

11-168
44.5

Азәрбајчан ССР
Елмләр Академијасы
Академия наук
Азербайджанской ССР

ISSN 0002-3078

МӘ'РУЗӘЛӘР ДОКЛАДЫ

Чилд
XLIV
ТОМ



1988

2415

МЭ'РУЗЭЛЭР ДОКЛАДЫ

ТОМ XLIV ЧИЛД

№ 5

„ЕЛМ“ НЭШРИЈАТЫ—ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭЛМ“

БАКЫ — 1988 — БАКУ

ДАН Азерб. ССР публикует краткие сообщения об оригинальных, нигде не печатанных ранее, результатах научных исследований, представленные академиком АН Азерб. ССР, которые тем самым берут на себя ответственность за научные достоинства представляемой статьи.

В «Докладах» не публикуются крупные статьи, механически разделенные на ряд отдельных сообщений, статьи полемического характера, без новых фактических сообщений, статьи полемического характера, без новых фактических данных, статьи с описанием промежуточных опытов, без определенных выводов и обобщений, чисто методические статьи, если предлагаемый метод не является принципиально новым, а также статьи по систематике растений и животных (за исключением описания особо интересных для науки находок).

Будучи органом срочной информации, журнал «ДАН Азерб. ССР» принимает и отбирает к печати статьи, объем которых допускает их публикацию в установленные решение Президиума АН Азерб. ССР сроки.

В связи со всеми перечисленными ограничениями отклонение статьи редакцией «Доклады АН Азерб. ССР» означает только, что она не согласуется с требованиями и возможностями этого журнала, не исключает ее публикации в других изданиях.

PR... ОДОВ... ов руководство... с ними

Статьи, присланные без... маются.

1. Статьи, направляемые СССР или академика АН А... Статьи с прос...

2. Статья... очередная пу... ния приоритет

3. Как пр...

4. «Докла... не распростра...

5. Авторы... также дать... статье прила... назначенный

6. В кон... полною иссл... номер телефо...

Кроме т... будет вести...

7. Возвр... к печати. П... редколлегией... экземпляр... ается день

8. В «Д... (6 страниц... больше 15... включая и... Вклейки да... рисунки (к... Текет и гр... одних и тех... ны быть е... деталей фо... должны бы... странице. К... назание ст...

(Продолжение на третьей странице обложки)

руководство... с ними

ни-... АН

аются. ... вне-... ображе-

зано.

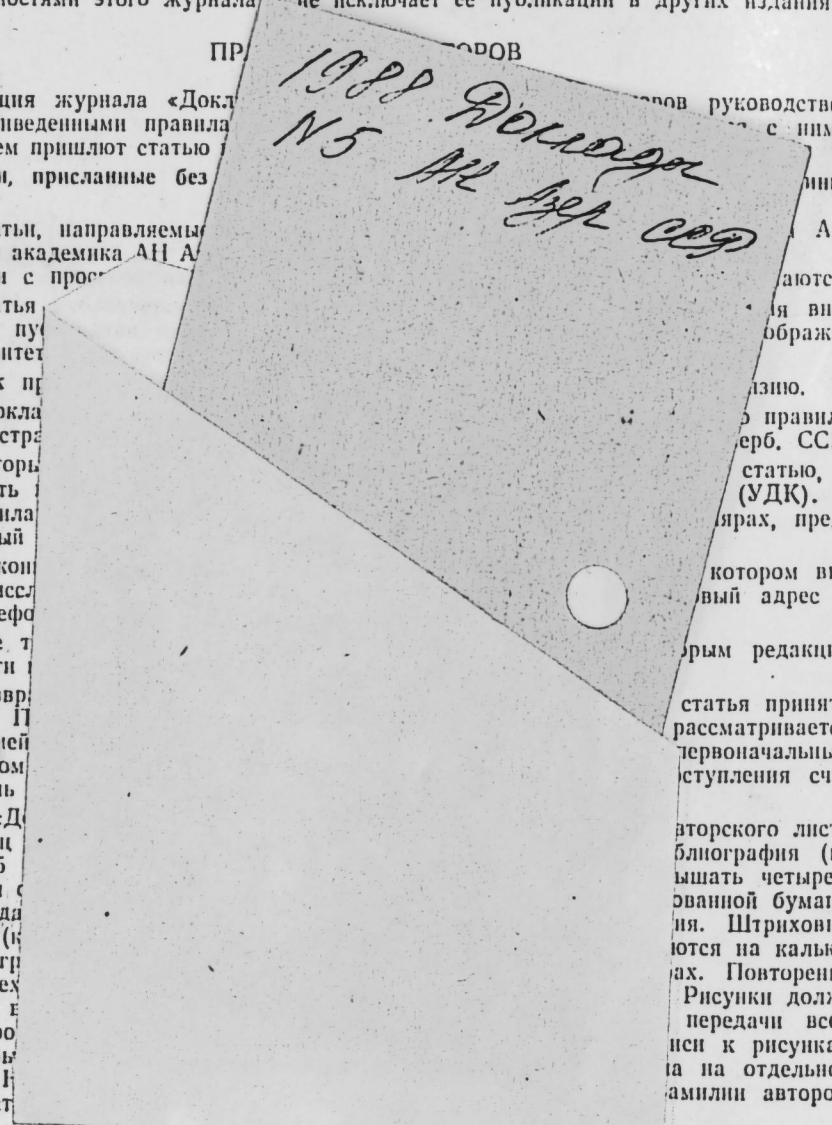
о правил... ерб. ССР. ... статью, а (УДК). К... ярах, пред-

котором вы-... вый адрес и

рым редакция

статья принята... рассматривается... первоначальным... ступления счи-

авторского листа... биография (не... ышать четырех, ... ованной бумаге, ... ня. Штриховые... ются на кальке. ... ах. Повторение... Рисунки долж-... передачи всех... иси к рисункам... а на отдельной... амплии авторов,



Н. А. РУСТАМОВ

ОБ АДИАБАТИЧЕСКИХ ИНВАРИАНТАХ КАНОНИЧЕСКИХ СИСТЕМ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ф. Г. Максудовым)

1. Одной из интересных задач механики является исследование адиабатических инвариантов гамильтоновых систем с медленно меняющимися параметрами. Постановку задачи и обзор некоторых работ по этой проблеме можно найти в [1—3].

В настоящей статье изучена асимптотика полных изменений адиабатических инвариантов канонических систем [1, с. 272] при наличии одной простой точки поворота. Точно выписаны первые члены асимптотических представлений.

2. Пусть в системе $2n$ уравнений

$$\epsilon y' = A(x) y, \quad (1)$$

с малым параметром $\epsilon > 0$ матрица $A(x)$ удовлетворяет следующим условиям:

1) $JA(x)$ — вещественная и симметричная матрица, где

$$J = \begin{pmatrix} O & I_n \\ -I_n & O \end{pmatrix},$$

I_n — единичная $n \times n$ -матрица;

2) $A(x) \in C^2(R)$;

3) собственные значения $P_j(x)$ матрицы $A(x)$ чисто мнимые.

Обозначим через $e_j(x)$ правые собственные векторы матрицы $A(x)$.

Занумеруем собственные векторы и собственные значения так, что

$$e_{s+n}(x) = \overline{e_s(x)}, \quad P_{n+s}(x) = \overline{p_s(x)} = -p_s(x), \quad s = \overline{1, n}.$$

Пусть еще выполняются условия:

4) $p_s(x) = i q_s(x)$, $q_s(x) > 0$ при всех $x \in R$, $s = \overline{1, n}$;

5) существуют конечные пределы $\lim_{x \rightarrow \pm\infty} A(x) = A_{\pm}$, такие что, $A_{+} - A(x) \in L_1[0, \infty)$, $A_{-} - A(x) \in L_1(-\infty, 0]$;

6) собственные значения p_j^{\pm} матриц A_{\pm} различны;

7) система уравнений (1) имеет одну простую точку поворота $x_0 = 0$, такую, что

$p_1(0) = p_2(0) = p_0$, $p_1(0) \neq p_j(0) \neq p_0$, $i \neq j \neq 1, 2$, $p_1'(0) \neq p_2'(0)$, а во всех остальных точках из R все собственные значения различны, и пусть $p_k'(0) > 0$, $k = 1, 2$.

Возьмем левые собственные векторы матрицы $A(x)$ в виде

$$e_j^{\bullet}(x) = e_j^{\dagger}(x) J.$$

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Э. Ю. Салаев (главный редактор), Г. Б. Абдуллаев, М. Т. Абасов, В. С. Алиев, Г. А. Алиев, Дж. А. Алиев, И. Г. Алиев, Дж. Б. Гулиев, Н. А. Гулиев, М. З. Джафаров, Ф. Г. Максудов, А. А. Надиров, Ю. М. Сеидов (зам. главного редактора), М. А. Усейнов, Г. Г. Зейналов (ответств. секретарь).

© Издательство «Элм», 1988 г.

Система уравнений (1) имеет n независимых адиабатических инвариантов [4]

$$J_s(x, \varepsilon) = \frac{(e_s, y)(\bar{e}_s, y)}{|e_s, \bar{e}_s|}, \quad s = \overline{1, n}, \quad (2)$$

где y — решение системы (1).

Полным изменением адиабатического инварианта $J_s(x, \varepsilon)$ называется разность

$$J_s(\infty, \varepsilon) - J_s(-\infty, \varepsilon) \stackrel{\text{def}}{=} J_s(\varepsilon).$$

Для того чтобы изучить асимптотику $J_s(s)$, необходимо знать асимптотическое поведение решений системы (1).

Известно, что при определенных условиях на матрицу $A(x)$ [1, с. 265] система (1) имеет фундаментальные матрицы $Y_{1,2}(x, \varepsilon)$, поведение которых описывается формулами:

$$Y_{1,2}(x, \varepsilon) = T(x) \exp \int_{\pm \varepsilon}^x (i\varepsilon^{-1} \Lambda_0(t) + \Lambda^{(1)}(t)) dt (I_{2n} + \varepsilon U_{1,2}(x, \varepsilon)), \quad (3)$$

$$T(x) = \text{diag}(d_1(x), \dots, d_{2n}(x)),$$

$$d_s(x) = \frac{l_s(x)}{|l_s^*(x) \bar{l}_s(x)|^{1/2}}, \quad d_{s+n}(x) = \frac{\bar{l}_s(x)}{|l_s^*(x) \bar{l}_s(x)|^{1/2}}, \quad s = \overline{1, n},$$

$$\Lambda_0(t) = \text{diag}(q_1(t), \dots, q_n(t), -q_1(t), \dots, -q_n(t)),$$

$$\Lambda^{(1)}(t) = \text{diag}(p_1^{(1)}(t), \dots, p_{2n}^{(1)}(t)),$$

$$p_j^{(1)}(t) = -\frac{d_j^*(t) d_j'(t)}{d_j^*(t) d_j(t)}, \quad j = \overline{1, 2n},$$

причем

$$\|U_{1,2}(x, \varepsilon)\| < U_{1,2}(x), \quad U_{1,2}(x) \rightarrow 0 \text{ при } x \rightarrow \pm \infty,$$

соответственно. Следовательно асимптотические формулы (3) двойные.

В силу условий 5) и 6) из (3) вытекает, что система (1) имеет две фундаментальные матрицы $Y_{\pm}(x, \varepsilon)$ с асимптотикой

$$Y_{\pm}(x, \varepsilon) = T_{\pm} \exp(i\varepsilon^{-1} \Lambda_{\pm} x) (I_{2n} + O(1)) \quad (4)$$

при $x \rightarrow \pm \infty$. $T_{\pm} = \lim_{x \rightarrow \pm \infty} T(x)$, $\Lambda_{\pm} = \lim_{x \rightarrow \pm \infty} \Lambda_0(x)$.

В окрестности точки поворота асимптотику решений дает следующая Теорема 1. Пусть выполняются условия 1)–4) и 7), тогда система уравнений (1) имеет фундаментальную матрицу $\hat{Y}(x, \varepsilon)$, для которой при достаточно малых ε существуют α и δ , такие, что $x > \varepsilon > \delta > 0$ и при $x \in U_{\alpha} \setminus U_{\delta}$, где U_{δ} — δ -окрестность точки $x^0 = 0$, асимптотика матрицы $\hat{Y}(x, \varepsilon)$ имеет вид;

$$\hat{Y}(x, \varepsilon) = T(x) M(x, \varepsilon) \exp \int_0^x (i\varepsilon^{-1} \Lambda_0(t) - \text{diag} T^{-1}(t) T'(t)) dt (I_{2n} + O(\varepsilon)). \quad (5)$$

В формуле (5)

$$M(x, \varepsilon) = \begin{bmatrix} 1 & J_{12} & & & & \\ J_{21} & 1 & & & & \\ & & \dots & & & \\ & & & & & \\ & & & & 1 & J_{n+1, n+2} \\ & & & & J_{n+2, n+1} & 1 \\ & & & & & & \dots \\ & & & & & & & & & 1 \end{bmatrix}$$

(все невыписанные элементы, не стоящие на главной диагонали, равны нулю),

$$J_{12} = \varepsilon^{1/2} \Omega \exp(i\Delta) b_{12}(0) + O(\varepsilon),$$

$$J_{21} = \varepsilon^{1/2} \Omega \exp(-i\Delta) b_{21}(0) + O(\varepsilon),$$

$$J_{n+1, n+2} = \varepsilon^{1/2} \Omega \exp(-i\Delta) b_{n+1, n+2}(0) + O(\varepsilon),$$

$$J_{n+2, n+1} = \varepsilon^{1/2} \Omega \exp(i\Delta) b_{n+2, n+1}(0) + O(\varepsilon),$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{\pi}{2|q_2'(0) - q_1'(0)|}}, \quad \Delta = \frac{\pi}{4} \text{Sgn}(q_2'(0) - q_1'(0)),$$

$b_{ij}(0)$ — элементы матрицы $T^{-1}(0) T'(0)$.

Каждое решение y системы (1) можно представить в виде

$$y = Y^+ c^+ = Y^- c^-,$$

где c^{\pm} — векторы-столбцы, зависящие только от ε .

Теорема 2. Пусть решение y системы уравнений (1) имеет вид (6), тогда

$$J_s(\varepsilon) = c_{n+s}^+ c_s^+ - c_{n+s}^- c_s^-, \quad (7)$$

c_s^{\pm} — компоненты векторов c^{\pm} .

С помощью асимптотических формул (3)–(5) из представления (7) можно получить асимптотику для $J_s(\varepsilon)$.

Теорема 3. Пусть выполнены условия 1)–7) и решение y системы (1), имеющее вид (6) нормировано фиксированием постоянного вектора c^- , тогда асимптотика полных измерений адиабатических инвариантов $J_k(\varepsilon)$ системы (1) при $\varepsilon \rightarrow 0$ описывается формулами:

$$J_1(\varepsilon) = 2 \left[\Theta c_2^- \hat{J}_{12} + \bar{\Theta} c_{n+2}^- \hat{J}_{n+1, n+2} \right] \varepsilon^{1/2} + O(\varepsilon),$$

$$J_2(\varepsilon) = 2 \left[\bar{\Theta} c_1^- \hat{J}_{21} + \Theta c_{n+1}^- \hat{J}_{n+2, n+1} \right] \varepsilon^{1/2} + O(\varepsilon),$$

$$J_s(\varepsilon) = O(\varepsilon), \quad s = \overline{3, n}, \quad (8)$$

$$\Theta = \exp \left(i\varepsilon^{-1} \int_{-\infty}^0 (q_2(t) - q_2^-) dt - \right.$$

$$\left. - i\varepsilon^{-1} \int_{-\infty}^0 (q_1(t) - q_1^-) dt \right),$$

$$\hat{J}_{ij} = \varepsilon^{-1/2} J_{ij}, \quad q_i^- = \lim_{x \rightarrow -\infty} q_i(x).$$

Если точки поворота нет, то известна оценка $J_k(\varepsilon) = O(\varepsilon^\infty)$ [1, с. 326]. Формулы (8) показывают, что наличие точки поворота резко меняет структуру адиабатических инвариантов.

Литература

1. Федорюк М. В. Асимптотические методы для линейных обыкновенных дифференциальных уравнений.—М., 1983. 2. Арнольд В. И. Дополнительные главы теории обыкновенных дифференциальных уравнений.—М., 1978. 3. Wasow W. Internat. Conf. on Diff. Equat.—N. Y., 1975, p. 747—764. 4. Zeung A., Meyer K.—J. Diff. Equat., 1975, v. 17, № 1, p. 32—43.

Институт математики и механики АН АзССР

Поступило 6. VII 1987

Н. Э. Рустамов

КАНОНИК СИСТЕМЛЭРИН АДИАБАТИК ИНВАРИАНТЛАРИ НАГГЫНДА

Мәгаләдә јеканә садә дәнмә нөгтәсинә малик олан кононик системлэрин адиабатик инвариантларынын там дәјишмэлэринин асимптотикасы тәдгиг едилмишидир.

N. A. Rustamov

ON THE ADIABATIC INVARIANTS OF THE CANONICAL SYSTEMS

The asymptotic behaviour of the complete changes of adiabatic invariants of the canonical systems is investigated.

М. Дж. МАРДАНОВ

НЕОБХОДИМЫЕ УСЛОВИЯ ОПТИМАЛЬНОСТИ ВТОРОГО ПОРЯДКА В СИСТЕМАХ С ЗАПАЗДЫВАНИЯМИ ПРИ НАЛИЧИИ ОГРАНИЧЕНИЙ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ф. Г. Максудовым)

В статье для задачи оптимального управления получены необходимые условия второго порядка в системах с запаздываниями при наличии ограничений в фазовых переменных и управлениях. Рассматриваемая задача имеет вид:

$$\begin{cases} \frac{dx}{dt}(t) = \sum_{i=1}^m -f_i(t, x(\tau_i(t)), \dots, x(\cdot_s(t)), u), V(\Theta_1(t)), t \in [0, t_0]; & (1) \\ x(t) = \varphi_1(t), t < 0; u(t) = \varphi_2(t), t \leq 0; & (2) \\ g_j(t, u) \leq 0, j \in \tau; & (3) \\ g_r(x^0, x^1) \leq 0, r = \overline{1, r_1}; q_r(x^0, x^1) = 0, r = \overline{r_1 + 1, r_2}; & (4) \\ J(x^0, u(\cdot)) = q_0(x^0, x^1) \rightarrow \min, & (5) \end{cases}$$

где $x \in E^{n_1}$, $u \in E^{n_2}$, $x^0 = x(0)$, $x^1 = x(t_0)$, t_0 —фиксированное число. Относительно запаздываний будем предполагать, что $\tau_1(\cdot)$, $\Theta_1(\cdot)$ —непрерывно-дифференцируемые функции, для которых $\tau_1(t) \leq t$, $\Theta_1(t) \leq t$, $\tau_1(t) > 0$, $\Theta_1(t) = 0$; $\varphi_1(t)$ непрерывна, а $\varphi_2(t)$ измерима и ограничена; τ —множество индексов.

В качестве допустимых управлений рассматриваются обобщенные управления [1]. Угловые скобки обозначают как применение меры [1], так и скалярное произведение. Минимум функционала (5) ищется на множестве всевозможных пар $(V(\cdot), x(\cdot))$, где $V(\cdot)$ —обобщенное управление, а $x(\cdot)$ —соответствующее ему решение (1), (2), удовлетворяющее (3).

Всюду в дальнейшем будем предполагать, что функции f_i , g_j дважды непрерывно-дифференцируемы по $\tilde{x} = (x_1, \dots, x_n)$, u ; f_i , g_j $\frac{\partial f_i}{\partial(\tilde{x}, u)}$,

$\frac{\partial g_j}{\partial u}$, $\frac{\partial^2 f}{\partial(\tilde{x}, u)^2}$, $\frac{\partial^2 g_j}{\partial u^2}$ непрерывны по (\tilde{x}, u) , измеримы по t и ограничены на всяком ограниченном множестве; функции $q_r = \overline{0, r_2}$ дважды непрерывно-дифференцируемы, а функции $g_j(t, u)$ удовлетворяют следующему условию регулярности: градиенты $\frac{\partial g_j}{\partial u}(t, u)$ линейно независимы вблизи точек множества $(t, u) : g_j(t, u) = 0$ (подробнее в [2]).

Положим $U(t) = \{u \in E^{n_2} : g_j(t, u) \leq 0, j \in \tau, t \in [0, t_0]\}$;

$$H(t, \tilde{x}, u_1, \dots, u_m, \psi) = \sum_{i=1}^m H_i(t, \tilde{x}, u, \psi),$$

где $H_1(t, x, u, \psi) = \langle \psi, f_1(t, x, u) \rangle$, $\psi \in E^r$;
а $\bar{x}(t) = (x(\tau_1(t)), \dots, x(\tau_s(t)))$.

Пусть V_0 — оптимальное управление, а $x_0(\cdot)$ — соответствующая ему траектория. Для простоты будем предполагать что мера $V_0(t)$ сосредоточена для п. в. t в единственной точке $u_0(t)$.

Положим

$$\gamma_1(t) = \begin{cases} \tau_1^{-1}(t), & 0 \leq t \leq \tau_1(t_0), \\ t_0, & \tau_1(t_0) \leq t \leq t_0, \end{cases} \quad \rho_1(t) = \begin{cases} \theta_1^{-1}(t), & 0 \leq t \leq \theta_1(t_0), \\ t_0, & \theta_1(t_0) \leq t \leq t_0, \end{cases}$$

$x_0 = (x_0(0), x_0(t_0))$. Через Q обозначим $(r_2 + 1)$ -мерную вектор-функцию с компонентами $(q_r(\cdot), r = \overline{0, r_2})$, а через Q^R — $|R|$ -мерную вектор-функцию с компонентами $q_r(\cdot), r \in R$. Здесь $R = \{r: q_r(x_0) = 0\}$, а $|R|$ — количество элементов множества R . Через N обозначим множество таких пар $(v(\cdot), \delta x(\cdot))$, что $v(\cdot) \in L_2^m[0, t_0]$, а $\delta x(\cdot)$ — соответствующее ему решение уравнения

$$\delta \dot{x}(t) = \sum_{i=1}^m \frac{\partial f_i}{\partial x}(t) \delta \tilde{x}(t) + \sum_{i=1}^m \frac{\partial f_i}{\partial u}(t) G(\theta_1(t)) v(\theta_1(t)), \\ \delta x(t) = 0, \quad t < 0; \quad v(t) = 0, \quad t < 0,$$

удовлетворяющее граничным условиям $(\delta x(0), \delta x(t_0)) \frac{\partial Q^R}{\partial (x^0, x^1)}(x_0) = 0$.

Здесь $G(t)$ — матрица ортогонального проектирования E^{n_2} на ортогональное дополнение к линейной оболочке векторов $\frac{\partial g_j}{\partial u}(t, u_0(t)), j: g_j(t, u_0 \times$

$\times(t)) = 0$. Здесь запись $\frac{\partial f_i}{\partial x_k}(t), \frac{\partial f_i}{\partial u}$ и т. д. означает, что соответствующие производные вычислены в точке $(t, \tilde{x}_0(t), u_0(t))$, а $\delta \tilde{x}(t) = (\delta x(\tau_1(t)), \dots, \delta x(\tau_s(t)))$.

Пусть E — единичная матрица, а $Y(t, t'), 0 \leq t' < t \leq t_0$ является решением уравнения

$$\frac{\partial y(t, t')}{\partial t} = \sum_{i=1}^m \sum_{k=1}^m \frac{\partial f_i}{\partial x_k}(t) Y(\tau_k(t), t'), \quad 0 \leq t' \leq t \leq t_0, \\ Y(t, t) = E, \quad Y(t, t') = 0, \quad t' > t.$$

Собозначим через α размерность ядра блочной матрицы $\begin{pmatrix} A \\ B \end{pmatrix}$, где

$$A = \frac{\partial Q^R}{\partial x^0}(x_0) + \frac{\partial Q^R}{\partial x^1}(x_0) Y(t_0, 0);$$

$$B = \int_0^{t_0} \frac{\partial Q^R}{\partial x^1}(x_0) \sum_{i=1}^m \dot{\rho}_i(t) Y(t_0, \rho_1(t)) \frac{\partial f_i}{\partial u}(\rho_1(t)) G(t) \times$$

$$\times G^*(t) \sum_{i=1}^m \left(\frac{\partial f_i}{\partial u}(\rho_1(t)) \right)^* \dot{\rho}_i(t) Y^*(t_0, \rho_1(t)) \left(\frac{\partial Q^R}{\partial x^1}(x_0) \right)^* dt.$$

Справедлива следующая

Теорема. Пусть пара $(V_0(\cdot), x_0(\cdot))$ оптимальна. Тогда существует ненулевой вектор $e = (e_0, e_1, \dots, e_{r_1})$, для которого найдется

абсолютно непрерывная вектор-функция $\psi(\cdot)$ и существенно ограниченные измеримые неотрицательные функции $\beta_j(\cdot)$, которые удовлетворяют следующим условиям:

$$\dot{\psi}(t) = - \sum_{i=1}^s \dot{\gamma}_i(t) \frac{\partial H}{\partial x_1}(\gamma_i(t)), \quad t \in [0, t_0]; \quad (6)$$

$$\psi(0) = e \frac{\partial Q}{\partial x^0}(x_0), \quad \psi(t_0) = -e \frac{\partial Q}{\partial x^1}(x_0); \quad (7)$$

$$e_r \geq 0, \quad r = \overline{0, r_1}; \quad e_r q_r(x_0) = 0, \quad r = \overline{1, r_1}; \quad (8)$$

$$\max_{u \in U(t)} \sum_{i=1}^m \dot{\rho}_i(t) H_i(\rho_i(t), \tilde{x}_0(\rho_i(t)), u, \psi(\rho_i(t))) \stackrel{n.h.}{=} \quad (9)$$

$$= \sum_{i=1}^m \dot{\rho}_i(t) H_i(\rho_i(t), \tilde{x}_0(\rho_i(t)), u_0(t), \psi(\rho_i(t)));$$

$$\sum_{i=1}^m \dot{\rho}_i(t) \frac{\partial H_i}{\partial u}(\rho_i(t), \tilde{x}_0(\rho_i(t)), u_0(t), \psi(\rho_i(t))) +$$

$$+ \sum_{j \in \tau} \beta_j(t) \text{grad } g_j(t, u_0(t)) \stackrel{n.h.}{=} 0, \quad (10)$$

$$\beta_j(t) g_j(t, u_0(t)) \equiv 0, \quad j \in \tau;$$

причем индекс квадратичной формы

$$\Pi(v(\cdot), \delta x(\cdot)) = \frac{\partial^2 (e Q)}{\partial (x^0, x^1)^2}(x_0) [(\delta x(0), \delta x(t_0))]^2 -$$

$$- \int_0^{t_0} \frac{\partial^2 H}{\partial (\tilde{x}, u)^2}(t) [(\delta \tilde{x}(t), G(t) v(t))]^2 dt -$$

$$\sum_{j \in \tau} \int_0^{t_0} \beta_j(t) \frac{\partial^2 g_j}{\partial u^2}(t, u_0(t)) [G(t) v(t)]^2 dt$$

на N не превышает числа α . Здесь квадратные скобки обозначают квадратичную форму, т. е. $A[x]^2 = \langle Ax, x \rangle$.

Доказательство. Рассмотрим семейство возмущенных задач со свободными концами, заключающихся в минимизации функционала

$$J_\mu(x^0, V) = q_\mu(x^0, x^1) + \mu_2 \int_0^{t_0} \langle |u - u_0(t)|, V(t) - dt + \\ + \mu_1 \int_0^{t_0} \sum_{j \in \tau} \langle \sqrt{-g_j(t, u)}, V(t) - dt \quad (11)$$

при ограничениях (1)–(3) и

$$|x - x_0(t)| \leq 1 \quad \forall t \in [0, t_0], \quad (12)$$

где

$$q_\mu(x^0, x^1) = q_0(x^0, x^1) + \mu_1^{-1} \sum_{r=1}^{r_1} (q_r^+(x^0, x^1))^4,$$

$$q_r^+(x^0, x^1) = \begin{cases} \max(0, q_r(x^0, x^1)), & r = \overline{1, r_2}, \\ |q_r|, & r = \overline{r_1 + 1, r_2}. \end{cases}$$

Здесь $\mu = (\mu_1, \mu_2)$ — параметр, относительно которого будем предполагать, что $\mu_i, i = 1, 2$ принимают допустимые значения $1, \frac{1}{2}, \dots$. Для любого допустимого μ в силу ограничений (12) и теоремы 2 из [3] оптимальное управление $V_\mu(\cdot)$ в μ -задаче существует. Через $x_\mu(\cdot)$ обозначим оптимальную траекторию.

Лемма. Для произвольного допустимого μ_2 имеет место

$$V_\mu(\cdot) \xrightarrow{\mu_1 \rightarrow 0} V_0(\cdot), \quad x_\mu(\cdot) \xrightarrow{\mu_1 \rightarrow 0} x_0(\cdot) \text{ при } \mu_1 \rightarrow 0.$$

Доказательство леммы проводится аналогично рассуждениям из [3]. В силу принципа максимума для задачи со свободными концами [4] существует абсолютно-непрерывная вектор-функция $\psi_\mu(\cdot)$, для которой

$$\dot{\psi}_\mu(t) = - \sum_{i=1}^s \dot{\gamma}_i(t) \frac{\partial H^\mu}{\partial x_i}(\gamma_i(t)); \quad (13)$$

$$\psi_\mu(0) = \frac{\partial q_\mu}{\partial x^0}(x_\mu), \quad \psi_\mu(t_0) = - \frac{\partial q_\mu}{\partial x^1}(x_\mu); \quad (14)$$

$$\begin{aligned} & \max_{u \in U(t)} \left(\sum_{i=1}^m \rho_i(t) H_1(\rho_i(t), \tilde{x}_\mu(\rho_i(t)), u, \psi_\mu(\rho_i(t))) + \right. \\ & \left. + \mu_2 |u - u_0(t)|^2 + \mu_1 \sum_{j \in I} \sqrt{-g_j(t, u)} \right) \stackrel{n.b.}{=} < \sum_{i=1}^m \dot{\rho}_i(t) H(\rho_i(t), \\ & \tilde{x}_\mu(\rho_i(t)), u, \psi_\mu(\rho_i(t))), \quad V_\mu(t) - \mu_2 < |u - u_0(t)|^2 + \\ & \left. + \mu_1 \sum_{j \in I} \sqrt{-g_j(t, u)}, \quad V_\mu(t) > . \end{aligned} \quad (15)$$

Здесь верхний индекс μ у функций H или их производных означает, что в эти функции вместо отсутствующих переменных x_i, u_j, ψ подставлены $x_\mu(\tau_i(t)), u_\mu(0_j(t)), \psi_\mu(t)$. Далее с помощью приращения на основе условий первого порядка для μ -задачи вычисляется вторая вариация функционала (11). Из условий (13)–(15) в силу леммы, переходя к пределу при $\mu \rightarrow 0$, получаем справедливость условий (6)–(10). Последнее утверждение теоремы получается предельным переходом при $\mu \rightarrow 0$ из формулы второй вариации функционала (11). Теорема доказана.

Литература

1. Арутюнов А. В., Тынянский Н. Т. — Докл. АН СССР, 1934, т. 275, № 2, с. 268–272.
2. Гаикрелидзе Р. В. Основы оптимального управления, Тбилиси, 1977.
3. Арутюнов А. В., Марданов М. Дж. — Дифф. уравнения, 1986, т. 22, № 8, с. 1291–1298.
4. Тадумадзе Т. А. Некоторые вопросы качественной теории оптимального управления. — Тбилиси, 1983.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 20. IV 1987

М. Ч. Марданов

КЕЧИКЭН АРГУМЕНТЛИ МЭНДУДИЛЖЭТИ ОЛАН СИСТЕМЛЭРДЭ ОПТИМАЛЛЫГ ҮЧҮН ИКИНЧИ ТЭРТИБ ЗЭРУРИ ШЭРТЛЭР

Мэгалэдэ кечикэн аргументли системлэрлэ характеризэ олунаи, мэндуудилжэти олап оптималь идарэетмэ мэсэлэсинэ бахылар. Оптималлыг үчүн биринчи вэ икинчи тэртиб

зэрури шэртлэр исбат едилмишдир. Икинчи тэртиб ондан ибарэтдир ки, гамигтоннаи васитэсилэ тэжин олунаи квадратик форманыи индексн мүнэжэн хэгинги эдэлдэн бөжүк дежил.

M. Dj. Mardanov

NECESSARY CONDITIONS FOR THE SECOND ORDER OPTIMALITY IN TIME-DELAY SYSTEMS WITH CONSTRAINTS

The main aim of this article is to obtain some necessary conditions of the first (in the maxima principle form) and the second order for the optimal problem in the time-delay systems with constraints.

Г. М. АМИРАЛНЕВ

ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ ПО ВРЕМЕНИ ЗАДАЧИ ДЛЯ КВАЗИЛИНЕЙНОГО ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ С СИЛЬНОЙ ДИССИПАЦИЕЙ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ф. Г. Максудовым)

В предлагаемой статье исследуется сходимость разностей задачи для нахождения периодических по времени решений квазилинейного волнового уравнения с сильным диссипативным членом. Растущее в настоящее время внимание к таким уравнениям обусловлено прежде всего их большой прикладной значимостью [1, 2]. Кроме того, возникающие для них начально-краевые задачи оказываются чрезвычайно своеобразными и неклассическими, что является дополнительным побудительным мотивом к их изучению. Аналогичная своеобразность проявляет себя и при численном решении этих задач.

Будем рассматривать задачу

$$a \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + L_1 \left[\frac{\partial u}{\partial t} \right] + L_0 u + f(x, t, u) = 0, \quad (1)$$

$$(t, x) \in D = (0, T) \times (0, l) \rightarrow (0, T) \times \Omega, \quad (2)$$

$$u(t, 0) = u(t, l) = 0, \quad t \in (0, T), \quad (3)$$

$$u(0, x) = u(T, x), \quad x \in \Omega, \quad (3)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}(0, x) = \frac{\partial u}{\partial t}(T, x), \quad (4)$$

где

$$L_1 \psi = -b \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} + c \psi, \quad L_0 \psi = -\frac{\partial}{\partial x} \left(a(t, x) \frac{\partial \psi}{\partial x} \right) + d(t, x) \psi,$$

a, b, c — положительные постоянные, $a(t, x) \geq a_* > 0$, $d(t, x) \geq 0$ — периодические по t функции, удовлетворяющие условиям:

$$a \in L_\infty(0, T; W_\infty^1(\Omega)), \quad d \in L_\infty(D),$$

$$|a(t', x) - a(t'', x)| (t' - t'')^{-1} \leq a_\tau^*,$$

$$|d(t', x) - d(t'', x)| (t' - t'')^{-1} \leq d_\tau^*,$$

$$(a_\tau^*, d_\tau^* = \text{const}).$$

Функция $f(t, x, p)$ определена в области $D \times (-\infty, \infty)$ и удовлетворяет условиям

$$|f(t, x, p) - f(t, x, \bar{p})| (p - \bar{p})^{-1} \geq K_*,$$

$$|f(t, x, p) - f(t, x, \bar{p})| \leq K |p - \bar{p}| \quad (K_*, K = \text{const}).$$

Способ построения разностной схемы идейно близок к вариационной форме интегрального тождества Г. И. Марчука [3] и состоит в следующем: в определении обобщенного решения в качестве элементов энергетического пространства берется некоторая система базисных функций с конечными носителями. Затем в полученном интегральном тождестве с использованием интерполяционных квадратурных формул с остаточными членами в интегральной форме и с весом [4] (причем порядок точности квадратурной формулы зависит от порядка гладкости подынтегральной функции) интегралы заменяются разностными отношениями. Точность схемы оценивается в сеточных нормах.

Под обобщенным решением задачи (1)–(4) будем понимать функции $u(t, x)$, $v(t, x)$, удовлетворяющие условиям

$$a \int_0^T \left(\frac{\partial v}{\partial t}, w \right)_{L_1(\Omega)} dt + \int_0^T \Lambda_1(v, w) dt + \int_0^T \Lambda_0(u, w) dt + \int_0^T (f, w) dt = 0,$$

$$\int_0^T \frac{\partial u}{\partial t} w dt = \int_0^T v \cdot w dt,$$

$$u(0, x) = u(T, x) \quad v(0, x) = v(T, x)$$

для

$$\forall w(t, x) \in L_2(0, T; \dot{W}_2^1(\Omega)),$$

где

$$\Lambda_0(v, w) = \left(a(t, x) \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{L_1(\Omega)} + d(t, x) v, w)_{L_1(\Omega)},$$

$$\Lambda_1(v, w) = \left(b \frac{\partial v}{\partial x}, \frac{\partial w}{\partial x} \right)_{L_1(\Omega)} + (cv, w)_{L_1(\Omega)}.$$

В области D введем сетку $\omega_{\tau h} = \omega_\tau \times \omega_h$

$$(\omega_\tau = \{t_j = j\tau, j = \overline{1, M-1}\}; \tau = T/M),$$

$$(\omega_h = \{x_i = ih, i = \overline{1, N-1}\}; h = l/N)$$

и в качестве функции $w(t, x)$ возьмем

$$w(t, x) = \tau^{-1} h^{-1} \varphi_i(x) \chi_j(t) \quad (i = \overline{1, N-1}; j = \overline{1, M-1}),$$

где

$$\varphi_i(x) = \begin{cases} \varphi_i^{(1)}(x) = \frac{\text{sh } \nu(x - x_{i-1})}{\text{sh } \nu h}, & x_{i-1} < x < x_i, \\ \varphi_i^{(2)}(x) = \frac{\text{sh } \nu(x_{i+1} - x)}{\text{sh } \nu h}, & x_i < x < x_{i+1}, \\ 0, & x \in \overline{(x_{i-1}, x_{i-1})}, \quad \nu = \sqrt{cb}. \end{cases}$$

$\chi_j(t)$ — характеристическая функция отрезка (t_{j-1}, t_j) . Из этого интегрального тождества с помощью квадратурных формул, приведенных в [4], можно получить схему

$$l[\tau_1, v_2] \equiv a \times v_{2\tau} - B v_{2\bar{\tau}} + C v_2 - (A v_{1\bar{\tau}})_\tau + D v_1 + \times f(t, x, v_1) = 0, \quad (t, x) \in \omega_\tau^+ \times \omega_h, \quad (5)$$

$$v_{1\bar{\tau}} = v_2, \quad (t, x) \in \omega_\tau^+ \times \omega_h, \quad (6)$$

$$\begin{aligned} v_\kappa(t, 0) = v_\kappa(t, l) = 0 \quad (\kappa = 1, 2), \\ v_\kappa(0, x) = v_\kappa(T, x) \quad (\kappa = 1, 2), \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$x = \frac{2}{\nu h} \operatorname{th} \frac{\nu h}{2}, \quad C = cx, \quad B = \frac{\nu h}{\operatorname{sh} \nu h},$$

$$A_i^1 = \tau^{-1} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \int_{x_{i-1}}^{x_i} a(t, x) \varphi_i^{(1)'}(x) dx dt -$$

$$- \tau^{-1} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \int_{x_{i-1}}^{x_i} d(t, x) (x_i - x) \varphi_i^{(1)}(x) dx dt,$$

$$D_i^1 = h^{-1} \tau^{-1} \int_{t_{j-1}}^{t_j} \int_{x_{i-1}}^{x_{i+1}} d(t, x) \varphi_i(x) dx dt, \quad (x_i, t_j) \in \omega_h$$

(для сеточных функций используются обозначения из [5]). В силу наших предположений

$$0 < A_* \leq A \leq A^*, \quad 0 \leq D < D^*, \\ A_i^- < A_i^+, \quad D_i^- \leq D_i^+ \quad (A_*, A^*, D^*, A_i^+, D_i^+ > \text{const})$$

Лемма. Пусть удовлетворяются условия

$$\frac{4B}{l^2} + C - \lambda_0 \alpha x \left(1 + \frac{1}{2} \lambda_0 \tau \right) - \frac{1}{2} x K > 0, \quad (9)$$

$$- \frac{1}{2} A_i^+ + \lambda_0 A_* + \nu_*^{(1)} \cdot \frac{l^2}{8} > 0, \quad (10)$$

где

$$\nu_*^{(1)} = \begin{cases} 0, & \nu_1 \geq 0 \\ \nu_1, & \nu_1 < 0, \end{cases} \quad \nu_1 = \min_{\omega_h^+ \times \omega_h} \left\{ -\frac{1}{2} D_i^- + \lambda_0 (D + x K_*) - \frac{1}{2} x K \right\},$$

$\lambda_0 >$ число удовлетворяющее условиям

$$\lambda_0 < \min \{ 1, (\alpha x)^{-1} (1 + 0,5\tau)^{-1} (4B/l^2 + C) \}, \quad A_* + \lambda_0 (B - \alpha x l^2/8) > 0.$$

Тогда при достаточно малом τ ($\tau \leq \tau_0$) для погрешностей приближенного решения $z_1 = v_1 - u$, $z_2 = v_2 - v$ справедлива оценка

$$\begin{aligned} \|z_1\|_0^2 + \|z_{1\bar{x}}\|_0^2 + \|z_2\|_0^2 \leq \\ \leq C \left\{ \tau \sum_{\omega_h^+} \|R_1\|_{-1}^2 + \left(\tau \sum_{\omega_h^+} \|R_2\|_{L_1(\omega_h)} \right)^2 + \left(\tau \sum_{\omega_h^+} \|R_{2\bar{x}}\|_{L_1(\omega_h)} \right)^2 \right\}, \end{aligned}$$

где R_1, R_2 — погрешности аппроксимации (5) и (6), соответственно, C — постоянная, не зависящая от h и τ , $\|z\|_0 = \|z\|_{L_1(\omega_h)}$, $\|z\|_{-1} = \|z_{\bar{x}}\|_0$ ($z_0 = z_N = 0$), $\|z\|_{-1}$ — соответствующая негативная норма.

Эта лемма доказывается энергетическим методом из тождества

$$\begin{aligned} h \sum_{\omega_h} |l(z_1 + u, z_2 + v) - l(u, v)| (z_2 + \lambda z_1) = \\ = h \sum_{\omega_h} R_1(z_2 + \lambda z_1), \quad \lambda > 0. \end{aligned}$$

Замечание. Условия (9), (10) будут выполнены, если, например, $a(t, x)$ и $d(t, x)$ — монотонно убывающие функции по t и

$$K < m_0 \frac{16 A_*}{l^2 x},$$

$$m_0 = \min \left\{ 1, \frac{4B + Cl^2}{8 A_* + l^2 \alpha x (1 + T/2)}, \frac{A_*}{|B - \alpha x l^2/8|} \right\}.$$

Будет справедлива следующая

Теорема. Пусть удовлетворяются условия леммы и

$$\frac{\partial^m u}{\partial t^m} \in L_2(0, T; W_2^n(\Omega)), \quad m = 0, 1; \quad \frac{dv}{dt} \in L_2(0, T; W_2^1(\Omega)),$$

$$\frac{\partial v}{\partial x} \in L_1(0, T; L_2(\Omega)), \quad \frac{\partial^{n+1} v}{\partial t \partial x^n} \in L_2(0, T; L_1(\Omega)),$$

$$\frac{\partial^n}{\partial x^n} f(\cdot) \in L_2(0, T; L_1(\Omega)), \quad \frac{\partial}{\partial t} f(\cdot) \in L_2(0, T; C(\Omega) \cap L_1(\Omega)).$$

Тогда для погрешности разностной ухемы (5)–(8) справедлива оценка

$$\|z_1\| + \|z_{1\bar{x}}\|_0 + \|z_2\|_0 \leq C(\tau + h^n), \quad n = 1, 2; \quad t \in \omega_h^+.$$

Литература

1. Leopold Herrman. — Czechosl. Math. J., 1985, 35, 110, 278–293.
2. Ларькин Н. А., Новиков В. А., Яценко Н. Н. Нелинейные уравнения переменного типа. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд.-ние, 1983.
3. Марчук Г. И., Агашков В. И. Введение в проекционно-сеточные методы. — М.: Наука, 1981.
4. Амিরалиев Г. М. — В сб.: Приближенные методы решения операторных уравнений. Баку: Изд. АГУ, 1985, 8–16.
5. Самарский А. А. Теория разностных схем. — М.: Наука, 1983.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 1. VII 1987

Г. М. Эмирэлиев

КҮЧЛҮ ДИССИПАЦИЯ ҲАДДИ ОЛАН КВАЗИХЭТТИ ДАЛҒА ТЭНЛИҶИ
ҮЧҮН ЗАМАНА КӨРӨ ПЕРИОДИК МЭСЭЛЭНИН ЭДЭДИ ҲАЛЛИ

Моголадэ ади чөкилэн мөсөләнни тәғриби һәлли үчүн сонлу фәргләр схеми гурулулур ва бу схемин јығылма хәтәси гижәтләндириллр.

G. M. Amiraliyev

NUMERICAL SOLUTION OF THE PERIODICAL ON TIME PROBLEM FOR
QUASI-LINEAR WAVE EQUATION WITH STRONG DISSIPATION

Finite difference technique can be applied to the numerical solution of the periodic problem of the one-dimensional nonlinear wave equation with strong dissipation. Making use of a discrete energy estimate each approximation is shown to converge to the exact solution with a determined rate.

М. Д. МАМЕДОВ, Ф. Т. АХМЕДОВ

КОМПОЗИЦИЯ ЭЛЕМЕНТОВ В ОБЩУЮ СИСТЕМУ ПРИ ПРОИЗВОЛЬНОМ ВИДЕ ВЗАИМОВЛИЯНИЯ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ч. М. Джуварлы)

Рассматривается система элементов, подчинение между которыми образует иерархическую структуру (И-структуру). Взаимовлияние элементов носит произвольный характер. Требуется ввести оценку влияния выбора поведения подчиненных элементов, на основании которой можно не учитывать этого влияния и, отбрасывая соответствующие уравнения, упрощать получение решения общей задачи.

Пусть система состоит из $(N+1)$ элемента, которые образуют И-структуру, т. е.

$$e_0 \rightarrow e_n \quad (\forall n \in [1, N]), \quad (1)$$

где e_0 —элемент высшего уровня, e_n —элемент низшего; в системе (1) берутся всего два уровня, и функционал элемента высшего уровня есть контрольный функционал системы в целом. Будем рассматривать далее статический, конечномерный случай оптимизационных задач; тогда элементы системы описываются так:

$$\begin{aligned} e_0 &= \{L(u, U) - \max, \quad \Omega(U) \leq 0\}, \\ e_n &= \{J(u^n, U^n) - \max\}, \quad \forall n \in [1, N], \end{aligned} \quad (2)$$

и с условием подчинения (1) приведенные в (2) зависимости дают описание исходной системы, в (2) u^n —вектор управляющих параметров в элементе e_n , U^n —составная часть общего вектора U , u —общий вектор влияния нижних элементов, т. е.

$$u = \{u^1, u^2, \dots, u^N\}, \quad U = \{U^1, U^2, \dots, U^N\}. \quad (3)$$

Пусть вначале И-структура образует простейшую: подчиненным является только один элемент (т. е. $N=1$), тогда, опуская верхние индексы в (2), имеем:

$$U = \{U_r\}, \quad u = \{u_s\}, \quad r = \overline{1, K}, \quad s = \overline{1, S}, \quad (4)$$

где R, S —число компонентов векторов U, u , соответственно. Допустим, что оптимизационные задачи, сформулированные в элементах, решены и известны величины

$$\begin{aligned} U_r^* &= \arg \max_{U_r \in D_U} L(u, U), \\ u_s^* &= \arg \max_{u_s \in D_u(U)} J(u), \end{aligned} \quad (5)$$

$D_U, D_u(U)$ —области возможных значений для управляющих параметров, задаваемых ограничениями $\Omega \leq 0$ и $\omega \leq 0$ из (2). Наличие решения позволяет определить максимальное значение для L и J ; при этом, учиты-

вая зависимость ограничений для u , т. е. области $D_u(U)$, можно утверждать, что последнее из (5) представимо в виде функции

$$u_s^* = \arg \max_{u_s \in D_u(U)} J(u) = u_s^*(U), \quad (6)$$

тогда максимальное значение функционала для e_x равно

$$L^* = L_{\max}(U^*, u(U^*)) = L_{\max}(U^*). \quad (7)$$

Если u_s^* из (6) выражена через U явно, т. е. если функция $u^*(U)$ определена, то определены и зависимости приращений Δu_s от ΔU_r .

Пусть теперь зависимости в элементах носят вид, не позволяющий явно выписать зависимость (7), именно этому соответствует описание оптимизационных проблем в элементах и системы в целом из (2), что означает также возможность записи:

$$\begin{aligned} e_x &\rightarrow e_x, \\ e_x &= \{L(u, U) \rightarrow \max, \quad \Omega(U) \leq 0\}, \\ e_x &= \{J(u, U) \rightarrow \max\}, \end{aligned} \quad (8)$$

Следуя принятому в [1] способу определения критерия композиции для элемента e_x , т. е. определения величины κ_x , и сравнения его с заданной величиной порога $\epsilon = \text{fixe}$, равной

$$\kappa_x = \sum_{r=1}^R \sum_{s=1}^S \frac{\partial L / \partial u_s \cdot \partial u_s / \partial U_r}{\partial L / \partial U_r} \leq \epsilon, \quad (9)$$

получим

$$\Delta L_{\text{прям}} = \frac{\partial L}{\partial U_r} \Delta U_r,$$

но теперь по условию аналитическая зависимость, соответствующая второму равенству из (5), отсутствует, т. е. частные производные $\partial u_s / \partial U_r$. Для определения зависимости приращения u_s от U необходимо воспользоваться другим приемом. Будем разлагать в ряд $J(u, U)$ по переменным u, U . Беря соответствующие производные и удерживая только квадратичные члены, получим:

$$\begin{aligned} J(u, U) &= J(\bar{u} + \Delta u, \bar{U} + \Delta U) = J(\bar{u}, \bar{U}) + \\ &+ \left\langle \frac{\partial J}{\partial u}, \Delta u \right\rangle + \left\langle \frac{\partial J}{\partial U}, \Delta U \right\rangle + \frac{1}{2} \left\langle \Delta u, \frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \Delta u \right\rangle + \\ &+ \frac{1}{2} \left\langle \Delta U, \frac{\partial^2 J}{\partial U^2} \Delta U \right\rangle + \left\langle \Delta u, \frac{\partial^2 J}{\partial u \partial U} \Delta U \right\rangle. \end{aligned} \quad (10)$$

Теперь прямо воспользуемся предположением о строгой подчиненности, явно выраженным в первом условии из (1), из которого следует, что элемент e_x будет искать максимальное значение J , т. е. математически это означает приравнивание к нулю производной $\partial J / \partial u = 0$. Из (10), дифференцируя по Δu и записывая необходимое условие экстремальности, получим:

$$\frac{\partial J}{\partial \Delta u} = \frac{\partial J}{\partial u} + \frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \Delta u + \frac{\partial^2 J}{\partial u \partial U} \Delta U = 0. \quad (11)$$

Сделаем предположение о том, что квадратная матрица $\partial^2 J / \partial u^2$ имеет обратную, тогда из (11) выразим явно зависимость приращений:

$$\Delta u = - \left(\frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \right)^{-1} \cdot \frac{\partial J}{\partial u} - \left(\frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \right)^{-1} \cdot \frac{\partial^2 J}{\partial u \partial U} \Delta U. \quad (12)$$

Продолжая определение критерия композиции, запишем выражение для косвенного влияния:

$$\Delta L_{\text{косв}} = \sum_s \frac{\partial L}{\partial u_s} \Delta u_s = \left\langle \frac{\partial L}{\partial u}, \Delta u \right\rangle \quad (13)$$

и, используя (12),

$$\Delta L_{\text{косв}} = \left\langle \frac{\partial L}{\partial u}, (A + B \Delta U) \right\rangle,$$

где вектор A и матрица B составлены из констант:

$$A = - \left(\frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \right)^{-1} \cdot \frac{\partial J}{\partial u}; \quad B = - \left(\frac{\partial^2 J}{\partial u^2} \right)^{-1} \cdot \frac{\partial^2 J}{\partial u \partial U}. \quad (14)$$

Общее влияние на функционал L при изменении компоненты на величину U_r равно:

$$\Delta L_r = \Delta L_{\text{прям}} + \Delta L_{\text{косв}} = \frac{\partial L}{\partial U_r} \Delta U_r + \sum_s \frac{\partial L}{\partial u_s} (a_s + b_{rs} \Delta U_r), \quad (15)$$

где a_s — компонента вектора A , а b_{rs} — элемент матрицы B из (14). Критерий композиции элемента теперь явно зависит от величины самого приращения:

$$\Delta L_r = \frac{\partial L}{\partial U_r} \Delta U_r (1 + \kappa_r),$$

$$\kappa_r = \frac{\sum_s \partial L / \partial u_s (a_s + b_{rs} \Delta U_r)}{\partial L / \partial U_r \cdot \Delta U_r}. \quad (16)$$

Определение оценки общего влияния можно производить способом, предложенным ранее в [1]:

$$\kappa_x = \sum_r |\kappa_r|.$$

3. Пусть теперь ситуация усложнится наличием совместных ограничений на u , U для e . Таким образом, от описания задач в элементах возвратимся к общему описанию из [1]:

$$\begin{aligned} e_x &\rightarrow e_x, \\ e_x &= \{L(u, U) \rightarrow \max, \Omega(U) \leq 0\}, \\ e_x &= \{J(u) \rightarrow \max, \omega(u, U) \leq 0\}, \end{aligned} \quad (17)$$

однако оставим в силе сделанную оговорку об отсутствии аналитической зависимости для u_x из (7). Тогда нельзя сразу перейти к разложению (10), так как необходимо дополнительно учитывать ограничения $\omega(u, U) \leq 0$ из (17). Для того, чтобы обойти эту трудность, воспользуемся обычным способом; введем вектор λ — вектор множителей Лагранжа и описание для элемента e_x представим так:

$$e_x = \{[J(u) + \lambda \cdot \omega(u, U)] \rightarrow \max\}. \quad (18)$$

Таким образом, учет ограничений на управляющие параметры не меняет указанного способа определения критерия композиции элемента e_x по сравнению с ранее описанным в [1]. Отметим, что в точке оптимума для компонент λ можно выписать условия:

$$\lambda_k = \begin{cases} \geq 0 & \text{при } \omega_k(u, U) = 0, \\ = 0 & \text{при } \omega_k(u, U) < 0, \end{cases} \quad (19)$$

$\omega = \{\omega_k\}$, $\kappa = \overline{1, \kappa}$, κ — общее число ограничений, которые надо учитывать при определении критерия композиции.

Описанные для простейшей И-структуры процедуры легко обобщаются на случай произвольного числа подчиненных элементов, так как каждое из влияний анализируется порознь.

Литература

1. Мамедов М. Д., Ахмедов Ф. Т. — Докл. АН АзССР, 1987, № 11.

Поступило 8.VIII 1987

Бакинский филиал ЛФЭИ
им. Н. А. Вознесенского,
СКБ «Кибернетика»
НК АН АзССР

М. Ч. Мамедов, Ф. Т. Ахмедов

ЭЛЕМЕНТЛЭРИН ҮМУМИ СИСТЕМА СЭРБЭСТ ГАРШЫЛЫГЛЫ ТӘСИР ШӘКЛИНДӘ КОМПОЗИЦИЯСЫ

Мәғсәдләнү элементлэрин иерархик гурулушу онларын аналитик тә'јин олунмасына ийкан верир.

Элементлэрин гаршылыгы тәсир критерийини система композициясы ашкар шәкилдә верилмәдикдә, онларын әләғәлэрини дә'јинмәклә тә'јин етмәк олар. Белә һалда композиция критерийини аналитик тә'јини јохдур, ләкин кәстәрилән асылылыгылар маһијјәт е'тибарилә буну тамажилә мувазинәтләндирир.

M. D. Mamedov, F. T. Ahmadov

THE COMPOSITION OF ELEMENTS TO THE COMMON SYSTEM IN THE TIME OF ARBITRARY MUTUAL INFLUENCE

The hieratic structure of the purposeful elements gives a chance to define the criteria of composition in an analytical way. If the composition of mutual influential criteria of elements to the system is not given obviously, it is possible to define them by changing their relations. In this case the possibility of the analytical definition of criteria of composition is absent, but the offered dependence completely compensates for it.

А. М. МУРАДОВ, З. А. РАДЖАБОВ

РАСЧЕТ НЕУСТАНОВИВШЕГОСЯ ДВИЖЕНИЯ РЕАЛЬНОЙ ЖИДКОСТИ В ТРУБАХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ЛОРАНА

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ч. М. Джуварлы)

Задачи, связанные с рассмотрением неустановившегося движения вязкой жидкости в трубах, решались классическим методом Фурье, операционным методом, методом характеристик и т. д. При этом решения получаются в виде бесконечно-сходящегося тригонометрического ряда [1], что создает трудности при анализе подобных задач.

В статье решение задач, связанных с переходным режимом движения реальной жидкости, рассматривается с использованием модифицированного z-преобразования, называемого преобразованием Лорана, в частности, рассматривается переходный процесс, вызванный резким изменением давления, — гидравлический удар.

Дифференциальные уравнения движения капельной упругой жидкости при $\rho = \text{const}$, полученные в [1], имеют вид:

$$-\frac{\partial H}{\partial x} = 2a\rho + \rho \frac{\partial V}{\partial t}, \quad (1)$$

$$-\frac{\partial V}{\partial x} = \frac{1}{\rho c^2} \cdot \frac{\partial H}{\partial t}, \quad (2)$$

где H — среднее давление в сечении, ρ — плотность жидкости, V — продольная скорость в элементе поперечного сечения, c — скорость звука в капельной упругой жидкости, $2a$ — коэффициент затухания (потерь).

Для бесконечно длинной трубы круглого сечения

$$2a = \frac{32\nu}{d^2},$$

d — диаметр трубы, ν — кинематический коэффициент вязкости.

Для капельной жидкости можно принять $2\tau = \text{const}$ не зависимо от давления.

Приводя (1) и (2) к операторному виду по переменным x и t [2, 3], получим:

$$F(s, p) = \int_0^\infty \int_0^\infty f(x, t) \cdot e^{-sx-pt} dx dt;$$

с учетом ненулевых начальных и граничных условий имеем:

$$H(s, p) = \frac{s \cdot H(0, p) - (2a + p)/c^2 \cdot H(0, s) - \rho(2a + p) \cdot V(0, p) + s\rho V(s, 0)}{s^2 - H^2}, \quad (3)$$

$$V(s, p) = \frac{s \cdot V(0, p) - p/\rho c^2 \cdot H(0, p) - p c^2 \cdot V(0, s) + s/\rho c^2 \cdot H(s, 0)}{s^2 - \kappa^2}, \quad (4)$$

где $H(0, s)$, $V(0, s)$ — давление и скорость при $t=0$, $0 \leq x \leq l$, $H(0, p)$, $V(0, p)$ — изображение давления и скорости при $x=0$, $0 \leq t \leq \infty$.

Переход от s - к x -преобразованию дает:

$$H(x, p) = H(0, p) \text{ch } \kappa x - z_n V(0, p) \text{sh } \kappa x - \frac{z_n}{\rho c^2} \int_0^x H(0, y) \text{sh } \kappa(x-y) dy + \rho \int_0^x V(0, y) \text{ch } \kappa(x-y) dy, \quad (5)$$

$$V(x, p) = V(0, p) \text{ch } \kappa x - \frac{H(0, p)}{z_n} \text{sh } \kappa x - \frac{\rho}{z_n} \int_0^x V(0, y) \text{sh } \kappa(x-y) dy + \frac{1}{\rho c^2} \int_0^x H(0, y) \text{ch } \kappa(x-y) dy, \quad (6)$$

z_n — характеристическое сопротивление

$$z_n = \rho c \sqrt{1 + \frac{2a}{p}},$$

κ — коэффициент распространения $\kappa = \frac{p}{c} \sqrt{1 + \frac{2a}{p}}$.

Уравнения (5) и (6) содержат все начальные и граничные условия и являются полными решениями (1) и (2) в операторной форме.

Для решения уравнений (5) и (6) необходимо определить $H(0, p)$, $V(0, p)$, $H(0, x)$ и $V(0, x)$.

Пусть упругая жидкость движется в трубопроводе длиной l , бесконечно длинной в сравнении с радиусом, причем в сечении $x=0$ давление постоянно ($H(0, p) = H_0$, $p = \text{const}$), в сечении $x=l$ происходит мгновенное закрытие задвижки. Требуется определить повышение давления у задвижки в последующие моменты времени.

Установившиеся значения давления и скорости до закрытия задвижки равны

$$H(0, x) = H(0, 0) - [H(0, 0) - H(0, l)] \frac{x}{l}, \quad (7)$$

$$V(0, x) = \frac{H(0, 0) - H(0, l)}{2a\rho l}. \quad (8)$$

При закрытии задвижки мгновенно ($t=0$, $V(l, p)=0$) (6) принимает вид:

$$V(0, p) = \frac{H(0, 0) - H(0, l)}{2a\rho l \cdot p} \left(1 - \frac{1}{\text{ch } \kappa l} \right). \quad (9)$$

Подставляя (7), (8), (9) в (5) и (6), получим уравнения, характеризующие распространение давления и скорости после гидравлического удара:

$$H(p, x) = \frac{1}{p} \left\{ H(0, 0) - [H(0, 0) - H(0, l)] \frac{x}{l} \right\} + \frac{z_n}{p} \cdot \frac{H(0, 0) - H(0, l)}{2a\rho l} \cdot \frac{\text{sh } \kappa x}{\text{ch } \kappa l}, \quad (10)$$

$$V(p, x) = \frac{H(0, 0) - H(0, l)}{2a\rho l \cdot p} \left(1 - \frac{\text{ch } \kappa x}{\text{ch } \kappa l} \right). \quad (11)$$

Из-за трансцендентности (10) и (11) оригиналы их получаются в виде бесконечного тригонометрического ряда. Обойти эти трудности можно, используя модифицированное z -преобразование [3, 4], для чего необходимо аппроксимировать волновые параметры рассмотренной системы и определить период повторения T (фаза гидравлического удара).

В случае, когда потери отсутствуют (нет затухания, $2a=0$), тогда

$$\kappa l = \frac{p}{c} \cdot l = pT, \quad T = \frac{l}{c}.$$

При наличии затухания

$$\kappa l = \frac{l}{c} p \sqrt{1 + \frac{2a}{p}} = T \sqrt{p^2 + 2ap}.$$

Разлагая в z_0 и κ подкоренную величину в бесконечный ряд, имеем:

$$\left(1 + \frac{2a}{p}\right)^{0.5} = 1 + \frac{2a}{2p} - \frac{(2a)^2}{8p^2} + \dots = 1 + \frac{a}{p}.$$

Тогда

$$\kappa = \frac{p}{c} \left(1 + \frac{a}{p}\right) = \frac{1}{c} (p + a), \quad z_0 = pc \left(1 + \frac{a}{p}\right) = \frac{pc}{p} (p + a).$$

На рис. 1 построены кривые аппроксимации значений κ и z_0 от оператора p , сплошные линии — точные, пунктирные — аппроксимированные,

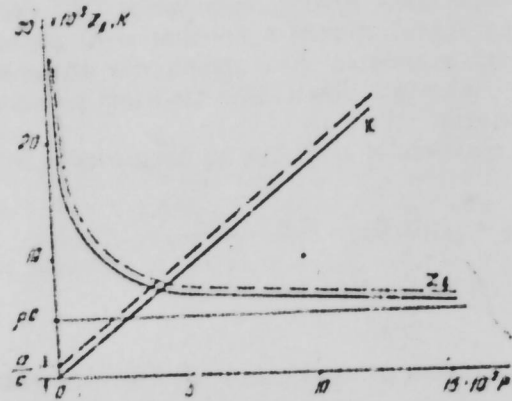


Рис. 1. Кривые аппроксимации значений κ и z_0 от оператора p

которые близки между собой. Уравнения (10) и (11) можно записать в показательной форме:

$$H(p, x) = \frac{1}{p} H(0, x) + pcV(0, x) \cdot e^{-aT} \times \left[\frac{p+a}{p^2} \cdot e^{pTm_x} \cdot \frac{e^{pT} \cdot e^{aTm_x}}{e^{2pT} + e^{-2aT}} - \frac{p+a}{p^2} \cdot e^{-pTm_x} \cdot \frac{e^{pT} \cdot e^{-aTm_x}}{e^{2pT} + e^{-2aT}} \right], \quad (12)$$

$$V(p, x) = \frac{1}{p} V(0, x) - V(0, x) \times \left[\frac{e^{pTm_x}}{p} \cdot \frac{e^{pT} \cdot e^{aTm_x}}{e^{2pT} + e^{-2aT}} + \frac{e^{-pTm_x}}{p} \cdot \frac{e^{pT} \cdot e^{-aTm_x}}{e^{2pT} + e^{-2aT}} \right], \quad (13)$$

где

$$m_x = \frac{x}{l}, \quad m_x = 0 \div 1.$$

Используя метод модифицированного z -преобразования, с учетом $e^{pT} = z$ (12) и (13) можно представить в виде:

$$H(m, m_x, z) = H(0, x) \cdot \frac{1}{z-1} + pcV(0, x) e^{-aT} \times \left[\frac{Az^2 e^{aTm_x} - Be^{-aTm_x}}{(z-1)(z^2 + e^{-2aT})} + aT \cdot \frac{z^2 e^{aTm_x} - e^{-aTm_x}}{(z-1)^2(z^2 + e^{-2aT})} \right], \quad (14)$$

$$V(m, m_x, z) = V(0, x) \left[\frac{1}{z-1} - e^{-aT} \cdot \frac{z^2 e^{aTm_x} + e^{-aTm_x}}{(z-1)^2(z^2 + e^{-2aT})} \right], \quad (15)$$

где

$$A = 1 + aT(m + m_x - 1), \quad B = 1 + aT(m - m_x + 1), \quad m = 0 \div 1.$$

Оригиналы (14) и (15), полученные с применением теоремы разложения, исходя из эквивалентности обратного преобразования Лапласа и обратного преобразования Лорана имеют вид:

$$H(m, m_x, n) = H(0, x) + pcV(0, x) \left[(M \operatorname{sh} aT - N) \cos \frac{\pi}{2} n - (M - Ne^{-aT}) \cos \frac{\pi}{2} (n-1) \right] e^{-aT(n-1)} + pcV(0, x) \times \frac{\left[aT(m+n) + 1 - e^{-aT} \frac{aT}{\operatorname{ch} aT} \right] \operatorname{sh} aTm_x + aTm_x \operatorname{ch} aTm_x}{\operatorname{ch} aT}, \quad (16)$$

$$V(m, m_x, n) = V(0, x) \left\{ 1 - \frac{\operatorname{ch} aTm_x}{\operatorname{ch} aT} - e^{-aTn} \cdot \frac{\operatorname{sh} aT(m_x-1)}{\operatorname{ch} aT} \right\} \times \left[\cos \frac{\pi}{2} (n-1) - e^{aT} \cos \frac{\pi}{2} n \right]. \quad (17)$$

Здесь

$$M = \frac{aT}{\operatorname{ch}^2 aT}, \quad N = \frac{(1 + aTm) \operatorname{ch} aT(m_x-1) + aT(m_x-1) \operatorname{sh} aT(m_x-1)}{\operatorname{ch} aT}.$$

Из (16) следует, что максимальное давление у задвижки в момент $t=0$ при отсутствии потерь

$$H_{y, \lambda} = H(0, t) + pcV(0, t) \quad (18)$$

имеет такой же вид, как и в [5].

На рис. 2 представлены расчетные значения временной зависимости давления (16) — прямоугольники 1, значение этой зависимости давления согласно [1] — прямоугольники 2, экспериментальные значения временной зависимости давления — кривая 3. Эти кривые согласуются между собой. Имеющееся некоторое расхождение объясняется наличием гидравлического сопротивления в реальной трубе.

Итак, применение преобразования Лорана в отличие от других методов к решению неустановившегося движения реальной жидкости в трубах дает возможность получить решение в замкнутой форме, что

значительно облегчает анализ подобных задач. Этот результат может быть использован при решении различных задач, связанных с неустановившимся движением реальной жидкости.

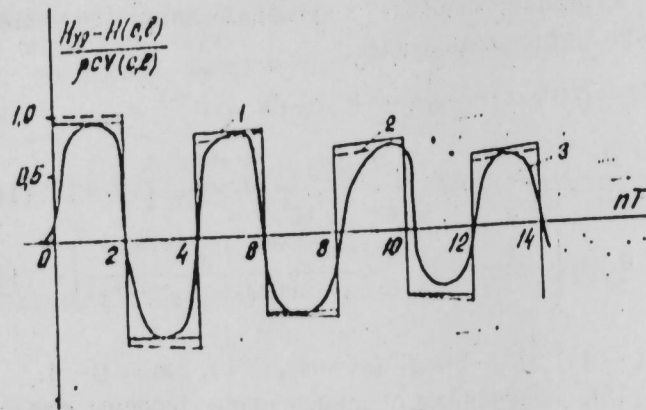


Рис. 2. Сопоставление экспериментальной и теоретической временной зависимости давления

Литература

1. Чарныд Н. А. Неустановившееся движение реальной жидкости в трубах. — М.: Недра, 1975.
2. Левишинштейн М. Л. Операционное исчисление в задачах электротехники. — Л.: Энергия, 1972.
3. Джусварлы Ч. М., Мурадов А. М. Исследование переходных процессов в электрических цепях с помощью модифицированных Z-преобразований. — Изв. АН АзССР, 1967, № 1, с. 116—123.
4. Цыкин Я. З. Теория линейных импульсных систем. — М.: Физматгиз, 1963.
5. Труды Московского ин-та инженеров транспорта им. Ф. Э. Дзержинского. — М., 1929, вып. XI, с. 272.

АзИННЕФТЕХИМ им. М. Алишбекова

Поступило 19.XI 1986

Э. М. Мурадов, З. Э. Раджабов

БОРУДА РЕАЛ МАЈЕЛЭРИН ГЭРАРЛАШМАМЫШ ҺЭРЭКЭТИНИН ЛОРАН ЧЕВРИЛМЭСИ ВАСИТЭСИЛЭ ҺЕСАБЫ

Мағалымда Лоран чеврилмэсинин реал мајелэрин гэрарлашмамыш Һэрэкетлэринин тэдвигинэ тэтбигинин мүмкүнлүгү рилээн нэ тэчрүби үсулла эсасландырылыр нэ анализтик һесаблама һөгтеји-һазэрилдэн бу методун дикэрлэринэ һазэрэн үстүплүгү көстэриллр.

A. M. Muradov, Z. A. Radjabov

ANALYSIS OF NONSTEADY FLOW OF REAL LIQUID IN TUBES USING LORAN TRANSFORMATION

The possibility of using Loran transformation to analyse the nonsteady flow of real liquid in tubes is given. The method is more favourable than any other one from the point of view of complexity.

А. Ш. МЕХТИЕВ, Г. А. ГАЛАНДАРОВ, Т. Э. МЕХТИЕВ,
Р. Б. РУСТАМОВ, А. Г. ГАСАНОВ, Т. И. АЛИЕВ

ЭФФЕКТ ПЬЕЗОСОПРОТИВЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР М. И. Алиевым)

Интенсивные исследования физических свойств твердых растворов $PbSe_{1-x}Te_x$ связаны с тем, что в последнее время на их основе изготавливаются изопериодические гетероструктуры и инжекционные лазеры [1—3]. Изучены их фотоэлектрические [4, 5] и гальваноманнитные [6—8] свойства. В то же время исследования такого важного свойства, как пьезосопротивление, почти не проводились.

Изучение эффектов пьезосопротивления, т. е. изменений сопротивления при деформации, является одним из наиболее эффективных методов изучения зонной структуры полупроводников.

Настоящая статья посвящена исследованию пьезосопротивления твердых растворов $PbSe_{1-x}Te_x$ ($0 \leq x < 1$) с различной концентрацией носителей заряда в интервале температур $77 \div 300$ К.

Монокристаллические образцы получались методом Бриджмена-Стокбаргера и из газовой фазы n - и p -типа проводимости с концентрацией носителей заряда $\sim 10^{17} \div 5 \cdot 10^{18}$ см $^{-3}$ и подвижностью $\sim 10^3$ см 2 /В·с при 77 К. Состав образцов контролировался с помощью микрорентгеноспектрального анализа. Для определения коэффициентов пьезосопротивления Π_{110} , Π_{11} и Π_{12} использовались монокристаллические образцы в виде прямоугольных параллелепипедов двух ориентаций: а) длина образца совпадает с направлением [100] (два других ребра параллелепипеда параллельны—[010] и [001]); б) длина образца совпадает с направлением [110] (два других ребра параллельны—[110] и [001]). Ориентация образцов после обработки проверялась рентгенографически. Материалами для омических контактов служили индий к n -типу и золото к p -типу проводимости. Присоединение электрических выводов осуществляли пайкой к металлизированным областям. Выводами служила золотая проволока диаметром 30 мкм, припаянная к чистым индием. Температурные измерения проводились в криостате типа «Утрекс» со стабилизацией температуры.

Передача и измерение относительной деформации (ϵ) проводились по методике, описанной в [9]. Устройство обеспечивало напряжение на образце $\sim 10^8$ дин/см 2 . На рис. 1 приведена зависимость сопротивления в n - и p - $PbSe_{1-x}Te_x$ от приложенного усилия. Как видно, сопротивление образца изменяется линейно как для растяжения, так и для сжатия. Напряжение сжатия приводит к уменьшению, а напряжение растяжения — к увеличению сопротивления образцов p -типа проводимости. Для образцов n -типа проводимости сжатие приводит к увеличению, а растяжение к уменьшению сопротивления. Кристаллографически ориентация кристаллов приводит обычно к различию между значениями про-

дольного (κ_L) и поперечного (κ_T) коэффициентов преобразования. Как видно из рис. 1, для n - $\text{PbSe}_{0,08}\text{Te}_{0,92}$ $\kappa \approx 40 \div 60$, а для p - $\text{PbSe}_{0,08}\text{Te}_{0,92}$ $\kappa_L \approx 15 \div 20$. Коэффициент преобразования (κ) является коинвариантом κ_L и κ_T и определяется как

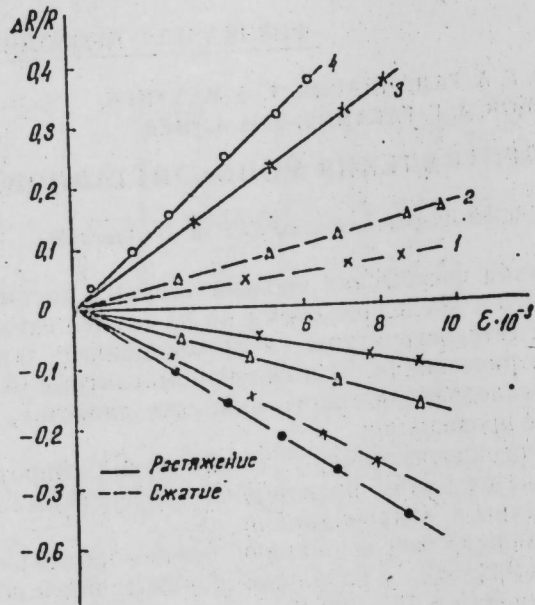


Рис. 1. Зависимость сопротивления $\text{PbSe}_{0,08}\text{Te}_{0,92}$ от приложенного усилия: 1, 2— n -тип; 3, 4— p -тип ($T = 300 \text{ K}$)

$$\kappa = \kappa_L \cos^2 \alpha + \kappa_T \sin^2 \alpha,$$

где α —угол между направлением деформации и направлением тока, идущим через образец. Для образцов p -типа проводимости (κ_L) $>$ (κ_T), для n -типа проводимости абсолютные значения коэффициентов преобразования различаются незначительно.

На рис. 2 приведены температурные зависимости коэффициента пьезосопротивления Π_{110} образцов $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ p -типа проводимости с различной концентрацией носителей заряда. Как видно, коэффициент Π_{110}

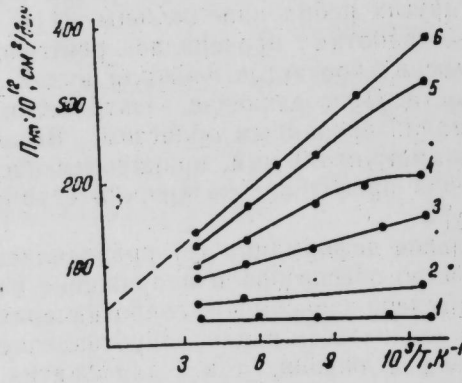


Рис. 2. Температурная зависимость коэффициента пьезосопротивления Π_{110} $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ при $x=0,92$ (кр. 2, 6); $x=0,8$ (кр. 1, 5) и $x=0,6$ (кр. 3, 4): 1— $p = 5,2 \cdot 10^{18}$; 2— $p = 4,9 \cdot 10^{18}$; 3— $p = 8,0 \cdot 10^{17}$; 4— $p = 6,2 \cdot 10^{17}$; 5, 6— $p = 3 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$

(кр. 2—6) возрастает обратно пропорционально температуре, как и случае PbTe [10] и $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ [11]. В температурном интервале $77 \div 300 \text{ K}$ при фиксированном составе $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ температурная зависимость Π_{110} тем слабее, чем выше концентрация носителей за-

ряда, что обусловлено резкой степенью их вырождения. При определенных значениях концентрация носителей заряда коэффициент Π_{110} не зависит от температуры (рис. 2, кр. 1), что объясняется наступлением вырождения в образцах в исследованном температурном интервале.

Если учесть, что Π_{11} и Π_{12} не зависят от температуры, то продолжение прямолинейной части кривой $\Pi_{110}(T)$ до пересечения с осью ординат должно отсекают отрезок равный $\Pi_{11} + \Pi_{12}/2$ [12]. Эта величина для разных составов оказалась равной $\sim 40 \div 60$, что согласуется с результатами, полученными для PbTe [10] и PbSnTe [11]. Вычитая из $\Pi_{110}(T)$ часть, не зависящую от температуры, можно вычислить $\Pi_{44}(T)$, который, как и $\Pi_{110}(T)$, возрастает обратно пропорционально температуре, что характерно для эффектов перетекания [12, 13]. Эффект перетекания носителей заряда существенно зависит от расположения эллипсоидов в k -пространстве. Поскольку $\Pi_{44} > \Pi_{11} + \Pi_{12}$, то согласно [13] зона проводимости и валентная зона для $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ образуются эллипсоидами, расположенными на осях [111] k -пространства зоны Бриллюэна, что согласуется с результатами исследований, проводимых нами ранее [6].

Таким образом, соотношение полученных констант пьезосопротивления показывает, что валентная зона и зона проводимости в $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ образуются эллипсоидами вращения с центрами на осях [111].

Литература

1. Fonstad C. G.—Lect. Notes Phys., 1982, 152, p. 286—288.
2. Аюпян Э. А., Галандаров Г. А., Мехтиев А. Ш., Николаев М. И., Фараджев Ф. Э.—Электронная техника. Сер. 6. Материалы, 1984, вып. 8 (193), с. 73—76.
3. Мехтиев А. Ш., Николаев М. И., Фараджев Ф. Э., Аюпян Э. А., Галандаров Г. А., Алиев Т. И.—ФТП, 1986, т. 20, вып. 8, с. 1388—1391.
4. Фараджев Ф. Э., Тагиров В. И., Мехтиев А. Ш., Аюпян Э. А., Галандаров Г. А.—ФТП, 1983, т. 17, вып. 1, с. 184.
5. Юсифов А. А., Аюпян Э. А., Галандаров Г. А.—Тез. докл. II Всесоюз. конф. по физике и технологии тонких пленок, Ивано-Франковск, 1984, ч. II, с. 310.
6. Аюпян Э. А., Галандаров Г. А., Мехтиев А. Ш., Фараджев Ф. Э.—ФТП, 1981, т. 15, вып. 10, с. 2012—2016.
7. Фараджев Ф. Э., Тагиров В. И., Мехтиев А. Ш., Галандаров Г. А.—ФТП, 1982, т. 2, вып. 4, с. 971—974.
8. Фараджев Ф. Э., Тагиров В. И., Мехтиев А. Ш., Аюпян Э. А., Галандаров Г. А.—ФТП, 1982, т. 16, вып. 5, с. 908—910.
9. Todoroki S., Orita Y. J.—J. Appl. Phys., 1975, v. 46, p. 466—472.
10. Акименко Н. И., Панкевич З. В., Старик П. М.—УФЖ, 1967, т. 12, № 6, с. 977—980.
11. Старик П. М., Зайчук Д. М., Панкевич З. В., Тимошук В. С., Богачев Г. Ю.—УФЖ, 1978, т. 23, № 9, с. 1517—1520.
12. Иллисавский Ю. В.—ФТТ, 1962, т. 4, вып. 4, с. 918—927.
13. Пикус Г. Е., Бир Г. Л.—ФТТ, 1962, т. 4, вып. 9, с. 2090—2108.

НПО космических исследований

Поступило 11. I 1988

А. Ш. Мехтиев, Г. А. Галандаров, Т. Э. Мехтиев, Р. В. Рустамов, А. Г. Гасанов, Т. И. Алиев

$\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ МОНОКРИСТАЛЫНДА ПЬЕЗОМУГАНИМЭТ ЭФФЕКТИ

$\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ монокристаллында 77—300 K температур интервалында пьезомуганымэт эффекти өрранилмишидр. Эффектин көмаји илэ монокристаллын бэзи зона характеристикалары мүәјјән едилмишидр.

A. Sh. Mekhtiyev, G. A. Galandarov, T. E. Mekhtiyev, R. V. Rustamov, A. G. Gasanov, T. I. Aliyev

SINGLE CRYSTALS $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ PIEZORESISTANCE EFFECTS

Piezoresistance of $\text{PbSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($0 < x < 1$) single crystals with various carrier concentration in 77—300K temperature range is investigated. Piezoresistance coefficients Π_{110} , Π_{11} , Π_{12} for various composition are calculated.

Чл.-корр. АН АзССР М. Г. ШАХТАХТИНСКИЙ, А. И. МАМЕДОВ,
М. А. КУРБАНОВ, М. А. РАМАЗАНОВ, Х. А. САДЫГОВ

ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЧАСТИЦ НА ПЬЕЗОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КОМПОЗИТОВ

Пьезоэффект в системе полимер-сегнетоэлектрик обусловлен в основном изменением дипольного момента ориентированных доменов в поле стабилизированных на границе раздела фаз, инжектированных в процессе электротермополяризации зарядов [1]. Естественно полагать, что при электротермополяризации может развиваться процесс разделения объемных зарядов в пьезочастице в ее пределах (миграционная поляризация). Если бы миграционная поляризация отсутствовала вообще, то энергия поля стабилизированных на границе инжектированных зарядов затрачивалась бы только на ориентацию доменов. В случае присутствия миграционной поляризации поле инжектированных зарядов частично компенсируется полем пространственно разделенных в пьезочастице зарядов. Это может привести к некоторому ослаблению ориентации доменов. Таким образом, в системе полимер-сегнетоэлектрик в результате электротермополяризации образуются две квазиинтеральные системы: граничные заряды — ориентированные домены и граничные заряды — пространственно разделенные (миграционные) заряды, которые совместно определяют величину пьезоотклика системы. Пьезоэлектрический отклик, очевидно, существенно будет зависеть от изменения дипольного момента первой взаимосвязанной системы, т. е. при этом под действием внешнего возмущения изменяется дипольный момент доменов (180 и 90°-ных доменов в пьезочастицах тетрагональной структуры и 180, 109 и 71°-ных доменов в ромбоэдрической фазе) и угол φ между вектором ориентации доменов и вектором электрического поля поляризации. Пьезоотклик за счет второй взаимосвязанной системы определяется изменением расстояния между миграционными зарядами за счет упругой деформации системы в целом. Поэтому его вклад в пьезоотклик композита будет незначительным. Определение роли второго типа взаимосвязанной системы в пьезоотклике было осуществлено путем проведения модельных экспериментов. В полимерную матрицу вводился непьезоэлектрический наполнитель CaTiO₃. При этом после поляризации пьезоотклик не наблюдался, хотя взаимосвязанная система миграционные заряды — граничные заряды, как показывают исследования методом ТЭСД, образуется. Отметим, что роль миграционной поляризации в пьезоотклике керамики может быть незначительной из-за прозрачности границы зерно-стеклофаза при температуре T_n и напряженности поля E_n поляризации, так как их диэлектрическая проницаемость ε и удельное сопротивление ρ_v практически соизмеримы. В случае композита роль этого фактора в ослаблении доменно-ориентированной поляризации и, следовательно, в пьезоотклике становится существенной

из-за большого различия ε и ρ_v полимера и сегнетоэлектрика. С этой точки зрения представляет интерес исследование пьезоэлектрических свойств системы полимер—сегнетоэлектрик с использованием наполнителя с различной электропроводностью γ. Электропроводность порошкообразного сегнетоэлектрического наполнителя измерялась в цилиндрической электродной системе с помощью тераомметра ЕК6-11 при постоянной скорости нагрева в интервале температур от 293 до 573°С при давлении на порошок 0,1 МПа. Наполнители имели различные пьезомодули и структуру. Варьирование электропроводности керамики осуществлялось также путем отжига ее при температурах ниже T_k и на 50 К выше T_k. В табл. 1 приведены пьезокоэффициенты d₃₃^к и удель-

Таблица 1

Параметр	Наполнитель			
	ПКР-3	ПКР-7М	ПКР-26	Э-24
d ₃₃ ^к , пКл/Н	80	760	70	370
ρ _v ^к , Ом·м	10 ¹²	3·10 ⁸	8·10 ¹⁰	3·10 ¹⁰
d ₃₃ ^к , пКл/Н	43	28	15	32

ное сопротивление порошкообразного наполнителя, а также пьезокоэффициент d₃₃ композитов на основе полипропилена (ПП) с различными пьезонаполнителями. Значения ρ_v^к приведены при температуре поляризации композита (353 К). Объемное содержание пьезонаполнителя выбрано 50%. Видно, что с увеличением удельного сопротивления пьезонаполнителя пьезокоэффициент композитов возрастает. К примеру, сопоставим композиты ПП+ПКР=3 и ПП+ПКР=7. Видно, что композиция на основе ПКР-3 обладает большим пьезокоэффициентом, хотя у него пьезомодуль заметно меньше, чем у ПКР-7М. Для выявления роли миграционной поляризации керамики отжигались при различных температурах в течение 1 ч, а затем измерялась электропроводность. Наблюдалось заметное уменьшение электропроводности с повышением температуры отжига. На основе отожженных керамики и ПП получены композиты, которые поляризовались при одинаковых условиях (T_n=373 К, E_n=30 кВ/см). Сопоставление полученных результатов приведено в табл. 2. Видно, что уменьшение электропроводности сегнеточастиц, вво-

Таблица 2

Композит	Неотожженная керамика		Отожженная керамика	
	ρ _v ^к , Ом·м	d ₃₃ ^к , пКл/Н	ρ _v ^к , Ом·м	d ₃₃ ^к , пКл/Н
ПП+ПКР-3	4·10 ¹¹	85	6·10 ¹¹	86
ПП+ПКР-7М	2·10 ⁹	10	5·10 ¹⁰	20
ПП+ПКР-26	5·10 ¹⁰	17	5·10 ¹³	46

димых в ПП, приводит к увеличению пьезохарактеристик композитов, полученных на их основе. Подтверждением этого эффекта является тот факт, что электропроводность ПКР-3 практически не изменяется после отжига и, соответственно, не изменяется и d₃₃ композиции ПП+ПКР=3.

На рис. 1 приведены зависимости $\lg \frac{\rho_{от}^k}{\rho^k}$ и $\frac{d_{33}^{от}}{d_{33}^k}$ от температуры поляризации.

Здесь ρ^k и $\rho_{от}^k$ — электропроводность сегнеточастиц до и после отжига, а d_{33}^k и $d_{33}^{от}$ — пьезокоэффициенты композиций с неотожженной и отожженной керамикой. Эти результаты показывают, во-первых, что величина $\lg \frac{\rho_{от}^k}{\rho^k}$ и характер изменения ее от температуры существенно зависят от структуры сегнето-частиц; во-вторых, величина $\frac{d_{33}^{от}}{d_{33}^k}$ и характер изменения ее от T_p хорошо согласуются с изменениями электропроводности керамики. Электропроводность сегнеточастиц влияет на зарядовое состояние ком-

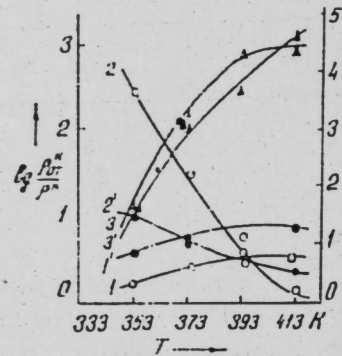


Рис. 1. Зависимости отношений удельных сопротивлений (1, 2, 3) и пьезокоэффициентов (1', 2', 3') до и после отжига порошка пьезокерамики от температуры поляризации:
1, 1' — керамика ПКР = 3; 2, 2' — ПКР-7М; 3, 3' — ПКР-26; полимерная матрица ПП, $\Phi = 50\%$ об.

позиции в целом, которое является главным фактором формирования пьезоэффекта в системе полимер—сегнетоэлектрик [2]. Зарядовое состояние композитов исследовалось методом ТСД. На кривых ТСД наблюдаются два максимума, связанные со стабилизацией зарядов в полимерной матрице Q_1 и на границе раздела фаз полимер—сегнетоэлектрик Q_2 , причем к изменению электропроводности пьезочастиц более чувствительна величина Q_2 . Изменения d_{33}^k и Q_2 в зависимости от

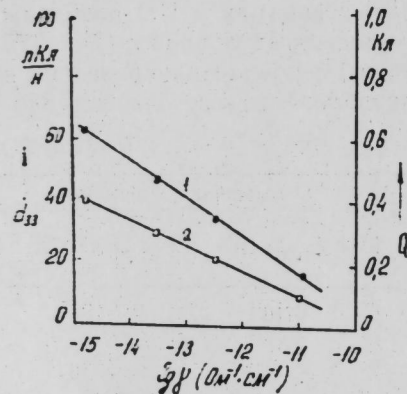


Рис. 2. Зависимость d_{33} (1) и заряда Q_2 (2) от электропроводности пьезонаполнителя в композите ПП + ПКР = 26, $\Phi = 50\%$ об.

электропроводности сегнеточастиц типа ПКР-26 представлены на рис. 2. Изменение электропроводности частиц ПКР-26 осуществлялось отжигом в интервале температур от 373 до 573 К в течение одного часа. Эти результаты также подтверждают вклад электропроводности и связан-

ной с ней миграционной поляризации в пьезоотклик, так как наблюдаются симбатные изменения Q_2 и d_{33} с изменением электропроводности.

ОКБ «Регистр» ИФАН АзССР

Поступило 28.VII 1987

Литература

1. Шахтахтинский И. Г., Курбанов М. А., Гусейнов Б. А., Газарян Ю. Н., Рамазанов М. А., Кулиев М. М., Гарагашов А. А. — ВМС, 1987, XXXI, Б, № 1, с. 3—5. 2. Шахтахтинский И. Г., Мамедов А. И., Курбанов М. А., Газарян Ю. Н., Рамазанов М. А., Кулиев М. М., Атакишиев Н. Г. — Докл. АН АзССР, 1986, № 11, с. 40—44.

М. И. Шахтахтински, Э. И. Мамедов, М. Э. Гурбанов,
М. Э. Рамазанов, Х. Э. Садыхов

КОМПОЗИЦИОНАЛАРЫН ПЬЕЗОЭЛЕКТРИК ХАССЭСИНЭ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИК ҲИССЭЧИКЛЭРИН КЕЧИРИЧИЛИЖИНИН ТӘСИРИ

Мәғаләдә көстәрилишдир ки, полимер-сегнетоэлектрик системиндә сегнетоэлектрик элаэсинини электрик кечиричилији вә онуила бағлы олан миграция полјаризасијасынын артмасы композитләрини пьезоэлектрик d_{33} әмсалынын кичилмәсинә кәтирир. Композитләрини ТСД әјриләриндә электрик јүкләринин полимердә вә полимер-сегнетоэлектрик сәрһәддиндә јығылмасы илә әлағәдар олан икилик мүшәһидә олунур вә пьезоһиссәчикләрини электрик кечиричилијинин дәјшмәсинә сәрһәддә јығилан јүкләр даһа һәссәсдур.

М. G. Shakhhtakhtinsky, A. I. Mamedov, M. A. Kurbanov,
M. A. Ramazanov, Kh. A. Sadygov

THE INFLUENCE OF FERROELECTRIC PARTICLES CONDUCTIVITY ON PIEZOELECTRIC PROPERTIES OF COMPOSITES

The increase of conductivity of ferroelectric particles and migration polarization are shown to contribute to the piezocoefficient in composites. TSD curves have two peaks connected with the charge stabilization in polymer matrix and at the polymer—ferroelectric interface. The conductivity of ferroelectric particles affects the value of charge stabilized at the polymer—ferroelectric interface.

К. М. СУЛТАНОВ, Ш. А. КУЛИЕВ, Н. Г. АБДУЛЛАЕВ

О ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МАГНОНОВ И ФАНОНОВ В АСПЕРОМАГНЕТИКАХ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Н. А. Гулиевым)

В настоящее время большое внимание уделяется изучению энергетического спектра неупорядоченных магнитных материалов, в частности, асперомагнетиков. Отличительной чертой таких магнетиков является то, что в них направления магнитных моментов меняются от точки к точке, вообще говоря, не совсем случайно, и поэтому существует вероятность локального упорядочения в ограниченных областях. Магнитный спектр асперомагнетиков был изучен в [1, 2], где была использована модель случайной магнитной анизотропии. В рамках этой модели гамильтониан асперомагнетика имеет вид:

$$H_m = - \sum_{i,j} J_{ij} (R_{ij}) \vec{S}_i \vec{S}_j - D \sum_i S_{iz_i}^2, \quad (1)$$

где J_{ij} — интеграл обмена между i -м и j -м магнитными ионами, \vec{S}_i — спин i -го магнитного иона, S'_{iz_i} — проекция i -го спина на ось локальной анизотропии z_i , D — константа анизотропии (предполагается, что $D_1 = D = \text{const}$), $D > 0$.

Настоящая статья посвящена изучению спин-фононного взаимодействия в кристаллических асперомагнетиках. При выводе гамильтониана взаимодействия $H_{i,t}$ мы будем учитывать только механизм, связанный с изменением обменного интеграла при колебаниях решетки. Рецепт вывода гамильтониана спин-фононного взаимодействия в упорядоченных ферромагнетиках был дан в [3]. Придерживаясь модели случайной магнитной анизотропии мы также найдем $H_{i,t}$ разлагая обменный интеграл в ряд по малым смещениям атомов.

Полный гамильтониан запишем в следующем виде:

$$H = H_m + H_t, \quad (2)$$

где взаимодействие между магнонами и фононами в неявном виде содержится в H_m , а

$$H_t = H_{0t} = \sum_{\kappa} \hbar \omega_{\kappa} b_{\kappa}^{\dagger} b_{\kappa},$$

где ω_{κ} — частота фононов, а b_{κ}^{\dagger} и b_{κ} — операторы рождения и уничтожения фононов, $\omega_{\kappa} = |\kappa| v$, v — скорость фонона.

Направим вектор внешнего магнитного поля \vec{H}_0 , по оси z , локальные спины — по осям z_i , а направления локальной анизотропии — по осям

z_i и будем считать эти оси лежащими в одной плоскости. Пусть $\vec{z} \cdot \vec{z}_i = \cos \theta_i$, $\vec{z} \cdot \vec{z}_i' = \cos \theta_i'$, $\vec{z}_i \cdot \vec{z}_i' = \cos \psi_i$.

Проведя в гамильтониане H_m преобразования $S_x, S_y, S_z \rightarrow S_{x_1}, S_{y_1}, S_{z_1}$ и $S_{x_1}', S_{y_1}', S_{z_1}' \rightarrow S_{x_1}, S_{y_1}, S_{z_1}$, а затем перейдя с помощью преобразования Гольдштейна—Примакова к операторам рождения a_i^{\dagger} и уничтожения a_i магнонов, получим:

$$H_m = E_0 + H_m', \quad E_0 = -s^2 \sum_{i,j} J_{ij} \cos \theta_{ij} - S^2 D \sum_i \cos^2 \psi_i - g \mu_B H S \sum_i \cos \theta_i, \quad (3)$$

$$H_m' = - \sum_{i,j} J_{ij} (R_{ij}) \left[\frac{S}{2} (\cos \theta_{ij} - 1) (a_i a_j + a_i^{\dagger} a_j^{\dagger}) + S (\cos \theta_{ij} + 1) a_i a_j^{\dagger} - 2 S a_i^{\dagger} a_j \cos \theta_{ij} - \sqrt{2} S^{3/2} (a_i + a_i^{\dagger}) \sin \theta_{ij} \right] - D \sum_i \left[-2 S a_i^{\dagger} a_i \cos^2 \psi_i + \frac{S}{2} (a_i^{\dagger} a_i^{\dagger} + a_i a_i + a_i a_i^{\dagger}) \sin^2 \psi_i + \sqrt{2} S^{3/2} (a_i^{\dagger} + a_i) \sin \psi_i \cos \psi_i \right] + g \mu_B H_0 \sum_i \left[a_i^{\dagger} a_i \cos \theta_i + \sqrt{2} S (a_i^{\dagger} + a_i) \frac{\sin \theta_i}{2} \right],$$

где E_0 — энергия основного состояния, а H_m' — энергия возмущения,

$$\theta_{ij} = \theta_i - \theta_j, \quad a_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{\lambda}} e^{i \vec{\lambda} \cdot \vec{R}_i} a_{\vec{\lambda}},$$

$$[a_i a_j] = [a_i^{\dagger} a_j^{\dagger}] = 0, \quad [a_i a_i^{\dagger}] = \delta_{ij}.$$

Пусть $\vec{R}_i = \vec{R}_i^0 + \Delta \vec{R}_i$, где \vec{R}_i^0 — равновесное положение i -го атома, а $\Delta \vec{R}_i$ — малое смещение этого атома, которое представим в виде

$$\Delta \vec{R}_i = \frac{1}{\sqrt{N}} \sum_{\vec{\tau}} \left(\frac{\hbar}{2m\omega_{\tau}} \right)^{1/2} \vec{p}_{\tau} (b_{\vec{\tau}} e^{i \vec{\tau} \cdot \vec{R}_i} + b_{\vec{\tau}}^{\dagger} e^{-i \vec{\tau} \cdot \vec{R}_i}),$$

где N — число атомов кристалла, m — масса атомов, \hbar — постоянная Планка, $\vec{p}_{\vec{\tau}}$ — единичный вектор поляризации фононов.

Разложим обменный интеграл в ряд по малым смещениям:

$$J(R_{ij}) = J(R_{ij}^0) + \text{grad } J(R_{ij})|_{R_{ij}=R_{ij}^0} \Delta \vec{R}_{ij}, \quad \Delta \vec{R}_{ij} = \Delta \vec{R}_i - \Delta \vec{R}_j. \quad (4)$$

Поскольку в состоянии термодинамического равновесия энергия минимальна, то $\frac{\partial E_0}{\partial \theta_i} = 0$, т. е.

$$2 \sum_j J_{ij} \sin \theta_{ij} - D \sin 2\psi_i = 0. \quad (5)$$

Используя (4) и (5) и произведя преобразование Фурье, получим

$$H'_m = H_{om} + H_{int}, \quad H_{om} = -S \sum_{\vec{k}} \left\{ \frac{A_1 - 1}{2} J(\vec{k}) (a_{\vec{k}}^- a_{-\vec{k}}^+ + a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^-) + \right. \\ \left. + [(A_1 + 1) J(\vec{k}) - 2A_1 J(0)] a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^- - SD \sum_{\vec{k}} \times \right. \quad (6)$$

$$\times \left[\frac{1-B}{2} (a_{\vec{k}}^- a_{-\vec{k}}^+ + a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^-) + (1-3B) a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^- \right] + g\mu_B H_0 c \sum_{\vec{k}} a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^-$$

$$H_{int} = \sqrt{2} S^{1/2} A_2 \sum_{h, \vec{k}, \vec{l}} \left(\frac{h}{2m\omega_l} \right)^{1/2} (\vec{p}_{\vec{l}} \cdot \nabla J(R_h) \times \\ \times \{ b_{\vec{l}}^- a_{\vec{k}}^+ (1 - e^{-i\vec{l}\vec{R}_h}) \delta_{\vec{k}, -\vec{l}} + b_{\vec{l}}^+ a_{\vec{k}}^+ (1 - e^{-i\vec{l}\vec{R}_h}) \delta_{\vec{k}, -\vec{l}} \} + \\ + b_{\vec{l}}^+ a_{\vec{k}}^+ (1 - e^{i\vec{l}\vec{R}_h}) \delta_{\vec{k}, \vec{l}} + b_{\vec{l}}^- a_{\vec{k}}^+ (1 - e^{i\vec{l}\vec{R}_h}) \delta_{\vec{k}, \vec{l}} \},$$

где

$$J(\vec{k}) = \sum_h J(R_h) e^{i\vec{k}\vec{R}_h}, \quad \frac{1}{N} \sum_l e^{i(\vec{k}-\vec{l})\vec{R}_l} = \delta_{\vec{k}, \vec{l}}, \\ \vec{R}_h = \vec{R}_{lj}, \quad J(\vec{k}) = J(-\vec{k}).$$

Величины A_1, A_2, B, C представляют следующие средние по углам:

$$A_1 = \overline{\cos \theta_{ij}}, \quad A_2 = \overline{\sin \theta_{ij}}, \quad B = \overline{\cos^2 \psi_i}, \quad C = \overline{\cos \theta_i}.$$

Перейдя от суммы по h к интегралу, затем проинтегрировав этот интеграл по частям, найдем окончательное выражение для гамильтониана на спин-фононного взаимодействия:

$$H_{int} = i\sqrt{2} S^{1/2} A_2 \sum_{\vec{k}} \left(\frac{h}{2m\omega_k} \right)^{1/2} J(\vec{k}) \vec{p}_{\vec{k}} \cdot \vec{k} \times \\ \times (-b_{-\vec{k}}^- a_{\vec{k}}^- + b_{-\vec{k}}^+ a_{\vec{k}}^+ - b_{\vec{k}}^- a_{\vec{k}}^+ + b_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}}^-), \quad (7)$$

где $J(\vec{r}) = \frac{1}{a^3} \int J(k) e^{-i\vec{r}\vec{k}} d\vec{k}$, a — среднее расстояние между атомами.

Отметим, что в упорядоченном кристаллическом ферромагнетике $A_2 = 0$ (так как направления спинов во всех узлах одинаковы), поэтому гамильтониан взаимодействия типа (7) в этом случае не возникает.

Представим исходный гамильтониан (2) в виде

$$H = E_0 + H',$$

где

$$H' = H_{om} + H_{ol} + H_{int}.$$

Гамильтониан H' удобно записать следующим образом.

$$H' = \alpha_1 a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^- + \alpha_2 h_{\vec{k}}^+ b_{-\vec{k}}^- + \alpha_3 a_{\vec{k}}^+ b_{-\vec{k}}^- + \alpha_3 b_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^- + \\ + \frac{1}{2} \beta_1 a_{\vec{k}}^+ a_{-\vec{k}}^- + \frac{1}{2} \beta_1 a_{\vec{k}}^- a_{-\vec{k}}^+ + \beta_2 a_{\vec{k}}^+ b_{-\vec{k}}^- + \beta_2 a_{\vec{k}}^- b_{-\vec{k}}^+$$

где

$$\alpha_1 = S [2A_1 J(0) - (A_1 + 1) J(\vec{k})] + SD(3B - 1) + g\mu_B H_0 c, \quad \alpha_2 = h\omega_k, \\ \alpha_3 = -iS^{1/2} A_2 \sqrt{\frac{h}{m\omega_k}} J(\vec{k}) (\vec{p}_{\vec{k}} \cdot \vec{k}), \\ \beta_1 = S(1 - A_1) J(\vec{k}) - S(B - 1)D, \quad \beta_2 = \alpha_3.$$

Энергетический спектр этого квадратического гамильтониана будет иметь вид:

$$\epsilon(\vec{k}) = \frac{1}{2} (\alpha_1^2 - \beta_1^2 + \alpha_2^2) \pm \sqrt{\frac{1}{2} (\alpha_1^2 - \beta_1^2 - \alpha_2^2) + 4\alpha_2 |\alpha_3|^2 (\alpha_1 + \beta_1)}. \quad (8)$$

Для конкретизации вида спектра асперомагнетика необходимо знать значения величин A_1, A_2, B . Эти средние величины, обменный интеграл и константа анизотропии связаны друг с другом уравнением основного состояния (5). Методика их машинного расчета основана на методе Монте-Карло с использованием приближения среднего поля [2]. Однако в некоторых частных случаях эти средние удается вычислить аналитически. Так, например, когда $D \gg J(0)$, т. е. в случае асперомагнетика, подобного спиновому стеклу, распределение направлений локальных спинов и осей анизотропии совершенно случайно и слабо зависит от величин J и D . Тогда легко найти, что $A_1 \approx 0, A_2 \approx \frac{\pi}{2}, B_1 \approx 0$ (при $H_0 = 0$), и закон дисперсии имеет вид:

$$\omega^2 = \frac{1}{2} (\omega_s^2 + \omega_l^2) \pm \sqrt{\frac{1}{2} (\omega_s^2 - \omega_l^2) + 8SDJ^2 \frac{1}{m} \left(\frac{\vec{p}_{\vec{k}} \cdot \vec{k}}{h} \right)^2 A_2^2}, \quad (9)$$

где частота спиновой волны $\omega_s = \frac{2SD}{h}$.

Разложив в ряд подкоренное выражение в (9), вычислим расстройку частоты. Для продольных фононов ($\vec{p}_{\vec{k}} \uparrow \vec{k}$), считая, что $\omega = \omega_s + \xi, \omega_s - \omega_l = \xi$, где $\xi \ll \omega_s, \omega_l$, получим

$$\frac{\xi}{\omega_s} = \sqrt{\frac{\pi h S}{m v}} \lambda \cdot \frac{J}{2D} A_2. \quad (10)$$

Оценка расстройки дает при $\frac{J}{D} \sim 10^{-1}, s=1, m \approx 10^{-22} \text{ г}, v \sim 3 \cdot 10^5 \frac{\text{см}}{\text{с}}$ $\lambda \approx 10^7 \text{ см}$

$$\frac{\xi}{\omega_s} \sim 10^{-2} \div 10^{-3},$$

т. е. расстройка частоты такая же, как и в случае упорядоченных магнетиков.

В заключение авторы выражают признательность Ю. М. Сендову за постановку задачи и плодотворное обсуждение результатов работы.

Литература

1. Brattacharjee A. K., Coqblin B., Jullien R., Plischke M., Zobin D., Zuckermann M. J. — J. Phys. F: Metal Phys., 1978, vol. 8, № 8, 1793—1804.
2. Harris R., Zobin D. — J. Phys. F: Metal Phys., 1977, vol. 7, № 2, 337—350.
3. Akhiezer A. — J. Phys., 1946, vol. X, № 3, 217—230.

К. М. Султанов, Ш. А. Гулијев, Н. Г. Абдуллајев

АСПЕРОМАГНИТЛЭРДЭ МАГНОНЛАРЫН ВЭ ФОНОНЛАРЫН ГАРШЫЛЫГЛЫ ТЭ'СИРИНЭ ДАИР

Кристаллик асперомагнитлэрдэ мүбадилэ енержисинин гэфэсин рэгслэри нэтичэсиндэ дэјишмэси һесабына јаранан спин-фонон гаршылыглы тэ'сиринэ бахылмышдыр. Тэсадуфи магнит анизотропијасы модели эсасында бу гаршылыглы тэ'сирини һамилтон оператору вэ онун мәхусеи гијмэти тапылмышдыр.

K. M. Sultanov, Sh. A. Guliev, N. G. Abdullaev

ABOUT INTERACTION BETWEEN THE MAGNONS AND PHONONS IN ASPEROMAGNETICS

The spin-phonon interaction in crystalline asperomagnetics within the framework of random magnetic anisotropy model is studied. The couple of local spins oscillations with phonons is due to the change of exchange integral. The hamiltonian of spin-phonon interaction and the energy spectrum are found.

АЗЭРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛЭР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МЭ'РУЗЭЛЭРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОП ССР

ТОМ XLIV ЧИЛД

№ 5

1988

МАГНИТ ҺАДИСЭЛЭРИНИН ФИЗИКАСЫ

Л. М. ВЭЛИЈЕВ, Р. З. САДЫХОВ, Э. Л. НАМАЗОВ

$Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ СИСТЕМИНИН МАГНИТ ХАССЭЛЭРИ

(Азэрбајчан ССР ЕА академики М. И. Әлијев тэгдим етмишдир)

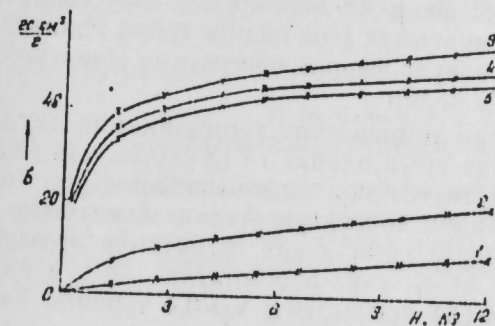
$ZnCr_2S_4$, $CoCr_2S_4$ бирлэшмэлэри ујғун олараг антиферро- вэ ферри-магнит низамлылығына маликдир [1, 2]. Zn ионларыны Co ионлары илэ эвзетмэнин магнит хассэсинэ тэ'сирини мүэјјән етмэк үчүн $ZnCr_2S_4$ — $CoCr_2S_4$ системинин магнитлэнмэси тэдгиг едилмишдир.

Тэдгигат үчүн нүмунэлэр јүксэк тэмиз компонентлэрин кварс ампулаларда гаршылыглы тэ'сирини нэтичэсиндэ алынмышдыр. Маддэлэрин алынмасы ашағыдакы ардычыллыглы һәјата кечирилмишдир: 15 күн эрзиндэ илкин маддэлэр гарышығынын температуру отаг температурундан $850^\circ C$ -дэк јүксэлдилмиш, 7 күн һәмнин температурда сахланылмыш сонра исэ отаг температурунадэк сојудулмушдур.

Алыннан маддэлэр тоз һалына салынараг 0,1 ГПа тэзиги алтында просеслэнмиш вэ 10 күн мүддэтиндэ вакуумда таблашдырылмышдыр. Ренткенгурулуш анализинин нэтичэлэрини кәрә бүтүн тәркиблэрин бир-фазалы вэ шпинел гурулушунда кристаллашдығы мүэјјән едилмиш, гэфэс параметрлэринин исэ $a=9,982$ ($x=0,1$), $a=9,976$ ($x=0,2$), $a=9,965$ ($x=0,4$), $a=9,953$ ($x=0,6$), $a=9,942$ $^\circ A$ ($x=0,8$) олдуғу ашкар едилмишдир. Нэтичә Вегард гануна ујғундур.

Маддэлэрин магнитлэнмэси 6,7; 9,5; 10,8 ке интенсивликли магнит саһэлэриндэ Доменикалли үсулу илэ рэггаслы магнитометрдэ өлчүлмүшдүр. Спонтан магнитлэнмэнин гијмэти екстрополјасија методу илэ тэ'јини едилмишдир.

1-чи шәкилдә маје һелиум температурунда $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ ($0 < x < 1$) бирлэшмэлэринини хүсуси магнитлэнмэсинини магнит саһэсиндән асылы-



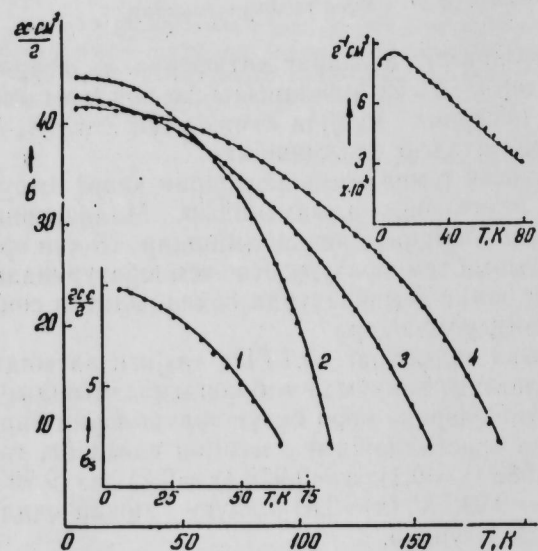
1-чи шәкил. $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ системинин хүсуси магнитлэнмэсинини 4,2 К-дә магнит саһэсиндән асылылығы.

лығы верилмишдир. Көрүндүјү кими $x \geq 0,2$ бирлэшмэлэри үчүн магнитлэнмэнин изотермлэри, спонтан магнит моментинэ малик олан маддэлэра ујғундур.

Бу тәркиблэрини техники магнитлэнмә просеси 1,5 ке саһэсиндэ гуртарыр вэ сонра исэ мүэјјән парипросес мүшаһидә олунар.

$X=0,1$ тәркиби үчүн σ (Н) асылылыгы хэттидир, $X=0,2$ тәркиби үчүн исә σ (Н) асылылыгы антиферромагнитләрә хас олан хүсусийәт бүрүзә вермәклә кичик спонтан магнит моментинә маликдир. Бу һалда әсас ролу спонтан һиссә ойнайыр ки, ону бу тәркибин спонтан магнитләнмәсинин температур асылылыгы тәсдиг едир.

$Zn_{0,9}Co_{0,1}Cr_2S_4$ бирләшмәсинин магнит гаврајычылыгынын (χ) тәдгиги көстәрир ки, 4,2 К-дән башлајараг χ мүәјјән максимум гијмәтә гәдәр артыр, сонра исә хәтти олараг азалыр. χ (Т) асылылыгында магнит гаврајычылыгынын максимум гијмәт алдыгы температур Неел температурауна ујғундур вә 10 К-ја бәрәбәрди (2-чи шәкил).



2-чи шәкил. $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ системинин спонтан магнитләнмәси вә магнит гаврајычылыгынын температур асылылыгы.

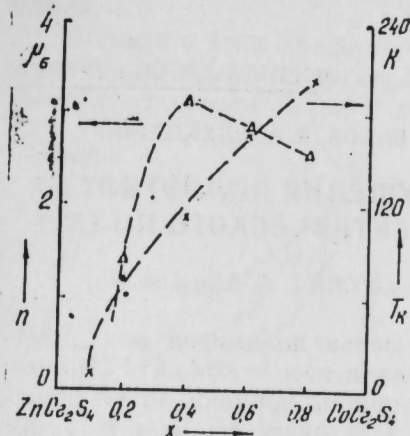
2-чи шәкилдә һәмчинин $X=0,4; 0,6; 0,8$ тәркибләри үчүн спонтан магнитләнмәсинин температур асылылыгы верилмишидр.

Бүтүн нүмунәләрин дојма магнит моментләри (n) һесаблинмыш вә ујғун олараг 1,42 ($X=0,2$); 3,14 ($X=0,4$); 2,79 ($X=0,6$) вә 2,61 МБ ($X=0,8$) гијмәтләри алынмышдыр. Әкәр Zn ионларыны әвәз едән Co ионларынын тетраэдрик дүјүнләр арасында јерләшидији гәбул едиләрсә, алынған тәчрүби гијмәтләр нәзәри олараг ферримагнитизмин Неел модел илә һесаблинан гијмәтләрә ујғун кәлир.

Ферримагнит тәркибләрин Күри температурау термодинамик әмсаллар [3] методу илә һесаблинмыш вә ујғун олараг 73 ($X=0,2$), 114 ($X=0,4$), 166 ($X=0,6$), 202 К ($X=0,8$) гијмәтләри алынмышдыр. Күри температурау вә дојма магнит моментинин консентрасијадан асылылыгы 3-чү шәкилдә верилмишидр. Көрүндүјү ки ми X -нин гијмәтинин артмасы илә Күри температурау артараг $CoCr_2S_4$ үчүн әдәбијатда мә'лум олан гијмәтә јакынлашыр [3]. Лакин n (X) асылылыгы $x=0,4$ тәркиби үчүн максимум гијмәт алыр вә сонра исә хәтти олараг азалыр.

$Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ бирләшмәләринин магнит моментләринин X -дән асылы олараг дәјишмәси ашағыдакы ки ми изаһ едилир: Zn ионларыны Co ионлары илә әвәз етдикдә ахырынчылар јалиыз тетраэдрик дүјүнләр арасында јерләшир. $0 \leq X \leq 0,2$ һалында октаэдрик јарымгәфәсдә хром ионларынын антиферромагнит гаршылыгы тә'сири галыр вә буна көрә

нүмунәдә спонтан магнитләнмә олмур. $X=0,2$ -дән башлајараг Co ионларынын миғдары артдыгча тетра-вә октаэдрик јарымгәфәсләрин мұбадилә гаршылыгы тә'сири нәтичәсиндә октаэдрик јарымгәфәсләрдә јер-



3-чү шәкил. Күри температурау вә дојма магнит моментинин консентрасијадан асылылыгы.

ләшән хром ионларынын магнит моментләринин истигамәтләри дәјишир вә буну нәтичәсиндә спонтан магнит момент и јараныр. Нәһәјәт, $X=0,4$ -дә хром атомларынын спин магнит моментләринин там чеврилмәси баш верир, даһа доғрусу, октаэдрик јарымгәфәсдә Cr ионлары арасындакы мұбадилә гаршылыгы тә'сири енержиәси мұсбәт олур ($J > 0$). Буна көрә дә Co ионларынын консентрасијасынын сонракы артмасы нүмунәләрин јекун магнит моментинин азалмасына кәтирир.

Беләликлә, $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ ($0 < X < 1$) системинин магнитләнмәсинин тәдгиги көстәрди ки, Co ионларынын консентрасијасынын артмасы бу системдә антиферро-вә ферримагнит фаза кечидинин баш вермәсинә вә октаэдрик јарымгәфәсдә Cr ионлары арасындакы мұбадилә гаршылыгы тә'сири характерчә дәјишмәсинә кәтириб чыхарар.

Әдәбијат

1. Метфессель Э., Маттис Д. Магнитные полупроводники.—М.: Мир, 1972 с. 405.
2. Gibart P., Dormann J.-L., Pellerin Y. Magnetic properties of $FeCr_2S_4$ and $CoCr_2S_4$.—Phys. Stat. Sol., 1969, 36, № 1, p. 187—194.
3. Белов К. П., Горяга А. И. Термодинамический метод изучения ферромагнитных превращений в сплавах.—ФММ. 1956, 2, № 3, с. 441—446.

Азәрбајҗан ССР ЕА Физика Институту

Алынмышдыр 7. IV 1987

Л. М. Валиев, Р. З. Садыхов, А. Д. Намазов

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА СИСТЕМЫ $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$

Исследованы магнитные свойства системы $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$. Показано, что с увеличением концентрации ионов Co в тетраэдрических междуузлиях изменяется характер обменного взаимодействия между ионами Cr в октаэдрических междуузлиях и происходит концентрационный магнитный фазовый переход антиферромагнетизм—ферримагнетизм при $x=0,2$.

L. M. Valiev, R. Z. Sadykhov, A. D. Namazov

THE MAGNETIC PROPERTIES OF $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ SYSTEM

The magnetic properties of the system $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ are investigated. It is shown that with increasing of ions concentration of Co in tetrahedral interstices the character of exchange interaction is changed between Cr ions in octahedral interstices, and it is found that the magnetic phase transformation antiferromagnetism—ferrimagnetism at $x=0,2$ takes place.

Я. Г. РАГИМОВ, Ш. В. МАМЕДОВ, С. А. АБАСОВ, В. А. АЛЕКПЕРОВ

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ МЕХАНИЗМ РАЗРУШЕНИЯ ПОЛИЭТИЛЕНА ПОД ДЕЙСТВИЕМ СИЛЬНОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Г. Б. Абдуллаевым)

Систематические исследования разрушения полимеров под действием сильного электрического поля позволили нам установить эмпирическую закономерность, связывающую величины времени до разрушения τ_E , температуры T и напряженности электрического поля E [1—4]:

$$\tau_E = \tau_0 \exp [(W_0 - \alpha E) / kT], \quad (1)$$

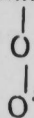
где W_0 — энергия разрыва межатомных связей, α — коэффициент, имеющий размер дипольного момента, $\tau_0 = (10^{-12} \div 10^{-14})$ с.

Вид этой зависимости, а также совпадение величин W_0 с энергией разрыва межатомных связей и τ_0 с периодом колебания атомов в твердом теле позволили интерпретировать это соотношение как результат протекания разрывов межатомных связей и образования зародышевых трещин под действием сильного электрического поля.

Для подтверждения того в данной статье методами ЭПР и ИК-спектроскопии изучены молекулярные процессы разрушения полиэтилена под действием сильного электрического поля.

Испытывались пленочные и массивные образцы при комнатной температуре. Исследовались образцы полиэтилена высокого давления (ПЭВД) в виде цилиндров диаметром 3 и высотой 20 мм, с торцов которых вводились стальные заостренные электроды с межэлектродным расстоянием 2 мм. Воздействие электрического поля на образцы производилось в среде трансформаторного масла при напряжениях $2 \cdot 10^4 \div 3 \cdot 10^4$ В промышленной частоты. После выдержки в течение $t = 10$ ч образцы очищались от следов масла, и производилась регистрация их спектров ЭПР при комнатной температуре на радиоспектрометре РЭ = 1306.

При комнатной температуре в ПЭ под действием сильного электрического поля возникает синглетный, почти симметричный сигнал ЭПР с $g = 2,003 \pm 0,0005$ и $\Delta H = 1,5 \pm 0,05$ МТ. При изменении времени воздействия и напряжения между электродами g -фактор и форма линий не меняются, меняется только интенсивность сигналов. Сигнал соответствует пероксидным радикалам типа $-\text{CH}_2-\dot{\text{C}}\text{H}-\text{CH}_2-\text{CH}_2-$:



На основе этих спектров были вычислены концентрации образовавшихся радикалов. На рис. 1 приведена зависимость концентрации ра-

дикалов от напряжения и времени его воздействия. Видно, что с ростом напряжения и времени его воздействия концентрация радикалов резко растет, что можно объяснить накоплением разорванных химических связей.

В связи с этим представляет интерес и зависимость скорости образования радикалов от электрического напряжения (рис. 1). При резком увеличении концентрации N радикалов с ростом напряженности зависи-

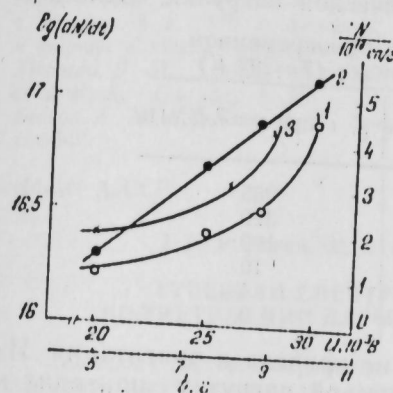


Рис. 1. Зависимость концентрации (1, 2) и скорости образования радикалов (3) от напряжения (кр. 1, 3) и времени его воздействия (кр. 2) для полиэтилена

мость логарифма скорости образования свободных радикалов, а следовательно, и скорость разрыва химических связей экспоненциально возрастают с напряжением, т. е. выполняется зависимость

$$\frac{dN}{dt} = A \exp (\alpha E). \quad (2)$$

Это соответствует экспериментально наблюдаемой нами экспоненциальной зависимости электрической долговечности от напряженности электрического поля

$$\tau_E = B \exp (-\beta E) \quad (3)$$

и свидетельствует о существовании определенной корреляции между электрической долговечностью и скоростью образования радикалов. Скорость характеризовалась числом радикалов, образовавшихся за определенное время между последовательными увеличениями напряжения. В данном случае долей погибших радикалов можно пренебречь. Эксперименты показали, что при этом коэффициенты α и β в (2), (3) практически оказываются равными.

Таким образом, скорость образования радикалов dN/dt определяет время жизни полимера.

Относительно образования радикалов надо отметить следующее. Авторы работ [5, 6] пришли к такому теоретическому выводу, что разрыв макромолекул в полимерах, подвергнутых воздействию электрического поля, является двухступенчатым процессом, на первой стадии которого происходит ионизация макромолекул вследствие туннельного перехода электронов, а на второй — термофлуктуационный разрыв химических связей в образовавшемся молекулярном макроне. При этом образуются новый макрон и свободный макрорадикал, а время образования полости в результате разрыва макромолекул в области высоких локальных напряженностей электрического поля определяется [5] как

$$\tau_E = \tau_0 t^{(D^0 - \alpha E / kT)}, \quad (4)$$

где D^* — энергия диссоциации центральной С—С связи иона. Формула (4) аналогична полученной нами формуле (1) для описания электрической долговечности полимеров.

В пользу высказанного предположения следует привести также экспериментальные результаты по одновременному воздействию электрического и механического поля на ПЭ.

В таблице приведены значения времени жизни ПЭ при одновременном воздействии и без воздействия механической нагрузки. Механиче-

Значения времени жизни ПЭ при одновременном воздействии механической нагрузки ($T=293\text{ K}$)

$E, 10^7 \text{ В/м}$	$\tau_E, \text{ с при } \sigma=0$	$\tau_E, \text{ с при } \sigma=7,5 \text{ МПа}$
50	10000	985
60	3117	320
70	631	100
80	159	10
90	100	4
100	32	0

скую нагрузку выбрали такой, чтобы она не привела к ориентации. Из таблицы видно, что приложении механической нагрузки приводит к уменьшению времени жизни. Это свидетельствует о «перекрестном» влиянии механических и электрических полей, т. е. приложение электрического поля к механически нагруженному полимеру должно ускорять стадию туннельной ионизации макромолекул, а механическое нагружение — стадию флуктуационного распада макроионов в электрическом поле [5]. Эксперименты, проведенные нами, показали, что механическая долговечность также уменьшается в электрическом поле.

Полученные данные дополняются данными ИК-спектроскопии. Изучение структурных изменений, происходящих при раздельном и одновременном воздействии сильного электрического поля и механической нагрузки, показало, что в ИК-спектре ПЭ появляются полосы при частотах 1630 и 1720 см^{-1} соответствующие С=C- и С=О-группам. Концентрация образовавшихся стабильных групп изменяется аналогично изменению концентрации радикалов. Приложение механической нагрузки приводит к увеличению концентрации указанных групп. При этом рост оптической плотности С=C-группы как при раздельном, так и одновременном воздействиях электрического поля и механической нагрузки существенно больше роста оптической плотности С=О-группы (рис. 2).

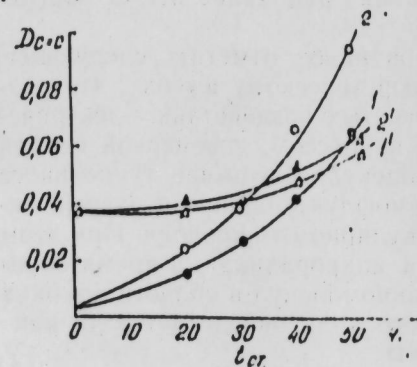


Рис. 2. Зависимость оптической плотности ИК-поглощения групп С=C (1, 2) и С=О (1', 2') пленки ПЭ от времени воздействия электрического поля ($E=3 \cdot 10^7 \text{ В/м}$) при одновременном воздействии механической нагрузки: 1, 1' — $\sigma=0$; 2, 2' — $\sigma=10 \text{ МПа}$

Таким образом, приведенные данные однозначно показывают, что, действительно, под действием сильного электрического поля происходят разрывы химических связей и их накопление в зависимости от времени воздействия и напряженности электрического поля, что коррелирует с изменениями прочностных свойств.

Литература

- Багиров М. А., Абасов С. А., Рагимов Я. Г., Аббасов Т. Ф. — ВМС, А, 1978, т. 20, № 5, с. 1109.
- Багиров М. А., Рагимов Я. Г., Аббасов Т. Ф., Абасов С. А. — ФТТ, 1973, т. 15, вып. 5, с. 1579.
- Абасов С. А., Аббасов Т. Ф., Рагимов Я. Г. — В кн.: Радиация в физике и химии. Баку: Элм, 1978.
- Рагимов Я. Г., Абасов С. А., Аликулиев Р. М., Хитеева Д. М., Эльмира Джалаал кызы. — ВМС, Б, 1982, т. 24, № 6, с. 406.
- Закревский В. А., Слуцкер А. И. — ВМС, А, 1984, т. 26, № 6, с. 1201.
- Бережанский В. Б., Быков В. М., Городов В. В., Закревский В. А., Слуцкер А. И. — ЖТФ, 1985, вып. 8, с. 1663.

ИФАН АзССР

Поступило 10.IV 1987

Я. Н. Рагимов, Ш. В. Маммадов, С. А. Абасов, В. А. Элкбаров

ГҮВВӘТЛІ ЕЛЕКТРИК САҺЭСИННИ ТӘСІРІ АЛТЫНДА ПОЛИЭТИЛЕННИ ДАҒЫЛМАСЫНЫҢ МОЛЕКУЛҒАР МЕХАНИЗМИ

Мәғаләдә электрон-парамагнит резонансы ва инфрағармызы спектроскопия методларының көмәһилә гүввәтлӣ электрик саһәсинни тәсіриндән полиетиленни дағылмасы заманы баш верән молекулғар процеслар өҗрәнилмишидир. Көстәрилмишидир ки, отаг температурунда электрик саһәсинни тәсіри нәтижәсиндә полиетилендә пероксид типли радикаллар геҗд олунур. Радикалларын вә стабил группарын (С=C вә С=О) концентрациясы тәсір едән электрик кәркилијиңдән вә бу кәркилији тәсіретмә мүддәтиндән асылы олараг кәскии артыр. Буну ғырылмыш кимҗәви рабитәләрини җығылмасы илә изаһ етмәк олар. Бу заман полиетиленни җашама мүддәти илә радикалларын вә стабил группарын әмәлә кәлмәси сүрәти арасында уҗуунлуг олур.

Ya. N. Ragimov, Sh. V. Mamedov, S. A. Abasov, V. A. Alekperov

HIGH ELECTRICAL FIELD EFFECT ON MOLECULAR MECHANISM OF POLYETHYLENE DESTRUCTION

High electrical field effect on molecular process of polyethylene destruction is studied by EPR and IR techniques. The peroxide radicals are shown to be recorded in polyethylene at room temperature under high electrical field. The radical concentration increases with voltage and its effect duration, the fact being attributed to the broken chemical bond accumulation. Electrical durability definitely correlates with radical formation rate.

УДК 621.315.616.0.015.51

ФИЗИКА ДИЭЛЕКТРИКОВ

Акад. АН АзССР Ч. М. ДЖУВАРЛЫ, П. В. ЛЕОНОВ, А. З. АЛИЕВА

ИМПУЛЬСНАЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ РАСШИРЕНИЯ КАНАЛА ПРОБОЯ ПОЛИМЕРНЫХ ПЛЕНОК ПРИ ОБРАБОТКЕ ИХ РАЗРЯДОМ В SF₆ (II)

В первой части статьи рассматривалась импульсная электрическая прочность полимерных пленок, обработанных контрагированным шнуром тлеющего разряда в SF₆. Во второй части статьи рассматривается энергетический анализ расширения канала пробоя на примере полиэтилентерефталата.

На рис. 1 показана микрофотография отдельного канала пробоя пленки ПЭТФ. Радиус канала пробоя в своей наиболее узкой части

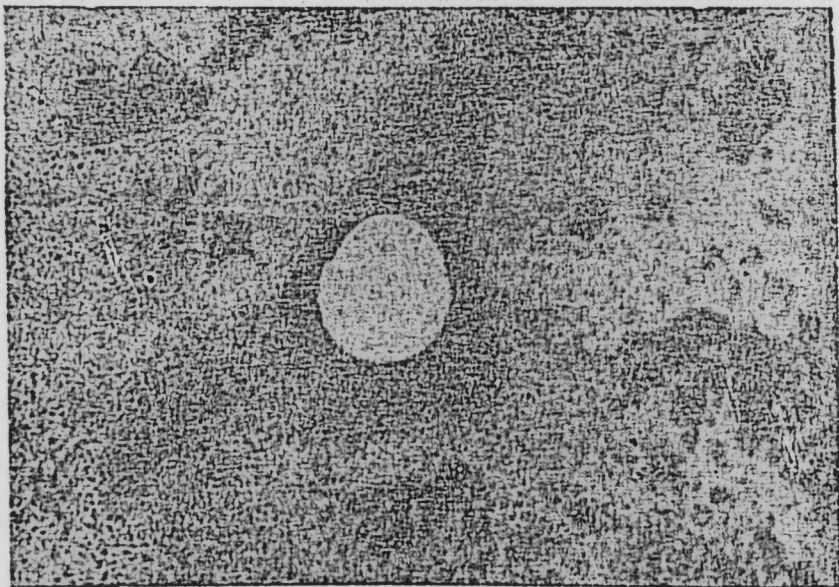


Рис. 1.

составляет около $38 \cdot 10^{-6}$ м. Канал несколько расширен в направлении от середины пленки к ее краям. С целью получения данных о процессе пробоя и расширения канала были проведены расчеты и сопоставлены энергии по расширению канала и энергии приложенного импульса. Расчет энергии, необходимой для каналообразования, выполнен по методике, применяемой для анализа электрической прочности твердых диэлек-

триков. Удельная работа каналообразования определена по формуле [1]:

$$A_c^0 = 1,03 \frac{\gamma}{M} (\sum n D_1 + m J), \quad (1)$$

где $\gamma = 1,5$ к/см³ и $M = 192$ обозначены плотность и молекулярная масса монозвена полимера, $n D_1$ — сумма энергии диссоциации связей в монозвене, за исключением составляющих бензольное кольцо, $m J$ — суммарная энергия ионизации 4 свободных и 6 составляющих бензольное кольцо атомов углерода. Исходя из полученных значений A_c^0 можно определить энергию, требуемую для расширения канала радиусом $r_{np} = 38,6 \cdot 10^{-6}$ м и толщиной $d_1 = 31,5 \cdot 10^{-6}$ м:

$$W_p = A_c^0 \pi r_{np}^2 d_1 = 2,08 \text{ Дж.} \quad (2)$$

Принимая в качестве расчетной модели, что приводимость канала после стадии формирования остается неизменной и в стадии расширения не зависит от тока в канале, энергию, которая требуется на расширение, можно рассчитать согласно схеме рис. 2.

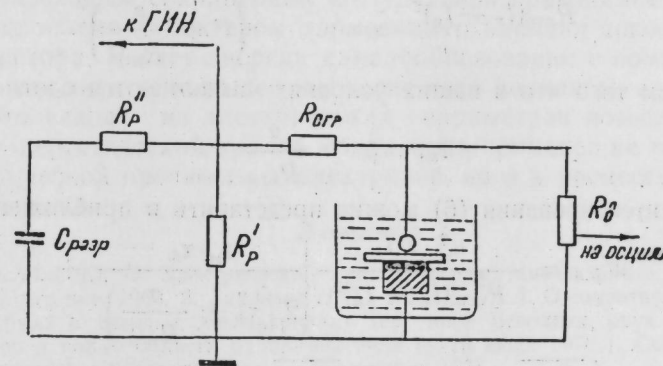


Рис. 2.

Используя линейный характер зависимости радиуса канала в стадии расширения от времени [1]

$$r_k = a \cdot t, \quad (3)$$

можно получить для сопротивления канала разряда выражение

$$R_k = \frac{d_1}{\pi r_k^2 \delta} = \frac{d_1}{\pi a^2 \delta t^2} = \frac{a}{t^2}, \quad (4)$$

которое достаточно известно и получило экспериментальное подтверждение для ряда диэлектриков, в том числе полимера — полиметилметакрилата [2], т. е. предположение о том, что удельная проводимость канала в стадии расширения не изменяется, соответствует действительности. Энергия, рассеиваемая на сопротивлении канала, как часть энергии импульса равна

$$W_{pз.} = \int_{t_{np}}^{t_m} \frac{u_k^2(t)}{R_k(t)} dt = \int_{t_{np}}^{t_m} u^2(t) \frac{R_k(t)}{[R_{орп} + R_k(t)]^2} dt. \quad (5)$$

Здесь u_k — напряжение на канале разряда в стадии расширения, $u(t)$ — напряжения исходного импульса, t_{np} — время соответствующее моменту пробоя (5 мкс), t_m — время спада хвоста импульса до нуля.

Если принять импульс треугольной формы, то $t_m = 80$ мкс, поскольку в стандартной волне 1,5/40, за 40 мкс хвост спадает до половины амплитудного значения. При проведении вычислений по (6) необходимо учесть несовпадение во времени процессов подачи напряжения и собственно процесса формирования канала и пробоя. По данным о сопротивлении канала пробоя в щелочно-галонидных кристаллах [1] было получено значение сопротивления канала при имеющейся его длине, равное $1,5 \cdot 10^3$ Ом, которое было отнесено к моменту $t_{пр} - \tau_{\phi}$, где τ_{ϕ} — время формирования канала, равное $1,49 \cdot 10^{-6}$ с.

Подставляя (4) в (5) в виде

$$R_k = \frac{\alpha}{[t - (t_{пр} - \tau_{\phi})]^2} = \frac{\alpha}{(t - (t_{пр} + \tau_{\phi}))^2}$$

и принимая для $u(t)$ линейную зависимость, проходящую через точку максимума волны напряжения ($u_m; t_0$) и точку $(0; t_m)$, можно (5) преобразовать к виду

$$W_{р.э.} \approx \frac{u_m^2 \cdot \alpha}{R_{огр}^2 (t_m - t_0)^2} \int_{\tau_{\phi}}^{t_m - t_{пр} + \tau_{\phi}} \frac{t^2 (t_m - t)^2}{\left(t^2 + \frac{\alpha}{R_{огр}}\right)^2} dt. \quad (6)$$

С учетом того что в наших условиях выполняются соотношения:

$$t_m; t_{пр}^2 \gg \frac{\alpha}{R_{огр}}, \quad (7)$$

результат интегрирования (6) можно представить в приближенном виде:

$$W_{р.э.} \approx \frac{u_m^2 \cdot \alpha \cdot t_m}{R_{огр}^2 (t_m - t_0)^2} \left\{ \frac{t_m \cdot \tau_{\phi}}{2 \left(\tau_{\phi}^2 + \frac{\alpha}{R_{огр}} \right)} + \right. \\ \left. + 2 t_m \sqrt{\frac{R_{огр}}{\alpha}} \operatorname{arctg} \frac{1}{\tau_{\phi}} \sqrt{\frac{\alpha}{R_{огр}}} - \ln \frac{(t_m - t_{пр} + \tau_{\phi})^2}{\tau_{\phi}^2 + \frac{\alpha}{R_{огр}}} \right\}. \quad (8)$$

С учетом приведенных числовых значений величин, входящих в (8), величина энергии $W_{р.э.}$ составляет $2,21 \cdot 10^{-2}$ Дж.

Примерное совпадение величин рассеянной энергии, исходя из энергетического анализа массы полимера, унесенного из канала при его расширении, и части энергии импульса, рассеянной на сопротивлении канала разряда, позволяет утверждать, что модельные представления, принятые при расчете, в достаточной мере обоснованы. Таким образом, наличие электроотрицательного компонента в атмосфере электрического разряда, контактирующего с полимерным материалом, приводит к быстрому изменению такого важного электрофизического свойства диэлектрика, как импульсная электрическая прочность. Это свидетельствует о наличии начальной фазы процесса старения полимерного материала вследствие образования в его приповерхностном слое объемного заряда.

Механизм этого процесса заключается в распаде отрицательного иона на поверхности диэлектрика с передачей высвобождающегося электрона на ловушечное состояние в диэлектрик. Захваченные электроны оказывают свое влияние на процесс импульсного электрического пробоя вследствие увеличения вероятности его иницирования, о чем

свидетельствуют как снижение импульсной электрической прочности при обработке полимерных пленок диффузным потоком отрицательных ионов, так и наблюдаемый эффект полярности. Такой процесс имеет место и при частичных разрядах в воздухе вследствие наличия в нем отрицательного компонента — кислорода, образующего отрицательные молекулярные ионы.

Процесс пробоя полимерных пленок в исследуемых условиях, когда ток через канал ограничен последовательным резистором, сопротивление которого оказывает слабое влияние на стадию формирования канала, но сильно влияет на процесс его расширения, можно описать следующим образом. В стадии формирования за время порядка 10^{-6} с образуется иницированный электронными лавинами проводящий канал с достаточно высоким и постоянным градиентом напряжения по длине. Вследствие протекания тока канал расширяется с повышением температуры до температуры испарения диэлектрика. В стадии расширения канала, длящегося десятки мкс, происходит падение его сопротивления с приблизительным сохранением его удельной проводимости, что, вероятно, обусловлено характером тормозящего влияния токоограничивающего резистора. Расчет энергии каналообразования с помощью энергетического анализа и хорошее согласие этой величины с вычисленной независимо исходя из электрических параметров позволяют заключить, что энергетический анализ может быть применен не только к оценке электрической прочности диэлектриков, но и к процессу расширения канала разряда.

Литература

1. Вершинин Ю. И. Электрический пробой твердых диэлектриков. — Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1968.
2. Зиновьев Н. Т., Киселев Г. А. О сопротивлении искрового канала разряда в твердых диэлектриках / Тез. докл. Всесоюз. науч. конф. «Физика диэлектриков и новые области их применения» 8—10 июля 1978 г. Секция «Пробой и разрушение твердых диэлектриков». — Караганда, 1978.

ИФАН АзССР

Поступило 24.III 1987

Ч. М. Чуварлы, П. В. Леонов, А. З. Алиев

SF₆ ГАЗЫНДА ЖАРАНАН ЕЛЕКТРИК БОШАЛМАСЫ ТӘСИРИНЭ МЭ'РУЗ ГАЛАН ПОЛИМЕР ӨРТҮКЛЭРИН ИМПУЛС ЕЛЕКТРИК МӨҢКЭМЛИЖИ ВЭ БОШАЛМА КАНАЛЫНЫН КЕНИШЛЭНМЭСИННИН ЕНЕРЖИ АНАЛИЗИ

Мәгаләдә гүввәтлн електрик сәһәсиндә алынган көзәрән газ бошалмасында катод жахынлыгында јерләшдирилмиш полимер диэлектрикләрдә сәтһә гонмуш ионларын парчаланмасы нәтижәсиндә ајрылан электронларын гадаган олуиуш зонадакы локал енержи сәвијјәләриннә верилмәси нәтижәсиндә јаранан һәчми јүкләрин онларын импулс електрик мөһкәмлијинә, әкс полјар эффектә тәсири вә һәмчинини електрик дешилмәсиндә јаранан бошалма каналынн кенишләнмәсинин енержи анализн верилмишдир.

Ch. M. Dzuvarly, P. V. Leonov, A. Z. Aliev

POLYMER FILMS PULSE ELECTRIC STRENGTH AND ENERGY DIELECTRONICS OF BREAKDOWN CHANNEL EXPANSION BY THEIR TREATING IN SF₆ GAS DISCHARGE

The article concerns the intrinsic breakdown of polymer films with bulk charge. The plot of electric strength as a function of treating time is investigated. Two sorts of energy losses calculation are carried out, one of them by energy dielectronics approach, other—by electrical data. The correspondence between two of them is established. Formation of bulk charge in polymers is connected with the electronegative ions detachment on polymer surface.

Б. А. РАДЖАБОВ

СФЕРИЧЕСКИЕ ФУНКЦИИ НА ГРУППАХ $SO(p, q)$
I. ЗОНАЛЬНЫЕ ФУНКЦИИ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Н. А. Гулиевым)

В последнее время группы псевдоортогональных матриц $SO(p, q)$ и их представления нашли широкое применение в различных областях физики, прежде всего в квантовой теории поля, физике высоких энергий, космологии, а также в физике твердого тела [1].

В математическом аппарате теории представлений групп $SO(p, q)$ основную роль играют матричные элементы неприводимых унитарных представлений (НУП) этих групп, в частности, сферические функции. Эти функции в случае групп $O(p, 1)$ детально изучены [2=3]. В отличие от них построение сферических функций групп $SO(p, q)$, $p \geq q \geq 2$ до сих пор не закончено. Особого внимания заслуживают работы Н. Я. Виленкина и А. П. Павлюка, устанавливающие связь между сферическими функциями матричных групп и функциями Герца от матричного аргумента [1].

Цель настоящей статьи — найти зональные сферические функции групп $SO(p, q)$, $p \geq q \geq 2$. Основной результат заключается в том, что зональные сферические функции групп $SO(p, q)$, $p \geq 2$ выражаются через обобщенные гипергеометрические функции Горна от 2 переменных по единой формуле, несмотря на то, что интегральные представления для сферических функций в случаях $p \geq q \geq 3$ и $p \geq 2, q = 2$ имеют существенно разный вид. Более того, доказывається, что полученная формула сохраняет силу и при $q = 1$, т. е. для групп $SO(p, 1)$, $p \geq 2$.

Изучению присоединенных сферических функций групп $SO(p, q)$ посвящена вторая часть данной статьи.

§ 1. Максимально вырожденные НУП групп $SO(p, q)$

Максимально вырожденные представления группы $SO(p, q)$, т. е. связной компоненты единицы группы движений $(p+q)$ -мерного векторного пространства, оставляющей инвариантной квадратичную форму

$$[\kappa, \kappa] = \kappa_1^2 + \dots + \kappa_q^2 - \kappa_{q+1}^2 - \dots - \kappa_{p+q}^2,$$

даются комплексным числом σ и числом ϵ , принимающим значения 0 и 1, строятся в пространствах однородных функций $F(\cdot)$ заданной четности и определенных на конусе $[\kappa, \kappa] = [1-4]$.

Обозначим через $D^{(\sigma, \epsilon)}$ пространство бесконечно дифференцируемых функций $F(\cdot)$, определенных на конусе $[\kappa, \kappa] = 0$ с выколотой точкой $\kappa = 0$ и удовлетворяющих следующему условию:

$$F(a\kappa) = |a|^\sigma F(\kappa) \text{sign}^\epsilon a, \quad a \neq 0, \quad \epsilon = 0, 1.$$

Действие оператора $T^{(\sigma, \epsilon)}(g)$ представления группы $SO(p, q)$ в пространстве $D^{(\sigma, \epsilon)}$ определяется следующим образом:

$$T^{(\sigma, \epsilon)}(g) F(\kappa) = F(g^{-1}\kappa), \quad g \in SO(p, q). \quad (1)$$

Пространство представления и само представление допускают разные реализации. Рассмотрим одну из них.

Введем сферическую систему координат на конусе $[\kappa, \kappa] = 0$:

$$\kappa = \omega (\cos \psi, \eta \sin \psi, \cos \chi, \xi \sin \chi), \quad (2)$$

где $0 < \omega < \infty$,

η и ξ — $(q-1)$ -мерные и $(p-1)$ -мерные единичные векторы, соответственно. Здесь сферические углы ψ, χ изменяются в следующих пределах:

$0 \leq \psi \leq \pi, 0 \leq \chi \leq \pi$, если $p \geq q \geq 3$;

$0 \leq \psi < 2\pi, 0 \leq \chi \leq \pi$, если $p \geq 3, q = 2$ (в этом случае η вырождается до постоянного числа и мы полагаем $\eta = 1$);

$0 \leq \psi = 2\pi, 0 \leq \chi < \pi$, если $p = q = 2$ (в этом случае η и ξ вырождаются до постоянного числа и мы полагаем $\xi = \eta = 1$).

Рассмотрим ограничение функций из $D^{(\sigma, \epsilon)}$ на сечение $\omega = 1$ конуса $[\kappa, \kappa] = 0$:

$$f(\psi, \eta; \chi, \xi) = F(\kappa)|_{\omega=1}. \quad (3)$$

Тогда в силу однородности $F(\kappa)$ имеем:

$$F(\kappa) = \omega^\sigma f(\psi, \eta; \chi, \xi). \quad (4)$$

Из (3)—(4) очевидно, что функции $f(\cdot)$ также имеют заданную четность ϵ . Отображения (3)—(4) устанавливают взаимнооднозначное соответствие между $D^{(\sigma, \epsilon)}$ и пространством бесконечно дифференцируемых функций, определенных на $S^q \otimes S^p$. Сохраняя для пространства и операторов представлений одни и те же обозначения ($D^{(\sigma, \epsilon)}$ и $T^{(\sigma, \epsilon)}$, соответственно), из (1)—(4) получаем следующее:

$$T^{(\sigma, \epsilon)}(g) f(\psi, \eta; \chi, \xi) = (\omega_g' \omega)^{\sigma} f(\psi_g, \eta_g; \chi_g, \xi_g), \quad (5)$$

где $\omega_g, \psi_g, \chi_g, \xi_g, \eta_g$ находятся из соотношения: $g^{-1}\kappa = \kappa_g$. Далее, в пространстве $D^{(\sigma, \epsilon)}$ введем скалярное произведение*:

$$(f_1, f_2) = \int f_1(\psi, \eta; \chi, \xi) \overline{f_2(\psi, \eta; \chi, \xi)} (\sin \psi)^{q-2} d\psi (\sin \chi)^{p-2} d\chi (d\eta) (d\xi), \quad (6)$$

где $(d\eta)$ и $(d\xi)$ нормированные на единицу меры на S^{q-1} и S^{p-1} , соответственно [2].

В случае $q = 2$ или $p = q = 2$ в (6) опускаются дифференциалы $(d\eta)$ или $(d\chi) (d\xi)$, по остальным переменным проводится интегрирование по всей области их изменения.

Непосредственно из (5)—(6) следует, что скалярное произведение (6) инвариантно при $\text{Re } \sigma = -\frac{p+q-2}{2}$, $\epsilon = 0, 1$. Пополняя пространство $D^{(\sigma, \epsilon)}$ по скалярному произведению (6), мы тем самым получаем гильбертово пространство $H^{(\sigma, \epsilon)}$ и максимально вырожденные НУП непрерывной основной серии групп $SO(p, q)$. Нетрудно показать, что представления (σ, ϵ) и $(2-p-q-\sigma, \epsilon)$ унитарно эквивалентны [4].

Формулы (5)—(6) позволяют написать интегральные представления для матричных элементов оператора гиперболических вращений на

* Здесь и далее черта над величиной означает комплексное сопряжение.

плоскости (κ_1, κ_{q+1}) в каноническом базисе [2]. Нас интересуют матричные элементы по инвариантному относительно подгруппы $SO(p) \otimes SO(q)$ вектору канонического базиса, которые по определению [2] являются зональными сферическими функциями группы $SO(p, q)$. Сбозначая эти функции через $Z_{\sigma}^{[p,q]}(\alpha)$, мы из (5)–(6) получаем следующие интегральные представления:

1) в случае $p \geq q \geq 3$:

$$Z_{\sigma}^{[p,q]}(\alpha) = \frac{\Gamma\left(\frac{p}{2}\right)\Gamma\left(\frac{q}{2}\right)}{\pi\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)\Gamma\left(\frac{q-1}{2}\right)} \times \int_{-1}^{+1} \int_{-1}^{+1} x^{\sigma/2} (1-x^2)^{\frac{p-3}{2}} (1-y^2)^{\frac{q-3}{2}} dx dy; \quad (7)$$

2) в случае $p \geq 3, q = 2$:

$$Z_{\sigma}^{[p,2]}(\alpha) = \frac{\Gamma(p/2)}{\pi^{3/2}\Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right)} \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} x^{\sigma/2} (1-x^2)^{\frac{p-3}{2}} d\psi dx; \quad (8)$$

3) в случае $p = q = 2$:

$$Z_{\sigma}^{[2,2]}(\alpha) = \frac{1}{4\pi^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} x^{\sigma/2} d\psi dz. \quad (9)$$

Здесь в (7)–(3) мы использовали следующие обозначения:

$$x = (\cos \psi \operatorname{ch} \alpha - \cos z \operatorname{sh} \alpha)^2 + \sin^2 \psi = 1 + (x^2 + y^2) \operatorname{sh}^2 \alpha - 2xy \operatorname{sh} \alpha \operatorname{ch} \alpha, \quad x = \cos z, \quad y = \cos \psi. \quad (10)$$

Необходимо отметить, что по определению зональные функции существуют только для четных ($\varepsilon = 0$) представлений.

§ 2. Зональные функции на группах $SO(p, q)$.

Основными формулами при вычислении зональных функций групп $SO(p, q)$ являются интегральные представления (7)–(9) и разложение Тейлора для функции $x^{\sigma/2}$, которое имеет следующий вид:

$$x^{\sigma/2} = \sum_{v=0}^1 \frac{(\sigma y \operatorname{th} \alpha)^v}{\operatorname{ch} \alpha} \sum_{l=0}^{\infty} \frac{(v+1/2)}{l!} \operatorname{th}^{2l} \alpha F_2(v-\sigma/2, -l, -l; v+1/2; x^2, y^2). \quad (11)$$

Здесь мы воспользовались обозначениями для символов Похгаммера $(a)_n$ и функций Аппеля 2-го рода [5]:

$$F_2(v-\sigma/2, -l, -l; v+1/2, v+1/2; x^2, y^2) = \sum_{m,n=0}^1 \frac{(v-\sigma/2)_{m+n} (-l)_m (-l)_n}{(v+1/2)_m (v+1/2)_n m! n!} x^{2m} y^{2n}.$$

Ряд (11) сходится равномерно и абсолютно для достаточно малых значений α , а именно при $\operatorname{ch} 2\alpha < 3$ (достаточное условие!). Подставляя разложение (11) поочередно в (7)–(9) и произведя интегрирования, для

зональных функций групп $SO(p, q)$, $p \geq q \geq 2$ получаем следующее выражение:

$$Z_{\sigma}^{[p,q]}(\alpha) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{(1/2)_m (-\sigma/2)_m \left(1 - \frac{p+q}{2}\right)_m}{(p/2)_m (q/2)_m m! \operatorname{ch} \alpha} \times \operatorname{th}^{2m} \alpha {}_3F_2 \left(\begin{matrix} -m, 1-m - \frac{p}{2}, \frac{\sigma+q}{2} \\ 1-m + \frac{\sigma}{2}, \frac{\sigma+q}{2} - m \end{matrix}; 1 \right). \quad (12)$$

Более того, полагая в (12) $q = 1$, после необходимых упрощений получаем формулу:

$$Z_{\sigma}^{[p,1]}(\alpha) = \operatorname{ch}^{\sigma} \alpha {}_2F_1 \left(-\frac{\sigma}{2}, \frac{1-\sigma}{2}; \frac{p}{2}; \operatorname{th}^2 \alpha \right),$$

в точности совпадающую с выражением для зональных функций групп $SO(p, 1)$ [2]. Таким образом, формула (2) сохраняет силу для всех групп $SO(p, q)$, $p \geq 2, q > 1$. Выражение (12) для зональных функций групп $SO(p, q)$ можно переписать более компактно с помощью обобщенных гипергеометрических функций от 2 переменных [6]:

$$Z_{\sigma}^{[p,q]}(\alpha) = \frac{1}{\operatorname{ch} \alpha} {}_4F_2 \left[\begin{matrix} 10 & \left| \begin{matrix} -\frac{\sigma}{2}, 1 - \frac{\sigma+q}{2} \\ (\sigma+q)/2 \\ 1/2 \\ p/2 \\ q/2 \end{matrix} \right. \\ 01 & \\ 11 & \\ 10 & \\ 11 & \end{matrix} \right] \operatorname{th}^2 \alpha, \operatorname{th}^2 \alpha. \quad (13)$$

Из результатов теории Горна для гипергеометрических рядов от 2 переменных следует, что ряд (13) сходится для всех конечных α .

Изложенное можно резюмировать в виде следующей теоремы.

Теорема. Зональные сферические функции для всех групп $SO(p, q)$, $p \geq 2, q \geq 1$ выражаются единым образом через обобщенные гипергеометрические функции от 2 переменных согласно формулам (12)–(13).

Для завершения доказательства теоремы достаточно заметить, что зональные функции (7)–(9) являются аналитическими функциями от α , и применить принцип монодромии.

В заключение необходимо отметить, что сферические функции групп $SO(p, q)$ нами изучены для представлений непрерывной основной серии. Изучение сферических функций для представлений дискретной и дополнительной серий будет продолжено в другой работе.

Литература

1. Теоретико-групповые методы в физике / Тр. межд. семин. в Звенигороде. — М.: Наука, 1980, т. 1–2; 1983, т. 1–2. 2. Виленкин Н. Я. Специальные функции и теория представлений групп. — М.: Наука, 1965. 3. Климык А. У. Матричные элементы и коэффициенты Клебша-Гордона представлений групп. — Киев: Наукова думка, 1979.

4. Вердиев П. А. Препринт ИТФ 77-46. — Киев, 1977. 5. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. — М.: Наука, 1973, т. 1. 6. Лезнов А. Н., Савельев М. В. Препринт 72-3. — Серпухов, 1972.

ИПО космических исследований

Поступило 24.VI 1987

Б. Э. Рэчэбов

**SO (p, q) ГРУПЛАРЫНЫН СФЕРИК ФУНКЦИЈАЛАРЫ
I. ЗОНАЛ ФУНКЦИЈАЛАР**

Мәгаләдә SO (p, q) группларынын зонал сферик функцијалары үчүн ики дәјишәнли үмумиләшмиш гиперһәндәси сырларын васитәси илә ашкар ифадә тапылмышдыр.

B. A. Radjabov

**SPHERICAL FUNCTIONS ON SO (p, q) GROUPS
I. ZONAL FUNCTIONS**

Explicit expressions for zonal spherical functions of SO(p, q) pseudoorthogonal matrix group are derived using generalized hypergeometric series of two variables.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘРҮЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XLIV ЧИЛД

№ 5

1988

УДК 535.34 + 541.128 + 549.67

ФИЗИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Чл.-корр. АН АзССР Х. С. МАМЕДОВ, Д. М. ГАНБАРОВ, Н. Г. РАГИМОВ,
Ф. М. ИМАНОВ, Р. М. ШАМХАЛОВ

**О НЕКОТОРЫХ ОСОБЕННОСТЯХ КИНЕТИКИ
КРИСТАЛЛИЗАЦИИ ЦЕОЛИТОВ**

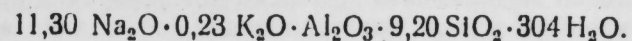
Результаты исследования [1—11] показали существенную зависимость процесса кристаллизации цеолитов от природы исходных веществ, условий их получения и старения, перемешивания реакционной массы, введения затравок, природы и концентрации катионов, температуры и т. д. Эти вопросы частично, но достаточно хорошо изучены в условиях кристаллизации цеолитов типа фожазита морденита А и «Ультрасила». Для выявления закономерности общего характера, отражающей эффекты воздействия термодинамических и структурных факторов, и для понимания механизма процесса кристаллизации цеолитов необходимо изучать разные аспекты кинетики формирования каркасов различных структурных типов.

В связи с этим настоящая статья посвящена изучению влияния дисперсности исходной твердой фазы, соотношения катионов в исходной шихте и температуры на кристаллизацию цеолитов.

В качестве исходного реагента были использованы природное стекло обсидианового состава, шихты на его основе и растворы NaOH и KOH с различными концентрациями.

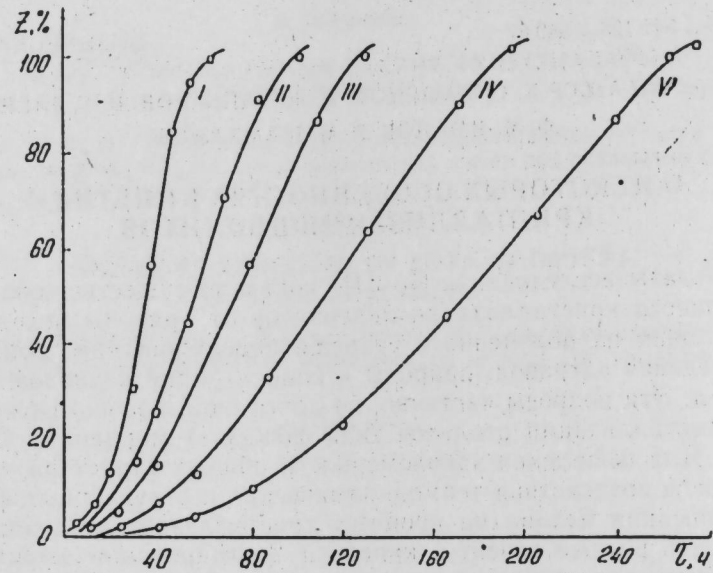
Степень превращения (Z, %) аморфной исходной фазы в цеолит во времени (τ, ч) контролировалась методом рентгенофазового анализа (Дрон-2,0; SiK_α-излучение; Ni — фильтр) и определением влагоемкости образцов в стандартизированных условиях.

С целью изучения влияния дисперсности исходной твердой фазы на кинетику кристаллизации цеолита нами рассмотрен процесс раскристаллизации обсидиана с размерами фракций от 0,05 до 2,5 мм при температуре 100°C (рисунок). Все эти фракции имели строго идентичный состав. Состав же реакционной массы выражается следующей формулой:



При этом из всех фракций воспроизводимо кристаллизуется цеолит типа анальцима с различной скоростью. Из кинетических кривых следует, что сравнительно более крупные фракции кристаллизуются, как следовало бы ожидать, значительно медленнее. При этом исходные размеры фракций сохраняются после гидротермальной реакции. Химический и фазовый анализы показывают, что продукты всех фракций характеризуются одним и тем же фазовым, но различным химическим составом. Установлено, что с увеличением размеров фракций исходных образцов и, соответственно, продуктов их превращения значительно повышается соотношение SiO₂/Al₂O₃ от 4 до 6 в цеолитах с одной и той

же структурой, что хорошо отражается на параметрах кубической элементарной ячейки анальцима. Параметры элементарной ячейки анальцима в зависимости от соотношения $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ колеблются в пределах 13,71—13,67 Å. Пределы колебаний соотношения $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ в синте-



Влияние дисперсности исходной твердой фазы — обсидиана на скорость цеолита типа анальцима из реакционной массы состава $11,30 \text{ Na}_2\text{O} \cdot 0,23 \text{ K}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 9,2 \text{ SiO}_2 \cdot 304 \text{ H}_2\text{O}$ при 100°C :
I — 0,05; II — 0,16; III — 1,0; IV — 1,6; V — 2,5 мм

тических анальцимах (3—8) в зависимости от щелочности минералообразующего раствора уточнены в [12]. Полученные нами соотношения $\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ в анальцимах, кристаллизующихся в зависимости от дисперсности исходной фазы, находятся в указанном пределе.

Кристаллизация всей массы выбранных фракций с сохранением их исходных размеров позволяет полагать, что образование ядер кристаллов цеолитов и транспорт частиц происходят на границе раздела твердое тело — жидкость за счет поверхностной диффузии и вслед за ней кристаллизация путем упорядочения алюмосиликатных блоков вокруг катионов по принципу «шаблон».

Следовательно, повышение дисперсности исходной твердой фазы можно эффективно использовать не только для ускорения процесса последующей гидротермальной кристаллизации, но и для варьирования состава цеолитов с одной и той же структурой.

Известно, что процессы кристаллизации цеолитов являются весьма чувствительными к изменениям температуры [13]. С повышением температуры не только сокращается индукционный период, но и значительно весь процесс кристаллизации, а также рост кристаллов цеолитов [4, 7, 14, 15]. При этом немаловажную роль играет природа исходной шихты.

Нами получены экспериментальные данные по кристаллизации цеолитов NaY, NaA, L—D, W и ZK-19 на основе шихт, приготовленных из обсидиана (табл. 1). Как видно из таблицы, наряду с известным фактом, что повышение температуры приводит к ускорению процесса кристалли-

зации цеолитов, эффект воздействия температуры на скорость процесса выражается с различной интенсивностью в зависимости от типа структур. Анализ кинетических данных кристаллизации цеолитов различных структурных типов показывает, что чем выше симметрия кристалла цеолита, тем интенсивнее воздействует температура на формирование структуры. Изменение температуры в небольшом интервале приводит к существенному изменению скорости кристаллизации цеолита с высокой симметрией и не так существенно для цеолита с низкой симметрией (табл. 1). Этот результат может быть объяснен принципом Гольдшмидта [16], который связывает легкость кристаллизации с «простотой» об-

Таблица 1
Влияние температуры на кинетику кристаллизации цеолитов различных структурных типов

Состав исходной шихты	$T_{\text{обр}}, ^\circ\text{C}$	Продолжительность кристаллизации, ч	Фазовый состав	Симметрия
$3,45 \text{ Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 2,1 \text{ SiO}_2 \cdot 1520 \text{ H}_2\text{O}$	80	12	NaA	Кубическая
	90	7	.	Кубическая
	95	3	.	Кубическая
$3,22 \text{ Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6,5 \text{ SiO}_2 \cdot 650 \text{ H}_2\text{O}$	90	8	Na Y	Кубическая
	95	5	.	.
$6,60 \text{ K}_2\text{O} \cdot 0,67 \text{ Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6,0 \text{ SiO}_2 \cdot 260 \text{ H}_2\text{O}$	100	140	W	Кубическая
	125	80	.	Кубическая
$3,35 \text{ Na}_2\text{O} \cdot 0,30 \text{ K}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6,0 \text{ SiO}_2 \cdot 250 \text{ H}_2\text{O}$	100	185	ZK-19	Тетрагональная
	125	160	.	.
$9,8 \text{ K}_2\text{O} \cdot 0,69 \text{ Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 7,5 \text{ SiO}_2 \cdot 300 \text{ H}_2\text{O}$	110	170	L—D	Гексагональная
	135	140	.	.
	130	7	.	.
$4,50 \text{ Na}_2\text{O} \cdot \text{Al}_2\text{O}_3 \cdot 6,0 \text{ SiO}_2 \cdot 400 \text{ H}_2\text{O}$	100	12	Анальцим	Кубическая
	130	7	.	.

разующихся структур. Согласно этому принципу в системах с большей энтропией образуются ядра наиболее простой формы, которые могут быть ядрами метастабильной фазы.

Влияние соотношений $\text{Na}_2\text{O}(\text{K}_2\text{O})/(\text{Na}_2\text{O} + \text{K}_2\text{O})$ в реакционных массах на кинетику кристаллизации цеолитов нами рассматривалось на примерах кристаллизации цеолитов ZK=19 и W.

Кинетическая зависимость изучена при трех разных соотношениях катионов натрия и калия и при постоянстве всех остальных параметров. Результаты этих экспериментов представлены в табл. 2. Как следует из

Таблица 2
Влияние соотношения катионов (Na^+/K^+) на скорость кристаллизации и состав цеолитов ZK-19 и W

$\text{Na}_2\text{O}/\Sigma\text{R}_2\text{O}$ в исходной массе	$\text{Na}_2\text{O}/\Sigma\text{R}_2\text{O}$ в цеолите	$\text{SiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$ в цеолите	Фазовый состав	Продолжительность кристаллизации, ч
0,91	0,90	4,89	ZK-19	100
0,75	0,73	4,65	ZK-19	120
0,54	0,58	4,28	ZK-19	180
0,28	0,26	4,65	W	80
0,22	0,21	4,40	W	110
0,16	0,12	4,26	W	140

данных таблицы, при кристаллизации цеолитов $ZK=19$ и W наблюдается четкая зависимость между соотношениями $Na_2O(K_2O)/\Sigma R_2O$ в исходной шихте и скоростями кристаллизации и составами цеолитов с одной и той же структурой. При кристаллизации цеолитов как $ZK-19$, так и W увеличение относительного содержания катионов калия в реакционной массе ингибирует процесс кристаллизации и приводит к уменьшению соотношения SiO_2/Al_2O_3 в каркасе цеолита.

Ингибирующий эффект катиона калия, по-видимому, связан с его размером. Из-за сравнительно крупных размеров катионы калия обладают слабой подвижностью, и как следствие их диффузия происходит медленнее, чем диффузия катионов натрия.

Кроме того, размеры ионов калия очень близки к размерам ионов кислорода ($K^+—1,33$; $O^{2-}—1,36A$), вследствие чего диффузия ионов K^+ оказывается самодиффузией. Последняя обычно идет медленнее, чем диффузия других, отличающихся по размерам ионов, таких, как ионы натрия среди ионов кислорода в процессах.

Известно, что активность SiO_2 в смеси зависит от концентрации ионов OH^- (13). Как следует из данных табл. 2 на активность кремнезема влияет не только концентрация гидроксильных групп, но и соотношение участвующих в системе катионов с одинаковыми зарядами. По-видимому, повышение относительного содержания более крупных по сравнению с катионами натрия катионов калия требует повышения расстояний между кислородными атомами, что и обуславливает замену тетраэдров кремния тетраэдрами алюминия.

Таким образом, результаты экспериментов по изучению влияния дисперсности исходной твердой фазы и соотношения катионов в бикаатионных системах, позволяют регулировать скорость процесса кристаллизации цеолитов и соотношение SiO_2/Al_2O_3 в цеолитах с одной и той же структурой. Замедление процессов кристаллизации цеолитов с участием катионов калия, по-видимому, связано с их замедленной диффузией внутрь зерен стекла и распределением в объеме.

Выводы

1. Изучением кинетики процессов кристаллизации цеолитов $U, A, I-D, W$ и $ZK-19$ установлено, что повышение дисперсности исходной фазы и соотношение Na^+/K^+ в реакционной массе приводит к значительному ускорению процесса и позволяет регулировать соотношение SiO_2/Al_2O_3 в цеолитах с одной и той же структурой.

2. На основании кинетических данных процессов кристаллизации цеолитов различных структурных типов обнаружено, что чем выше симметрия кристалла цеолита, тем интенсивнее влияет температура на формирование его структуры.

3. Показано, что переход аморфной фазы в цеолит осуществляется за счет диффузии частиц и упорядочения алюмосиликатных блоков.

Литература

1. Kerr G. T.—J. Phys. Chem., 1968, v. 72, № 4, p. 1385.
2. Kerr G. T.—J. Phys. Chem., 1966, v. 70, № 4, p. 1047.
3. Жданов С. П., Хвоцес С. С., Самулевич Н. Н. Синтетические цеолиты. М.: Химия, 1981.
4. Breck D. W., Flanigen E. M.—In: Molecular Sieves. Soc. Chem. Ind. London, 1968, p. 47.
5. Мирский Я. В., Пирожков В. В.—В сб.: Адсорбенты, их получение, свойства и применение. Л.: Наука, 1971, с. 26.
6. Зубков А. М., Сендеров Э. Э., Липкинд Б. А.—В сб.: Адсорбенты, их получение, свойства и применение. Л.: Наука, 1978, с. 31.
7. Sand M. L., Coblenz W. S., Sand

8. Ganbarov J. M., Rahimov N. G., Mamedov X. S.—Препринт № 1, ИФАН. Баку, 1984, с. 33.
9. Zhdanov S. P.—Proc. Third Intern. Conf. on Molecular Sieves. Leuven Univ. Press., 1973, p. 25.
10. Мегедь Н. Ф., Кубасов А. А., Лимова Т. В., Буренкова Л. Н.—Ж. физ. хим., 1985, т. 59, № 10, с. 2637.
11. Кубасов А. А., Горелик Л. Б., Мегедь Н. Ф., Мирский Я. В.—Ж. физ. хим., 1981, т. 55, № 8, с. 2071.
12. Сендеров Э. Э.—В сб.: Адсорбенты, их получение, свойства и применение. М.—Л.: Наука, 1965, с. 165.
13. Сендеров Э. Э., Хитаров Н. И. Цеолиты, их синтез и условия образования в природе.—М.: Наука, 1970, с. 283.
14. Zhdanov S. P. Molecular Sieves Zeolites, Adv. Chem. Ser., № 101. Am. Chem. Soc. Washington D. S., 1971, p. 20.
15. Жданов С. П., Самулевич Н. Н.—В сб.: Адсорбенты, их получение, свойства и применение. Л.: Наука, 1978, с. 10.
16. Goldsmith J. R.—J. Geol., 1953, 61, p. 439.

ИНФХ АН АзССР

Поступило 23. VI 1987

Х. С. Маммадов, Д. М. Ганбаров, Н. Г. Рахимов,
Ф. М. Иманов, Р. М. Шамхалов

СЕОЛИТЛЭРИН КРИСТАЛЛАШМА КИНЕТИКАСЫНЫН БЭ'ЗИ ХҮСУСИЈАТЛЭРИ ҲАГГЫНДА

Мағалә илкин бәрк фазанын дисперслижинин, реакция гарышығында натриум вә каллиум катионларынын нисбәтинин, еләчә дә температурун сеолитлэрин кристаллашма кинетикасына, тәркиб вә гурулушуна тә'сиринин тәдгигинә һәср едилмишдир. Мүәјјән едилмишдир ки, илкин бәрк фазанын дисперслижинин вә Na^+/K^+ нисбәтинин артмасы кристаллашма процесинин кифајәт гәдәр сүр'әтләндирир вә сеолитин тәркибиндә SiO_2/Al_2O_3 нисбәтинин идарә етмәјә имкан верир.

Ашкар едилмишдир ки, сеолит кристаллынын симметриясы нә гәдәр жүксәк оларса, температур гурулушун формалашмасына даһа чох интензив тә'сир едир.

Нәтичәләр көстәрир ки, аморф фазанын сеолитә чеврилмәси блокларын низамлан-масы һесабына баш верир.

Kh. S. Mamedov, D. M. Ganbarov, N. G. Rahimov, F. M. Imanov,
R. M. Shamkhalov

ON SOME PECULIARITIES OF CRYSTALLIZATION KINETICS OF ZEOLITES

The influence of dispersion of initial solid phase, the ratio of sodium and potassium cations in initial charge and temperature on the kinetics of crystallization and structure of zeolites is studied. It is stated that the increase of dispersion of initial phase and Na^+/K^+ ratio in reaction mass leads to considerable acceleration of crystallization process and allows to regulate the SiO_2/Al_2O_3 ratio in zeolites with the same structure. On the basis of kinetics data of crystallization processes of zeolites of various structural types it is observed that the higher is the zeolite crystal symmetry, the more intensive would be the temperature influence on its structure formation.

И. М. ГАСАНГУЛНЕВА, Х. Т. КАХРАМАНОВА, Э. Б. ШАРИФОВА,
Ф. А. ЗЕЙНАЛОВА, чл.-корр. АН АзССР З. Г. ЗУЛЬФУГАРОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ КАТАЛИТИЧЕСКИХ И КИСЛОТНЫХ СВОЙСТВ
ЦЕОЛИТСОДЕРЖАЩИХ КАТАЛИЗАТОРОВ ПИРОЛИЗА
УГЛЕВОДОРОДНОГО СЫРЬЯ

В настоящее время промышленность нефтехимического синтеза обеспечивается низкомолекулярными олефинами за счет процессов дегидрогенизации, крекинга и высокотемпературного пиролиза низкокачественных нефтепродуктов. В каталитических процессах нефтеперерабатывающей и нефтехимической промышленности находят широкое применение катализаторы, содержащие цеолитный компонент.

Настоящая статья посвящается исследованию активности цирконий-силикатного (ZrSi) и цеолитсодержащего цирконийсиликатного катализатора в процессе пиролиза низкокачественного углеводородного сырья и их кислотных свойств.

В качестве углеводородного сырья применяли низкокачественный бензин с октановым числом 42-45 (сырье 1) и тяжелую нефтяную фракцию с $T_k = 409-638$ К (сырье 2).

ZrSi-матрицу получали методом совместного осаждения из соответствующих растворов жидкого стекла и соли сернистого циркония с соотношением $ZrO_2:SiO_2 = 25:75$.

Полученный гидрогель отмывали от отрицательных анионов. ЦСК получали механическим смещением ZrSi-матрицы с катионными формами природного цеолита-морденита при соотношении 80:20 с дальнейшей сушкой и прокалкой. Катионные формы морденита получали методом ионного обмена путем трехкратной обработки его 0,1 и растворами хлористых солей соответствующих катионов (Cs и Ni) при температуре 80°C в течение 2 ч.

Активность ZrSi- и ЦС ZrSi-катализаторов определяли на лабораторной установке при 600, 650°C и объемной скорости 1 ч⁻¹.

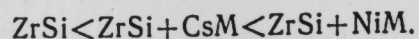
Кислотные свойства поверхности цеолитсодержащих катализаторов и их образцы исследовали по ИК-спектрам адсорбированного пиридина. Образцы катализаторов прессовались в тонкие пластинки без связующего вещества толщиной 6-10 мг/см² и подвергались термовакуумной обработке при 400°C. Тщательно обезвоженный пиридин впускали в систему при 200°C, и образцы катализаторов выдерживали в атмосфере пиридина в течение 1 ч. Регистрацию спектров проводили после откачки газовой фазы при 20 и 200°C на аппарате UR-20.

Активность катализаторов определяли по концентрации низкомолекулярных олефинов в составе газа, анализ которого проводили на хроматографе ХЛМ-8 МД. После каждого цикла работы катализаторов их подвергали регенерации кислородом воздуха.

Из таблицы видно, что цирконийсиликатная матрица характеризуется низкой активностью в разложении углеводорода, при этом выход

Катализаторы	Т, °С	Продукты пиролиза, масс. %		Состав пирогаза, масс. %										Σ C ₂ -C ₄ (олефины) в составе пирогаза, масс. %	Олефины, масс. % (на пропускное сырье)	Отношение олефинов к парафинам в составе пирогаза			
		газ	кокс	H ₂	CH ₄	C ₂ H ₂	C ₂ H ₄	C ₂ H ₆	C ₃ H ₆	C ₃ H ₈	Σ C ₄ H ₁₀	Σ C ₁ H ₄	Σ C ₁ H ₆				C ₁ H ₈	C ₁ H ₁₀	Σ C ₂ H ₄
ZrSi	600	50,3	5,3	1,5	17,2	7,2	20,3	8,0	21,9	1,7	11,3	1,0	9,9	54,5	27,41	1,24			
	650	60,0	6,0	1,7	17,8	10,0	28,3	5,4	20,9	2,0	10,5	1,0	2,4	60,7	36,42	1,61			
	600	40,3	6,2	1,8	16,9	20,7	15,8	8,8	17,3	5,6	9,4	0,2	3,5	42,7	17,21	0,77			
	650	48,8	7,4	1,8	19,1	16,8	24,0	3,3	16,5	6,4	6,3	1,0	4,8	47,8	23,33	0,91			
ZrSi + Cs ⁺ Ni	600	52,0	5,4	1,4	13,9	10,1	26,2	3,2	24,8	3,4	10,4	0,2	6,4	61,6	32,03	1,66			
	650	63,7	7,7	1,5	13,3	8,7	29,8	4,4	23,9	5,4	9,0	0,1	7,7	62,8	40,00	1,76			
	600	46,2	4,3	1,5	17,4	21,1	23,5	1,1	24,6	0,4	7,8	—	2,6	55,9	25,83	1,31			
	650	52,1	6,9	1,8	17,3	19,4	28,1	0,3	23,4	0,4	6,5	—	2,8	58,0	30,22	1,44			
ZrSi + Ni ⁺	600	55,3	6,0	2,0	6,9	8,2	28,8	4,2	29,2	3,4	12,4	1,3	3,6	71,7	39,65	2,73			
	650	68,6	6,1	2,8	10,0	5,0	35,7	1,8	25,5	6,8	10,2	1,2	1,2	72,6	49,80	2,95			
	600	51,0	6,5	1,5	11,1	12,3	25,0	3,2	23,2	7,4	11,8	0,1	4,4	60,0	30,60	1,56			
	650	57,4	6,3	1,3	13,5	9,2	31,4	4,6	20,6	4,2	9,8	0,2	5,2	62,0	35,59	1,69			

газа невысокий и содержание низкомолекулярных олефинов составляет 54,5% в расчете на пропущенное сырье (27,4%). Введение катионных форм морденита в состав ZrSi-гидрогеля способствует возрастанию каталитических возможностей ЦСК, что приводит к улучшению качества газообразных продуктов переработки сырья. В присутствии ЦСК, содержащих формы морденита, газообразные продукты реакции и концентрация низкомолекулярных олефинов в их составе увеличиваются. С повышением температуры выход газообразных продуктов повышается, а сумма низкомолекулярных олефинов в их составе почти не изменяется. С утяжелением сырья активность катализаторов снижается. По активности их можно расположить в следующий ряд:



Каталитическую активность металлосиликатов в различных реакциях (дегидрогенизации, крекинга, полимеризации, пиролиза и др.) прежде всего связывают с кислотными свойствами поверхности.

Сравнительную оценку кислотных свойств поверхности исследуемых катализаторов проводили по спектрам адсорбированного пиридина, приведенным на рисунке.

Предварительная термообработка катализаторов перед адсорбцией пиридина была идентична условиям предкаталитической обработки (450°C, 2 ч).

В спектре цирконийсаликата после термовакуумной обработки в области валентных колебаний гидроксильных групп наблюдается широкая полоса связанных водородной связью гидроксильных групп при 3630 см⁻¹ и узкая полоса изолированных силанольных групп при 3740 см⁻¹ (рисунок, А, а).

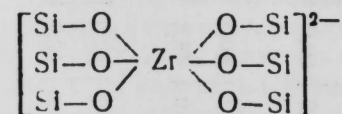
Адсорбция пиридина сопровождается исчезновением полосы поглощения при 3740 см⁻¹ и одновременным уширением полосы поглощения гидроксильных групп в низкочастотной области (рисунок А, б).

Отсутствие полосы поглощения иона пиридиния при 1540 см⁻¹, появление широкой полосы при 3100 см⁻¹, легкость восстановления гидроксильных групп уже после откачки при 20°C обусловлены образованием только водородных связей пиридина с гидроксильными группами.

Из полученного результата можно заключить, что цирконийсаликат не обладает сильными кислотными центрами Бренстеда, способными образовывать ион пиридиния.

После откачки при 20°C в спектре остается слабая полоса координационно связанного пиридина при 1450 см⁻¹.

Согласно [1] в цирконийсаликате реальной можно считать структуру с шестикоординированными Zr, которая должна обладать свойствами относительно сильной кислоты Бренстеда:



Отсутствие таких центров на цирконийсаликате может быть результатом присутствия в составе силиката ионов Na⁺, отравляющими кислотные центры, что подтверждено химическим анализом.

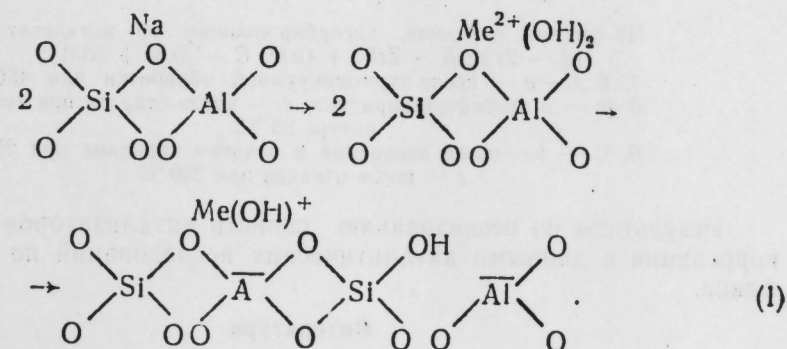
Адсорбция пиридина на ZrSi+CsM также сопровождается уширением гидроксильных групп, смещением их в низкочастотную область и

уменьшением интенсивности полосы поглощения 3740 см⁻¹. Но в отличие от цирконийсаликата после откачки при 20°C первоначальный контур полностью не восстанавливается, в спектре сохраняется слабое плечо при 1540 см⁻¹.

Относительная интенсивность полосы поглощения координационно связанного пиридина при 1450 см⁻¹ при одинаковых условиях откачки (20°C, 1 ч) больше на ZrSi+CsM и сохраняется в спектре после 200°C. Плечо при 1435 см⁻¹, по-видимому, является результатом взаимодействия пиридина с катионами Cs [2]. Относительно высокая термоустойчивость полос поглощения хемосорбированного пиридина на этом образце (рисунок, В, с) говорит о существенном влиянии цеолитной составляющей на формирование прочных сорбционных комплексов, что не имеет места в случае цирконийсаликата.

Известно, что цеолиты со щелочными катионами не обладают кислотными центрами Бренстеда. Появление в незначительном количестве бренстедовских кислотных центров может быть вызвано условиями предварительной обработки, миграции катионов между аморфной и кристаллической фазами и присутствием различных примесей в составе морденита.

Исходя из изложенного, можно заметить, что введение в состав цирконийсаликата цеолита с 2- и 3-валентными обменными катионами должно привести к появлению бренстедовских центров, образующихся по общеизвестной схеме:



Адсорбция пиридина на ZrSi+NiM приводит к более сильному возмущению гидроксильных групп (рисунок, С, б).

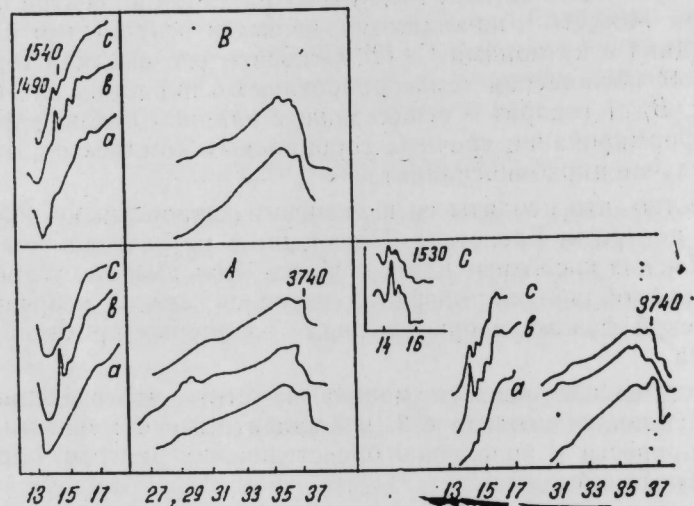
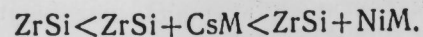
После откачки при 20 и 200°C в спектре сохраняется полоса поглощения иона пиридиния 1540 см⁻¹ в виде плеча на фоне сильного поглощения катализатора. Для компенсации этого поглощения была проведена дифференциальная запись спектра, где полоса поглощения иона пиридиния наблюдается лучше.

Более интенсивна при идентичных условиях откачки и полоса поглощения координационно связанного пиридина, причем положение полосы поглощения 1445 см⁻¹ смещается после откачки при 200°C до полосы поглощения 1450 см⁻¹, которая соответствует пиридину, связанному с более сильными апротонными центрами. Такими центрами могут быть апротонные центры цеолитового компонента, образующиеся по схеме (1).

Таким образом, введение цеолитового компонента, изменение при-

роды катиона цеолитового компонента оказывают существенное влияние на кислотную природу поверхности.

Если судить о силе кислотных центров катализаторов по прочности адсорбированного пиридина, то их можно расположить в ряд:



ИК-спектры пиридина, адсорбированного на катализаторах (A — ZrSi; B — ZrSi + CsM; C — ZrSi + NiM):
 A, B, C—a — после термовакuumной обработки при 450 °C;
 A—b — в атмосфере пиридина; c — после откачки при температуре 20 °C;
 B, C — b — после адсорбции и откачки пиридина при 20 °C;
 c — после откачки при 200 °C

Результаты по исследованию свойств катализаторов находятся в корреляции с данными каталитических исследований по выходу олефинов.

Литература

1. Hansford R. S.—Advances in Catalysis, 1952, vol. 4, p. 17. 2. Рабо Дж. Химия цеолитов и катализ на цеолитах.—М.: Мир, 1980.

ИНФХ АН АзССР

Поступило 26. V 1987

Н. М. Гасангулиева, Х. Т. Кяхраманова, Е. Б. Шарифова,
 Ф. А. Зейналова, З. Г. Зулфугаров

КАРБОНИДРОКЕН ТЭРКИБЛИ ХАММАЛЫН ПИРОЛИЗИ ПРОСЕСИНДЭ СЕОЛИТ ТЭРКИБЛИ КАТАЛИЗАТОРЛАРЫН КАТАЛИТИК ВЭ ТУРШ ХАССЭЛЭРИНИН ТЭДГИГИ

Ашагымолекулуу доймамыш карбогидрогенлер алмаг мэсэдилэ ашагыкефийжэтли нефт мэсулларынын пиролизи просесиндэ цирконийсиликат дашычысы эсасында синтез едилмиш сеолит тэркибли катализаторлары (СТК) каталитик активлији өжрэнимиш, активлик илэ катализаторлары турш хассэси арасындагы асылылыгы ганунауунугу тэдиг едилмишдир. Мүэжэн едилмишдир ки, тэдиг олунан катализаторлардан, тэркибиндэ NiM олан СТК нисбэтэн дага жүксэк турш хассэжэ малик олдугу үчүи пиролиз просесиндэ дага жүксэк активлик көстэрир.

N. M. Gasanguliyeva, Kh. T. Kakhramanova, E. B. Sharifova,
 F. A. Zeynalova, Z. G. Zulfugarov

INVESTIGATION OF CATALYTIC AND ACIDIC PROPERTIES OF ZEOLITE-CONTAINING CATALYSIS IN PYROLYSIS PROCESS OF HYDROCARBON RAW MATERIALS

The authors study the catalytic activity of zeolite-containing catalysts (ZCC) synthesized on the basis of zirconium silica carrier in the pyrolysis process of low-grade petroleum products in order to obtain the low-molecular nonsaturated hydrocarbons, the bond between the activity and acidic property of catalysts is investigated. It is determined that among the investigated catalysts the NiM containing ZCC shows higher activity in the pyrolysis process because of the higher acidity.

О. А. АЛИЕВ, чл.-корр. АН АзССР П. Г. РУСТАМОВ, Х. М. АЛЛАХВЕРДИЕВ

СИСТЕМА $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$

В продолжение наших систематических исследований свойств р.з.э. в трехкомпонентных оксидных системах в настоящей статье изложены результаты изучения процесса образования, состава и свойств обратных и германатных соединений гольмия, которые могут представлять значительный практический интерес.

Методом отжига и закалки нами исследована система $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$, которая характеризуется как простая эвтектическая система. Эвтектическая точка содержит 62% V_2O_5 и плавится при 230°C .

В [1] показано, что твердофазным спеканием оксидов и обжигом соосажденных гидроксидов р. з. э. и германия получены соединения состава Ln_2GeO_5 , где $\text{Ln} = \text{La—Lu}$.

В литературе отсутствуют данные о получении германоборатов или борогерманатов р.з.э.

Система $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$ впервые была изучена нами методом отжига и закалки на образцах, полученных твердофазным синтезом из оксидов и H_3BO_3 при $800\text{—}1000^\circ\text{C}$. Использовали Ho_2O_3 (99,9%), GeO_2 (99,9%) и H_3BO_3 квалификации ч.д.а. Твердофазное спекание исходных компонентов проводили в платиновом тигле с повторным перемешиванием до достижения равновесия (50—60 ч). Степень достижения равновесия контролировалась рентгенографически. Температуру в печи поддерживали с помощью потенциометра ЭПВ-2-07 и контролировали Pt—Pt/Rh-термопарой, помещенной в реакционный тигель.

ДТА проводили на ФРУ-64. Охлаждение проводилось при включенной печи. Эталонной служила прокаленная Al_2O_3 .

Для выполнения РФА диффрактограммы снимались на приборе ДРОН-2 (FeK_α -излучение).

На основе данных, полученных изложенными методами, построена диаграмма состояния системы $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$ (рис. 1).

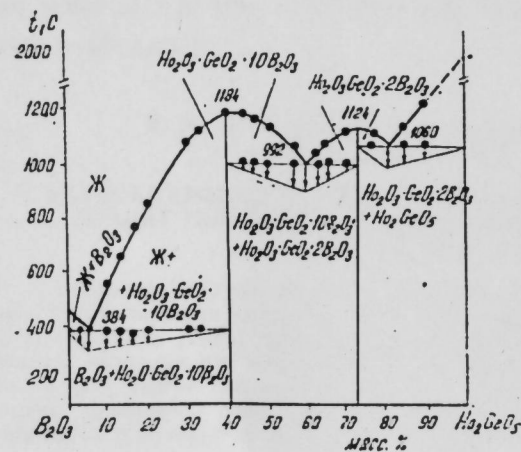


Рис. 1. Диаграмма состояния системы $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$

Система имеет три эвтектические точки с температурами плавления $384, 992, 1124, 1184^\circ\text{C}$. В системе образуются два соединения составов $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{V}_2\text{O}_5$ и $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{V}_2\text{O}_5$ с температурами плавлений 1124 и 1184°C , соответственно.

РФА порошков подтверждает данные ДТА. Штрихдиаграммы порошков приведены на рис. 2.

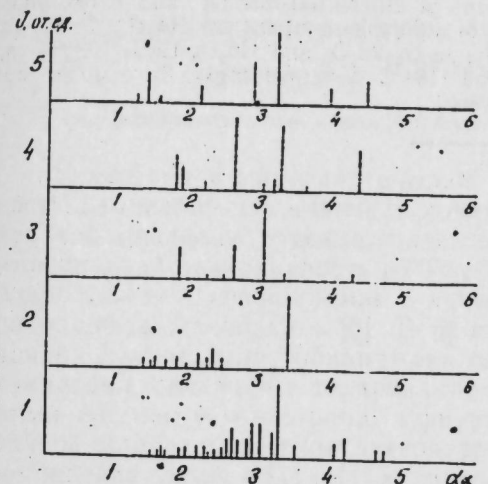


Рис. 2. Штрихдиаграммы: 1 — H_3BO_3 ; 2 — GeO_2 ; 3 — Ho_2O_3 ; 4 — $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{V}_2\text{O}_5$; 5 — $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{V}_2\text{O}_5$

На рентгенограммах 4, 5 обнаружены новые линии, которые можно отнести к соединениям $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{V}_2\text{O}_5$ и $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{V}_2\text{O}_5$.

В системе не обнаружена область расслаивания. В настоящее время изучаются другие физико-химические свойства полученных соединений и другие разрезы системы указанного типа.

Выводы

Система $\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$ исследована на воздухе методами дифференциально-термического и рентгенофазового анализом. Образцы получены твердофазным спеканием смеси Ho_2O_3 , GeO_2 и H_3BO_3 . В системе обнаружены два соединения ($\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{V}_2\text{O}_5$ и $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{V}_2\text{O}_5$) с температурами плавления 1124 и 1184°C , соответственно.

В данном разрезе не обнаружены области несмешиваемости.

Литература

1. Болдарь И. А. Неорган. материалы, 1979, т. 15, 1008.

АГУ им. С. М. Кирова

Поступило 19.VI 1987

О. Э. Алиев, П. Г. Рустамов, Х. М. Аллахвердиев

$\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$ СИСТЕМИ

$\text{Ho}_2\text{GeO}_5\text{—V}_2\text{O}_5$ системи навада диференциал-термики ва рентген фаза анализ усуллари ilə tədqiq olunmuşdur. Nümunələr Ho_2O_3 , GeO_2 və H_3BO_3 qarışıqlarının bərk фаза реаксиялары nəticəsində alınmışdır.

Системдә ики бирләшмә $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3$ вә $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{B}_2\text{O}_3$ эмәлә кәлир ки, онлар да ујгун олараг 1124° вә 1184°C -дә әријирләр.

Тәдгиг едилән кәсикдә тәбәгәләшмә областы ашкар олунамашдыр.

O. A. Aliyev, P. G. Rustamov, X. M. Allahverdiev

$\text{Ho}_2\text{GeO}_6 - \text{B}_2\text{O}_3$ SYSTEM

Ho_2GeO_6 is examined in the air by means of differential-thermal and X-ray phase analyses. The spectra are received by means of solid phase mixing of Ho_2O_3 , GeO_2 and H_3BO_3 . In the system two compounds $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 2\text{B}_2\text{O}_3$ and $\text{Ho}_2\text{O}_3 \cdot \text{GeO}_2 \cdot 10\text{B}_2\text{O}_3$ are discovered with melting temperatures 1124 and 1184°C correspondingly. In a given cutting the areas of non-mixing are not discovered.

Ч. М. КАШКАЯ, Э. М. МУТАЛИБОВ

СРАВНИТЕЛЬНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ГЕЛИОТРОПА И МИРИКИТА

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Ш. Ф. Мехтевым)

Гелиотроп в минералогической литературе известен как разновидность халцедона, обладающая сочным зеленым цветом и украшенная кровяно-красными точками, пятнышками и тонкими прожилками. Эта минеральная разновидность из Тоданского месторождения гелиотропа в Азербайджане, используемая в качестве полудрагоценного камня, была подробно исследована в [3]. В процессе детальной разведки авторами данной статьи была обнаружена еще одна разновидность пятнистого халцедона, имеющая в полированном образце бархатно-серый цвет с такими же, как у гелиотропа, пурпурно-красными включениями. В справочной минералогической литературе такая разновидность практически не описана, лишь в [1] и [4] халцедон с таким внешним видом упоминается как мириakit. Отсутствие информации о мириките, не уступающем гелиотропу по своей красоте и декоративно-художественным качествам, натолкнуло авторов на его исследование.

Тоданское месторождение гелиотропа с проявлениями мириакита расположено в 300 м от одноименного селения (42 км к юго-западу от г. Кировабада). Скопления гелиотропа обнаруживаются участками в виде гнезд и линз вдоль разломов среди вулканогенных обломочных пород верхнего мела. В ассоциации с гелиотропом и мириakitом встречаются и другие разновидности халцедона — яшма, агат и др.

С целью выявления различий в характеристике гелиотропа и мириакита исследования этих минералов проводились параллельно. Были выполнены термические, ИК-спектрометрические, химические, спектральные и рентгенометрические анализы.

Одним из существенных отличий оказалось наличие органики в составе мириакита, чего нет (или почти нет) в гелиотропе. Органическая составляющая хорошо выражена на термограмме мириакита в виде пологого экзотермического эффекта с максимумом при 320°C . При этом весовая кривая и ДТГ одновременно показывают уменьшение веса (до 2%), что связано со сгоранием и улетучиванием органического вещества. На термограмме гелиотропа в основном проявляется небольшой эндотермический эффект при 570°C , характерный для кварца, который имеется также у мириакита.

Для того чтобы подтвердить наличие органики в составе мириакита, были сняты ИК-спектры. Минералы запрессовывались в виде таблеток в смеси с КВч и были сняты в интервале $700 - 4600 \text{ см}^{-1}$. Сопоставление ИК-спектров мириакита и гелиотропа показало, что основное различие проявляется для мириакита в виде интенсивных полос поглощения при 2840 и 2900 см^{-1} , которые обычно характерны для C—H-колебаний ме-

тиловых групп. Остальные полосы поглощения характерны для халцедона [2] и имеют незначительные различия.

Химические анализы гелиотропа и мириикита

Компоненты	SiO ₂	TiO ₂	Al ₂ O ₃	Fe ₂ O ₃	FeO	MnO	MgO	CaO	Na ₂ O	H ₂ O ^{-110°C}	П.п.п.	Σ
Гелиотроп	95,21	н/о	с/л.	1,50	1,46	н/о	сл.	0,37	0,12	0,72	0,89	100,27
Мириикит	95	н/о	0,8	1,50	н/о	н/о	0,6	0,18	0,16	—	1,88	100,12

Химические анализы гелиотропа и мириикита показывают, что содержание главных компонентов в них почти одинаково (таблица).

Заслуживающим внимание отличием химического состава является повышенное содержание летучих компонентов в мирииките (1,88 против 0,89 у гелиотропа), что, видимо, связано с органикой. Другое отличие состоит в наличии закисного железа в гелиотропе в количестве 1,46% и в отсутствии его в мирииките. По мнению исследователей [3] закисное железо может быть наиболее вероятной причиной зеленой пигментации основной массы гелиотропа.

Спектральные анализы вулканитов Тоданского агат-гелиотропового поля по результатам 126 образцов, выполненных в процессе разведочных работ, показывают, что ведущими элементами пород базальт-андезитовой субформации являются ванадий, медь, свинец, цинк. Кроме того, отмечается ряд примесей, присутствующих в составе вмещающих их вулканитов: марганец, магний, хром, никель, барий. Однако, в анализированных образцах не содержатся химические элементы, имеющие аномальное значение.

Твердость мириикита такая же, как у гелиотропа, и соответствует приблизительно 7 по шкале Мооса.

Дифрактограммы гелиотропа и мириикита практически не различимы, характерными линиями для обеих являются 4,25 (4); 3,35 (10); 2,455 (1); 2,276 (3); 2,122 (1); 1,817 (4); 1,542 (2), что не подтверждает связи органики с кремниевой основой.

Таким образом, минералогические, термические, химические и другие виды анализов позволяют считать мириикит разновидностью халцедона, содержащего органические компоненты, а его своеобразие и красота дают основание рекомендовать мириикит для использования в ювелирной промышленности.

Литература

1. Болдырев А. К., Черных В. В. Курс минералогии. — М.: ОНТИ, 1936, с. 280.
2. Болдырев А. И. Инфракрасные спектры минералов. — М.: Недра, 1976.
3. Кашкай М. А., Муталибов Э. М. О гелиотропе в Азербайджане. — Изв. АН АзССР. Сер. геол.-географ. наук, 1970, № 2.
4. Куликов Б. Ф. Словарь камней-самоцветов. — Л.: Недра, 1982, с. 86.

Институт геологии АН АзССР

Поступило 8.IV 1987

Ч. М. Гашгај, Е. М. Мүтәллибов

ГЕЛИОТРОП ВӘ МИРИКТИН МУГАЈИСӘЛИ ХАРАКТЕРИСТИКАСЫ

Мәгаләдә мүүллифләр тәрәфиндән халседон минералының ән надир тапылан нөвләриндән бири олан мириикит минералына һәср олуи мушдур. Мириикит минералы Шаум-җан районунун Тодан кәндиндә гелиотроп минералы илә бир паракенидә әмәлә кәлмиш вә орада интишар тапылмышдыр. Бу минерал гелиотроп минералындан фәргли оларак онун боз сәтһи үзәриндә гырмызы ган рәнкиндә дәнәләринин олмасыдыр. Дикәр тәрәфдән апарылан тәдгигатлар нәтижәсиндә онда органикән галыгларын тапылмасыдыр ки, бу да онун дәгиг јашыны тәјин етмәсинә имкән јарадыр. Бу јекәнә минерал тапынты јарымгјәмәтли мәлүмат дашлары сырасына дахил олуб чилаландыгдан сонра тәкрар олунмајан бәдни декаратив көзәллији илә сәчијјәләнир. Бу чәһәт ондан зәркәрлик мәмулатларының һазырланмасында истифадә етмәјә имкән верир.

Ch. M. Kashkai, E. M. Mutalibov

THE COMPARATIVE CHARACTERISTICS OF HELIOTROPE AND MIRIKITE

The varieties of chalcedony—heliotrope and mirikite from Todan deposit of Azerbaijan are investigated. These varieties are characterized by bright red spots and differ by the colour of background: green—heliotrope and grey—mirikite. The thermic, IR-spectrometric and chemical analyses show the presence of organic components in mirikite composition. It is suggested to utilize mirikite and heliotrope as well as semi-precious stones.

Т. М. АГАЕВ, чл.-корр. АН АзССР Ш. К. ТАГНЕВ

**СИНТЕЗ АСПАРАГИНОВОЙ КИСЛОТЫ В МИТОХОНДРИЯХ
ТЕМЕННОЙ И ДВИГАТЕЛЬНОЙ ОБЛАСТЕЙ КОРЫ ГОЛОВНОГО
МОЗГА И МОЗЖЕЧКЕ СОБАК В ПЕРИОД РАННЕГО
ПОСТНАТАЛЬНОГО РАЗВИТИЯ**

Трансаминазная группа ферментов локализована в митохондриях и играет существенную роль в анболитических и катаболитических процессах, интегрирующих пути азотистого обмена.

А. Е. Браунштейном [1, 2] было выдвинуто положение о том, что система дикарбоновых аминокислот (глутаминовой—ГК и аспарагиновой—АсК), обладающая наибольшим числом перекрестных связей на путях азотистого обмена, является одной из центральных интегрирующих систем клеточного метаболизма. Обмен α -кетоглутарата и щавелевоуксусной кислоты (ЩУК), являющихся промежуточными продуктами лимонного цикла, тесно связан с обменом ГК и АсК. Поэтому в задачу настоящего исследования входило изучить синтез АсК в митохондриях двигательной и теменной областей коры головного мозга и мозжечке собак в период раннего постнатального развития путем прямого восстановительного аминирования ЩУК с аммонийхлоридом и переаминирования ГК с ЩУК.

Исследовали двигательную и теменную области коры головного мозга и мозжечка щенков одного пола (самцы) 1,12—16—45- и 90-дневного возраста. Изучались процессы восстановительного аминирования и переаминирования в митохондриях по методу Браунштейна [2]. Митохондрии выделяли 0,32 М сахарозой методом дифференциального центрифугирования [3]. Разделение АсК проводилось методом высоковольтного электрофореза [4]. Цифровой материал обработан статистически.

Результаты проведенных исследований (таблица) показывают, что в первый день после рождения синтез АсК путем прямого восстановительного аминирования в митохондриях теменной, двигательной областей коры головного мозга и мозжечке не различается и составляет соответственно 0,52; 0,48 и 0,43 мкмоль на массу митохондрий, выделенных из 1 г свежей ткани. Начиная с первого дня рождения до 12—16-го дня постнатального развития синтез АсК достоверно повышается в митохондриях двигательной области коры и мозжечка собак, а в теменной области коры наблюдаемые повышения незначительны.

Синтез АсК в период с 12—16-го до 45-го дня постнатального развития наиболее интенсивен в митохондриях теменной области коры, затем в двигательной области и мозжечке собак. В митохондриях теменной и двигательной областей коры и мозжечка собак он увеличивается соответственно в 1,63; 1,34 и 1,34 раза и достигает своей максимальной величины.

В последующем этапе постнатального развития до трехмесячного возраста синтез АсК в митохондриях теменной и двигательной областей

коры и мозжечка собак не изменяется и остается на уровне 45-го дня развития путем восстановительного аминирования.

По-видимому, в этот период в митохондриях исследованных образований мозга АсК более интенсивно переаминируется с α -летоглутаровой кислотой и легко превращается в ГК, о чем свидетельствует более высокий синтез ГК в этот период [5]. При этом содержание α -кетоглута-

Синтез аспарагиновой кислоты путем восстановительного аминирования и переаминирования в митохондриях разных областей коры головного мозга и мозжечка собак в период постнатального онтогенеза (мкмоль АсК на массу митохондрий, выделенных из 1 г свежей ткани за 1 час при 37 °С; $M \pm m$; $n = 5$)

Возраст животных (дни)	Восстановительное аминирование			Переаминирование		
	Щавелевоуксусная кислота (ЩУК)+NH ₄ Cl			Глутаминовая кислота+ЩУК		
	Теменная кора	Двигательная кора	Мозжечок	Теменная кора	Двигательная кора	Мозжечок
1-й	0,52±0,05	0,48±0,04	0,43±0,01	0,65±0,03	0,58±0,02	0,51±0,05
12—16-й	0,60±0,04 <i>p</i> >0,5	0,65±0,02 <0,05	0,61±0,04 <0,02	0,91±0,02 <0,05	0,85±0,03 <0,05	0,78±0,05 <0,05
45-й	0,98±0,03 <i>p</i> <0,001	0,87±0,02 <0,001	0,80±0,04 <0,001	0,95±0,06 <0,05	0,91±0,03 <0,001	0,80±0,04 <0,001
90-й	0,95±0,07 <i>p</i> <0,01	0,90±0,03 <0,001	0,85±0,02 <0,001	1,01±0,04 <0,01	1,20±0,03 <0,001	0,96±0,04 <0,01

Примечание: *p* — достоверность различий по сравнению с данными для однодневных животных.

ровой кислоты снижается [6]. Согласно [7] добавление АсК к α -кетоглутаровой кислоте вызывает заметное снижение содержания АсК и повышение содержания ГК, что согласуется с полученными данными.

Подавляющий эффект α -кетоглутаровой кислоты и ЩУК, являющихся продуктами реакции деаминирования ГК и АсК мозговой ткани, связан с их аллостерическим действием на процессы окислительного деаминирования [7.] И так, α -кетоглутаровая кислота приводит к увеличению содержания ГК, а вместе с ЩУК вызывает возрастание количества АсК, при этом в первом случае уменьшается количество АсК, во втором — ГК. Эти сдвиги в содержании аминокислот объясняются переаминированием добавленных кетокислот с эндогенными α -аминокислотами, в результате чего наблюдается увеличение содержания одних и уменьшение других аминокислот.

Синтез АсК путем переаминирования ГК с ЩУК в первый день после рождения в митохондриях теменной и двигательной областей коры и мозжечка собак превалирует над путем прямого восстановительного аминирования ЩУК с аммонийхлоридом. Эта закономерность сохраняется до 12—16-го дня постнатального развития.

День прозревания (12—16-й день постнатального развития) характеризуется интенсивным синтезом АсК в митохондриях теменной и двигательной областей коры головного мозга. Такая же закономерность отмечалась в митохондриях мозжечка, но в меньшей степени, чем в корковых областях коры головного мозга собак. Начиная с 12—16-го дня

до 45-го дня постнатальной жизни щенков синтез АсК практически не изменяется и остается на уровне 12—16-го дня развития в митохондриях теменной и двигательной областей коры головного мозга и мозжечка.

В отличие от синтеза путем прямого восстановительного аминирования синтез путем переаминирования АсК достоверно увеличивается в трехмесячном возрасте в митохондриях двигательной области коры головного мозга и мозжечка собак по сравнению с 45-м днем постнатальной жизни щенков, а в теменной области коры наблюдаемые сдвиги статистически недостоверны.

Полученные данные синтеза АсК путем прямого восстановительного аминирования с переаминированием в митохондриях исследованных образований мозга почти не различаются. Эта закономерность в трехмесячном возрасте сохраняется в теменной коре, а в митохондриях двигательной коры и мозжечка процессы переаминирования ЩУК преобладают над путем прямого восстановительного аминирования ЩУК с аммонийхлоридом.

Таким образом, на раннем этапе постнатального онтогенеза ГК в митохондриях исследованных образований головного мозга, в частности, в двигательной коре и мозжечке, участвует в более интенсивном образовании АсК.

Литература

1. Браунштейн А. Е. На путях к познанию реакции и ферментов переноса аминогрупп/ III биохим. съезд: Докл. на пленарном заседании (Рига, 14 окт. 1974 г.). — М., 1974.
2. Браунштейн А. Е. Биохимия аминокислотного обмена. — М., 1949.
3. De Robertis E.—Science, 1967, 156, 3777, p. 907.
4. Козлов Э. А., Алиев Т. В.—Укр. биохим. ж., 1972, т. 44, № 2, с. 263—267.
5. Т. Агаев Т. М.—Symposium neuroontogenetium quartum.—Praga, 1985, p. 3.
6. Туршян Г. А. Вopr. биохимии мозга, 1966, 2, с. 91—94.
7. Геворкян Ж. С., Оганесян А. С.—Биол. ж. Армении, 1969, XXII, 2, 16.

Институт физиологии АН АзССР

Поступило 26.1.1987

Т. М. Агаев, Ш. К. Тагыев.

ЕРКЭН ПОСТНАТАЛ ИНКИШАФ ДӨВРҮНДЭ ИТИН БЕЖИН ГАБЫҒЫНЫН ТЭПЭ ВЭ ҺЭРЭКИ НАҒИЈЭЛЭРИНДЭ ВЭ ЕЛЭЧЭ ДЭ БЕЖИНЧИК МИТОХОНДРИЈАСЫНДА АСПАРАКИН ТУРШУСУНУН СИНТЕЗИ

Мүэјјән олунмушдур ки, бејинин бүтүн тэдгиг олунан төрәмэләриндә инкишафын еркән постнатал дөврүндә бәрпаедичи аминләшмә јолу илә аспаракин туршусунун (АсТ) синтези јүксәләрәк өзүнүн максимал сәвијјәдә күчүкләрин үч ајлыгында чатыр. Белә бир ганунаујғунлуг тәкратаминләшмә јолу илә глутамин туршусу (ГТ) илә оксалат сиркә туршусу (ОСТ) АсТ-нун синтезиндә дә мүшәһидә олунур. АсТ-нун даһа интенсив синтези бејин габығынын һәрәки, тәпә пәјлары вә бејинчијин митохондријасында инкишафын 12—16-чы күнүндән 45-чи күнүнә гәдәр, ОСТ вә ГТ-дан тәкратаминләшмә јолу илә синтези илә доғуландан сонрақы инкишафын 12—16-чы күнүнә гәдәр мүшәһидә олунур.

T. M. Agaev, Sh. K. Tagiev

ASPARTIC ACID SYNTHESIS IN MITOCHONDRIA OF THE PARIETAL AND MOTOR CORTEX AREAS AND CEREBELLUM DURING EARLY POSTNATAL DEVELOPMENT IN DOGS

It is established that at the early period of postnatal development in the mitochondria of all the studied brain fractions aspartic acid (AsA) synthesis by recovery amina-

tion increases and reaches its maximum value at the age of 3 months. The same regularity is observed during AsA synthesis by glutamic acid (GA) reamination with OAA. It is revealed that AsA synthesis in the parietal and motor cortex and cerebellum mitochondria in the most intensive one from the 12—16th till 45th day of development, and by GA reamination with OAA—from the moment of birth till the 12—16th day of development.

Р. С. МЕЛИКОВ

КАСПИИ — ВОИНЫ И КОРАБЛЕСТРОИТЕЛИ

(на основе арамейских источников)

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Э. М. Буниятовым)

Каспиев, которые в древности обитали на территории Азербайджана (в низовьях р. Куры и на побережье Каспийского моря), знают как из античных, так и древневосточных источников. Наиболее раннее упоминание о них имеется в арамейских документах с острова Элефантина. Упоминание о каспиях в этих документах, относящихся к V в. до н. э., представляет большой научный интерес. Остров Элефантина, расположенный в верхнем течении Нила, на крайнем юге Египта, является пограничной заставой, форпостом египтян, а впоследствии и персов. К V в. до н. э. здесь располагалось достаточно большое поселение военных колонистов различных племен и народностей Ахеменидской державы. Документы здесь, как и на большей части державы Ахеменидов, велись на арамейском языке. Большинство из найденных документов — купчие, дарственные, брачные контракты; на некоторых папирусах сохранились целые буллы — глиняные печати.

Впервые арамейские папирусы были введены в научный оборот А. Сэйсом и А. Коули в 1906 г. [6]. Затем немецкими археологами производившими раскопки на Элефантине в 1907—1908 гг., было найдено около 100 папирусов, опубликованных Э. Захау [12, 13]. В 1915 г. некоторые из арамейских папирусов, изданных А. Сэйсом и А. Коули, а также Э. Захау, были переведены на русский язык и изданы И. М. Волковым [1].

Все арамейские папирусы, обнаруженные до 1923 г., собраны в книге А. Коули [7], там же дана подробная библиография. Часть этих текстов включена в сборник арамейских текстов персидского времени, изданный Б. Портнером [11]. 106 арамейских папирусов даны в переводе П. Грело [8], содержащем также обстоятельное исследование текстов.

В 1953 г. Э. Крэлинг издал 17 новых папирусов [10], которые происходят из той же военной колонии на Элефантине (они еще в 1893 г. были приобретены известным египетологом Вилбуром, но об этой находке никто не знал, пока в 1947 г. папирусы не поступили в Бруклинский музей). В книге Крэлинга даны тщательный перевод и подробное исследование этих папирусов. Часть текстов, изданных А. Коули и Э. Крэлингом, вошла в сборник арамейских текстов Б. Портена и Дж. Гриффилда [9], особенно ценный тем, что в нем помимо транскрипции тексты даны и собственно арамейским письмом.

В элефантинских папирусах каспии в основном фигурируют как свидетели. В конце каждого папируса, являющегося официальным документом, стоит несколько имен (вероятно, таково было юридическое предписание) свидетелей (от 2 до 8 человек). Так, в папирусе Коули 5, дати-

руемом 12 сентября 417 г. до н. э., в роли свидетелей выступают Шатибарзана, сын Атарли, и Инбулия, сын Дарга [9, 4—5]. В папирусе же Коули 13 от 18 ноября 446 г. до н. э. свидетелями выступали другие сыновья названных лиц: Ва/.../ (к сожалению, окончание этого имени стерто), сын Атарли — «каспий», свидетель Барбарни, сын Дарги — «местный каспий» [9, 14—17]. В общем, в элефантинских папирусах каспии прослеживаются с 471 по 402 г. до н. э., т. е. на протяжении 70 лет.

Большой научный интерес представляет арамейский контракт из Элефантины о продаже дома, принадлежащего «каспию» Багазушту и его жене-«каспийке» по имени Убил (в том же документе имеются варианты этого имени: Вабил, Яабил: — Р. М.), тем более что в текстах Сэйса — Коули и Захау документов о продаже домов нет. Однако бруклинский текст Крэлинга отражает все частности заключения такой сделки [10, 154—157].

В папирусе, датированном 14 сентября 437 г. до н. э., отражена продажа Багазуштой и его женой Убил своего дома Анании, сыну Азарии, служителю бога Яхве. Дом был оценен в 1 карш 4 сикля серебра. В папирусе дается точное описание местоположения дома. Новому владельцу гарантировалось владение домом и защита от будущих судебных преследований со стороны первоначального собственника и его детей, точно так же и последующему владельцу, которому новый пожелал бы продать или передать этот дом.

Багазушта и Убил упоминают бывшего владельца этого дома — Иппулиа, сына Мисдан, «который в Элефантине-крепости», также, «каспия», видимо, продавшего дом и перебравшегося поближе к месту службы — в крепость. В конце документа перечислены имена 4 свидетелей, среди которых два «каспия»: свидетель Хайхе, сын Атарли, каспий, и Беф Вайавабил, каспий.

Термин «kspī» («каспий») А. Коурли переводит как «серебряных дел мастер». Э. Крэлинг считает, что наемники, находившиеся в пограничном месте, подобном элефантинскому форпосту, требовали лиц для контроля финансов. Но в своем переводе он употребляет выражение «серебряных дел мастер», обобщающее, как он считает, функцию контролера денег. Однако все современные исследователи, такие, как Портен [9, 14, 40 сл.], Дандамаев и Луконин [4, 195, 208, сл.], переводят термин «kspī» («каспий») как этническое название. Действительно, при перечислении свидетелей в конце каждого папируса указывается их этническая принадлежность, поэтому странно было бы вдруг увидеть среди них «серебряных дел мастер». Тем более что среди каспиев есть и женщина Убил — «kspiri» («каспийка»), о которой, как и о ее муже Багазуште, в папирусе сказано, что она «каспийка из Сены (Ассуана. — Р. М.) из отряда Нимасу» [10, 154]. К тому же в одном из папирусов встречаются рядом «каспий» и «местный каспий». И, наконец, во всех античных источниках (у Геродота, Ктесия, Страбона и др.) термин «каспий» употребляется исключительно как этническое название.

Назовем имена каспиев, обнаруженных в элефантинских папирусах: Атарли, Багазушта, Базу, Барбарни, Беф Вайавабил, Ва/.../, Дарга (Дарги), Инбулия, Иппулиа, Мисдан, Пуллиан, Убил (Вабил, Яабил), Хейхе, Шатибара, Шатибарзана*. Некоторые из перечисленных имен,

* Об этимологии этих имен см., например, [10, 2, 3].

бесспорно, иранские, остальные же исследователями определяются как вавилонские и даже египетские. Интересно, что в одной семье встречаются иранские и неиранские мена. Например, сыновья Атарли — Шатибарзана и Хайхе, сыновья Дарги — Ибулифа и Барбари.

К вавилонским относятся имена Убил (Вабил, Фабил), Ибулифа, Инпулиа; к северо-западноиранским (мидийским) — Багазушта, Базу, Мисдан, Шатибара, Шатибарзана; к египетским — Хайхе. У остальных имен спорная или неясная этимология, так, Атарли относят к вавилонским именам, однако, возможно, и Атарли из др. -иран. atar-, atarš — «огонь».

Весьма интересным является имя Барбари, которое можно связать с наименованием владения Бит-Барбари из ассирийского списка, мидийских территорий 713 г. до н. э. Область Бит-Барбари известна в районах к западу от Мидии еще в надписи Шильхак — Иншушинака XII в. до н. э. [3, 321]. Исходя из этого, можно предположить местное происхождение имени Барбари.

Интересными являются также северо-западноиранские имена Шатибара и Шатибарзана. Первая часть этих имен šatli- характерна для древних северо-западноиранских языков, да и носители средне- и новоперсидских средневековых имен с šat > sad, как правило жители Западного Ирана. Šatli- засвидетельствовано также в именах Северного Причерноморья. Как раз оттуда происходит значительная часть имен, совпадающих с северо-западноиранскими и неизвестных в других частях иранского мира. В основном это царские имена, например Ραδασι'αδης < Fratamasati, satli- также достоверно определяется и в асир. Pirišali (820 г. до н. э., правитель к северо-западу от Мидии) Pirišali — (ср. перс. Pirsād и Pali σ'αδης из Северного Причерноморья) [2, 304—305].

В 1931 г. Эме-Жироу издал 112 папирусов, которые были найдены во время раскопок в Саккаре (Мемфисе) [5]. Большинство папирусов из этого собрания, по мнению издателя, являются частями «дневника» государственного арсенала по сооружению и ремонту военных кораблей. В текстах часто встречаются египетские и персидские даты, но ни один царь не упомянут по имени, и поэтому точное время их написания установить трудно, но, по-видимому, они относятся к V в. до н. э. В Мемфисе находился арсенал по сооружению военных кораблей, в котором работало множество мастеров со всех концов Ахеменидской державы: вавилоняне, сидоняне, иудеи, моавитяне, персы, хорезмийцы, мидяне, а также каспины [5, 58—62]. То, что каспины находились в Мемфисе в качестве кораблестроителей, является важным для понимания того, почему море, у которого они жили, было названо именно Каспийским. Виолне вероятно, что каспины, жившие на побережье Каспийского моря и бывшие, как мы видим из мемфисских папирусов, искусными кораблестроителями, были не менее искусными и опытными мореходами.

Таким образом, мы наблюдаем каспиев по арамейским документам из Египта с начала второй трети и до конца V в. до н. э. Из них мы узнаем, что каспины играли важную роль в жизни Ахеменидской державы. Ахеменидские цари использовали каспиев при наборе своего войска, в качестве военных колонистов на Элефантине и кораблестроителей в Мемфисе.

Литература

1. Волков И. М. Арамейские документы иудейской колонии на Элефантине V века до Р. Х. — М., 1915.
2. Грантовский Э. А. О распространении иранских племен на территории Ирана. — В сб.: История Иранского государства и культуры. М., 1971.
3. Грантовский Э. А. Ранняя история иранских племен Передней Азии. — М., 1970.
4. Дандамаев М. А., Кукониш В. Р. Культура и экономика Древнего Ирана. — М., 1980.
5. Atmid-Giron M. N. Texte araméens d'Égypte. — Le Caire, 1931.
6. Aramatic Papyri discovered at Assuan/Ed. by A. H. Sayce with collaboration of A. E. Cowley. — London, 1906.
7. Cowley A. E. Aramatic Papyri of Fifth Century B. C. — Oxford, 1923.
8. Grietlot P. Documents araméens d'Égypte. — Paris, 1972.
9. Jews of Elephantine and Arameans of Syene: Aramatic texts with translation/Ed. by Bezalel Porten in collaboration with Jonas C. Greenfield. — Jerusalem, 1980.
10. Kræting E. G. The Brooklyn Museum Aramatic Papyri. New Documents of the Fifth Century B. C. from Jewish Colony at Elephantine. — New Haven, 1953.
11. Porten B. Jews of Elephantine and Arameans of Syene: Aramatic texts with translation. — Jerusalem, 1974.
12. Sachau E. Aramaische Papyrius und Ostraka aus einer jüdischen Militärkolonie zu Elephantine. — Leipzig—1911.
13. Sachau E. Drei aramaische Papyruskunden aus Elephantine, 1907.

Институт истории АН АзССР

Поступило 13. III 1986

Р. С. Мәликов

КАСПИЯЛОР ДӨЛҮШҮЧҮ ВӘ КӘМИГАҖЫРАНЛАРДЫР

(Арамеј мәһбәләри әсәһиндә)

Бу мәһбәләдә мөәллиф Мисирдә ашкар олуи муш арамеј мәһбәләри әсәһиндә каспиляр һаггында мә'лумат верир. Бу мәһбәләрдән мә'лум олур ки, гәдимдә Азәрбајҗан ғраһисиндә јашамаш каспиляр Әһәмәниләр доврүндә (мәһз е. в. V әсрдә) оиларын гошуларында гуллуғ етмин, Елефантинладаки муздлуларын вә Иран доһамәһини Мемфисдәки кәмигаҗыранлары сырасында олмушлар.

R. S. Melikov

CASPIANS—WARRIORS AND SHIPBUILDERS (on the ground of the Aramatic texts)

In this article on the ground of the Aramatic texts from Egypt author given us fact about the Caspians. From the sources we learn that the Caspians, who in the ancient period lived on the territory of Azerbaijan, served in Achaemenians Army (exactly in the fifth century B. C.), were the mercenaries in Elephantine and were among the shipbuilders of the Persian Navy in Memphis.

МҮНДЭРИЧАТ

Рижазијат

Н. Э. Рустамов. Каноник системлэрин аднабатик инвариантлары наггында 3
М. Ч. Мэрданов. Кечикэн аргументли мэдудийјэти олан системлэрдэ опти-
 маллыг үчүн икинчи тэртиб зэрури шэртлэр 7
Г. М. Эмирэлијев. Күчлү диссипасија һэдди өлан квазикхэтти далга тэнлији
 үчүн замана көрә периодик мәсэлэнини эдәди һәлли 12

Техники кибернетика

М. Ч. Мәммәдов, Ф. Т. Әһмәдов. Елементлэрин үмуми системә сәрбәст гар-
 шылыглы тә'сир шәклиндә композисијасы 16

Рижази гидродинамика

Ә. М. Мурадов, З. Ә. Рәчәбов. Боруда реал мајелэрин гәрарлашмамыш һәрә-
 кетинини Лоран чеврилмәси васитәсилә һесабы 20

Жарымкечиричилэр физикасы

*А. Ш. Мехдијев, Г. А. Галәндәрров, Т. Ә. Мехдијев, Р. Б. Рустамов, А. һ. һә-
 сәнов, Т. И. Әлијев.* $PbSe_{1-x}Te_x$ монокристалында пјезомүгавимәт еффекти 25
*М. һ. Шахтахински, Ә. И. Мәммәдов, М. Ә. Гурбанов, М. Ә. Рамазанов, Х. Ә.
 Садыхов.* Композисијаларын пјезоелектрик хассәсинә сегнетоелектрик һиссәчиклә-
 рини кечиричилијинини тә'сир 28

Магнит һадисэлэринини физикасы

К. М. Султанов, Ш. А. Гулијев, Н. Г. Абдуллајев. Асперомагнитлэрдә маг-
 нонларын вә фононларын гаршылыглы тә'сиринә даир 32

Системини магнит хассэлэри

Л. М. Вәлијев, Р. З. Садыхов, Ә. Л. Намазов. $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ системинини маг-
 нит хассэлэри 37

Диелектриклэр физикасы

Ј. һ. Раһимов, Ш. В. Мәммәдов, С. А. Абасов, В. А. Әләкбәрров. Гүввәтли
 электрик саһәсинини тә'сири алтында полнетиленини дағылмасынын молекулјар ме-
 ханизми 40
Ч. М. Чуварлы, П. В. Леонов, һ. З. Әлијев. SF_6 газында јаранан электрик
 бошалмасы тә'сиринә мә'руз галан полимер өртүклэрин импулс электрик мөһ-
 кәмлији вә бошалма каналынын кенишләnmәсинини енержи анализи 44

Теоретик физика

Б. Ә. Рәчәбов. $SO(p,a)$ группларынын сферик функцијалары I. Зонал функ-
 сијалар 48

Физики кимја

*Х. С. Мәммәдов, Д. М. Гәнбәрров, Н. һ. Раһимов, Ф. М. Иманов, Р. М. Шам-
 халов.* Сеолитлэрини кристаллашма кинетикасынын бә'зи хусусијәтлэри наггында 53
*Н. М. һасәнгулијев, Х. Т. Гәһрәманова, Е. Б. Шәрифова, Ф. А. Зејналова,
 З. һ. Зүлфугаров.* Карбоһидроген тәркибли хаммалын пиролизини просесиндә сеолит
 тәркибли катализаторларын каталитик вә турш хассэлэринини тәдгиги 58

Гејри-үзви кимја

О. Ә. Әлијев, П. һ. Рустамов, Х. М. Аллаһвердијев. $NO_2CeO_5-V_2O_3$ системи 64

Минералокија

Ч. М. Гашигај, Е. М. Мүтәллибов. Гелиотроп вә мирикетини мүгајисәли харак-
 теристикасы 67

Биокимја

Т. М. Агајев. Еркән постнатал инкишаф дөврүндә итин бејини габыгынын тәпә
 вә һәрәки наһијјэлэриндә вә еләчә дә бејинчик митохондриясында аспаракин тур-
 шусунун синтези 70.

Гәдим тарих

Р. С. Мәликов. Каспилэр дөјүшчү вә кәмигајыранлардыр 74

СОДЕРЖАНИЕ

Математика

Н. А. Рустамов. Об аднабатических инвариантах канонических систем 3
М. Дж. Марданов. Необходимые условия оптимальности второго порядка в
 системах с запаздываниями при наличии ограничений 7
Г. М. Амиралиев. Численное решение периодической по времени задачи ква-
 зилинейного волнового уравнения с сильной диссипацией 12

Техническая кибернетика

М. Д. Мамедов, Ф. Т. Ахмедов. Композиция элементов в общую систему
 при произвольном виде взаимовлияния 16

Математическая гидродинамика

А. М. Мурадов, З. А. Раджабов. Расчет неустановившегося движения реаль-
 ной жидкости в трубах с использованием преобразования Лорана 20

Физика полупроводников

*А. Ш. Мехтиев, Г. А. Галандаров, Т. Э. Мехтиев, Р. Б. Рустамов, А. Г. Га-
 санов, Т. И. Алиев.* Эффект пьезосопротивления монокристаллов 25
*М. Г. Шахтахинский, А. И. Мамедов, М. А. Курбанов, М. А. Рамазанов,
 Х. А. Садыгов.* Влияние электропроводности сегнетоэлектрических частиц на пьезо-
 электрические свойства композитов 28

Физика магнитных явлений

К. М. Султанов, Ш. А. Кулиев, Н. Г. Абдуллаев. О взаимодействии магненов
 и фанонов в асперомагнетиках 32
Л. М. Велиев, Р. З. Садыхов, А. Д. Намазов. Магнитные свойства системы
 $Zn_{1-x}Co_xCr_2S_4$ 37

Физика диелектриков

Я. Г. Рагимов, Ш. В. Мамедов, С. А. Абасов, В. А. Алекперов. Молекуляр-
 ный механизм разрушения полиэтилена под действием сильного электрического
 поля 40
Ч. М. Джуварлы, П. В. Леонов, А. З. Алиева. Импульсная электрическая
 прочность и энергетический анализ расширения канала пробоя полимерных пле-
 нок при обработке их разрядом в SF_6 (II) 44

Теоретическая физика

Б. А. Раджабов. Сферические функции на группах $SO(p, q)$. I. Зональные
 функции 48

Физическая химия

Х. С. Мамедов, Д. М. Ганбаров, Н. Г. Рагимов, Ф. М. Иманов, Р. М. Шамхалов. О некоторых особенностях кинетики кристаллизации цеолитов 53

Физическая химия

Н. М. Гасангулиева, Х. Т. Кахраманова, Э. Б. Шарифова, Ф. А. Зейналова, З. Г. Зульфугаров. Исследование каталитических и кислотных свойств цеолитосодержащих катализаторов пиролиза углеводородного сырья 58

Неорганическая химия

О. А. Алиев, П. Г. Рустамов, Х. М. Аллахвердиев. Система $H_2GeO_5 - V_2O_5$ 64

Минералогия

Ч. М. Кашкай, Э. М. Муталлибов. Сравнительная характеристика геллотропа и мирикита 67

Биохимия

Т. М. Агаев, Ш. К. Тагиев. Синтез аспарагиновой кислоты в митохондриях теменной и двигательной областей коры головного мозга и мозжечке собак в период раннего постнатального развития 70

Древняя история

Р. С. Меликов. Каспий—воины и кораблестроители 74

9. Текст статьи печатается на белой бумаге через два интервала на одной стороне листа стандартного размера, с полями с левой стороны (не более 28 строк на одной странице по 58—60 знаков в строке). В тексте нельзя делать рукописные вставки и вклейки.

Статьи, напечатанные на портативной машинке, не принимаются.

10. Текст статьи должен быть изложен кратко, тщательно отредактирован и подписан авторами в печать. В математических статьях желательно избегать доказательств теорем, лемм и т. п. При использовании в тексте сокращенных названий (кроме общепринятых) необходимо давать их расшифровку.

11. Математические и химические формулы и символы в тексте должны быть вписаны четко. Следует избегать громоздких обозначений, применяя, например, дробные показатели степени вместо радикалов, а также exp. Заномерованные формулы обязательно включаются в красную строку, номер формулы ставится у правого края строки. Желательно нумеровать лишь те формулы, на которые имеются ссылки. Подстрочные и надстрочные индексы и степени следует отмечать карандашом, дугами сверху и снизу:

$$R^n r_n$$

Греческие буквы нужно обводить (в кружок) красным карандашом. Буквы готического шрифта и рукописные в рукописях не использовать, векторные величины — подчеркивать черным, буквы латинского рукописного шрифта следует отметить на полях (например, Н рукоп.).

Во избежание ошибок следует четко обозначать прописные (заглавные) и строчные буквы латинского алфавита, имеющие сходное начертание (Ca; Kk; Pp; Oo; Ss; Uu; Vv; и т. д.), буквы I(i) и J(j) букву I и римскую единицу I, а также арабскую цифру 1 и римскую 1' (вертикальная черта), I и штрих в индексах, I (латинское эль) и e. Прописные буквы подчеркивают карандашом двумя черточками снизу (C), а строчные — сверху (c).

Следует избегать знаков типа ~ (волна), \odot , \oplus , \otimes , \square , \square , \diamond , ∇ , \wedge

(крышки) над и под буквами, а также знаков:

$$h \times \in \oint \oint, \oint, \varnothing$$

Латинские названия вписываются на машинке.

Слова «теорема», «лемма», «следствие», «определение», «замечание» и т. п. следует подчеркивать штриховой чертой, а текст утверждений типа теорема—волнистой чертой (исключая математические символы).

При выборе единиц измерения рекомендуется придерживаться международной системы единиц СИ.

12. При описании методики исследования следует ограничиваться оригинальной ее частью. При элементарном анализе приводить только усредненные данные.

13. Необходимо тщательно проверить написание местных географических названий.

14. Цитируемая литература проводится общим списком на отдельной странице: ссылки в тексте даются порядковым номером в круглых скобках над строкой (например, 1). Список литературы оформляется следующим образом:

для книг: инициалы и фамилии авторов, полное название книги, место и год издания;

для журнальных статей: инициалы и фамилия авторов, название журнала, номер том и номер выпуска, страница и год издания.

Ссылки на неопубликованные работы не допускаются.

15. Все статьи должны иметь резюме на английском языке, кроме того, статьи, написанные на русском и азербайджанском языках, должны иметь резюме на азербайджанском и на русском соответственно.

Публикация статьи в «Докладах» не препятствует напечатанию расширенного ее варианта в другом периодическом издании.

Сдано в набор 18. 04. 88. Подписано к печати 03. 08. 88. ФГ 00646. Формат 70×100¹/₁₆. Бумага типографская № 1. Гарнитура шрифта литературная. Печать высокая. Усл. печ. лист 6,50. Усл. кр.-отт. 6,50. Уч.-изд. лист 5,9. Тираж 560. Заказ 450. Цена 70 коп. .

Издательство «Элм».
370143 Баку-143, проспект Нариманова, 31, Академгородок, Главное здание
Государственный комитет Азербайджанской ССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
Производственное промышленное объединение по печати.
Типография «Красный Восток». Баку, ул. Ази Асланова, 80.

70 гэл.
коп.

Индекс
76355