Энгельса, 6.
Типография АН ТССР. 744012. Ашхабад, ул. Ростовская, 92а.

Продолжается подписка
на журнал
**„ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК
ТУРКМЕНСКОЙ ССР“**
на 1978 год

ПО СЕРИЯМ:
физико-технических, химических
и геологических наук,
биологических наук,
общественных наук
и журнал „Проблемы освоения пустынь“

Периодичность каждой серии
6 номеров в год

Подписная плата

серия физико-технических,
химических и геологиче-
ских наук

на год 3 р. 60 к.

на 6 месяцев 1 р. 80 к.

цена отдельного

номера 60 к.

серии биологических,
общественных наук
и журнал „Проблемы
освоения пустынь“

3 р.

1 р. 50 к.

50 к.

*Подписка принимается
во всех отделениях
„СОЮЗПЕЧАТИ“*