ISSN 0002—3078

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫ

АКАДЕМИЯ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

МӘ'РУЗӘЛӘР
ДОКЛАДЫ

ТОМ X[illegible]V [illegible]

1979 • 11

УВАЖАЕМЫЙ ЧИТАТЕЛЬ !

Просмотрев издания, укажите номер читательского билета и код / категории читателя.

(Пример: 325/3Е1)

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫ
АКАДЕМИЯ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

МӘ'РУЗӘЛӘР
ДОКЛАДЫ

ТОМ XXXV ЧИЛД

№ 11

„ЕЛМ" НӘШРИЈЈАТЫ—ИЗДАТЕЛЬСТВО „ЭЛМ"
БАКЫ—1979—БАКУ

Адрес: г. Баку, Коммунистическая, 10. Редакция „Известий Академии наук Азербайджанской ССР"

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 517.456

МАТЕМАТИКА

Чл.-корр. АН Азерб. ССР Ф. Г. МАКСУДОВ, С. Ю. БАГИРОВА, А. Х. ШАМИЛОВ

О ГЛАДКОСТИ НЕКОТОРЫХ ФУНКЦИОНАЛОВ, ЗАДАВАЕМЫХ В НЕЯВНОМ ВИДЕ ОДНИМ ФУНКЦИОНАЛЬНЫМ УРАВНЕНИЕМ

Баллистическая задача [2, 3, 4] даже для самых простых обыкновенных дифференциальных уравнений в исключительных случаях решается в конечном виде, поскольку она связана с решением функционального уравнения

$$t = \frac{1}{v}\left\| x^* - \int_0^t (t-s)\,\varphi(s)\,ds \right\|, \tag{1}$$

где $\|x^*\| = \delta > 0$, $\|\cdot\|$—эвклидова норма n-мерного пространства R^n, $v > 0$—заданное число, φ — n-мерная вектор-функция.

В [2] применены некоторые приближенные методы к решению баллистической задачи и основываясь на факте о недифференцируемости функции $\|x\|$ при $x = 0$ высказано общее соображение о негладкости введенного в [2] оператора.

Вопрос о гладкости введенных в [2, 5] операторов баллистической задачи в конечном итоге зависит от того, является ли гладким функционал, определяемый уравнением (1).

В [6] доказана гладкость введенного в [4] и отличающегося от [2] оператора.

В предлагаемой статье с помощью некоторых результатов работы [6] устанавливается гладкость конкретных функционалов, определяемых как решение уравнения (1) относительно t. Полученные результаты, носящие самостоятельный интерес, в то же время, позволяют доказывать гладкость введенных в [2, 5] операторов на некотором множестве функций φ. Следует отметить, что использование операторов [2, 5] целесообразно в том случае, когда на первый план выдвигаются вопросы существования и единственности, а не вопросы приближенного решения (см. также [6]).

Теорема 1. *Пусть* $\overline{S}(\rho) = \{\varphi \in C[0, T] \,|\, \|\varphi\|_C - < \rho\}$ *и для заданных чисел* δ, v, T *и* ρ *выполняются неравенства*

$$0 < \delta < vT,\quad 0 < \rho < \min\left[\left(\frac{v}{T} - \frac{\delta}{T^2}\right),\ \frac{v}{2T}\right]. \tag{1.1}$$

Тогда уравнение (1) относительно t определяет сильно дифференцируемый при $\varphi \in \overline{S}(\rho)$ функционал t_φ со значениями из интервала (t_0, T_0), $t_0 = \delta\,[v - 2T\rho]\,[v(v - T\rho)]^{-1}$, $T_0 = \delta\,[v - T\rho]^{-1}$.

Доказательство. Возьмем $\varphi \in \overline{S}(\rho)$ и определим оператор A:

$$At = \frac{1}{v}\left\| x^\bullet - \int_0^t (t-s)\varphi(s)\,ds \right\|.$$

Так как в силу (1, 1) $0 < t_0 < T_0 < T$ и

$$At \leqslant \frac{1}{v}(\delta + T_0 T\rho) = \frac{1}{v}\left(\delta + \rho T \frac{\delta}{v - T\rho}\right) = T_0,$$

$$At \geqslant \frac{1}{v}(\delta - \rho T_0 T) = \frac{1}{v}\left(\delta - \rho T\frac{\delta}{v-T\rho}\right) = t_0,$$

следовательно A отображает (t_0, T_0) в себя. С другой стороны, для любых $t_1, t_2 \in (t_0, T_0)$

$$|At_2 - At_1| \leqslant \frac{1}{v}\left\| -\int_0^{t_2}(t_2-s)\varphi\,ds + \int_0^{t_1}(t_1-s)\varphi\,ds\right\| \leqslant$$

$$\leqslant \frac{T_0\rho}{v}|t_2-t_1|$$

и в силу (1, 1) $T_0\rho < T_0\cdot\frac{v}{2T} < T_0\cdot\frac{v}{2T_0} = \frac{v}{2} < v$.

Таким образом, A является сжимающим оператором. По принципу сжимающих отображений [1] уравнение (1) каждой $\varphi\in\overline{S}(\rho)$ сопоставляет число $t_\varphi \in (t_0,T_0)$, то есть определяет функционал t_φ. Из (1) следует:

$$|t_\varphi - t_\psi| \leqslant \frac{1}{v} \left\| -\int_0^{t_\varphi}(t_\varphi - s)\varphi(s)\,ds + \int_0^{t_\psi}(t_\psi - s)\psi(s)\,ds\right\| \leqslant$$

$$\leqslant \frac{1}{v}\left\|-\int_0^{t_\varphi}(t_\varphi-s)\varphi(s)\,ds + \int_0^{t_\psi}(t_\psi - s)\varphi\,ds\right\| + \frac{1}{v}\left\|\int_0^{t_\psi}(t_\psi-s)\psi(s)\,ds - \right.$$

$$\left. - \int_0^{t_\psi}(t_\psi - s)\varphi\,ds\right\| \leqslant \frac{1}{v} T_0\rho|t_\varphi - t_\psi| + \frac{1}{v} T_0^2\|\varphi-\psi\|_c$$

или

$$\left(1-\frac{T_0\rho}{v}\right)|t_\varphi - t_\psi| \leqslant \frac{1}{v} T_0^2\|\varphi-\psi\|_c.$$

Отсюда

$$|t_\varphi - t_\psi| \leqslant \alpha\|\varphi-\psi\|_c, \qquad (1, 2)$$

где

$$\alpha = \frac{1}{v} T_0^2\left(1-\frac{T_0\rho}{v}\right)^{-1}.$$

Если в неравенстве (1, 2) фиксировать $\psi\in\overline{S}(\rho)$, то полученное неравенство будет означать, что функционал t_φ непрерывен в точке ψ, $\psi\in\overline{S}(\rho)$.

Теперь, докажем дифференцируемость функционала в произвольной точке φ_0 из шара $\overline{S}(\rho)$. Пусть $\tau_0 = t_{\varphi_0}$, $\tau_0 \in (t_0, T_0)$.

При условиях теоремы 1 оператор

$$F(t,\varphi) = t - \frac{1}{v}\left\|x^\bullet - \int_0^t (t-s)\varphi(s)\,ds\right\|$$

дифференцируем в $\Omega = \{(t,\varphi) \mid t\in(t_0,T_0),\ \varphi\in\overline{S}(\rho)\}$ и для его дифференциала справедлива формула

$$F'(\tau_0,\varphi_0)\Delta u = \Delta t + \frac{z_0'}{v\|z_0\|}\left\{\left(\int_0^{\tau_0}\varphi_0(s)\,ds\right)\Delta t + \int_0^{\tau_0}(\tau_0 - s)\Delta\varphi\,ds\right\} \qquad (1, 3)$$

где $z_0 = x^\bullet - \int_0^{\tau_0}(\tau_0-s)\varphi_0(s)\,ds$, знак обозначает транспонирование $\Delta u = (\Delta t, \Delta\varphi)$, (см. [6]).

Так как $T_0\rho < v$, следовательно уравнение

$$\overline{t}_\varphi - \tau_0 = \frac{-z_0'}{v\|z_0\|}\left\{\left(\int_0^{\tau_0}\varphi_0(s)\,ds\right)(\overline{t}_\varphi - \tau_0) + \int_0^{\tau_0}(\tau_0 - s)(\varphi - \varphi_0)\,ds\right\} \qquad (1, 4)$$

относительно t_φ имеет единственное дифференцируемое по φ решение. С другой стороны, для любого решения t_φ уравнения (1) в силу (1, 3) справедливо соотношение

$$t_\varphi - \tau_0 = \frac{-z_0'}{v\|z_0\|}\left\{\left(\int_0^{\tau_0}\varphi_0(s)\,ds\right)(t_\varphi - \tau_0) + \int_0^{\tau_0}(\tau_0 - s)(\varphi - \varphi_0)\,ds\right\} +$$

$$+ O(|t_\varphi - \tau_0| + \|\varphi - \varphi_0\|_c). \qquad (1, 5)$$

Из (1, 4) и (1, 5) в силу неравенств $T_0\rho < v$ и (1, 2) следует

$$|t_\varphi - \overline{t}_\varphi| \leqslant O(\|\varphi - \varphi_0\|_c),$$

где $\frac{O(u)}{u} \to 0$ при $u \to 0$.

Из последнего неравенства вытекает дифференцируемость функционала t_φ, так как этим же свойством обладает и функционал $\overline{t}_\varphi$. Теорема доказана.

Замечание 1. Теорема 1, за исключением ее первой части о разрешимости уравнения (1), может рассматриваться как следствие известных теорем о неявных функциях [1].

Аналогично доказательству теоремы 1 доказывается и следующая

Теорема 2. *Пусть* $\overline{S}(\rho) = \{\varphi\in\overline{C}[0,T] \ \|\varphi\|_c < \rho\}$ *и для заданных чисел* δ, v, T *и* ρ *выполняются неравенства*

$$\sqrt{2\rho\delta} < v,\quad 2\delta\left[v + \sqrt{v^2 - 2\rho\delta}\right]^{-1} < T.$$

Тогда уравнение (1) относительно t *определяет сильно дифференцируемый при* $\varphi\in\overline{S}(\rho)$ *функционал* $t_\varphi^\bullet$ *со значениями из интервала* $(t_0^\bullet, T_0^\bullet)$,

$$t_0^\bullet = 2\delta\left[v+\sqrt{v^2+2\rho\delta}\right]^{-1},\ T_0^\bullet = 2\delta\left[v+v^2-2\rho\delta\right]^{-1}$$

Следующая теорема устанавливает гладкость заданного уравнением (1) функционала $\overline{\overline{t}}_\varphi$ на шаре $\overline{S}_1(\rho)$ из пространства суммируемых n-мерных вектор-функций $L_1[0,T]$ с нормой

$$\|\varphi\|_1 = \int_0^t \|\varphi(s)\|\,ds.$$

Теорема 3. *Пусть* $\overline{S}_1(\rho)=\{\varphi \ni L_1[0, T] \mid \|\varphi\|_1<\rho\}$ *и для заданных чисел* δ, v, T *и* ρ *выполняются неравенства*

$$\delta>0,\quad 0<\rho<\frac{v}{2},\ \delta[v-\rho]^{-1}<T.$$

Тогда заданный уравнением (1) функционал $\overline{t}_\varphi$ сильно дифференцируем при $\varphi\in\overline{S}_1(\rho)$ и его значения принадлежат интервалу $(\overline{t}_0, \overline{T}_0)$,

$$\overline{t}_0=\delta[v-2\rho][v(v-\rho)]^{-1},\quad \overline{T}_0=\delta[v-\rho]^{-1}.$$

Доказательство. При условиях теоремы 3 оператор A, введенный в теореме 1 для каждой функции $\varphi\in\overline{S}_1(\rho)$, отображает $(\overline{t}_0, \overline{T}_0)$ в себя и является сжимающим. Следовательно, уравнение (1) определяет функционал с областью определения $\overline{S}_1(\rho)$ и множеством значений $(\overline{t}_0, \overline{T}_0)$. С другой стороны, для любой точки $(\tau_0, \varphi_0)\in\Omega$, $\Omega=(\overline{t}_0, \overline{T}_0)\times\overline{S}_1(\rho)$ в силу (1, 3) существует $[F_t'(\tau_0, \varphi_0)]^{-1}$, причем $F_t'(t, \varphi)$ непрерывен в некоторой окрестности точки (τ_0, φ_0). Оператор $F(t\varphi)$ дифференцируем на множестве Ω [6]. Таким образом, выполняются все условия теоремы о неявных функциях и справедливость теоремы 3 следует из [1].

Замечание 2. Для производной t'_{φ_0} от функционала определяемого уравнением (1) при условиях каждой из теорем 1, 2, 3 справедлива формула

$$t'_{\varphi_0}h=-\left(1+\frac{z_0'}{v\|z_0\|}\int_0^{\tau_0}\varphi_0(s)\,ds\right)^{-1}\frac{z_0'}{v\|z_0\|}\int_0^{\tau_0}(\tau_0-s)\,h\,ds,$$

где $h\in\overline{C}[0, T]$ в теоремах 1, 2; $h\in L_1[0, T)$ в теореме 3.

Замечание 3. Теоремы, аналогичные теоремам 1, 2, 3, справедливы и для производных высших порядков от функционала t_φ.

Замечание 4. Результаты, аналогичные здесь полученным, справедливы и для функционала, заданного в неявном виде уравнением

$$t=\frac{1}{v}\left\|B(t)\left(x^*<\int_0^t(t-s)\varphi(s)\,ds\right\|\right.,$$

где $B(t)$—заданная $n\times n$ матрица, φ — n-мерная вектор-функция из некоторого множества функций.

Литература

1. Люстерник Л. А., Соболев В. И. Элементы функционального анализа. „Наука", 467—473, 1965. 2. Махмудов А. П. Дифференциальные уравнения, № 3, т. 12, 1976. 3. Niclborc W. Berichte Verhandl Sächich, Acad. der Wiss. zu Leipzig, Math. hus. kb. B. 82, 227—292, 1930. 4. Шамилов А. Х., ДАН Азерб. ССР", № 12, 1978. 5. Шамилов А. Х. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ-тех. и матем. наук", № 2, 1979. 6. Шамилов А. Х. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-тех. и матем. наук", 1979, № 5.

Институт математики и механики *Поступило 22. III 1979*

Ф. Г. Магсудов, С. Ј. Бағырова, А. Х. Шәмилов

БИР ФУНКСИОНАЛ ТӘНЛИКЛӘ ГЕЈРИ-АШКАР ВЕРИЛӘН БӘ'ЗИ ФУНКСИОНАЛЛАРЫН ҺАМАРЛЫҒЫ ҺАГГЫНДА

Мәгаләдә баллистик мәсәләнин һәллиндә мејдана чыхан бир функсионал тәнликлә гејри-ашкар верилән бә'зи функсионалларын һамарлығы мүәјјән едилмишдир.

Алынмыш нәтичәләр мүстәгил әһәмијјәт кәсб етмәклә јанашы мејл едән аргументли диференсиал тәнликләр үчүн гојулмуш баллистик мәсәләјә ујғун бир сыра операторларын һамарлығыны исбат етмәјә имкан верир.

F. G. Maksudov, S. Yu. Bagirova, A. Kh. Shamilov

ON SMOOTHNESS OF SOME FUNCTIONALS GIVEN IN A NON-OBVIOUS FORM BY ONE FUNCTIONAL EQUATION

Smoothness of some functionals given in a non-obvious form by one functional equation arising by investigation of a ballistic problem has been established.

The obtained results having an independent interest at the same time allow to prove the smoothness of operators corresponding to a ballistic problem for differential equations with deflecting argument.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ҸИЛД № 11 1979

УДК 517.946 МАТЕМАТИКА

А. Б. АКИМОВ

ПРИНЦИП ПРЕДЕЛЬНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ И ПАРЦИАЛЬНЫЕ УСЛОВИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ДЛЯ УРАВНЕНИЯ ГЕЛЬМГОЛЬЦА В n-МЕРНОМ СЛОЕ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. И. Гусейновым)

1. Многие физические задачи приводят к изучению краевой задачи для уравнения Гельмгольца в слое. Принципы предельного поглощения, предельной амплитуды и парциальные условия излучения А. Г. Свешникова для первой и второй краевой задач для уравнения Гельмгольца изучены в работах [1—3].

В данной работе изучены принцип предельного поглощения и парциальные условия изучения А. Г. Свешникова для уравнения Гельмгольца с общими краевыми условиями в n-мерном слое, а также поведение при $t\to+\infty$ решения соответствующей нестационарной задачи, из чего, в частности, следует принцип предельной амплитуды. В двумерном и трехмерном слое в резонансном случае указана скорость роста при $t\to+\infty$ решения нестационарной задачи. Результаты в двумерном слое были опубликованы в [4].

2. Пусть

$$\Pi=\{x:(x',\ x_{n+1}),\ x'=(x_1,\ x_2,\dots,\ x_n),\ -h<x_{n+1}<h,\ -\infty<x_j<+\infty,\ j=1,\ 2,\dots,\ n\}$$

есть слой в евклидовом пространстве R_{n+1}.

Рассмотрим следующую краевую задачу

$$(\Delta+\kappa^2)\,u(x,\ \kappa)=f(x) \tag{1}$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_{n+1}}+\alpha\kappa\right)u(x,\kappa)\big|_{x_{n+1}=\pm h}=0, \tag{2}$$

где Δ—оператор Лапласа, $f(x)$—финитная бесконечно дифференцируемая функция с носителем в Π, κ^2—вещественное число, α—комплексный параметр. Под решением задачи (1)—(2) будем понимать функцию $u(x,\kappa)$, удовлетворяющую уравнению (1) и краевым условиям (2) в смысле обобщенных функций [5—6]. Пусть теперь в (1)—(2) $\operatorname{Im}\kappa^2\neq0$.

Определение. Ограниченное в Π решение

$$(\Delta+\kappa^2)\,G(x,\ y,\ \kappa)=\delta(x-y)$$

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_{n+1}}+\alpha\kappa\right)G\big|_{x_{n+1}=\pm h}=0$$

будем называть функцией Грина задачи (1)—(2), где $x,\ y\in\Pi$, $\delta(x)$—функция Дирака.

Имеет место следующая

Теорема 1. *Функция Грина задачи (1)—(2) ($\alpha\neq i$ при $n=1,\ 2$) является аналитической функцией от κ, за исключением счетного числа точек $\kappa=\frac{\pi l}{2h}$, являющихся точками ветвления, $\kappa=\frac{i\pi l}{2h\alpha}$ ($l=0,\ \pm1,\ \pm2,\dots$)—простые полюса и для нее имеет место разложение:*

$$G(x,y,\kappa)=-\frac{ir^{1-\frac{n}{2}}}{2(2\pi)^{\frac{n}{2}-1}}\left\{\frac{1}{2}\left(\sqrt{\alpha^2+1}\,\kappa\right)^{\frac{n}{2}-1}g_0(\kappa,\ x_{n+1})\,g_0(\kappa,\ y_{n+1})\cdot\right.$$

$$\left.\cdot H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1}\left(\sqrt{\alpha^2+1}\,\kappa r\right)+\frac{1}{2}\sum_{l=1}^{\infty}\kappa_l^{\frac{n}{2}-1}g_l(\kappa,\ x_{n+1})\,g_l(\kappa,\ y_{n+1})\,H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1}(\kappa_l r)\right\},$$

где

$$g_0(\kappa,\ x)=\left(\frac{\alpha\kappa}{\operatorname{sh}2h\alpha\kappa}\right)^{\frac{1}{2}}e^{-\alpha\kappa x},$$

$$g_l(\kappa;\ x)=\frac{\frac{\pi l}{2h}\cos(h-x)\frac{\pi l}{2h}+\alpha\kappa\sin(h-x)\frac{\pi l}{2h}}{\left[h\left(\alpha^2\kappa^2+\frac{\pi^2l^2}{4h^2}\right)\right]^{1/2}},$$

$H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1}(z)$—*функция Ганкеля первого рода*, $\kappa_l=\sqrt{\kappa^2-\frac{\pi^2l^2}{4h^2}}$, $r=|x'-y'|$.

Решение задачи (1)—(2) определяется формулой

$$u(x,\ \kappa)=G(x,\ y,\ \kappa)*f(x), \tag{3}$$

где свертка совершается по слою Π. В силу непрерывности свертки, переходя к пределу в (3) при $\operatorname{Im}\kappa\to0$, получим следующую теорему.

Теорема 2. *При $\kappa\neq\frac{i\pi l}{2h\alpha}$ $\left(\kappa\neq\frac{\pi l}{2h};\ \alpha\neq i\right.$ при $\left.n=1,2\right)$ для задачи (1)—(2) имеет место принцип предельного поглощения и предельная функция удовлетворяет предельной задаче.*

3. Рассмотрим теперь нестационарную задачу, соответствующую задаче (1)—(2)

$$-\frac{\partial^2u(x,t)}{\partial t^2}+\Delta u(x',\ t)=f(x)e^{i\omega t} \tag{4}$$

с начальными условиями

$$u(x,\ 0)=0,\quad \frac{\partial u(x,\ 0)}{\partial t}=0 \tag{5}$$

и импедансными граничными условиями

$$\left(\frac{\partial}{\partial x_{n+1}}+\alpha\frac{\partial}{\partial t}\right)u(x,\ t)\big|_{x_{n+1}=\pm h}=0 \tag{6}$$

Здесь также предполагается, что $f(x)$ есть финитная бесконечно дифференцируемая функция с носителем в Π. Введем некоторые обозначения

$$\Phi_l(\alpha, t, \omega, m) - \left(\frac{e^{i\frac{\pi l}{2h\alpha}t}}{\frac{\pi l}{2h\alpha} - \omega} + \frac{(-1)^m e^{-i\frac{\pi l}{2h\alpha}t}}{\frac{\pi l}{2h\alpha} + \omega} \right) \left(\frac{\pi l}{2h}\right)^2$$

$$\Psi_l(t, \omega, m) = -\frac{\alpha^m \left(i \frac{\pi l}{2h}\right)^{m+\frac{n}{2}-3}}{\pi(1-\alpha^2)} \left(\frac{e^{i\frac{\pi l}{2h}t}}{\frac{\pi l}{2h} - \omega} + \frac{(-1)^{m+\frac{n}{2}-1} e^{-i\frac{\pi l}{2h}t}}{\frac{\pi l}{2h} + \omega} \right)$$

$$a_l(x') = \frac{1}{2h} \left(i \frac{\pi l}{2h} \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}} \right)^{\frac{n}{2}-1} \int\limits_{\Pi} \cdots \int r^{1-\frac{n}{2}} f(y) H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1} \times$$
$$\times \left(i \frac{\pi l}{2h} r \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}} \right) \sin (h - y_{n+1}) \frac{\pi l}{2h}\, d\Pi$$

$$b_l(x') = \frac{1}{2h} \left(i \frac{\pi l}{2h} \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}} \right)^{\frac{n}{2}-1} \int\limits_{\Pi} \cdots \int r^{1-\frac{n}{2}} f(y) H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1} \times$$
$$\left(i \frac{\pi l}{2h} \sqrt{1 - \frac{1}{\alpha^2}} \right) \cos (h - y_{n+1}) \frac{\pi l}{2h}\, d\Pi$$

$$c_l(x') = b_l(x') \sin (h - x_{n+1}) \frac{\pi l}{2h} + a_l(x') \cos (h - x_{n+1}) \frac{\pi l}{2h}.$$

Считая $u(x, t)$ по t как обобщенную функцию над D^+ (см. [7—8]), можно доказать следующую теорему.

Теорема 3. *Пусть* $\omega \neq \frac{\pi l}{2h}$, $\omega \neq \frac{\pi l}{2h\alpha}$, *$\alpha$—вещественное число, $|\alpha| < 1$. Тогда при $t \to +\infty$ для решения задачи (4)—(6) имеет место асимптотическое разложение:*

$$e^{-i\omega t} u(x, t) = v(x, i\omega) + \Phi(\alpha, x, \omega, t) +$$
$$+ t^{-\frac{n}{2}} \Psi(\alpha, x_{n+1}, \omega, t) + \dot{O}\left(t^{-\frac{n}{2}-1}\right)$$

равномерно по x в каждом компакте из Π, где $v(x, i\omega)$—решение стационарной задачи, выделенное принципом предельного поглощения и

$$\Phi(\alpha, x, \omega, t) = \frac{ie^{-i\omega t}}{2(2\pi)^{\frac{n}{2}-1}} \sum_{l=1}^{\infty} \left[\Phi_l(\alpha, t, \omega, 2)\, a_l(x') \sin (h - x_{n+1}) \frac{\pi l}{2h} + \right.$$
$$\left. + \Phi_l(\alpha, t, \omega, 0)\, b_l(x') \cos (h - x_{n-1}) \frac{\pi l}{2h} + i \Phi_l(\alpha, t, \omega, 1)\, c_l(x') \right],$$

$$\Psi(\alpha, x_{n+1}, \omega, t) = \frac{i^{n-1} e^{-i\omega t}}{2(2\pi)^{\frac{n}{2}-1}} \sum_{l=1}^{\infty} [\alpha^2 \Psi_l(t, \omega, 2) \sin (h - x_{n+1}) \frac{\pi l}{2h} -$$
$$- b_l \Psi_l(t, \omega, 0) \cos (h - x_{n+1}) \frac{\pi l}{2h} + \alpha i C_l \Psi_l(t, \omega, 1)]$$

Замечание 1. Если $a_l(x') = 0$ и $b_l(x') = C$, то для задачи (4)—(6) имеет место принцип предельной амплитуды.

Теорема 3 остается справедливой при $n \geqslant 3$ и в резонансном случае, т. е. при $\omega = \frac{\pi l}{2h}$, но при $n < 3$ и $\omega = \frac{\pi l_0}{2h}$ $(l_0 = \pm 1, \pm 2, \ldots)$ решение задачи (4)—(6) растет, что следует из следующих теорем.

Теорема 4. *Пусть $\omega = \frac{\pi l_0}{2h}$, $n = 2$ и α—вещественное число, такое, что $|\alpha| < 1$. Тогда для решения задачи (4)—(6) имеет место следующая оценка*

$$|u(x, t)| < Ce^{\varepsilon t}$$

равномерно по x в каждом компакте из Π, $\varepsilon > 0$ достаточно малое число.

Теорема 5. *Пусть $n = 2$, $\omega = \frac{\pi l_0}{2h\alpha}$ $(l_0 = \pm 1, \pm 2, \ldots)$ и α—вещественное число такое, что $|\alpha| < 1$. Тогда при $t \to +\infty$ для решения задачи (4)—(6) имеет место асимптотическое разложение*

$$e^{-i\frac{\pi l_0 t}{2h\alpha}} u(x, t) = \frac{\alpha}{2} \left(i \frac{\pi l_0}{2h} \right) t \left[a_{l_0}(x') \sin (h - x_{n+1}) \frac{\pi l_0}{2h} + \right.$$
$$\left. + b_{l_0}(x') \cos (h - x_{n+1}) \frac{\pi l_0}{2h} + \frac{1}{i} c_{l_0}(x') \right] + O(1)$$

равномерно по x в каждом компакте из Π

Замечание 2. Теоремы 4 и 5 в случае $n = 1$ рассмотрены в [4].

4. Перейдем теперь к парциальным условиям излучения для краевой задачи (1)—(2). Однородную задачу, соответствующую задаче (1)—(2), будем означать $(1)_0$—(2).

Применяя формулу Грина к функции $G(x, y, \kappa)$ и к решению $u(x, \kappa)$ однородной задачи $(1)_0$—(2), можно получить следующее разложение

$$u(x, \kappa) = \sum_{l=0}^{\infty} g_l(\kappa, x_{n+1}) \int\limits_{S_r} \left[W_l(r) \frac{\partial u_l(y')}{\partial r} - u_l(y') \frac{\partial W_l(r)}{\partial r} \right] dS_r, \quad (7)$$

где S_r—сфера радиуса r на Π,

$$u_l(x') = \int\limits_{-h}^{h} u(x)\, g_l(\kappa, x_{n+1})\, dx_{n+1},$$

а

$$W_l(r) = -\frac{i}{4} \left(\frac{\kappa_l}{2\pi r} \right)^{\frac{n}{2}-1} \left[(\gamma_l + 1) H^{(1)}_{\frac{n}{2}-1}(\kappa_l r) + \gamma_l H^{(2)}_{\frac{n}{2}-1}(\kappa_l r) \right],$$

γ_l—постоянные.

Рассмотрим следующие парциальные условия излучения А. Г. Свешникова.

$$\left(\frac{\partial}{\partial |y'|} - i\kappa_l \right) u_l(y') = 0 \left(|y'|^{\frac{1-n}{2}} \right)$$

$$l = 0, 1, \ldots, \nu, \quad \nu = \left[\frac{2h|\kappa|}{\pi}\right], \tag{8}$$

где квадратная скобка означает целую часть,

Используя методику работы [9], можно доказать следующую теорему.

Теорема 6. *Ограниченное в* П *решение задачи* $(I)_0$—(2), *удовлетворяющее на бесконечности условиям* (8) (*при* $n = 1, 2$ $\kappa \neq \frac{\pi l}{2h}$ $\alpha^2 + 1 > 0$, $\alpha^2\kappa^2 + \frac{\pi^2 l^2}{4h^2} \neq 0$ $l = 0, \pm 1, \pm 2, \ldots$) *есть только тривиальное решение.*

Замечание 3. Из формулы (3) и (7) следует, что решение задачи (1)—(2), выделенное принципом предельного поглощения, удовлетворяет парциальным условиям изучения (8).

В заключение автор выражает глубокую благодарность М. В. Федорюку и Б. А. Искендерову за постановку задач и руководство.

Литература

1. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. „Наука". М., 1973. 2. Свешников А. Г. „ДАН СССР", т. 73, № 5, 917—920. 3. Акимов А. Б., Искендеров Б. А. Дифференциальные уравнения, т. 8, № 8, 1977. 4. Акимов А. Б. Депонир. ВИНИТИ, № 2316—76. 5. Владимиров В. С. Уравнения математической физики. „Наука", 1967. 6. Гельфанд И. М., Шилов Г. Е. Некоторые вопросы теории дифференциальных уравнений. Физматгиз, 1958. 7. Шварц Л. Математические методы для физических наук. „Мир", 1965. 8. Земанян А. Г. Интегральные преобразования обобщенных функций. „Наука", 1974. 9. Векуа И. Н. Труды Тбилисск. матем. ин-та, т. XII, 105—114, 1943.

АЗПИ *Поступило 17. VI 1978*

Ә. Б. Һәкимов

n—ӨЛЧҮЛҮ ЗОЛАГДА ҺЕЛМҺОЛТС ТӘНЛИЈИ ҮЧҮН ЛИМИТ УДУЛМА ПРИНСИПИ ВӘ ПАРСИЈАЛ ШУАЛАНМА ШӘРТЛӘРИ

Мәгаләдә n—өлчүлү золагда һелмһолтс тәнлији үчүн гојулмуш (1)—(2) сәрһәд мәсәләси үчүн лимит удулма принсипи, А. Г. Свешниковун парсијал шуаланма шәртләри өјрәнилмиш вә ујғун гејри-стасионар мәсәләнин $t \to +\infty$ олдугда һәлли тәдгиг едилмишдир.

A. B. Akimov

THE PRINCIPLE OF LIMIT ABSORPSION AND THE PARTIAL CONDITIONS OF RADIATION FOR HELMHOLTS EQUATIONS IN n-DIMENSIONAL LAYER

In this paper in boundary value problem (1)—(2) for equation of Helmholts the principle of limit absorption, partial conditions of radiation of A. G. Sveshnikov and the asymptotic behaviour of the solutions corresponding to non-stationary problem for $t \to +\infty$ are stated in the n-dimensional layer.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 517.518.13

МАТЕМАТИКА

Н. М. ГАДЖИЕВ

О СХОДИМОСТИ И О ПОРЯДКЕ СХОДИМОСТИ ДВУПАРАМЕТРИЧЕСКИХ СЕМЕЙСТВ СИНГУЛЯРНЫХ ИНТЕГРАЛОВ

(*Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. И. Гусейновым*)

Теория приближения функций сингулярными интегралами, берущая начало в классических работах Лебега, Хана, Перрона, была существенно развита в работах П. И. Романовского, Д. К. Фаддеева, И. П. Натансона и других авторов [1, 2].

Основной задачей при этом являлось установление сходимости определенного класса интегральных операторов с неотрицательным ядром, зависящим от дискретного параметра, к подинтегральной функции в различных ее характерных точках.

Замена дискретного параметра непрерывным, т. е. рассмотрение семейства интегральных операторов, не меняет существа вопроса. Однако классическая теорема Фату (см., например, [3]) о нетангенциальной сходимости интеграла Пуассона, позволяет взглянуть на задачу о сходимости семейства сингулярных интегралов с новой точки зрения. А именно, можно исследовать сходимость сингулярных интегралов

$$L_\lambda(f, x) = \int_a^b f(t) K_\lambda(t, x)\, dt \tag{1}$$

в случае, когда точка (x, λ) стремится к (x_0, λ_0) по некоторому пути. С такой точки зрения вопросы сходимости сингулярных интегралов изучались в [4, 5]. В работе [6] были изучены порядки такой сходимости, а в [7] с помощью основных лемм работы [6] была изучена сходимость в характерных точках суммируемой функции $f(x)$ данного порядка.

Отметим, что во всех указанных работах исследовался случай

$$a = -\pi, \quad b = \pi, \quad K_\lambda(t, x) = K_\lambda(t - x).$$

В данной работе мы займемся исследованием более общих случаев. Общность заключается, во-первых, в том, что мы будем рассматривать интегралы вида (1), в которых $\langle a, b\rangle$—любой конечный или бесконечный промежуток, а, во-вторых, ядро $K_\lambda(t, x)$, вообще говоря, не является функцией только разности своих аргументов.

1. Итак, рассмотрим интегральный оператор (1), в котором x изменяется на некотором множестве M числовой оси (в частности, M может совпадать со всей осью), а параметр λ—на некотором числовом множестве Λ, имеющем точку сгущения λ_0.

Мы будем считать, что $f(x)$ — суммируемая на $<a, b>$ функция, а неотрицательная функция $K_\lambda(t, x)$ обладает следующими свойствами:

а) при любом $x \in M$ и любом $\lambda \in \Lambda$

$$\int_a^b K_\lambda(t, x)\, dt = 1 \tag{2}$$

б) Существует точка $d_{x\lambda}$, зависящая от $x\lambda$, такая, что функция $K_\lambda(t, x)$ при фиксированных λ и x, как функция одного лишь t монотонно возрастает в $(-\infty, d_{x,\lambda})$ и монотонно убывает в $(d_{x,\lambda}\, \infty)$.

в) при любом $x \in M$ и любом $y \neq d_{x,\lambda}$

$$K_\lambda(y, x) \to 0 \text{ при } \lambda \to \lambda_0. \tag{3}$$

г) если $<a, b>$ есть вся ось, то при любом $x \in M$ и любом $\xi \neq d_{x,\lambda}$

$$\lim_{\lambda \to \lambda_0} \int_{-\infty}^{\xi-\delta} K_\lambda(t, x)\, dt = 0. \tag{4}$$

$$\lim_{\lambda \to \lambda_0} \int_{\xi+\delta}^{\infty} K_\lambda(t, x)\, dt = 0, \tag{5}$$

где $\delta > 0$ — любое фиксированное число.

Заметим, что в случае, когда $<a, b>$ есть, например, правая полуось $(x \geqslant 0)$, условие (4) отпадает, а если (a, b) — конечный промежуток, то отпадают оба условия (4) и (5).

Теорема 1. *Если*

$$\lim_{h \to 0} \frac{1}{h} \int_{x_0}^{x_0+h} f(t)\, dt = f(x_0), \tag{6}$$

то интеграл (1) стремится к $f(x_0)$ при условии, что точка $(x, \lambda) \to (x_0, \lambda_0)$ по любому плоскому множеству E, на котором ограничена функция

$$\gamma(x, \lambda) = (d_{x,\lambda} - x_0)\, K_\lambda(d_{x,\lambda}\, x)$$

Доказательство. В силу (2) ясно, что достаточно доказать стремление к нулю величины

$$I_{x,\lambda}(a, b) = \int_a^b [f(t) - f(x_0)]\, K_\lambda(t, x)\, dt,$$

когда $(x, \lambda) \to (x_0, \lambda_0)$ по множеству E.

Мы рассмотрим только случай $a < x_0 \leqslant d_{x,\lambda}$, так как другой исследуется аналогично.

Согласно (6), выберем по $\varepsilon > 0$ такое δ, что при $0 < h \leqslant \delta$ будет выполняться неравенство

$$\left| \int_{x_0}^{x_0+h} [f(t) - f(x_0)]\, dt \right| \leqslant \varepsilon h \tag{7}$$

Пусть $\delta < b + x_0$, $0 < d_{x,\lambda} - x_0 < \frac{1}{2}\delta$. Разобьем интеграл $I_{x,\lambda}(a, b)$ на три части: $I_{x,\lambda}(a, x_0 - \delta)$, $I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0 + \delta)$, $I_{x,\lambda}(x_0 + \delta, b)$. Первый и третий интегралы легко оцениваются: из условий б) —в) в случае конечного промежутка $<a, b>$ и из условий б) —г) в случае бесконечного промежутка легко следует, что эти интегралы стремят-

ся к нулю при $\lambda \to \lambda_0$ и при любом $x \in M$. Рассмотрим оставшийся интеграл

$I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0 + \delta)$. Имеем

$$I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0 + \delta) = I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0) + I_{x,\lambda}(x_0, x_0 + \delta)$$

В силу (7) и леммы 2 работы [6] (с $\mu(t) = t$), будем иметь

$$|I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0)| \leqslant \varepsilon \int_{x_0-\delta}^{x_0} \Big[\operatorname*{var}_{x_0-\delta<t<s} K_\lambda(t, x) + K_\lambda(x_0 - \delta, x) \Big]\, ds$$

и в силу монотонности ядра

$$|I_{x,\lambda}(x_0 - \delta, x_0)| \leqslant \varepsilon \int_{x_0-\delta}^{x_0} K_\lambda(t, x)\, dt. \tag{8}$$

Теперь, применяя лемму 1 работы [6], получим

$$|I_{x,\lambda}(x_0, x_0 + \delta)| \leqslant \varepsilon \int_{x_0}^{x_0+\delta} \Big[\operatorname*{var}_{s<t<x_0+\delta} K_\lambda(t, x) + K_\lambda(x_0 + \delta, x) \Big]\, ds \tag{9}$$

На промежутке $s \leqslant t \leqslant d_{x,\lambda}$ ядро по условию возрастает по t. Следовательно,

$$\operatorname*{var}_{s<t<d_{x,\lambda}} K_\lambda(t, x) = K_\lambda(d_{x,\lambda}\, x) - K_\lambda(s, x) \tag{10}$$

На промежутке же $d_{x,\lambda} \leqslant t \leqslant x_0 + \delta$ ядро убывает. Поэтому

$$\operatorname*{var}_{d_{x,\lambda}<t<x_0+\delta} K_\lambda(t, x) = K_\lambda(d_{x,\lambda}\, x) - K_\lambda(x_0 + \delta, x) \tag{11}$$

Используя (10) и (11), из (9), получим

$$|I_{x,\lambda}(x_0, x_0 + \delta)| \leqslant \varepsilon \left\{ 2(d_{x,\lambda} - x_0)\, K_\lambda(d_{x,\lambda} x) + \int_{x_0}^{x_0+\delta} K_\lambda(s, x)\, ds \right\}$$

Объединяя это неравенство с (8), получим требуемое. Теорема доказана.

2. По этой же схеме можно доказать утверждение о порядке сходимости операторов (1). Для простоты мы сформулируем его в случае конечного промежутка $<a, b>$. Положим,

$$\Delta_\alpha(x, \lambda) = \int_{x_0-\delta}^{x_0+\delta} |t - x_0|^\alpha\, K_\lambda(t, x)\, dt$$

Пусть ядро $K_\lambda(t, x)$ удовлетворяет условию (2) (см. а) и б). Кроме того, пусть вместо условия (3) выполнено условие: при любом $x \in M$ и любом $y \neq d_{x,\Delta}$

$$K_\lambda(y, x) = o\,(\Delta_\alpha(x, \lambda)) \text{ при } \lambda \to \lambda_0.$$

Теорема 2. *Если для $\alpha > 0$*

$$\lim_{h \to 0} \frac{1}{h^{\alpha+1}} \int_{x_0}^{x_0+h} |f(t) - f(x_0)|\, dt = 0,$$

то для интеграла (1) справедливо соотношение

$$|L_\lambda(f, x) - f(x_0)| = o\,(\Delta_\alpha(x, \lambda)),$$

если только $(x, \lambda) \to (x_0, \lambda_0)$ по любому плоскому множеству, на котором ограничена функция

$$\gamma_1(x, \lambda) = (d_{x,\lambda} - x_0)^{1+\alpha} \cdot K_\lambda(d_{x,\Delta} \cdot x) \cdot \frac{1}{\Delta_\alpha(x, \lambda)}$$

(или по множеству E теоремы 1).

Замечание. Используя общие леммы, доказанные в работе [6], можно установить и более общие результаты о порядке сходимости интегралов (1), на которых мы здесь останавливаться не будем.

3. В заключение отметим, что в случае, когда ядро $K_\lambda(t, x)$ зависит от разности, имеем $d_{x,\lambda} = x$, и в качестве примеров можно привести известные ядра Гаусса—Вейерштрасса, Абеля—Пуассона и вообще ядра типа Фейера. Для иллюстрации общего случая можно рассмотреть, например, ядро

$$K_\lambda(t, x) = e^{-x^2t^2 - \frac{t}{\lambda-1} - \frac{1}{4x^2(\lambda-1)^2}} \cdot \frac{x}{\sqrt{\pi}}, \quad x > 0, \ \lambda \geqslant 1.$$

Имеем $x_0 = 0$; $\lambda_0 = 1$.

Легко проверить, что в этом случае $d_{x,\lambda} = \dfrac{\lambda - 1}{2x^2}$ и соответствующие условия (2), (4), (5) следуют из формул 3,322 и 3,323 (см. [8]). Условие (3) очевидно.

Автор выражает глубокую благодарность А. Д. Гаджиеву за постановку задачи и руководство.

Литература

1. Натансон И. П. Теория функций вещественной переменной. Изд-во „Наука". М., 1974. 2. Натансон И. П. Конструктивная теория функций. М., 1979. 3. Привалов И. И. Граничные свойста аналитических функций. Гостехиздат. М.—Л., 1950. 4. Taberski R. Roczniki Polskiego towars ystua matematycznego, Seria I Prace matematyczne VII, 1962. 5. Гаджиев А. Д. „ДАН Азерб. ССР", т. XIX, № 12, 1963. 6. Гаджиев А. Д. О порядке сходимости сингулярных интегралов, зависящих от двух параметров. Специальные вопросы функционального анализа и их применение к теории дифференциальных уравнений и теории функций. Баку, 1968, 40—44. 7. Rydzewska B. Tassiculi Mathematice, № 7, 1973. 8. Градштейн И. С., Рыжик И. М. Таблицы интегралов сумм, рядов и произведений. Изд-во „Наука", М., 1963.

Институт математики и механики *Поступило 29. III 1979*

Н. М. Һачыјев

ИКИПАРАМЕТРЛИ СИНГУЛЈАР ИНТЕГРАЛЛАР АИЛӘСИНИН ЈЫҒЫЛМАСЫ ВӘ ЈЫҒЫЛМА ТӘРТИБИ ҺАГГЫНДА

Фәрз едәк ки, $< a, b >$ сонлу вә ја сонсуз интервалдыр. Мәгаләдә

$$L_\lambda(f, x) = \int_a^b f(t) K_\lambda(t, x)\, dt$$

шәклиндә олан икипараметрли сингулјар интеграллар аиләсинин јығылмасы вә јығылма тәртиби өјрәнилир.

N. M. Gadjiyev

ON THE CONVERGENCE AND ORDER OF CONVERGENCE OF TWO-PARAMETER FAMILIES OF SINGULAR INTEGRALS

In the paper convergence has been investigated and order of convergence of two-parameter families of singular integrals of the form

$$L_\lambda(f, x) = \int_a^b f(t) K_\lambda(t, x)\, dt$$

has been found, where $< a, b >$ is any finite or infinite interval.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 622.011.4

МЕХАНИКА

Т. К. РАМАЗАНОВ

ОСЕСИММЕТРИЧНАЯ ЗАДАЧА ФИЛЬТРАЦИИ ЖИДКОСТИ В ПЛАСТЕ В УПРУГОМ ГОРНОМ МАССИВЕ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. И. Гусейновым)

В монографии В. Н. Николаевского и др. [1] была исследована общая постановка проблемы напряженно-деформированного состояния насыщенного пласта в условиях фильтрации жидкости или газа. Дж Р. Райс и М. П. Клири [2] составили систему уравнений, эквивалентную полученной в [1], и рассмотрели задачу плоско-радиального напряженного состояния пласта при нестационарной фильтрации жидкости к скважине. Основная трудность состоит, однако, в эффективном учете взаимодействия пласта с горным массивом.

Некоторые схемы учета взаимодействия пласта с окружающими его горными породами были предложены в работах [3—5]. При этом, в работе [3] покрывающие пласт породы моделировались упругой плитой, а в [4,5] основной насыщенный пласт считался тонким по сравнению с окружающими его породами. В работе [6] поровое давление задавалось независимо от действия горного давления; решение сводилось к определению объемной деформации пласта.

В предлагаемой работе рассматривается осесимметричное напряженно-деформированное состояние упругого насыщенного пласта конечной мощности при фильтрации жидкости к линейному стоку.

1. Согласно [1], линеаризованные уравнения неразрывности, упругое равновесие в перемещениях и обобщенный закон Гука, определяющие состояние насыщенного пласта имеют вид:

$$\frac{\partial m}{\partial t} - \beta_1 \frac{\partial \theta^f}{\partial t} - \beta_1 (1 - m_0) \frac{\partial P}{\partial t} + (1 - m_0) \frac{\partial e}{\partial t} = 0, \qquad (1, 1)$$

$$\frac{\partial m}{\partial t} + \beta_2 m_0 \frac{\partial P}{\partial t} + m_0 \left(\frac{\partial \omega_r}{\partial r} + \frac{\omega_r}{r} + \frac{\partial \omega_z}{\partial z} \right) = 0, \qquad (1, 2)$$

$$\Delta U_r - \frac{U_r}{r^2} + \frac{1}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} \cdot S \, \frac{\partial P}{\partial r} = 0,$$

$$\Delta U_z + \frac{1}{1-2\nu} \cdot \frac{\partial e}{\partial z} \frac{2(1-\nu)}{1-2\nu} \cdot S \, \frac{\partial P}{\partial z} = 0, \qquad (1, 3)$$

$$\sigma_r^f = 2G \left(\frac{\partial U_r}{\partial r} + \frac{\nu}{1-2\nu} e \right) - \beta P, \quad \sigma_\theta^f = 2G \left(\frac{U_r}{r} + \frac{\nu}{1-2\nu} e \right) - \beta P,$$

$$\sigma_z^f = 2G \left(\frac{\partial U_z}{\partial z} + \frac{\nu}{1-2\nu} e \right) - \beta P, \quad \sigma_{rz}^f = G \left(\frac{\partial U_r}{\partial z} + \frac{\partial U_z}{\partial r} \right), \qquad (1, 4)$$

где

$$\Delta=\frac{\partial}{\partial r^2}+\frac{1}{r}\cdot\frac{\partial}{\partial r}+\frac{\partial^2}{\partial z^2},\quad e=\frac{\partial U_r}{\partial r}+\frac{U_r}{r}+\frac{\partial U_z}{\partial z},\ \beta=(1-m_0)\beta_1{}'K$$

$$S=\frac{1-2\nu}{2G(1-\nu)}(1-\beta),\ \theta^f=(\sigma_r^f+\sigma_\theta^f+\sigma_z^f),3,\ G=\frac{E}{2(1+\nu)}$$

Отметим, что рассматриваемые переменные m, σ_{ij}^f, ω_r, ω_z, U_r, U_z и P соответствуют отклонению параметров пористой среды от начальных значений m_0, $(\sigma_{ij}^f)_0$, P_0 и т. д.

Здесь: m—пористость пласта, P—поровое давление, σ_{ij}^f—компоненты тензора эффективного напряжения, U_r, U_z—соответственно радиальное и вертикальное смещения твердых частиц, ω_r, ω_z—радиальная и вертикальная компоненты истинной скорости жидкости, β_1, β_2—коэффициенты изотермической сжимаемости твердой фазы и жидкости, $K(1-m_0)$—модуль всестороннего сжатия скелета пласта, ν, E—соответственно коэффициент Пуассона и модуль упругости твердой фазы.

Применим к первому и второму уравнениям системы (1,3) преобразование Ханкеля [7]—первого и нулевого порядка от действительного аргумента. Поскольку на бесконечности вектор перемещения должен стремиться к нулю: $U_r, U_z=0(r^\alpha)$, $\alpha<-\frac{1}{2}$ при $r\to\infty$, после некоторых преобразований получим:

$$\frac{d^2\overline{U}_r}{dz^2}-\xi^2\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}\overline{U}_r-\frac{\xi}{1-2\nu}\cdot\frac{d\overline{U}_z}{dz}-\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}S\xi\overline{P}=0,$$

$$\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}\cdot\frac{d^2\overline{U}_z}{dz^2}-\xi^2\overline{U}_z+\frac{\xi}{1-2\nu}\cdot\frac{d\overline{U}_r}{dz}+\frac{2(1-\nu)}{1-2\nu}S\frac{\partial\overline{P}}{\partial z}=0,\quad(1,5)$$

где

$$\overline{U}_r=\int_0^\infty rJ_1(r\xi)U_r(r,z,t)\,dr,\ \overline{U}_z=\int_0^\infty rJ_0(r\xi)U_z(r,z,t)\,dr,$$

$$\overline{P}=\int_0^\infty rJ_0(r\xi)P(r,z,t)\,dr.$$

В частном случае, когда P не зависит от координаты z, решение системы (1,5) после применения формулы обращения Ханкеля имеет вид:

$$U_r=\int_0^\infty\{[A(\xi)+B(\xi)\xi z]\,e^{\xi z}+[C(\xi)+D(\xi)\xi z]\,e^{-\xi z}\}\,J_1(r\xi)\,d\xi-$$

$$-S\int J_1(r\xi)\,\overline{P}(\xi,t)\,d\xi\quad(1,6)$$

$$U_z=\int_0^\infty\{[-A(\xi)+B(\xi)(3-4\nu-\xi z)]e^{\xi z}+[C(\xi)+$$

$$+D(\xi)(3-4\nu+\xi z)]\,e^{-\xi z}\}\,J_0(r\xi)\,d\xi,$$

где

$A(\xi)$, $B(\xi)$, $C(\xi)$ и $D(\xi)$—произвольные функции от параметра ξ, определяемые из граничных условий.

Если распределение давления в пласте известно, то по формулам (1,6) и (1,4) можно определить деформации и напряжения.

Приведем две конкретные задачи.

2. Рассмотрим осесимметричное упругое напряженно-деформированное состояние насыщенного пласта при нелокально-упругом режиме фильтрации жидкости к линейному стоку. Предположим, что пласт мощности 2H находится в упругом горном массиве—между двумя сплошными однородными полупространствами (рис. 1). В силу симметрии задачи относительно плоскости $z=0$, можно рассматривать только верхнее полупространство $z\geqslant 0$. Нетрудно убедиться, что решение системы (1,3) примет в этом случае вид

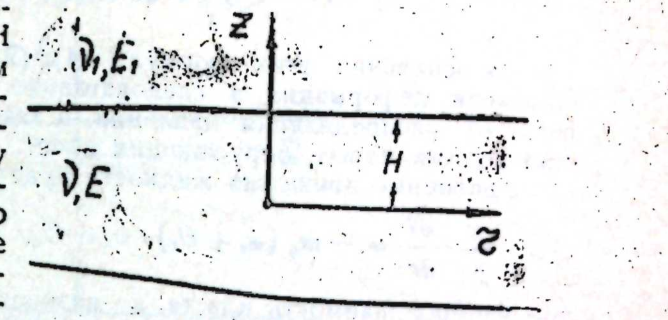


Рис. 1.

$$U_r=\int_0^\infty[A(\xi)\,ch\,\xi z+B(\xi)\,\xi z\,sh\,\xi z]\,J_1(r\xi)\,d\xi-S\int_0^\infty J_1(r\xi)\,\overline{P}(\xi,t)\,d\xi,$$

$$U_z=\int_0^\infty\{-A(\xi)\,sh\,\xi z+B(\xi)[(3-4\nu)\,sh\,\xi z-\xi z\,ch\,\xi z]\}\,J_0(\xi r)d\xi.\quad(2,1)$$

Напряженно-деформированное состояние сплошного упругого массива здесь описывается уравнениями (1,3), (1,4) при $S=0$, $\beta=1$ и упругих коэффициентах ν_1, E_1. Решение (2,1) соответственно будет:

$$U_r^{(1)}=\int_0^\infty[A_1(\xi)+\xi\cdot B_1(\xi)\cdot z]\,e^{-\xi z}J_1(r\xi)\,d\xi,\quad(2,2)$$

$$U_z^{(1)}=\int_0^\infty[A_1(\xi)+B_1(\xi)(3-4\nu_1+\xi z)]\,e^{-\xi z}J_0(r\xi)\,d\xi,$$

Произвольные функции A, B, A_1 и B_1 определяется из следующих граничных условий при $z=H$.

$$U_r=U_r^{(1)},\ U_z=U_z^{(1)},\ \sigma_{rz}=\sigma_{rz}^{(1)},\ \sigma_z^f+P=\sigma_z^{(1)}\quad(2,3)$$

Решая систему (2,3) относительно неизвестных и подставляя полученные значения A и B в выражения для перемещений (2,1), определим объемную деформацию насыщенного пласта в произвольной точке

$$e=-SP+2S(1-2\nu)\int_0^\infty\xi J_0(\xi r)\,\psi(\xi,z)\,\overline{P}(\xi,t)\,d\xi,$$

$$\psi(\xi,z)=\frac{2C_1(n-1)\,sh\,\xi H\,ch\,\xi z}{C_1\{2(1-n)\xi H+[1+n(3-4\nu)\,sh\,2\xi H]\}+C_2e^{-2\xi H}}\quad(2,4)$$

$$C_1=n+3-4\nu_1,\ C_2=8n(1-\nu)(1-\nu_1),\ n=(1+\nu)E_1/(1+\nu_1)E.$$

Из уравнения неразрывности твердой фазы (1,1) и обобщенного закона Гука (1,4) следует связь между пористостью m, объемной деформацией e пласта и поровым давлением P,

$$m = (1 - m_0)(1 - \beta_1 K)(\beta_1 P - e),$$

или

$$m = (1 - m_0)(1 - \beta_1 K)\Big[(\beta_1 + S)P - 2S(1 - 2\nu)\int\limits_0^\infty \xi J_0(\xi r)\,\psi(\xi, z)\,\overline{P}\,d\xi\Big]. \quad (2,5)$$

На основании этих формул (2,4), (2.5) нетрудно убедиться, что объемная деформация, а следовательно и пористость нелинейно зависят от распределения давления, а также от упругих свойств массива горных пород, окружающих пласт.

Уравнение движения жидкости будет иметь вид (1)

$$\frac{\kappa}{\mu}\cdot\frac{\partial P}{\partial r} = -m_0(\omega_r + \dot U_r),\ \omega_z = \dot U_z,\ \dot U_r = \frac{\partial U_r}{\partial t},\ \dot U_z = \frac{\partial U_z}{\partial t} \quad (2,6)$$

где κ—проницаемость пласта, μ—вязкость жидкости.

Подставляя (2,5), (2,6) в уравнение неразрывности жидкости (1,2) и осредняя его по мощности пласта, получим:

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \alpha\int\limits_0^\infty \xi J_0(\xi r)\,\bar\psi(\xi, H)\frac{\partial \overline{P}}{\partial t}\,d\xi = \frac{\varkappa}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right), \quad (2,7)$$

$$\alpha = \frac{2S(1-2\nu)[(1-m_0)(1-\beta_1 K) + m_0]}{\alpha_1},\ \varkappa = \frac{\bar\kappa}{\mu\alpha_1},$$

$$\alpha_1 = (1 - m_0)(1 - \beta_1 K)(\beta_1 + S) + m_0(\beta_2 + S),$$

$$\bar\psi = \frac{2C_1(n-1)\,sh^2\xi H}{H\xi C_1\{2(1-n)\xi H + [1 + n(3-4\nu)]\,sh\,2\xi H\} + C_2 e^{-2\xi H}}$$

Итак, задача сводится к интегрированию интегро-дифференциального уравнения (2,7).

Рассмотрим задачу о восстановлении давления в пласте после мгновенного закрытия скважины, работающей с дебитом $Q = \text{const}$. При этом скважина моделируется линейно распределенными стоками интенсивности $Q/2H$, а начальные и граничные условия для давления будут:

$$P = 0 \text{ при } t = 0,\ r \to \infty,\ \left(r\frac{\partial P}{\partial r}\right) = -\frac{Q\mu}{4\pi\kappa H},\ \text{при } r \to 0,\ t > 0 \quad (2,8)$$

Для решения задачи (2,7)—(2,8) воспользуемся развитым в [3] методом, что дает следующее представление:

$$P(r, t) = \frac{Q\mu}{4\pi\bar\kappa H}\int\limits_0^\infty (1 - \exp[-\varphi(\xi)\,t])\,\xi^{-1} J_0(\xi r)\,d\xi,$$

$$\varphi(\xi) = \frac{\varkappa\xi^2}{1 - \alpha\bar\psi(\xi, H)}.$$

Задача о постоянном отборе жидкости через линейно распределенные стоки вдоль оси (oz) решается аналогично.

3. Предположим, что упругий слой конечной толщины находится под упругим полупространством и жестко сцеплен с жестким (скальным) основанием. Поместим начало координат на контакте между слоем и полупространством, а ось (oz)—вдоль оси скважины, моделируемой линейным стоком. Граничные условия будут иметь вид (рис. 2):

$$U_r = U_r^{(1)},\ U_z = U_z^{(1)},\ \sigma_{rz} = \sigma_{rz}^{(1)},\ \sigma_z' + P = \sigma_z^{(1)} \text{ при } z = 0,$$

$$U_r = 0. \quad (3,1)$$

$$U_z = 0 \text{ при } z = -2H.$$

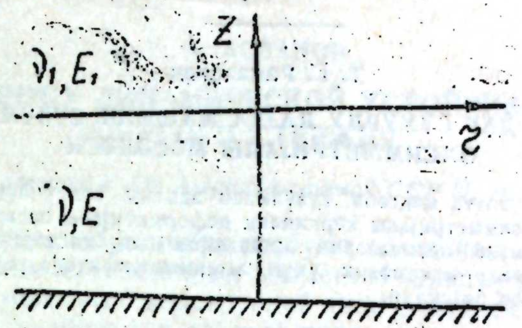


Рис. 2.

Данная задача решается аналогично 2, в частности, можно определить и соотношение между пористостью и поровым давлением

$$m = (1 - m_0)(1 - \beta_1 K)\Big[(\beta_1 + S)P - 2S(1 - 2\nu)\int\limits_0^\infty \xi J_0(\xi r) \times$$

$$\times\,\Phi(\xi, z)\,\overline{P}(\xi, t)\,d\xi, \quad (3,2)$$

где

$$\overline{P}(\xi, t) = \int\limits_0^\infty \lambda J_0(\xi\lambda)\,P(\lambda, t)\,d\lambda,$$

$$\Phi(\xi,z) = \frac{(1 - e^{-2\xi H})\{(n-1)[4\xi H + f_1(\xi)]\,e^{\xi z} + [f_2(\xi) + 4(n-1)\xi H e^{-2\xi H}]\,e^{-\xi z}\}}{f_1(\xi)\cdot f_2(\xi) - 16(n-1)(\xi H)^2 e^{-2\xi H}}$$

$$f_1(\xi) = (3 - 4\nu)\,e^{2\xi H} + C_к e^{-2\xi H},\ f_2(\xi) = 1 + n(3 - 4\nu) + (1 - n)(3 - 4\nu)\,e^{-4\xi H},$$

$$C_к = 1 - \frac{4(1-\nu)n}{C_0},\ C_0 = n + 3 - 4\nu_1,\ n = (1 + \nu)E_1/(1 + \nu_1)E.$$

Поровые давления можно определить тем же методом.

Оценки показывают, что в первые мгновения работы скважины величина по модулю второго слагаемого в формулах (2,5) и (3,2) превышает величину первой линейной части. Отметим, что эффект жесткости пласта состоит в том, что давление в скважине после ее закрытия оказывается несколько меньше.

Автор признателен В. Н. Николаевскому за замечания по постановке задач и помощь в работе, а также М. Т. Абасову за внимание и полезные обсуждения результатов.

Литература

1. Николаевский В. Н. и др. Механика насыщенных пористых сред. „Недра“, 1970. 2. Rice J. R. and Cleary M. P. Rev. Geophys. Space Phys. 14 (2),

1976. 3. Афанасьев Э. Ф. „Изв. АН СССР, Сибирское отд". ПМТФ, № 4, 82—86, 1971. 4. Ентов В. М., Малахова Т. А. „Изв. АН СССР, МТТ, № 6, 53—66, 1974. 5. Николаевский В. Н., Рамазанов Т. К. „Изв. АН СССР". МТТ, № 3, стр. 138—141, 1977. 6. Васильев Ю. Н. Прикладная механика. АН УССР, т. XI, вып. 2, 130—133, 1975. 7. Снеддон И. Преобразования Фурье. ИЛ., 1955.

Поступило 6. VI 1978

ИПГНГМ

Т. Г. Рамазанов

ЕЛАСТИК ДАҒ СУХУРЛУ ЛАЈДА МАЈЕНИН СУЗУЛМӘСИНИН ОХСИММЕТРИЈАЛЫ МӘСӘЛӘСИ

Мәгалә мајенин хәтти мәнсәбә сүзүлмәси заманы сонлу һүндүрлүклү еластики дојмуш лајларын охсимметријалы кәркинлик деформасијасы һалынын тәдгигинә һәср едилмишдир. Алынмыш нәтичәләрин арашдырылмасы көстәрир ки, гујунун ишләмәсинин илк анларында мәсамәлик үчүн алынмыш ифадәдә гејри-хәтти һәд хәтти һәддән бир нечә дәфә бөјүкдүр.

T. K. Ramazanov

AXLE-SYMMETRICAL PROBLEM OF FLUID FILTRATION IN A RESERVOIR IN AN ELASTIC MOUNTAIN MASS

The author considers an axle-symmetrical strained-deformed state of an elastic saturated reservoir of the final capacity during a fluid filtration to the linear flow. For the porosity ratio the values show that at the first moments of the well work the value according to the modulus of the second non-linear item exceeds the first linear part value.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 539.374

МЕХАНИКА

Г. М. АСЛАНОВ

К ВОПРОСУ ДИНАМИЧЕСКОЙ УСТОЙЧИВОСТИ УПРУГОГО СТЕРЖНЯ

(*Представлено академиком АН Азербайджанской ССР И. И. Ибрагимовым*)

Запросы современной техники требуют детального изучения динамического поведения тонкостенных элементов конструкций. Наиболее опасным для тонкостенных конструкций типа стержней является сочетание статических нагрузок с разного типа динамическими воздействиями, которые часто влекут за собой потерю несущей способности стержня. Описание этого процесса может быть получено с привлечением геометрически нелинейной теории [1,2]. При решении соответствующих задач возникают трудности математического характера. Поэтому особое значение приобретает развитие приближенных методов. В данной работе на основе вариационного метода [3] рассмотрены периодические колебания тонкого упругого шарнирно-опертого стержня под действием продольной периодической силы. С учетом конечных прогибов предложено условие критического состояния стержня.

Рассмотрим шарнирно-опертый стержень длиной l, площадью поперечного сечения $2h$ под действием продольной силы имеющей вид

$$P = P_0 + P_1 \sin \omega_1 t \tag{1}$$

где ω_1—частота вынужденных колебаний. Учитывая конечные прогибы, гипотезу плоских сечений и начальное несовершенство, деформация имеет вид

$$e = u_{,x} + \frac{1}{2}\left(w_{,x}^2 - \overline{w}_{0,x}^2\right) + z\left(w_{,xx} - \overline{w}_{0,xx}\right) \tag{2}$$

x—координата вдоль стержня, а z—вдоль толщины, u, w—соответственно продольная и поперечная составляющие вектора перемещения. Запятая означает дифференцирование по x, $\overline{w}_0$—начальное несовершенство стержня.

Ввиду тонкостенности стержня, примем линейный закон распределения напряжений

$$\sigma = \frac{N(x, t)}{2h} + z\,\frac{3M(x, t)}{2h^3} \tag{3}$$

Здесь N и M—усилие и момент, определяемые выражениями

$$\int_{-h}^{h} \sigma\, dz = N, \quad \int_{-h}^{h} \sigma z\, dz = M \tag{4}$$

Тогда, учитывая упругое поведение стержня и принимая во внимание формулу (2), функционал [3] с учетом граничных условий примет вид

$$J = \int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} \int_{-h}^{h} \int_0^{l} \Big[(\dot{u}_{,x} + w_{,x}\dot{w}_{,x} + z\,\dot{w}_{,xx}) \left(\frac{\dot{N}}{2h} + \frac{3z}{2h^3}\dot{M} \right) + \left(\frac{N}{2h} + \frac{3z}{2h^3} M \right) \frac{1}{2}\, \dot{w}_{,x}^2 - \frac{1}{2E} \left(\frac{\dot{N}}{2h} + \frac{3z}{2h^3}\dot{M} \right)^2 - \frac{1}{2}\rho \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial t} \right)^2 \Big] dx\,dz\,dt + \int_0^{\frac{\pi}{\omega_1}} \int_{-h}^{h} [\dot{u}(l) - \dot{u}(0)] (\dot{P}_0 + \dot{P}_1 \sin\omega_1 t)\, dz\,dt, \quad (5)$$

где ρ — плотность материала стержня. Функционал (5) составлялся при условии, что в стержне возникают установившиеся колебания с частотой ω_2. В дальнейшем представляет интерес поведение стержня в зависимости от составляющей приложенной силы P_0. Поэтому, считая P_1 заданной, в функционале (5) и в дальнейшем под точкой будем понимать дифференцирование по P_0 $(\dot{P}_0 = 1)$. Далее, после интегрирования по z с учетом формул (4), функционалу (5) придадим вид

$$J = \int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} \int_0^{l} \Big[\dot{N}\dot{u}_{,x} + \dot{N} w_{,x}\dot{w}_{,x} + \dot{M}\dot{w}_{,xx} + \frac{1}{2} N \dot{w}_{,x}^2 - \frac{1}{2E} \left(\frac{1}{2h}\dot{N}^2 + \frac{3}{2h^3}\dot{M}^2 \right) - h\rho \left(\frac{\partial \dot{w}}{\partial t} \right)^2 \Big] dx\,dt + 2h \int_0^{\frac{\pi}{\omega_1}} [\dot{u}(l) - \dot{u}(0)] (1 + \dot{P}_1 \sin\omega_1 t)\, dt \quad (6)$$

Для определения стационара функционала (6) определим его первую вариацию, считая, что независимыми варьируемыми величинами являются $\dot{u}$, $\dot{w}$, $\dot{N}$ и $\dot{M}$.

Варьируя $\dot{u}$, имеем

$$\delta \int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} \int_0^{l} \dot{N}\dot{u}_{,x}\, dx\,dt = \int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} \int_0^{l} \dot{N}\,\delta\dot{u}_{,x}\, dx\,dt = -\int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} \int_0^{l} \frac{\partial \dot{N}}{\partial x}\,\delta \dot{u}\, dx\,dt + \left[\int_0^{\frac{\pi}{\omega_2}} (\dot{u}\dot{N})\, dt \right]_0^{l} \quad (7)$$

Из условия $\delta\dot{u} \neq 0$, получим

$$\frac{\partial \dot{N}}{\partial x} = 0 \text{ или } N = -2h(P_0 + P_1 \sin\omega_1 t)$$

Для нахождения оставшихся величин применим метод Ритца. Аппроксимирующие функции для этих величин, исходя из физических предпосылок, зададим в виде

$$w = [w_0(P_0) + w_1(P_0) \sin\omega_2 t] \sin\frac{\pi x}{l} \quad (8)$$

$$M = [M_0(P_0) + M_1(P_0) \sin\omega_2 t] \sin\frac{\pi x}{l} \quad (9)$$

Система уравнений для определения неизвестных w_0, w_1, M_0 и M_1 с учетом начального несовершенства запишется в виде

$$-\frac{\pi^3}{2l\omega_2} P_0 w_0 + \frac{\pi^2}{2l} P_1 w_0 \frac{1}{\omega_1} (\cos\pi\lambda - 1) - \frac{\pi^2}{l\omega_2} P_0 w_1 + \frac{\pi^2}{2l} P_1 w_1 \frac{\omega_2}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \sin\pi\lambda - \frac{\pi^3}{2l\omega_2} M_0 - \frac{\pi^2}{l\omega_2} M_1 = 0$$

$$-\frac{\pi^3}{2l\omega_2} (w_0 - \bar{w}_0) - \frac{\pi^2}{l\omega_2} w_1 - \frac{3l\pi}{4Eh^3\omega_2} M_0 - \frac{3l}{2Eh^3\omega_2} M_1 = 0 \quad (10)$$

$$-\frac{\pi^2}{l\omega_2} P_0 w_0 + \frac{\pi^2}{2l} P_1 w_0 \frac{\omega_2}{\omega_1^2 - \omega_2^2} \sin\pi\lambda - \frac{\pi^3}{4l\omega_2} P_0 w_1 - \frac{\pi^2}{2l} P_1 w_1 \left[-\frac{1}{2\omega_1} (\cos\pi\lambda - 1) + \frac{\omega_1}{2(\omega_1^2 - 4\omega_2^2)} (\cos\pi\lambda - 1) \right] - \frac{\pi^2}{l\omega_2} M_0 - \frac{\pi^3}{4l\omega_2} M_1 - h\rho w_1 l \omega_2 \frac{\pi}{2} = 0$$

$$-\frac{\pi^2}{l\omega_2} (w_0 - \bar{w}_0) - \frac{\pi^3}{4l\omega_2} w_1 - \frac{3l}{2Eh^3\omega_2} M_0 - \frac{3l\pi}{8Eh^3\omega_2} M_1 = 0$$

Для дальнейших исследований необходимо получить зависимость между нагрузкой и прогибом. Эта зависимость после ряда преобразований последней системы примет вид

$$\left[-\pi\tau_0 + \tau_1 \frac{1}{\lambda} (\cos\pi\lambda - 1) + \pi \right] c_0 = \left[2\tau_0 - \tau_1 \frac{1}{\lambda^2 - 1} \sin\pi\lambda - 2 \right] c_1 + \pi\bar{c}_0$$

$$\left[-4\tau_0 + 2\tau_1 \frac{1}{\lambda^2 - 1} \sin\pi\lambda + 4 \right] c_0 = \left[\pi\tau_0 + \tau_1 \left(\frac{\lambda}{\lambda^2 - 4} - \frac{1}{\lambda} \right) (\cos\pi\lambda - 1) - \pi + \frac{\varkappa}{\lambda^2} \right] c_1 + 4\bar{c}_0, \quad (11)$$

где введены следующие безразмерные величины

$$\tau_0 = P_0 P_э^{-1},\ \tau_1 = P_1 P_э^{-1};\ \lambda = \omega_1\omega_2^{-1};\ c_0 = w l^{-1};$$

$$c_1 = w_1 l^{-1};\ \varkappa = \frac{3\rho}{E} \omega_1^2 \frac{l^2}{\pi^3\gamma^2};\ \gamma = h l^{-1}$$

Здесь $P_э = \frac{2\pi^2 h^3}{3l^2} E$ — Эйлерова критическая сила. Выражения (11) не определены в точках $\lambda = 1$ и $\lambda = 2$. Соответствующие уравнения можно получить непосредственно из (11) применением правила Лопиталя. Отметим, что статика получается из системы (11) при $\tau_1 = 0$ и $c_1 = 0$, причем $\tau_0 = (c_0 - \bar{c}_0)\, c_0^{-1}$ и критическая сила, определяемая из условия $\frac{d\tau_0}{dc_0} = 0$, равна 1 [4]. Аналогично определим силу потери несущей способности при любых λ (критическая сила по прогибам). Она на основании уравнений (11) примет вид

$$\bar{\tau}_0^2(8-\pi^2)+\bar{\tau}_0\left\{-\pi\left[\frac{x}{\lambda^2}-2\pi+\tau_1\left(\frac{\lambda}{\lambda^2-4}-\frac{2}{\lambda}\right)(\cos\pi\lambda=1)\right]-\right.$$

$$\left.-4\left(2\ {}_1\frac{1}{\lambda^2-1}\sin\pi\lambda+4\right)\right\}+\left[\tau_1\frac{1}{\lambda}(\cos\pi\lambda-1)+\pi\right]+$$

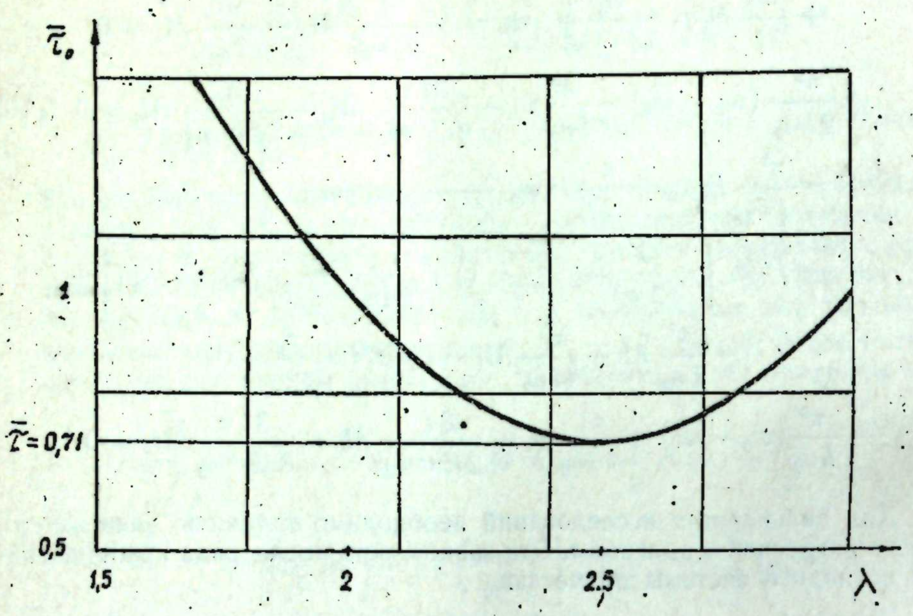


Рис. 1.

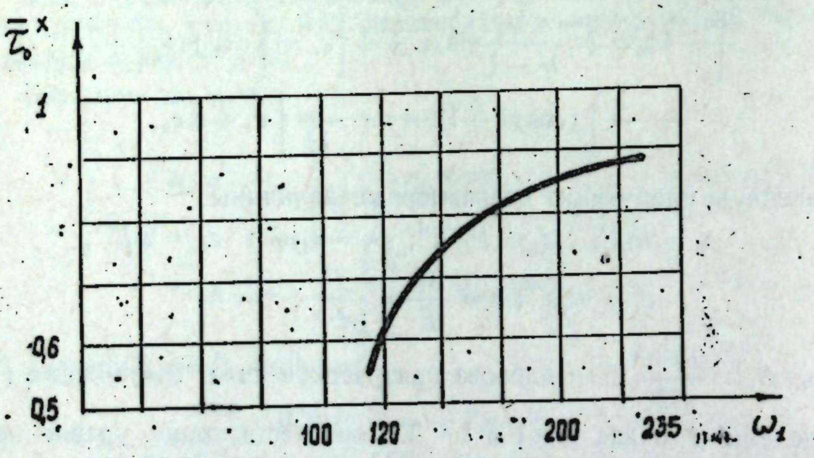


Рис. 2

$$\left[\tau_1\left(\frac{\lambda}{\lambda^2-4}-\frac{1}{\lambda}\right)(\cos\pi\lambda-1)-\pi+\frac{x}{\lambda^2}\right]+$$

$$+2\left(\tau_1\frac{1}{\lambda^2-1}\sin\pi\lambda+2\right)^2=0 \qquad (12)$$

Необходимо отметить, что величина начального несовершенства не входит в полученное уравнение.

Критическую силу динамического выпучивания определим как наименьшую τ_0 по λ. Она определяется из условий

$$\frac{d\bar{\tau}_0}{d\lambda}=0 \text{ и } \bar{\tau}_0+\tau_1<1 \qquad (13)$$

Формулы (13) определяют динамический критерий выпучивания. В случае линейной постановки из условия (13) получается известное условие динамической неустойчивости ($c_0\to\infty$) [2].

Предложенное условие выпучивания численно реализовано при следующих значениях параметров системы

$$E=2\cdot10^9\ \frac{дн}{см^2};\quad \rho=8\frac{2}{см^3};\ l=20\ см;\ h=0{,}5\ см;\ \tau_1=10^{-1}$$

На рис. 1 показано существование критической силы динамического выпучивания, т. е. построена зависимость τ_0 от λ и найдено наименьшее значение $\bar{\tau}_0$ при $\omega_1=140\ сек^{-1}$.

На рис. 2 показана зависимость критической силы динамического выпучивания от частоты вынужденных колебаний. Обнаружено существование отрезка для значений ω_1, вне которых динамического выпучивания нет, что обусловлено вторым условием (13). При составлении рис. 2 установлено, что выпучивание происходит при одних и тех же значениях $\lambda=2{,}5$.

В заключение автор приносит благодарность Р. Ю. Амензаде и А. Н. Ализаде за постоянное внимание к работе.

Литература

1. Болотин В. В. Динамическая устойчивость упругих систем. Гостехиздат. 1956. 2. Вольмир А. С. Устойчивость деформируемых систем. Наука. М., 1967. 3. Амензаде Р. Ю., Асланов Г. М. „ДАН СССР", т. 239, № 6, 1978. 4. Амензаде Р. Ю. „Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова", № 1, 1970.

АГУ им. С. М. Кирова *Поступило 17. V 1979*

Г. М. Асланов

ЕЛАСТИК ЧУБУҒУН ДИНАМИК ДАЈАНЫГЛЫҒЫ ҺАГГЫНДА

Мәгаләдә варнасиjа принсипи илә узунуна периодик гүввәнин тә'сири алтында назик диварлы еластик чубуғун динамик дајаныглығы тәсдиг едилир.

G. M. Aslanov

TO THE PROBLEM OF DYNAMIC STABILITY OF ELASTIC ROD

In the paper a problem on dynamic convexity of elastic rod is solved by variational method.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК. 621.315.592.

ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Чл.-корр. АН Азерб. ССР М. И. АЛИЕВ, С. А. АЛИЕВ, Р. Н. РАГИМОВ, Д. Г. АРАСЛЫ

ТЕРМОЭДС И ТЕРМОМАГНИТНЫЕ ЭФФЕКТЫ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ

На существование твердых растворов между антимонидом индия и „гипотетическим" соединением Jn_2GeTe впервые указывалось в работе [1]. Первые исследования электрических и оптических свойств в указанных твердых растворах показали, что эти свойства с ростом содержания второй компоненты существенно изменяются. Можно ожидать, что аналогичные изменения должны быть в термоэлектрических и термомагнитных свойствах. Измерение этих свойств интересно также потому, что по этим данным можно достаточно точно определить эффективную массу носителей тока на уровне Ферми, выявить степень непараболичности зоны проводимости и механизмы рассеяния электронов. Поэтому в данной работе поставлена задача провести комплексное исследование термоэлектрических и термомагнитных свойств твердых растворов $2JnSb-Jn_2GeTe$. Ранее такие исследования никем не были проведены. На рис. 1 для образца $(2JnSb)_{1-x}(Jn_2GeTe)_x$, где $x = 0{,}01$, представлены кривые зависимости коэффициентов поперечного и продольного эффектов Нернста—Эттингсгаузена от напряженности магнитного поля. На рис. 2 представлена зависимость термоэдс α от состава. Известно, что по данным термоэдс α, магнитотермоэдс $\Delta\alpha_\infty$ в сильном поле и концентрации n можно вычислить эффективную массу носителей тока [2—4]. В данном случае, ввиду слабого значения эффективного поля uH/C, $\Delta\alpha$ не достигает насыщения. В таком случае значения $\Delta\alpha_\infty$ можно определить либо методом экстраполяции [2] по формуле:

$$\Delta\alpha_\infty = \frac{1+(uH/c)^2}{(uH/c)^2}\,\Delta\alpha, \qquad (1)$$

либо дополнительным измерением поперечного термомагнитного эффекта Нернста—Эттингсгаузена в слабом поле ($uH/c \ll 1$) для которого справедливо соотношение:

$$\Delta\alpha_\infty = \frac{Q_\perp}{R\sigma} \qquad (2)$$

С этой целью для всех исследованных образцов значение определено как экстраполяцией $\Delta\alpha \to \Delta\alpha_\infty$, так и измерением коэффициентов Н—Э, Холла R и электропроводности σ. Оценка значений приведенного химпотенциала [5] по формуле:

$$\alpha_\infty = -\frac{k_0}{e}\left(\frac{I'_{3/2,0}}{I^0_{3/2,0}} = \eta\right) \qquad (3)$$

показала, что во всех исследованных образцах электронный газ достаточно сильно вырожден ($\eta > 10$).

Используя экспериментальные данные о α_∞ и n по формуле (2)

$$m^* = \frac{e}{\pi^2 k_0^2 T}\left(\frac{3h^3}{8\pi e R_\infty}\right)^{2/3}\alpha_\infty, \qquad (4)$$

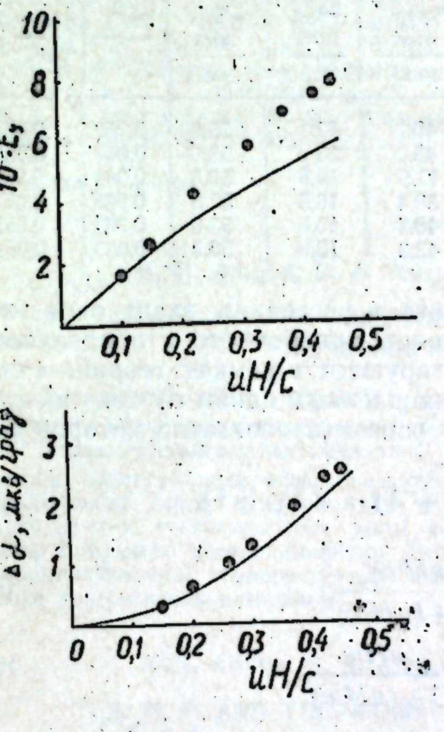


Рис. 1.

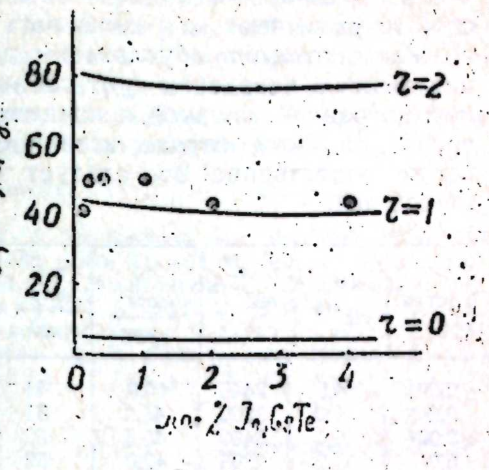


Рис. 2.

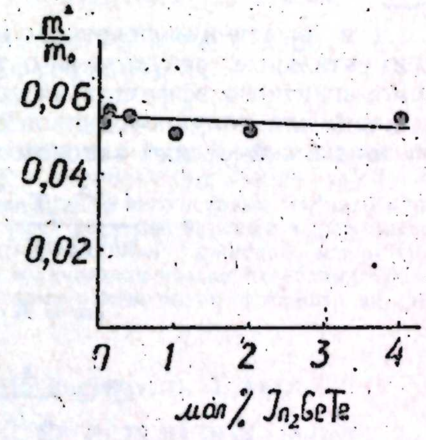


Рис. 3.

справедливой в случае сильного вырождения для любого вида закона дисперсии определены эффективные массы. Полученные экспериментальные данные и результаты вычислений приведены в таблице. Как видно в исследованных образцах концентрация электронов изменяется в диапазоне $4\cdot10^{18}\ см^{-3} \div 7\cdot10^{18}\ см^{-3}$. Для того, чтобы проследить за изменением эффективной массы в зависимости от состава необходимо рассматривать их на одинаковом энергетическом уровне. Поэтому в предположении справедливости модели Кейна и для твердых растворов $2JnSb-Jn_2GeTe$ результаты о m^*/m_0 приведены для концентрации $n = 5\cdot10^{18}\ см^{-3}$. Они представлены на рис. 3 в виде зависимости m^*/m_0 от состава. Как видно, с ростом содержания Jn_2GeTe эффективная масса электронов существенно не изменяется. Ввиду того, что эффективная масса электронов на дне зоны проводимости и на уровне Ферми пропорциональны ширине запрещенной зоне ε_g, можно косвенно полагать и о несущественном изменении ε_g. Заметим, что в [1] авторы, исходя из оптических ширин запрещенной зоны от состава указывают на резкий рост ε_g при $x = 0{,}005$. Полагается, что подобные явления обусловлены эффектом Бурштейна. По-видимому, для анализа поведения ε_g от состава им следовало бы измерить JnSb с концентрацией, близкой к концентрациям электронов в твердых растворах. В таком случае истинное значение ε_g от состава изменилось бы не существенно. Это следует и из идентичной зависимости ε_g и n от состава.

Состав	$n \cdot 10_9^{-18}$, $см^{-3}$	σ, $ом^{-1} см^{-1}$	α_0 $\frac{мкв}{град}$	$\alpha_{пр}$, $\frac{мкв}{град}$	$\alpha_{теор}$, $\frac{мкв}{град}$	$\Delta\alpha_{\infty}$, $\frac{мкв}{град}$	α_{∞}, $\frac{мкв}{град}$	$\frac{m^*}{m_0}$	$\left(\frac{m^*}{m_0}\right)_{пр}$
0,001	4,5	2440	44,0	41	40,7	11	55,0	0,050	0,053
0,002	6,0	3200	45,0	51	43,0	13	58,0	0,064	0,056
0,004	6,1	3400	45,5	52	41,5	10,8	56,3	0,062	0,054
0,01	7,2	2395	42,0	52	39,4	10,5	52,5	0,065	0,051
0,02	5,0	1330	43,0	44	40,2	10,6	53,6	0,053	0,052
0,04	4,8	625	44,0	43	42,3	10,8	56,3	0,053	0,054

Для выяснения основного механизма рассеяния электронов экспериментальные результаты о термоэдс, поперечного и продольного термомагнитного эффектов интерпретируются в рамках теории, справедливой для полупроводников с вырожденным одним сортом носителей тока и кейновским законом дисперсии $\varepsilon(\kappa)$, согласно которой [6]:

$$\alpha = \frac{4\pi^{4/3}\kappa_0 T m^*}{eh^2(3n)^{2/3}}(\gamma_r' + 1) = A(\gamma_r' + 1) \tag{5}$$

$$\Delta\alpha = A\gamma_r' \frac{(uH/c)^2}{1+(uH/c)^2} \tag{6}$$

$$\varepsilon_y^{из} = \frac{A}{\kappa_0/e}\gamma_r' \frac{uH/c}{1+(uH/c)^2}, \tag{7}$$

где

$$\gamma_r' = 2/3\left(r - \frac{1}{2}\right) - \left[2 - (1+p)\frac{d\ln f\left(\frac{p}{p_0}\right)}{dp}\right]\gamma \tag{8}$$

$$\gamma = \frac{1}{3}\frac{p}{p+1}\left[1 - \left(\frac{p}{p_0}\right)^2\right] \tag{9}$$

В формулах (8), (9) γ—параметр непараболичности, r—параметр механизма рассеяния $p = \frac{1}{m^*} - 1$, $p_0 = \frac{1}{m_0^*} - 1$; m^* и m_0^*—эффективные массы на уровне Ферми и на дне зоны проводимости. Фактор $f(r)$ в (8) в зависимости от механизма рассеяния принимает различные значения, которые даны в [7] формулами (3)—(7). Необходимые для расчетов значения m_0^* для всех образцов принимались как m_0^* для JnSb. На рис. 2 представлены экспериментальные результаты зависимости термоэдс от состава при 300°К в сопоставлении с расчетными кривыми для трех механизмов рассеяния на акустических и оптических фононах ($r=0$, $r=1$) и ионизированных примесях ($r=2$).

Результаты α по формуле (5) приведены к единой концентрации. Как видно, для всех исследованных твердых растворов превалирует единый механизм рассеяния—рассеяние на оптических фононах.

Это подтверждается и данными о зависимости коэффициентов термомагнитных эффектов от напряженности магнитного поля.

Литература

1. Woolley J. C., Williams E. W. J. Electrochem. Soc. vol., 111, № 2, 210, 1964. 2. Rodot M. Ann. Phys. Paris, 5, 1085, 1960. Rodot M. Sol. St. Phys. Electr. Telecom, 2, 689, 1960. 3. Коренблит Л. Л., Машовец Д. В., Шалыт С. С. ФТТ. 6, 555, 1964. 4. Шалыт С. С., Алиев С. А. ФТТ, 6, 1979, 1964. 5. Аскеров Б. М. Кинетические эффекты в полупроводниках. Изд-во „Наука". Л., 1970. 6. Алиев С. А., Суюнов У. Х., Алиев М. И. ФТП 7, 2024, 1973. 7. Алиев Т. А., Гашимзаде Ф. М., Алиев С. А., Гаджиев Т. Г., Алиев Э. М., Алиев М. И. ФТТ 5, 323, 1971.

Институт физики

Поступило 19. IV 1979

М. И. Әлиіев, С. А. Әлиіев, Р. Н. Рәһимов, Д. һ. Араслы

JnSb—Jn_2GeTe БӘРК МӘҺЛУЛУНДА ТЕРМО е. һ. г. ВӘ ТЕРМОМАГНИТ ЕФФЕКТЛӘРИ

Мәгаләдә $(2\,JnSb)_{1-x}(Jn_2GeTe)_x$, ($x < 0{,}04$) бәрк мәһлулунун термо е. һ. г. α електрик кечирмәси σ һолл әмсалы K магнитотермо е. һ. г. $\Delta\alpha$ вә енинә термомагнит Нернст—Еттингсгаузен еффекти $Q_\perp$ тәдгиг олунмушдур. һәмин тәдгигатлара әсасән електронларын еффектив күтләси вә кимјәви потенсиалын гијмәти мүәјјән едилмишдир. Тәдгиг едилмиш бүтүн нүмунәләрдә електрон газынын чырлашмыш олдуғу вә еjни консентрасиjаjа уjғун еффектик күтләнин тәркибдән асылы олараг зәиф дәјишдиjи көстәрилмишдир. Тәчрүби нәтичәләрин нәзәри һесабламаларла мүгаjисәсиндән, отаг температурунда електронларын әсасән оптик фононлардан сәпилдиjи мүәjјәнләшдирилмишдир.

M. I. Aliyev, S. A. Aliyev, R. N. Ragimov, D. G. Arasly

T. E. M. F. AND THERMOMAGNETIC EFFECTS IN INSB—In_2GeTe SOLID SOLUTIONS

The investigations were made of the t. e. m. f. α, electrical conductivity σ, Hall coefficient R, magneto t. e. m. f. $\Delta\alpha$ and transverse Nernst—Ettinsgausen effect $Q_\perp$ of $(2InSb)_{1-x}-(In_2GeTe)_x$ (up to $x < 0.04$) solid solutions. Through these data the level of chemical potential and the electron effective mass have been determined. It was shown that in all specimens of nuclear investigation the electron gas is degenerated and the composition dependence of electron effective mass is not essential. The comparison of experimental data with the theory showed that the basic mechanism of the electron scattering at room temperature is the scattering on the optical phonons.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 538.116 : 538.115

ФИЗИКА МАГНИТНЫХ ЯВЛЕНИЙ

М. Б. ГУСЕЙНОВ, Н. Г. ГУСЕЙНОВ

ВЛИЯНИЕ БИКВАДРАТНОГО ОБМЕНА НА ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ОДНООСНЫХ ФЕРРО-И АНТИФЕРРОМАГНЕТИКОВ

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

В описании магнитных свойств некоторых веществ, помимо билинейного обменного взаимодействия, большую роль играет и биквадратное обменное взаимодействие [1—15]. В частности, биквадратный обмен существенно влияет на спектр элементарных возбуждений в магнитоупорядоченных кристаллах.

При исследовании энергетических спектров в магнетиках со спином $S=1$ методом стандартных базисных операторов в технике функции Грина [16] в приближении случайных фаз получается дополнительная колебательная мода, соответствующая изменению z-компоненты оператора спина S_z на два. Когда учитываются только билинейный обмен и одноосная анизотропия, такое возбуждение является локальным [16—18]. Включение биквадратного обмена в гамилтониан приводит к следующему результату: а) в случае ферромагнетика возбуждение с $|\Delta S_z|=2$ становится коллективным [15], б) в антиферромагнетике появляется дополнительная мода, причем обе моды носят коллективный характер [14].

В настоящей работе на примере намагниченности рассматривается влияние биквадратного обмена на термодинамику одноосных ферро-и антиферромагнетиков. При больших значениях одноионной анизотропии, рассмотрением чего мы ограничимся, основной вклад в термодинамику магнитной системы с биквадратным обменом вносит колебания с $|\Delta S_z|=2$. В этом случае намагниченность следует определить с помощью функций Грина, характеризующих возбуждение с изменением S_z на два.

I. Ферромагнитный случай

Используя результаты работы [15], получим следующее выражение для намагниченности

$$\sigma=\frac{1}{1+2\varphi} \tag{1}$$

Здесь

$$\varphi=\frac{1}{N}\sum_{\kappa} f(\vec{\kappa}), \tag{2}$$

где

$$f(\vec{\kappa})=\left\{\exp\left[\frac{\omega(\vec{\kappa})}{\kappa_B T}\right]-1\right\}^{-1} \tag{3}$$

—функция распределения Бозе—Эйнштейна,

$$\omega(\vec{\kappa})=2H_z+[2I(0)-B(0)-B(\vec{\kappa})]\,\sigma \tag{4}$$

—частота колебания с изменением S_z на два [15].

В (4) H_z—внешнее постоянное магнитное поле в единицах $g\mu_B$, g—фактор Ланде, μ_B—магнетон Бора; I и B соответственно параметры билинейного и биквадратного обменного взаимодействия, $I(0)=I(\vec{\kappa}=0)$, $B(0)=B(\vec{\kappa}=0)$, $\vec{\kappa}$—волновой вектор, $\sigma=\langle S_z\rangle$ — намагниченность ферромагнетика.

Как видно из (4), коллективность (т. е. зависимость от волнового вектора) такого возбуждения определяется наличием параметра биквадратного обмена.

Исследуем намагниченность σ в пределах низких и высоких температур.

1. Низкие температуры ($T \ll T_c$).

Величина $f(\vec{\kappa})=\left\{\exp\left[\frac{\omega(\vec{\kappa})}{\kappa_B T}\right]-1\right\}^{-1}$ описывает отклонение намагниченности от насыщения при $T\neq 0$. Ясно, что при $T=0$ $f(\vec{\kappa})=0$ и поэтому при низких температурах $f(\vec{\kappa})$ можно считать малым параметром.

Тогда из (1) получим

$$\sigma=1-2\varphi \tag{5}$$

После перехода от суммирования по $\vec{\kappa}$ к интегрированию (5) принимает вид

$$\sigma=1-\frac{v}{\pi^2}\int_0^\infty\frac{\kappa^2\,d\kappa}{\exp\left[\frac{\omega(\kappa)}{\kappa_B T}\right]-1}. \tag{6}$$

При низких температурах $\omega(\vec{\kappa})$ можно разложить в ряд по степеням $\vec{\kappa}$ и ограничиться членом с κ^2 [19]. Тогда из (4) для п. к. решетки получим (при низких температурах на правой стороне (4) приближенно можно подставить $\sigma=1$)

$$\omega(\vec{\kappa})=2[H_z+I(0)-B(0)]+\frac{1}{6}B(0)(a\kappa)^2, \tag{7}$$

где a—постоянная решетки ($v=a^3$).

Тогда (6) принимает вид

$$\sigma=1-\frac{a^3}{\pi^2}\int_0^\infty\frac{\kappa^2\,d\kappa}{\exp\left[\frac{\alpha+\beta\kappa^2}{\kappa_B T}\right]-1}, \tag{8}$$

где

$$\alpha=2[H_z+I(0)-B(0)],\quad \beta=\frac{1}{6}a^2B(0).$$

При $\kappa_B T \gg \alpha$ намагниченность зависит от температуры по следующему закону

$$\sigma = 1 - \frac{a^3}{4}\left(\frac{\kappa_B}{\pi\beta}\right)^{3/2} \xi(3/2) T^{3/2}, \tag{9}$$

где ξ (3/2) — дзета-функция Римана.

При $\kappa_B T \ll \alpha$ зависимость намагниченности от температуры носит экспоненциальный характер.

Как видно из (9), зависимость намагниченности от температуры в рассматриваемом случае соглашается с результатами спин-волнового приближения [20], но с тем отличием, что здесь вместо параметра билинейного стоит параметр биквадратного обмена.

2. Высокие температуры ($T \leqslant T_c$).

Пусть внешнее постоянное магнитное поле отсутствует ($H_z = 0$). Выражение (1) удобно переписать в виде

$$\frac{1}{\sigma} = 1 + 2\varphi = \frac{1}{N}\sum_{\kappa} \operatorname{cth} \frac{I(0)\,\Omega(\vec{\kappa})\,\sigma}{\kappa_B T}, \tag{10}$$

где

$$\Omega(\vec{\kappa}) = 1 - \frac{1}{2I(0)}\left[B(0) + B(\vec{\kappa})\right].$$

При $H_z = 0$ примем, что $\sigma \neq 0$, когда $T < T_c$ и $\sigma \to 0$, когда $T \to T_c$. Поэтому при $T \to T_c \frac{I(0)\,\Omega(\vec{\kappa})\,\sigma}{\kappa_B T} \ll 1$. Тогда, используя разложение

$$\operatorname{cth} x \approx \frac{1}{x} + \frac{x}{3} \tag{11}$$

при $x \ll 1$, из (10) окончательно получим, что когда $T \leqslant T_c$

$$\sigma \cong \sqrt{\frac{6 T_c \kappa_B}{[2I(0) - B(0)]}\left(1 - \frac{T}{T_c}\right)}. \tag{12}$$

Величина

$$T_c = \left\{\frac{1}{N}\sum_{\kappa} \frac{2\kappa_B}{2I(0) - B(0) - B(\kappa)}\right\}^{-1} \tag{13}$$

является температурой Кюри.

II. Антиферромагнитный случай.

Пусть внешнее постоянное магнитное поле отсутствует ($H_z = 0$). Тогда из выражений для функций Грина, характеризующих возбуждение с изменением S_z на два [14], найдем намагниченность подрешетки

$$\sigma = \frac{1}{1 + 2\psi} \tag{14}$$

Здесь

$$\psi = \frac{2}{N}\sum_{\kappa} \frac{1}{2\omega(\kappa)}\left\{-\omega(\kappa) + 2\Omega(0)\left[1 + 2f\left(\frac{\omega(\kappa)}{\kappa_B T}\right)\right]\right\}, \tag{15}$$

где

$$\Omega(0) = \left[I(0) - \frac{1}{2}B(0)\right]\sigma, \tag{16}$$

а величина

$$\omega(\vec{\kappa}) = \sqrt{4\Omega^2(0) - B^2(\kappa)\,\sigma^2} \tag{17}$$

— частота колебания с $|\Delta S_z| = 2$ [14].

Как в случае ферромагнетика, исследуем намагниченности в пределах низких и высоких температур.

1) Низкие температуры ($T \ll T_N$).

Так как величина ψ характеризует отклонение намагниченности от насыщения за счет нулевых и тепловых колебаний, то при низких температурах из (14) имеем

$$\sigma = 1 - 2\psi \tag{18}$$

или

$$\sigma = 1 - 2(\psi_0 + P_\tau), \tag{19}$$

где

$$\psi_0 = \frac{2}{N}\sum_{\kappa}\left[-\frac{1}{2} + \frac{\Omega(0)}{\omega(\vec{\kappa})}\right], \tag{20}$$

$$P_\tau = \frac{2}{N}\sum_{\kappa} 2\,\frac{\Omega(0)}{\omega(\vec{\kappa})} f\left[\frac{\omega(\vec{\kappa})}{\kappa_B T}\right], \tag{21}$$

Температурная зависимость описывается величиной P_τ.

И наконец, получим, что при $\kappa_B T \gg 4I(0)[I(0) - B(0)]$ намагниченность зависит от температуры следующим образом (для п. к. решетки)

$$\sigma = \sigma(T = 0) - \sqrt{27}\left(\frac{\kappa_B}{\pi B(0)}\right)^2 \left[2\frac{I(0)}{B(0)} - 1\right] \xi(2)\, T^2 \tag{22}$$

При $\kappa_B T \ll 4I(0)[I(0) - B(0)]$ намагниченность зависит от температуры экспоненциально.

Таким образом, в рассматриваемом случае температурная зависимость намагниченности имеет такой же характер, как в спин-волновом приближении [20].

2) Высокие температуры ($T \leqslant T_N$).

В этом случае температурная зависимость намагниченности при $T \leqslant T_N$ имеет вид

$$\sigma \cong \sqrt{\frac{6 T_N \kappa_B}{[2I(0) - B(0)]}\left(1 - \frac{T}{T_N}\right)}; \tag{23}$$

где

$$T_N = \frac{1}{[2I(0) - B(0)]}\left\{\frac{2}{N}\sum_{\kappa} \frac{2\kappa_B}{[2I(0) - B(0)]^2 - B^2(\kappa)}\right\}^{-1} \tag{24}$$

— температура Нееля.

В заключение авторы выражают глубокую признательность проф. Ю. М. Сеидову за постоянное внимание и ценные замечания при выполнении работы.

Литература

1. Anderson P. W. Phys. Rev., 115, 2, 1959. 2. Harris E. A., Owen J. Phys. Rev. Lett., 11, 9, 1963. 3. Rodbell D. S. et al. Phys. Rev. Lett., 11, 10, 1963.

4. Bertaut E. F. Solid Stat. Commun., 3, 1, 1965. 5. Рубинштейн Б. Е. ФТТ, 9, 1263, 1967. 6. Baker J. M. Rep. Progr. Phys., 34, 109, ϶ 1. 7. Wolf W. P. J. Phys., Paris, 32, C1—26, 1971. 8. Nauciel M.—Bloch et al. Phys. Rev., 5b, 4603, 1972. 9. Chen H. H., Levy P. M. Phys. Rev. Lett., 27, 1383, 1971. 10. Sivardiere J. Лекции, прочитанные на XI зимней школе по теоретической физике, Карпач, Польша, 1974. 11. Матвеев В. М. ЖЭТФ, 65, 1626, 1973. 12. Blume M., Hsich Y. Y. J. Appl. Phys., 40, 1249, 1969. 13. Westwanski B. Phys. Lett., A48, 129, 1974. 14. Michas R. Phys. Stat. Sol (b), 72, 255. 1975. 15. Michas R. Phys. C: Solid State Phys., 9, 3307, 1976. 16. Haley S. B., Erdös P. Phys. Rev., B5, 1106, 1972; S. B. Haley, Phys. Rev., B17, 337, 1978. 17. Vettier C. J. Phys., C7, 3583, 1974. 18. Гусейнов М. Б., Гусейнов Н. Г. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ-матем", № 4, стр. 25, 1978. 19. Тябликов С. В. Методы квантовой теории магнетизма. М. „Наука", 1975. 20. Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В, Спиновые волны. М., „Наука", 1967.

Поступило 3. VII 1979

Институт физики

М. Б. Һүсејнов, Н. Г. Һүсејнов

БИКВАДРАТИК МҮБАДИЛӘНИН БИРОХЛУ ФЕРРО ВӘ АНТИФЕРРОМАГНИТЛӘРИН ТЕРМОДИНАМИК ХАССӘЛӘРИНӘ ТӘ'СИРИ

Мәгаләдә бирохлу анизотропијанын бөјүк гијмәтиндә биквадратик мүбадиләнин спини $S=1$ олан ферро—вә антиферромагнитләрин термодинамик хассәләринә тә'сиринә бахылмышдыр. Анизотропијанын бөјүк гијмәтиндә системин термодинамик хассәләрини спинин z-компонентинин ики ваһид дәјишмәсинә ујғун енержи һәјәчанланмасы муәјјән едир. Буна көрә дә магнитләшмә параметри $\sigma = \langle S_z \rangle$ белә һәјәчанланманы характеризә едән Грин функсијасынын ифадәсиндән тә'јин едилмишдир. Көстәрилмишдир ки, биквадратик мүбадилә системин термодинамик хассәләринә әсаслы тә'сир едир.

M. B. Guseinov, N. G. Guseinov

THE INFLUENCE OF BIQUADRATIC EXCHANGE ON UNIAXIAL FERRO- AND ANTIFERROMAGNETICS THERMODYNAMIC PROPERTIES

The influence of biquadratic exchange interaction on uniaxial ferro- and antiferromagnetics thermodynamic properties with $S=1$ spin at high values of anisotropy is considered. The main thermodynamic properties at such values of anisotropy are determined by excitation of states with $|\Delta S_z| = 2$, where S_z is "z" component of spin operator. So $\sigma = \langle S_z \rangle$ is determined from the expressions for Green function characterising such excitations. It is shown that thermodynamic properties of system are significantly influenced by biquadratic exchange.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 541.64+678.01

МОЛЕКУЛЯРНАЯ ФИЗИКА

Г. Г. ПИМЕНОВ, Ч. И. ИБРАГИМОВ, Э. А. МАСИМОВ

ИЗУЧЕНИЕ РАЗЛИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ ВОДЫ В СИСТЕМЕ АГАРОИД-ВОДА МЕТОДОМ ПМР

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

Исследование поведения воды, связанной с макромолекулой, представляет большой теоретический и практический интерес. Это связано с тем, что вода является обязательной составной частью всех клеток и тканей человека, животных и растительных организмов, самые разнообразные биохимические процессы протекают в водной среде.

В настоящее время поведение воды, адсорбированной в макромолекулах и в водных растворах биополимеров является предметом интенсивных исследований [1—6].

Одним из эффективных методов исследования для изучения свойств и состояния воды является метод ПМР, позволяющий непосредственно наблюдать за состоянием воды в биополимерах без всяких воздействий на образец. Установлено, что молекулы воды, связанные с макромолекулами, обнаруживают ряд аномальных свойств по сравнению с обычной водой. В частности, ширина линии ЯМР-протонов воды в системе биополимер—вода значительно шире [6], а времена спин-решеточной T_1 и спин-спиновой релаксации T_2 короче [4], чем для свободной воды. Оценка времен корреляции τ_c, сделанная с использованием теории БПП [7] для адсорбированной воды, показала, что τ_c имеет порядок $10^{-7} - 10^{-9}$ *сек*. Это значение отличается от величины $\tau_c = 10^{-11}$ *сек* для чистой воды. Одним из важных моментов в проблеме физических свойств биополимеров, гидратированных водой занимает вопрос диффузии молекул воды в таких системах, поскольку наличие эффективных механизмов диффузии воды допускает процессы обводнения и обезвоживания, транспорт обменных ионов и связанные с ними физико-химические превращения в живой и неживой природе. Заметный прогресс в данной области был достигнут после того, как удалось найти связь между параметрами ЯМР и микроскопическими характеристиками молекулярного движения воды, связанной с макромолекулами.

Полученные результаты и их обсуждение

Объектом исследования в данной работе являлись водные растворы Na^+ агароида* с одинаковой степенью полимеризации и равной степенью эфиризации.

Агароид—разновидность агара и отличается от других видов агара менее студнеобразующей способностью, более высоким содержанием

* Образцы получены в НИИ химии СГУ Р. В. Кудашовой. Технология получения агароидов подробно описана в [8].

сульфоэфирных групп и катионов металлов, некоторым различием в строении самого полисахарида.

Спин-решеточная релаксация наблюдалась импульсной последовательностью 180°, τ, 90°, а спин-спиновая релаксация последовательностью Карра—Парселла 90°, τ, 180°, 2τ, 180°, 2τ, ...

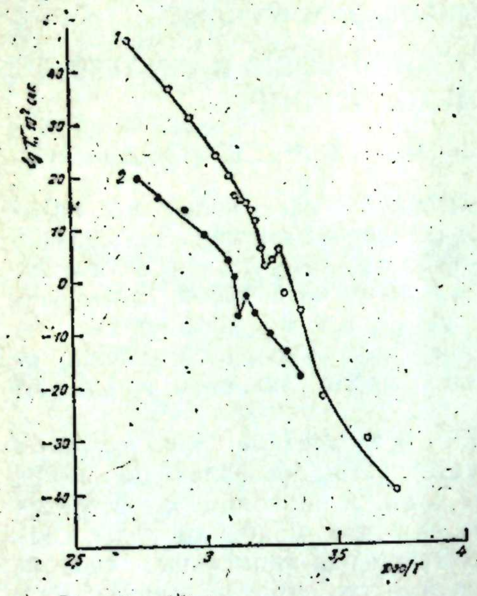


Рис. 1 а.

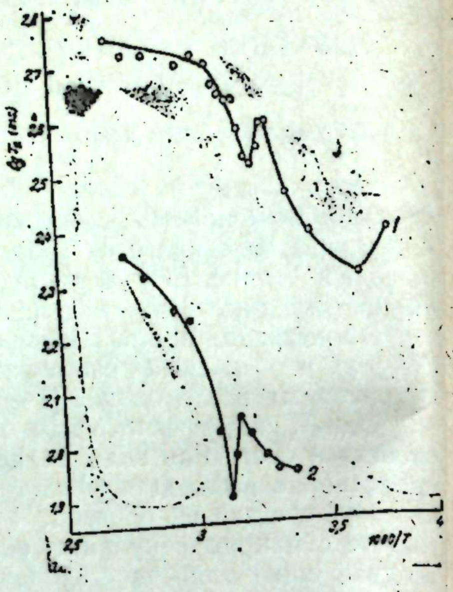


Рис. 1 б.

На рис. 1, *а, б* представлены температурные зависимости времен спин-решеточной и спин-спиновой релаксации для двух образцов с содержанием 12 и 20% агароида.

Как видно из рисунков, при температурах 35,6 (12%) и 47°С (20%) наблюдаются узкие минимумы, соответствующие фазовому переходу раствор—гель для исследованных растворов, которые совпадают с температурами перехода $T_{гель}$, найденными из измерения электропроводности. Различие в глубинах минимума на кривых

$\lg T_1 - \frac{1000}{T}$ и $\lg T_2 - \frac{1000}{T}$ связано с тем, что, как, известно [7], спин-спиновая релаксация определяется не только статистическими, но и высокочастотными флуктуирующими локальными полями, тогда как спин-решеточная релаксация—только изменяющимися локальными полями. С уменьшением температуры до минимума уменьшаются времена. Такое уменьшение T_1 и T_2 находится в соответствии с зависимостью T_1 и T_2 от времени корреляции τ_c в области $\omega_0\tau_c \ll 1$, вытекающей из теории БПП, рассматривающей молекулу воды изотропно вращающуюся и диффундирующую во всех направлениях, где ω_0—частота ларморового вращения ядра ($\omega_0=\gamma H_0$), т. е. когда время корреляции намного меньше периода ларморовой процессии. В точке

геля двойные спирали, образованные из развернутых макромолекул, объединяются и образуют пространственную сетку. При этом подвижность молекул воды, заключенной в каркасе студня, уменьшается, обусловливая падение T_1 и T_2 [4]. Однако даже в состоянии истинного раствора ($\omega_0\tau_c \ll 1$), полученные результаты полностью не могут описываться теорией БПП, по которой в области ($\omega_0\tau_c \ll 1$), T_1 и T_2 равны, а также в случае ($\omega_0\tau_c = 1$) $T_1/T_2 \sim 1,6$. Кроме того, времена релаксации в несколько раз меньше, чем для чистой воды. Естественно предположить, что такое отличие в значениях времен релаксации воды в макромолекуле и в чистой воде связано с присутствием

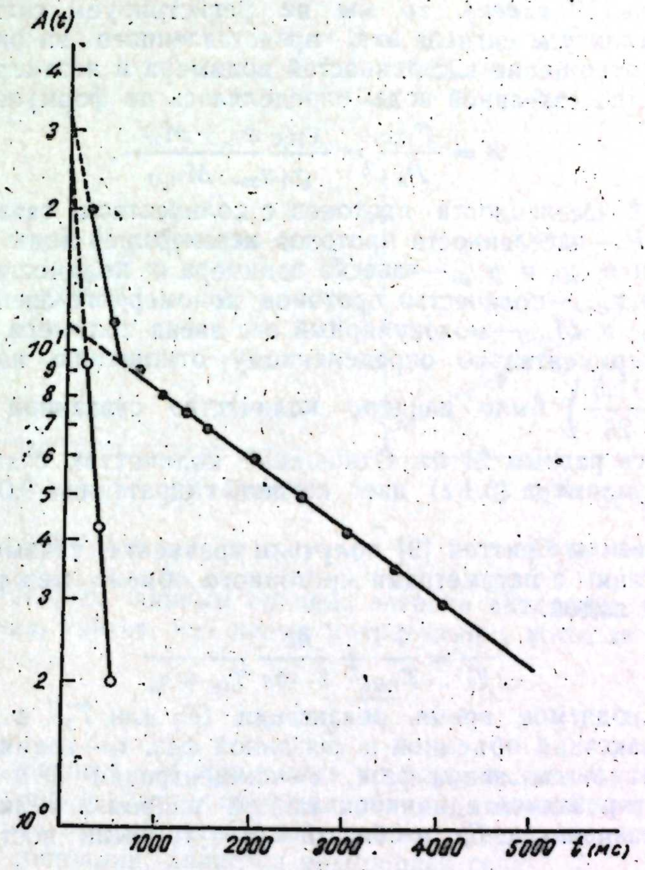


Рис. 2.

макромолекул в системе. Относительно влияния макромолекул на релаксационные свойства воды в литературе имеется несколько объяснений, из которых наиболее эффективным является объяснение, основанное на двухфазной модели воды в биополимерах. Простая двухфазная модель предполагает, что поведение T_1 и T_2 для системы биополимер—вода может быть объяснено на основе двух типов воды: связанная и свободная. В рамках этой теории имеется некоторое количество связанной воды и существует протонный обмен между этой и объемной водой. Наблюдаемый синглет от протонов воды однозначно свидетельствует о наличии быстрого обмена между этими молекулами. Количество связанной с макромолекулой воды, другими словами, количество незамерзшей воды (гидратированная вода), определялось многими авторами как ЯМР, так и другими методами. Однако значения степени гидратации (количество воды на один грамм сухого полимера), полученные разными авторами, расходятся. Нами была определена степень гидратации несколько другим путем: ниже 0°С в системе биополимер—вода имеется несколько протонных фаз—лед, полимер и незамершая вода, причем ширина линии ЯМР и времена релаксации каждой из фаз отличаются друг от друга. При этом населенности этих фаз также отличаются. Учитывая тот факт, что время релаксации протонов льда намного меньше, чем протонов полимера и незамерзшей воды, а также меньше времени пирализации спектрометра (10 *мксек*), то мы не регистрируем сигнал от льда. Тогда по амплитуде сигнала эха, представленного на рис. 2, можем определить отношение населенностей полимера и незамерзшей воды.

Количество связанной воды определялось по формуле:

$$K = \frac{P_{H_2O}}{P_п} = \frac{g_{H_2O}\, n_{H_2O} \cdot M_{зв.}}{g_п\, n_{зв.} \cdot M_{H_2O}},$$

связывающей населенности протонов с количеством связанной воды, где P_{H_2O} и $P_п$—населенности протонов незамерзшей воды и полимера соответственно; $g_п$ и g_{H_2O}—навеска полимера и количество связанной воды; $n_{зв.}$ и n_{H_2O}—количество протонов мономерного звена полимера и воды; $M_{зв.}$ и M_{H_2O}—молекулярный вес звена полимера и воды.

По экспериментально определенному отношению населенностей $\left(P_{H_2O}/P_п = \dfrac{11{,}5}{26}\right)$ было найдено количество связанной воды, которое оказалось равным 24 *мг*. Отношение количества связанной воды к навеске полимера (0,1 *г*) дает степень гидратации=0,024 *г*/0,1 *г* = = 0,24 *г*/*г*.

Зиммерман и Бриттен [9] получили уравнение, связывающее времена релаксации с параметрами протонного обмена между связанной и свободной водой.

$$\frac{1}{T_l} = \frac{1}{T_{la}} + \frac{hc}{1-hc}\,\frac{1}{T_{lb} + \tau_b} \qquad (1)$$

где T_l—наблюдаемое время релаксации (T_1 или T_2), а T_{la} и T_{lb}—времена релаксаций объемной и связанной фаз. τ_b—время жизни молекулы воды в связанной фазе, c—концентрация и h—количество воды, гидратированной единичной массой макромолекулы. Считая τ_b малой по сравнению с T_{lb} в области $\omega_0\tau_c \ll 1$, были построены зависимости $\dfrac{1}{T_l}$ от $hc\ (1-hc)^{-1}$, которые представлены на рис. 3, *а*, *б*.

Как видно из рисунков, такая зависимость имеет вид прямой, свидетельствующей о том, что степень гидратации не зависит от концентрации в исследованной области концентраций. Экстраполяция прямой до нулевой концентрации по формуле (1) дает $(T_{la})^{-1}$. Найденное значение T_{2a} оказалось равным 2170 *мсек*, совпадающим со значением T_2 для чистой воды. T_{2b} связанной воды, найденная по наклону прямой $\dfrac{1}{T_2} - hc\,(1-hc)^{-1}$ дает 10 *мсек*. Следует отметить, что в обширной работе [10] получилось на порядок меньше, чем для чистой воды.

Найденное экстраполяцией прямой $\dfrac{1}{T_1} - hc\,(1-hc)^{-1}$ значение T_{1a} оказалось равным 2083 *мсек*, а T_{1b}, найденное по наклону—36 *мсек*.

Таким образом, становится ясной причина уменьшения T_1 и T_2 протонов воды в биосистеме по сравнению с чистой водой и несовпадение T_1 и T_2 при $\omega_0\tau_c \ll 1$. Что касается подвижности макромолекул, то измерения T_2 полимера, проведенные при $t = -20$°С для концентраций 7,15 и 20%, показал, что T_{2b} остается постоянным 9 *мксек*, это указывает на наличие жесткого каркаса в студнях.

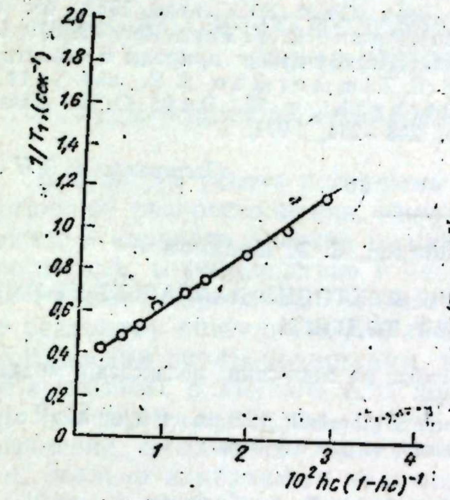


Рис. 3 *а*.

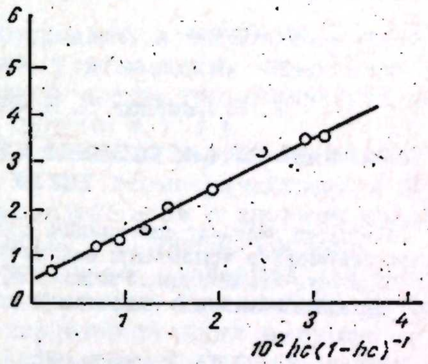


Рис. 3 *б*.

По полученным данным оценена энергия активации молекулярного движения, считая, что время корреляции τ_c носит активационный характер.

$$\tau_c \sim \tau_0\, e^{\frac{\Delta E}{RT}}$$

ΔE оказалось равным ~ 4 *ккал/моль* по порядку величины, совпадающей с энергией разрыва одной водородной связи. Это свидетельствует о том, что преимущественной связью, удерживающей молекулы в связанном состоянии, является водородная связь.

Измерение коэффициента самодиффузии показало, что в точке геля D также претерпевает изменение и энергия активации, найденная по зависимости $\lg D - \dfrac{1000}{T}$, дает точно такое же значение, как и найденное по зависимости $\lg T_1 - \dfrac{1000}{T}$.

Небольшое изменение T_1 и T_2 при дальнейшем понижении температуры, по-видимому, связано со стабилизацией студня (упрочнение). При этом часть воды выталкивается упрочненными участками микрополостей и это приводит к небольшому увеличению подвижности воды. Затем, после окончания процесса упрочнения, T_1 и T_2 снова падают с уменьшением температуры. Наблюдаемый минимум T_2 при $t = 4$°C связан с максимумом плотности объемной воды, что обусловливает некоторую свободу воды и приводит к увеличению T_2.

Литература

1. Clifford J. and Sheard B. Biopolymers, 4,1057, 1968. 2. Ogiwara Y., Kubota H., Hayashi S. and Mitomo N. J. Appl. Polymer. Sci., 13, 1689, 1969, 14, 303, 1970. 3. Sterling G., Masuzawa M. Makromolecul. Chem, 1968, 116, 140. 4. Woessner D. E., Snowden B. S. Jr. and Y. C. Chiu, J. Collaid. Interf. Sci. 34, 283, 1970. 5. Miccioncio M. S., Palma M. B. Annals New York, Academy of Sci, 1971. 6. Aizawa M., Mizuguchi J., Suzuki S., Hayashi S., Suzuki T., Mitomo N., Toyamo H. Bull. Chem. Sol. Japan, 1972, 45, 3031. 7. Bloembergen N., Purcell E. M. and Pound R. V. Phys. Rev, 73, 679, 1948. 8. Кудашова Р. В., Гликман С. А. Ст. „Исследование природы и свойств растворов и гелей полимеров". Саратов, 1968. 9. Zimmerman J. R. and Brittin W. E. J. Phys. Chem., 1957, 67, 1328. 10. Derbyshire W., Duff O. D. Faraday Discussions of the chemical Society, 57, pp. 243—254, 1974.

Поступило 4. VII 1979

АГУ им. С. М. Кирова

Г. Г. Пименов, Ч. И. Ибраһимов, Е. Ә. Мәсимов

АГАРОИД—СУ СИСТЕМИНДӘ СУЈУН МҮХТӘЛИФ ҺАЛЛАРЫНЫН НМР ҮСУЛУ ИЛӘ ТӘДГИГИ

Мәгаләдә агар—су системинин, спин-гәфәс вә спин-спин релаксасиіа мүддәтләринин температур асылылыгы өлчүлмүшдүр.

Мәһлул-кел кечидиндә релаксасија мүддәтләринин дәјишмәси мүшаһидә олунур

Өјрәнилән системдә һидратасија дәрәчәси тә'јин олунмушдур.

G. G. Pimenov, Ch. I. Ibragimov, E. A. Masimov

NMR INVESTIGATION OF THE DIFFERENT WATER STATES IN AGAROID—WATER SYSTEMS

The spin-lattice and spin-spin relaxation times near the phase transition of solution—gel in agaroid—water system are investigated in the article. The change of relaxation times was observed in the point of formation of gel. The degree of water hydration was defined.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 577.33

БИОФИЗИКА

Чл.-корр. АН СССР Г. Б. АБДУЛЛАЕВ, Т. Р. МЕХТИЕВ, В. С. РЫПНЕВСКИЙ

О НЕКОТОРЫХ МОДЕЛЯХ ПРОВЕДЕНИЯ ИМПУЛЬСА ПО НЕРВНОМУ ВОЛОКНУ

1. Геометрически неоднородное волокно в замкнутой среде

Настоящая работа посвящена построению и численному решению уравнений распространения импульса, учитывающих некоторые особенности нервного волокна (замкнутость среды, геометрическая неоднородность, взаимодействие в месте синапса и т. д.).

Решение проблемы адекватного описания проведения импульса по реальному возбудимому волокну с его геометрическими и функциональными неоднородностями, взаимодействием с другими волокнами в синапсах и другого типа контактах необычайно сложно.

Решением проблемы будет построение уравнения или системы уравнений, описывающих динамику изменения потенциалов и токов, т. е. реально измеряемых величин, характеризующих импульс.

Структурный путь построения такого типа уравнений можно разбить на два этапа: 1) вывод уравнений Максвелла для внешней среды, мембраны и внутренней среды волокна; 2) сшивка решений этих уравнений.

В приближении инертности внешней и внутренней сред основным затруднением в решении уравнений Максвелла для этих областей будет лишь их сложная геометрия. В области мембраны возникают дополнительные трудности, т. к. помимо неоднородности и неизотропности мембрана обладает и активной зависимостью электрических характеристик от налагаемых на нее внешних условий. Разумно было бы в этом случае воспользоваться полуэмпирическими методами, как поступили Ходжкин и Хаксли при построении системы уравнений, описывающих электрические свойства мембраны гигантского аксона кальмара. Возможно, что полуэмпирический метод, т. е. замена геометрических неоднородностей некими эмпирическими зависимостями, например, линейных сопротивлений, эффективен и в случае описания внешних и внутренних сред. В данной работе подход и построение уравнений проведения импульса модифицировано так, чтобы учесть геометрические неоднородности волокна, замкнутость среды, в которую оно погружено, и взаимодействие его в месте синапса с другим волокном.

Пусть имеется функционально однородный бесконечный аксон, представляющий собой цилиндр, помещенный в однородную среду, ограниченную диэлектрической цилиндрической стенкой, коаксиальной с осью аксона. Воспользуемся цилиндрической системой координат, ось z которой направлена по оси аксона. Рассмотрим сечения $S_1(z_0)$ и $S_2(z)$, ортогональные z. Область наружной среды, ограниченная этими сечениями, будет иметь вид кольца, а внутренней—вид цилиндра (рис. 1). Так как для обычных внутриклеточных и межклеточных сред характеристическое время $t=\varepsilon\varepsilon_0\tau$ (где ε—диэлектрическая проницаемость, τ—удельное сопротивление) порядка 10^{-9} *сек*, а время процесса импульса 10^{-5} *сек*, то токи, текущие в средах, можно считать постоянными, а процесс импульса квазистационарным. Исходя из этого, полный ток через замкнутую поверхность, не содержащую источников, равен нулю:

$$\int \vec{i}\, d\vec{s} = 0, \qquad (1)$$

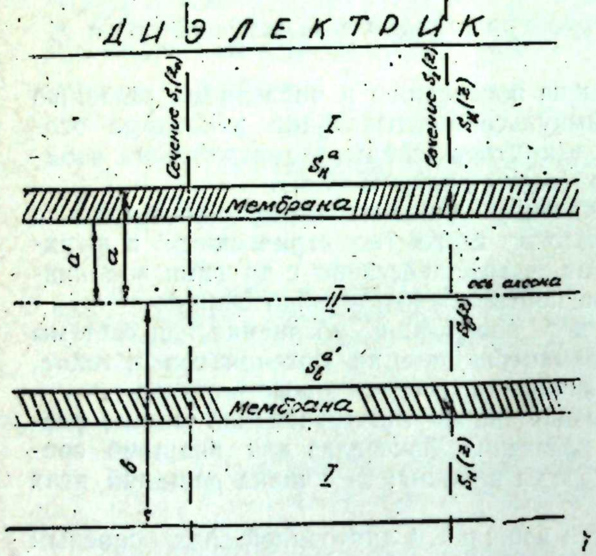


Рис. 1. Бесконечный однородный аксон цилиндрической формы, помещенный в электролит: $S_1(z_0)$—область сечения, ограниченная диэлектрической стенкой и поверхностью мембраны-аксона; $S_2(z)$—область сечения внутри аксона; $S_н^a$—наружная; а $S_в^a$—внутренняя поверхность мембраны аксона, ограниченные сечениями $S_1(z)$ и $S_2(z)$; a—наружный, a'—внутренний радиусы аксона; $в$—радиус диэлектрической стенки.

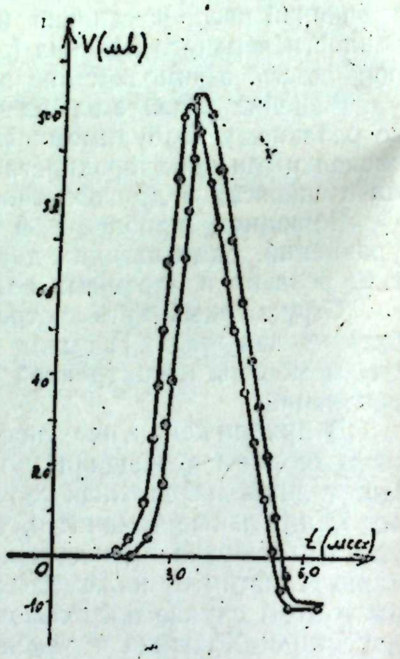


Рис. 2. Бесконечный однородный аксон радиусом r—0,0238 см (пояснения в тексте)

где, согласно обозначениям, принятым на рис. 1.

$$S_I = S_н(z_0) \bigcirc S_н(z) \bigcirc S_н^н \bigcirc S_н^\infty$$

Так как $\vec{i} = -\lambda_н \operatorname{grad} \Phi_н$, где $\lambda_н$—электропроводность наружной среды, $\Phi_н$—потенциал, то имеем:

$$\int\limits_{S_н(z_0)} \frac{\partial \Phi_н}{\partial z}\, dS + \int\limits_{S_н(z)} \frac{\partial \Phi}{\partial z}\, dS = \frac{1}{\lambda_н}\left(\int\limits_{S_н^a} \vec{i}\, d\vec{S} + \int\limits_{S_{\infty н}} \vec{i}\, d\vec{S}\right) \qquad (2)$$

Пусть z_0—фиксированная координата, а $\vec{i}_н = \vec{i}\,\frac{d\vec{S}}{aS}$—нормальная к поверхности мембраны плотность тока. Дифференцируя (2) по z, в цилиндрических координатах получим:

$$\frac{\partial}{\partial z}\int_0^{2\pi}\int_a^в \frac{\partial \Phi_н}{\partial z}\rho d\rho d\varphi = \frac{1}{\lambda_н}\frac{\partial}{\partial z}\int_0^{2\pi}\int_{z_0}^{z} i_н a dz'\, d\varphi \qquad (3)$$

Учет аксиальной симметрии и предположение независимости a и b от z приводят (3) к виду:

$$S_н \frac{\partial^2}{\partial z^2}\bar{\Phi}_н = \frac{2\pi}{\lambda_н} a i_п(z), \qquad (4)$$

где $S_н$ — площадь ортогонального сечения в наружной среде, $\bar{\Phi}_н = 2\pi \int_a^в \Phi_н \rho d\rho / S_н$ среднее значение потенциала по этому сечению.

Для области внутренней среды аналогично получается:

$$S_в \frac{\partial^2 \bar{\Phi}_в}{\partial z^2} = \frac{2\pi}{\lambda_в} a' i_п'(z), \qquad (5)$$

где $S_в$—площадь ортогонального сечения во внутренней среде, $\bar{\Phi}_в = 2\pi \int_0^{a'} \Phi_в \rho\, d\rho / S_1$—среднее значение потенциала по этому сечению, $\lambda_в$—электропроводность внутренней среды, $i_п'$—ортогональная к внутренней поверхности мембраны составляющая плотности тока.

Применим (1) к области самой мембраны. Считая, что отличной от нуля будет только компонента тензора проводимости $\lambda_{\rho\rho}$, ортогональная к поверхности, при условии равенства нормальных составляющих тока на поверхности раздела двух сред получим:

$$i_п' = \frac{a}{a'} i_п \qquad (6)$$

Введем обозначение $V = \bar{\Phi}_н - \Phi_в$. Подставляя (6) в (5) и вычитая из (4), придем к следующему уравнению

$$\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 2\pi a \left(\frac{1}{\lambda_н S_в} + \frac{1}{\lambda_в S_в}\right) i_п(z), \qquad (7)$$

которое является уравнением проведения импульса и полностью совпадает с кабельным уравнением Ходжкина—Хаксли. Отметим, что потенциал V необходимо понимать как разность средних значений потенциалов внешней и внутренней сред. Именно в этом смысле он должен входить в уравнение для разделенных ионных и емкостных токов, что согласуется с моделью Гольдмана—Ходжкина—Хаксли [1]:

$$i_п = c\frac{\partial V}{\partial t} + \sum_l g_l(V)(V - V_l), \qquad (8)$$

где c—трансмембранная емкость, которая в случае малого зазора между стенкой и поверхностью мембраны определяется в основном емкостью мембраны, $g_l(V)$—ионные проницаемости, а V_l—равновесный потенциал l-го сорта ионов.

На основе точного решения уравнения Лапласа [2] для данной задачи легко показать, что при $\max i_n \cong 10$ ма/см^2, $\lambda_н = 0{,}04$ ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$, $b - a \cong 200$ Å (ширина межклеточного зазора), для наружной среды $\Phi(b, z) - \Phi(a, z) \cong 0{,}25\cdot 10^{-3}$ *мв*. Учитывая, что максимум и минимум решения уравнения Лапласа достигаются только на границе, можно утверждать, что среднее значение потенциала отличается от примембранного не более, чем на величину $0{,}25\cdot 10^{-3}$ *мв*. Что касается окружения аксона диэлектрической стенкой, то это вполне совпадает с реальными условиями, в которых аксон обычно окружен Швановскими клетками и клетками-сателлитами [3], сопротивления мембран которых соответствуют сопротивлению диэлектрика.

Рассмотрим случай, когда поперечное сечение аксона меняется на его протяжении, оставаясь аксиально симметричным. Исходя из вышеизложенного, придем в следующей системе уравнений:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}\int_{a(z)}^{8}\frac{\partial\Phi_н}{\partial z}\rho d\rho &= \frac{1}{\lambda_н} i_n(z)\, a(z)\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2} \\ \frac{\partial}{\partial z}\int_{0}^{a'(z)}\frac{\partial\Phi_8}{\partial z}\rho d\rho &= -\frac{1}{\lambda_8} i_n(z)\, a(z)\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2} \end{aligned}\right\} \qquad (9)$$

При выводе предполагалось, что внутренняя и внешняя поверхности мембраны параллельны.

Из системы уравнений (9) легко получить:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{\partial}{\partial z}\int_{a}^{8}\Phi_н\rho d\rho + \Phi_н(a, z)\frac{da}{dz}a\right\} &= \frac{1}{\lambda_н} i_n a(z)\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2} \\ \frac{\partial}{\partial z}\left\{\frac{\partial}{\partial z}\int_{0}^{a'}\Phi_8\rho d\rho - \Phi_8(a', z)\frac{da'}{dz}a'\right\} &= -\frac{1}{\lambda_8} i_n a(z)\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2} \end{aligned}\right\} \qquad (10)$$

Положим, что

$$\left.\begin{aligned} \Phi_н(a, z) &\simeq \overline{\Phi}_н = 2\pi\int_{0}^{8}\Phi_н\rho d\rho/S_н \\ \Phi_8(a, z) &\cong \overline{\Phi}_8 = 2\pi\int_{0}^{a'}\Phi_8\rho\, d\rho/S_8 \end{aligned}\right\} \qquad (11)$$

Тогда, после дифференцирования по z и упрощений получим:

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial z}\left(S_н\frac{\partial\overline{\Phi}_н}{\partial z}\right) &= \frac{2\pi}{\lambda_н} a\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2}\cdot i(\overline{\Phi}_н - \overline{\Phi}_8) \\ \frac{\partial}{\partial z}\left(S_8\frac{\partial\overline{\Phi}_8}{\partial z}\right) &= -\frac{2\pi}{\lambda_8} a\sqrt{1+\left(\frac{da}{dz}\right)^2} i_{\text{в}}(\overline{\Phi}_н - \overline{\Phi}_8) \end{aligned}\right\} \qquad (12)$$

Уравнение (12) не меняет своего вида и в случае, когда $b = f(z)$ Особенно простой вид (12) приобретает, когда $S_н = S_{он} f^2(z)$ и

$S_8 = S'_{00} f^2(z)$. Тогда

$$f(z)\frac{\partial^2 V}{\partial z^2} + 2\frac{df}{dz}\cdot\frac{\partial V}{\partial z} = 2\pi_{ab}\left(\frac{1}{\lambda_н S_{он}} + \frac{1}{\lambda_8 S_{ob}}\right)\sqrt{1+a_0^2\left(\frac{af}{dz}\right)^2}\, i(V), \quad (13)$$

где $V = \overline{\Phi}_н - \overline{\Phi}_8$; $S_{он} = \pi\,(8_0^2 - a_0^2)$; $S_{ob} = \pi a_0'^2$.

Рассмотрим следующие варианты изменения сечения: экспоненциальный $f(z) = e^{\delta z}$ и ступенькообразный $f(z) = \dfrac{\alpha + e^{-\delta}(z - z_0)}{1 + e^{-\delta}(z - z^0)}$. $\delta > 0$ соответствует расширению, а $\delta < 0$—сжатию сечений.

Расчеты ионных токов производились на основе полуэмпирических уравнений при T—6,3°C и постоянных, взятых из [1], за исключением радиуса аксона, который варьировался в вычислениях. Решение нелинейных параболического типа уравнений и систем уравнений проводилось численным итеративным сеточным методом Дю Фора—Франкела [5], который предпочитали обычно используемым прямым методам факторизации [6, 7] по соображениям сравнительной простоты программирования и абсолютной устойчивости при любом соотношении пространственных и временных шагов.

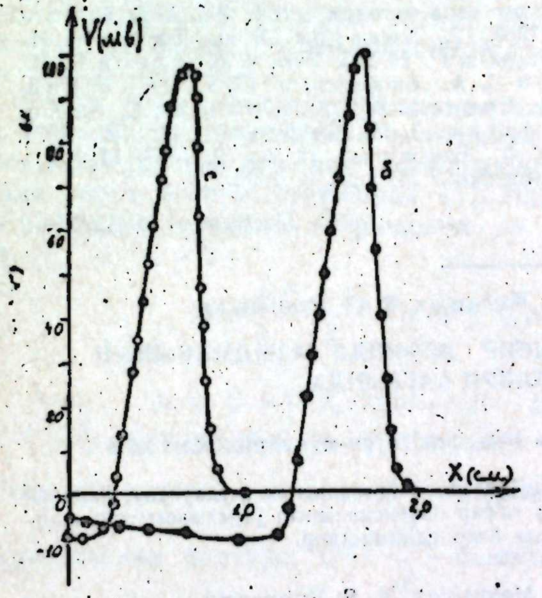


Рис. 3. Экспоненциально расширяющийся аксон: кр. *а*—импульс в начале волокна; кр. *б*—импульс в конце волокна (начальный радиус $a_0 = 0{,}0238$ *см*)

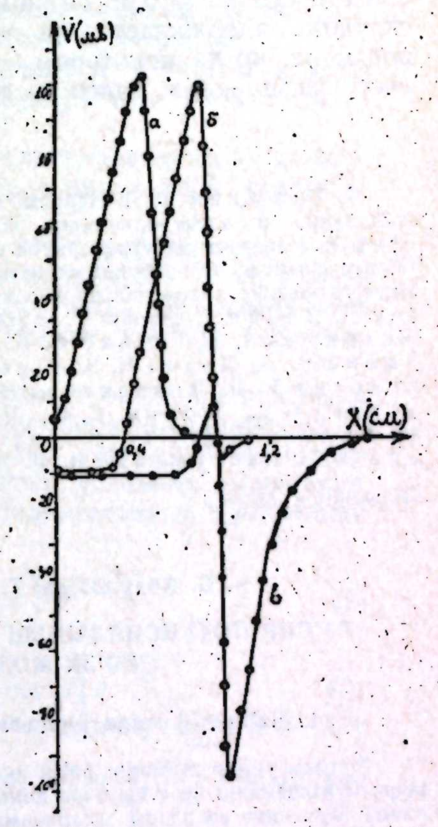


Рис. 4. Ступенькообразное расширение аксона ($\delta = 200$): кр. *а*—импульс в начале волокна; кр. *б*—импульс перед скачком; кр. в—импульс после скачка (начальный радиус $a_0 = 0{,}0238$ *см*).

На рис. 2 представлены результаты расчетов по уравнению (7) для однородного аксона для случая безграничного внешнего пространства (a) и для случая проведения импульса при расстояниях между аксоном и стенкой 1 μ ($б$); скорость проведения в этом случае 2 *м/сек*, и 200 Å—скорость проведения 1,125 *м/сек*. Видно, что амплитуда импульса меняется незначительно (2 *мв*). Крутизна фронта импульса уменьшается, но форма нисходящего участка остается постоянной. Распространение импульса по экспоненциально расширяющемуся волокну (рис. 3) с $\delta = 2$, длина волокна—2 *см*, происходит без изменения его характеристик. Проведение импульса через ступенькообразное расширение (рис. 4) при шестикратном расширении с $\delta = 200$ (скачок сечения происходит на участке 0,04 *см*) вызывает его остановку в течение 1 *мсек*, затухание и дальнейший переход в шестикратно расширенную область в виде декрементно затухающей гиперполяризационной волны. При $\delta = 100$ (расширение шестикратное, область скачка $\simeq 0{,}08$ *см*) импульс, уменьшая свою амплитуду перед скачком, задерживается на $\simeq 0{,}6$ *мсек*, после чего возникает в полной мере, но на некотором ($\simeq 0{,}08$ *см*) расстоянии от скачка в области расширения, далее распространяясь нормально.

Литература

1. Ходжкин А. Л. Нервный импульс. „Мир", М., 1965. 2. Смайт В. Р. Электростатика и электродинамика. ИЛ., 1954. 3. Питерс А., Палей С. Л., Уэбстер Г., Ультраструктура нервной системы. „Мир". М., 1972. 4. Ходаров Б. И. Общая физиология возбудимых мембран. „Наука", М., 1975. 5. Саульев Б. К. Интегрирование уравнений параболического типа методом сеток. ФМ, 1960. 6. Cooley F., Dodge F. Biophys F. 6,583, 1966. 7. Ходаров Б. И., Тимин Е. Н., Виленкин С. Я., Гулько Ф. Б. „Биофизика", 14, 304. 1969. 8. Ходаров Б. И., Тимин Е. Н., Позин Н. В., Шмелев Л. А. „Биофизика", 16, 95, 1971. 9. Беркинблит М. Б., Введенская Н. Д., Гнеденко Л. С., Ковалев С. А., Холопов А. В., Фомин С. В., Чайлахян Л. М. „Биофизика", 16, 103, 1971. 10. Маркин В. С., Пастушенко В. Ф. „Биофизика". 14, вып. 2, 1969. 11. Маркин В. С., Пастушенко В. Ф. „Биофизика", 14, вып. 3, 1969.

Институт физики

Поступило 4. VII 1979

---

h. Б. Абдуллаjев, Т. Р. Меhдиjев, В. С. Рыпневски

ТӘ'СИР ПОТЕНСИАЛЫНЫН СИНИР ЛИФИНДӘ ЈАЈЫЛМАСЫНЫН БӘ'ЗИ МОДЕЛЛӘРИ hАГГЫНДА

I. Мәhдуд фәзада јерләшмиш hәндәси гејри-мүнтәриликли лиф

Мәгалә синир лифинин бә'зи хүсусиjјәтләрини (фәзанын мәhдудлугуну, hәндәси гејри-мүнтәзәмлиjи вә с.) нәзәрә алмагла тә'сир потенсиалынын јајылмасы тәнликләринин тәртибинә вә әдәди hесабланмасына hәср едилмишдир.

G. B. Abdullayev, T. R. Mekhtiyev, V. S. Rypnevski

ON SOME MODELS OF THE ACTION POTENTIAL CONDUCTION ALONG THE NERVOUS FIBRE

I. The geometrically inhomogeneous fibre in reserved space

The present work is devoted to the construction and numerical solution of the spreading equations of the action potential taking into account some peculiarities of nervous fibre (spatial reserve, geometrical inhomogeneity, etc.).

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 62—83.621.314.572

ЭНЕРГЕТИКА

Акад. А. А. ЭФЕНДИЗАДЕ, Б. А. ЛИСТЕНГАРТЕН, Ю. М. КУРДЮКОВ

МЕТОДИКА РАСЧЕТА КОММУТАЦИОННЫХ ПРОЦЕССОВ В АВТОНОМНОМ ИНВЕРТОРЕ НАПРЯЖЕНИЯ

В связи с развитием преобразовательной техники автономные инверторы напряжения (АИН) находят широкое применение.

Оценка к. п. д. привода должна проводиться с учетом к. п. д. инвертора, который может быть определен при расчете коммутационных потерь.

В статье приводится методика расчета электромагнитных коммутационных процессов в АИН с вспомогательно-импульсной коммутацией.

Рассмотрим метод анализа на примере АИН, работающего в режиме поочередной коммутации. Описание работы этого типа инвертора приведено в [1]. АИН может работать при трех различных режимах, зависящих от коэффициента добротности контура коммутации и тока нагрузки $I_н$.

Схема замещения контура коммутации может быть представлена как цепь R, L, C, включенная к источнику постоянного напряжения E. В этом случае при решении дифференциальных уравнений возможно внести определенные допущения [1]. При этих условиях выражения для тока коммутации и напряжения на конденсаторе u_c принимают вид:

$$i_к = \left[\frac{E - U_0}{X}\sin\omega t + I_0\cos\omega t\right] e^{-\frac{\omega t}{2Q}}, \tag{1}$$

$$u_c = E + [XI_0\sin\omega t - (E - U_0)\cos\omega t]\, e^{-\frac{\omega t}{2Q}}, \tag{2}$$

где U_0, I_0—напряжение на конденсаторе и ток коммутации в начале соответствующего интервала коммутации, $X = \sqrt{\frac{L}{C}}$—волновое сопротивление контура, $Q = \frac{X}{R}$—коэффициент добротности контура.

На I интервале коммутации в соответствии с начальными условиями $U_0 = -U_c$, $I_0 = 0$, $E = 0$ из соотношений (1) и (2) получаем

$$\frac{XI_н}{U_c} = e^{-\frac{\omega t_1}{2Q}}\sin\omega t_1 \left(\frac{\pi}{2} < \omega t_1 \leqslant \pi\right) \tag{3}$$

$$\frac{|U_1|}{U_c} = -e^{-\frac{\omega t_1}{2Q}}\cos t\,\omega t_1, \tag{4}$$

где t_1—длительность I интервала.

На II интервале коммутации характер протекания процесса зависит от величины напряжения на конденсаторе [2]. При этом возможны три различных режима: *а*, *б*, *в*.

Режим „а"—имеет место при условии

$$\frac{U_1}{U_c} < \frac{E}{U_c} - \frac{XI_н}{U_c Q}, \wedge \frac{U_2}{U_c} < \frac{E}{U_c} - \frac{XI_н}{U_c Q}. \tag{5}$$

В этом случае напряжение на конденсаторе растет линейно и в конце II интервала

$$\frac{|U_2|}{U_c} = \frac{|U_1|}{U_c} + \frac{XI_н}{U_c}(\omega t_{зад} - \omega t_1), \tag{6}$$

где $t_{зад}$—время задержки. Длительность II интервала в этом режиме

$$t_a = t_{зад} - t_1. \tag{7}$$

На III интервале начальные условия: $U_0 = U_2$, $i_к = 0$, в конце интервала $u_c = U_c$, $i_к = 0$. При этих условиях из уравнений (1), (2), получаем

$$\frac{E}{U_c} = \frac{|U_2|}{U_c} - \frac{XI_н}{U_c}\operatorname{ctg}\omega t_2, \tag{8}$$

$$1 = \frac{E}{U_c} + \left[\frac{XI_н}{U_c}\sin\omega t_2 - \left(\frac{E}{U_c} - \frac{U_2}{U_c}\right)\cos\omega t_2\right] e^{-\frac{\omega t_2}{2Q}}, \tag{9}$$

где t_2—длительность III интервала.

Решая совместно уравнения (8) и (9), получаем трансцендентное уравнение вида

$$\frac{1 - \frac{U_2}{U_c}}{\frac{XI_н}{U_c}} = \frac{e^{-\frac{\omega t_2}{2Q}} - \cos\omega t_2}{\sin\omega t_2},$$

из которого определяется длительность III интервала.

Режим „б" наступает при достижении напряжения на конденсаторе в конце II интервала величины:

$$U_2 = E - I_н R \tag{11}$$

В этом случае из уравнений (8) и (11), получаем

$$\operatorname{ctg}\omega t_2 = -\frac{1}{Q} = \text{const} \tag{12}$$

Длительность II интервала в режиме „б" будет

$$t_a = \frac{(U_0 + U_1)C}{I_н} \tag{13}$$

Режим „в". По мере роста тока напряжение на конденсаторе в конце I интервала достигает величины

$$U_1 \geqslant E - I_н R. \tag{14}$$

Этот режим рассмотрен в работе [1]. При работе в режиме „в" II интервал отсутствует, т. е. $U_1 = U_2$, $t_a = 0$. Длительность III интервала определяется из соотношения (10) при подстановке $U_2 = U_1$.

Общие коммутационные потери в АИН складываются из потерь на отдельных интервалах [2]. С учетом потребляемой энергии от

источника питания суммарные потери на одном цикле коммутации

$$W_к = E\left(I_н t_a + I_{ср}\frac{\omega t_2}{\omega}\right), \tag{15}$$

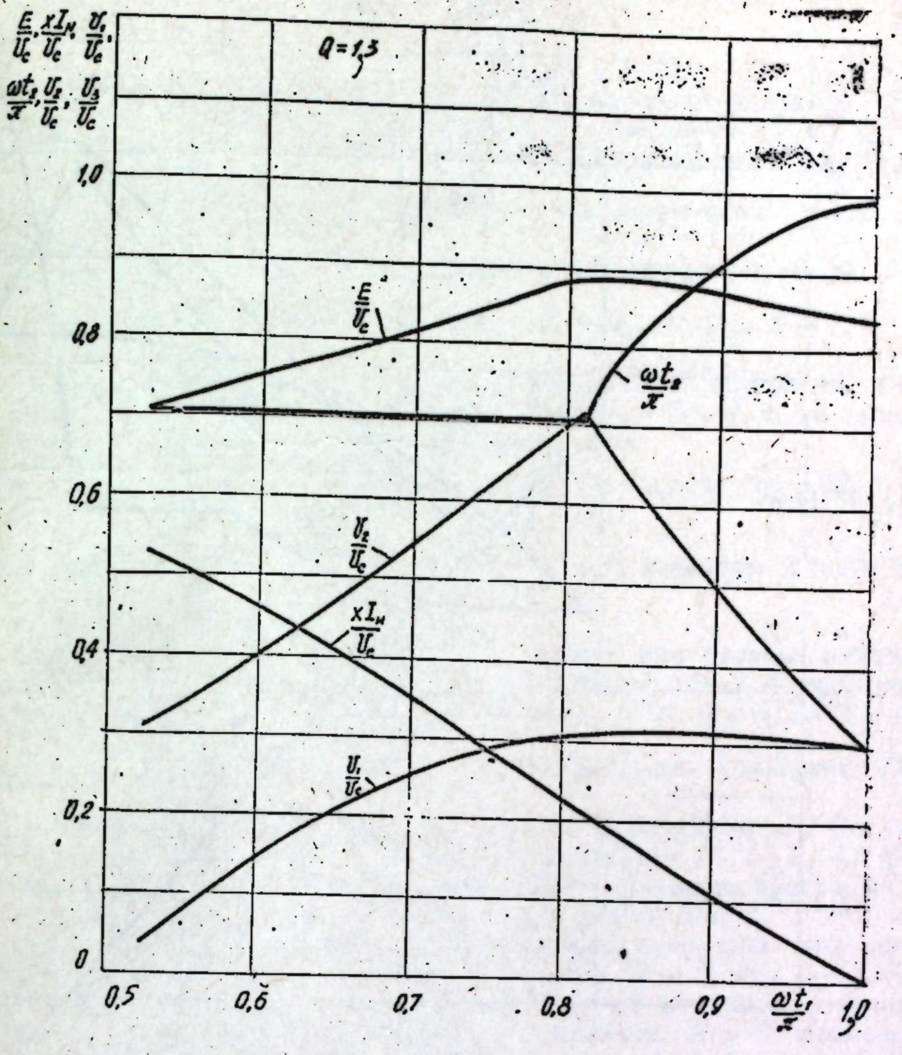


Рис. 1. Характеристика инвертора при $Q=1{,}3$, $\omega\, t_{зад}=4{,}5$

где средняя величина тока коммутации на III интервале определяется по известным соотношениям на основе (1)

$$I_{ср} = \frac{1}{\omega t_2}\frac{E - U_2}{X}\left\{\frac{e^{-\omega t_2/2Q}}{\left(\frac{1}{2Q}\right)^2 + 1}\left(-\frac{\sin\omega t_2}{2Q} - \cos\omega t_2\right) + \right.$$

$$\left. + \frac{1}{\left(\frac{1}{2Q}\right)^2 + 1}\right\} + \frac{I_н}{\omega t_2}\left\{\frac{e^{-\frac{\omega t_2}{2Q}}}{\left(\frac{1}{2Q}\right)^2 + 1}\left(-\frac{\cos\omega t_2}{2Q} + \sin\omega t_2\right) + \right.$$

$$+\frac{1}{2Q\left[\left(\frac{1}{2Q}\right)^{2}+1\right]}\Bigg\}. \qquad (16)$$

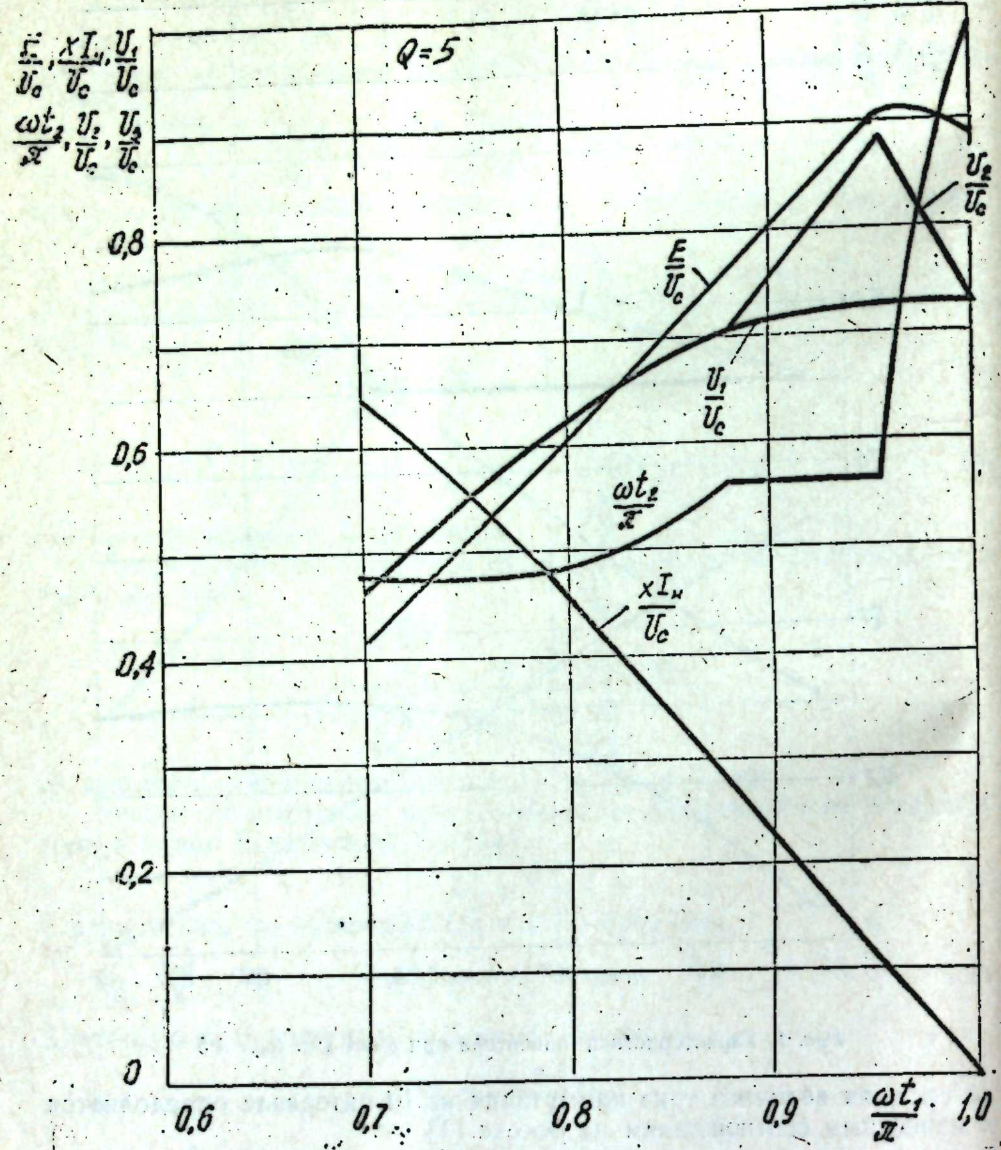


Рис. 2. Характеристика инвертора при $Q=5$, $\omega\ t_{\text{зад}}=4{,}5$

В режиме холостого хода $I_{\text{н}}=0$, $\omega t_1=\pi$; $\omega t_2=\pi$

$$U_{\text{c}}=E\,\frac{1+e^{-\frac{\pi}{2Q}}}{1+e^{-\frac{\pi}{Q}}}, \qquad (17)$$

$$I_{\text{ср}}=\frac{E-U_2}{\pi x}\cdot\frac{e^{-\frac{\pi}{2Q}}+1}{\left(\frac{1}{2Q}\right)^{2}+1}. \qquad (18)$$

Приведем алгоритм расчета для трех возможных режимов АИН. Задаем $\omega t_1=\pi$ ($I_{\text{н}}=0$), согласно (17) и (18) определяем U_{c}, U_1, U_2, $I_{\text{ср}}$.

Для режима „а", задаваясь значением $\omega t_1<\pi$ согласно (3), (4), (6) вычисляем $\frac{XI_{\text{н}}}{U_{\text{c}}}$, $\frac{U_1}{U_{\text{c}}}$, $\frac{U_2}{U_{\text{c}}}$. Из решения трансцендентного уравнения (10) итерационным методом определяем ωt_2. Согласно (8) вычисляем $\frac{E}{U_{\text{c}}}$; при заданном E вычисляем U_{c}, U_1, U_2, $I_{\text{н}}$, $I_{\text{ср}}$, $t_{\text{з}}$, $W_{\text{к}}$, $E=I_{\text{н}}R$.

Если $U_2<E-I_{\text{н}}R$, то повторяем расчет при другом значении $\omega t_1:=\omega t_1-\Delta$ по тому же алгоритму. Если $U_2\geqslant E-I_{\text{н}}R$, то выполняется переход на новый алгоритм (режим „б").

Согласно (3), (4), (12) вычисляем $\frac{XI_{\text{н}}}{U_{\text{c}}}$, $\frac{U_1}{U_{\text{c}}}$, $\operatorname{ctg}\omega t_2$ согласно (11) вычисляем $\frac{U_2}{U_{\text{c}}}$. Согласно (8) находим E/U_{c}, при заданном E вычисляем U_{c}, U_1, U_2, $I_{\text{н}}$, $I_{\text{ср}}$, $t_{\text{з}}$, $W_{\text{к}}$, $E-I_{\text{н}}R$.

Если $U_1<E-I_{\text{н}}R$, то повторяем расчет при другом значении $\omega t_1:=\omega t_1-\Delta$ по тому же алгоритму. Если же $U_1\geqslant E-I_{\text{н}}R$, то выполняется переход на новый алгоритм (режим „в"). Согласно (3), (4) вычисляем $\frac{XI_{\text{н}}}{U_{\text{c}}}$, $\frac{U_1}{U_{\text{c}}}$. Из решения трансцендентного уравнения (10) при условии $U_2=U_1$ итерационным методом определяем ωt_2. Согласно (8) вычисляем E/U_{c}, при заданном E вычисляем U_{c}, U_1 $I_{\text{н}}$, $I_{\text{ср}}$, $W_{\text{к}}$.

На основании описанного алгоритма была составлена программа на алгоритмическом языке „АНАЛИТИК" для ЭЦВМ Мир-2.

На рис. 1 и 2 изображены характеристики инвертора при двух значениях коэффициента добротности $Q=1{,}3$; $Q=5$; $\omega t_{\text{зад}}=4{,}5$. Эти характеристики являются универсальными, на их основании для конкретного типа инвертора при заданных значениях E и X возможно определить процесс изменения напряжения на конденсаторе в зависимости от тока нагрузки $I_{\text{н}}$.

Литература

1. Бедфорд Б., Хофт Р. Теория автономных инверторов. „Энергия". М., 1969, 100—111. 2. Сандлер А. С., Гусяцкий М. Тиристорные инверторы с широтноимпульсной модуляцией для управления асинхронными двигателями. „Энергия", М., 35—43, 1969. 3. Nayak P. H., Hoft R. G. Optimizing the PWM Waveform of a Thyristor Inverter. IEEE Transaction on Industry Application. V.IA—II, N 5, pp. 528—530, 1975.

Азерб. научно-исслед. институт энергетики им. И. Г. Есьмана

Поступило 4. VII 1979

А. Ә. Әфәндизадә, Б. А. Листенгартен, Ј. М. Курдјуков

АВТОНОМ КӘРКИНЛИК ИНВЕРТОРУНДА КОММУТАСИЈА ПРОСЕСЛӘРИНИН ҺЕСАБЛАНМАСЫ МЕТОДИКАСЫ

Мәгаләдә нөвбәли коммутасија режиминдә ишләјән көмәкчи импулс коммутасијалы автоном кәркинлик инверторунда баш верән електромагнит коммутасија просесләринин һесаблама методу верилир. Коммутасија контурунун кejфиjјәт әмсалындан вә јүк чәрәјанындан асылы олан үч мүхтәлиф иш режими нәзәрдән кечирилир вә чыхыш тезлијинин бир периоду әрзиндәки коммутасија иткиләрини тә'јин едән асылылыглар алыныр. Коммутасија кејфијјәтинин мүхтәлиф әмсаллары үчүн инверторун мувафиг характеристикалары һесабланмышдыр. Верилмиш метод әсасында ЕРҺМ-дә һәјата кечирмәк үчүн әлверишли һесаблама алгоритми һазырланмыш, һесаба аид нүмунә верилмишдир.

A. A. Efendizadeh, B. A. Listengarten, Yu. M. Kurdyukov

THE METHODS OF CALCULATION OF COMMUTATION PROCESSES IN VOLTAGE SOURCE INVERTER

This paper describes a method of analysing the commutation process in thyristor rectifier inverter with improved commutation (McMurray scheme). The method is extended for three behaviours depending upon load current and quality factor circuit.

A computer algorithm for commutation losses is presented. Under some conditions inverter characteristics are shown.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 661.217

НЕОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

Акад. АН Азерб. ССР Г. Б. ШАХТАХТИНСКИЙ, М. М. АХМЕДОВ, А. И. АГАЕВ

ВОССТАНОВЛЕНИЕ КИСЛОРОДСОДЕРЖАЩЕГО СЕРНИСТОГО АНГИДРИДА МЕТАНОМ

Проблема утилизации отходящих сернистых газов металлургических производств имеет большое значение как для решения проблемы комплексного использования сырья, так и для защиты воздушного бассейна от загрязнения.

Для некоторых предприятий, не имеющих потребителей серной кислоты вблизи заводов, целесообразно перерабатывать отходящие обжиговые газы на элементарную серу с применением процесса каталитического восстановления сернистого ангидрида газообразными восстановителями [1—2].

Как известно, обжиговые газы металлургических производств, наряду с сернистым ангидридом, как правило, содержат различные количества свободного кислорода, присутствие которого может вызвать перегрев и спекание катализатора [3—4]. Это объясняется весьма большим тепловым эффектом взаимодействие метана с кислородом, который примерно на порядок превышает тепловой эффект возможных реакций восстановления сернистого ангидрида метаном.

$$CH_4 + O_2 = CO_2 + H_2O + 192 \text{ ккал}$$

$$CH_4 + SO_2 = S_2 + CO_2 + H_2O + 19 \text{ ккал}$$

Термодинамическими расчетами и экспериментальным путем установлено, что каталитический процесс восстановления сернистого газа метаном осуществим лишь для газов с невысоким содержанием кислорода (до 2,5) [5]. В случае восстановления сернистого газа с высоким содержанием кислорода необходимо предварительное связывание последнего в докаталитической зоне реактора. В связи с этим в настоящей работе исследованы возможности и условия предварительного связывания кислорода в докаталитической зоне реактора, а далее проведено восстановление обескислороженного сернистого газа метаном на катализаторе. Объектом исследования были газы печей КС медного завода Норильского горно-металлургического комбината состава (об. %); 8—10—SO_2; 9—11—O_2; 75—80—N_2.

Для приготовления модельных газовых смесей, идентичных по составу отходящим металлургическим газам, мы использовали сернистый ангидрид, азот и кислород в баллонах, сетевой природный газ Карадагского месторождения, содержащего 97—98 % CH_4 и его гомологов.

Опыты проводились в кварцевом реакторе диаметром 26 *мм* и высотой 800 *мм*, в средней части которого помещалась кварцевая решетка, засыпанная катализатором.

Состав исходных и конечных газовых смесей определяли химическим (йодометрическим) и хроматографическим методами.

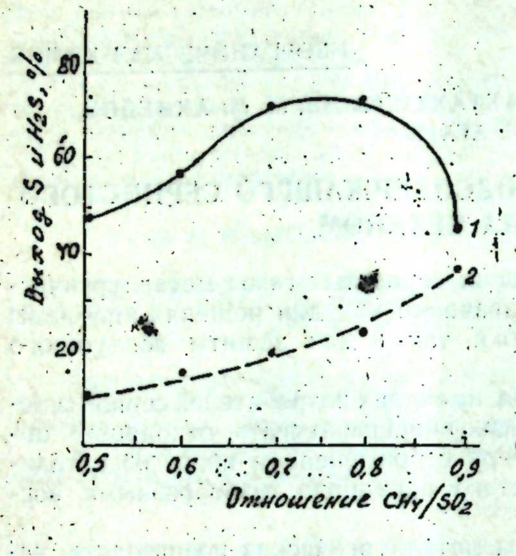


Рис. 1. Зависимость выхода S и H_2S от объемного отношения восстановителя (метан) к сернистому ангидриду
t—800°C; *V*—720 $ч^{-1}$; *1*—S; *2*—H_2S

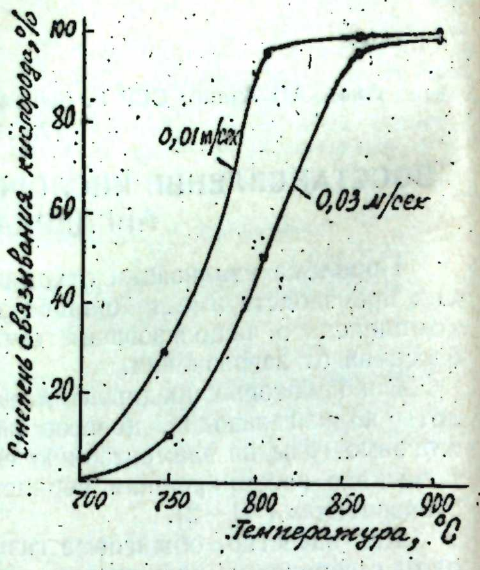


Рис. 2. Зависимость степени связывания кислорода метаном от температуры

В опытах предварительное количество метана, подаваемого в процесс, рассчитывалось из условий его полного окисления свободным кислородом сернистого газа без избытка, необходимым для реакции восстановления сернистого ангидрида. Основная же часть метана, необходимая для самого процесса восстановления сернистого ангидрида, в эквивалентных количествах подавалась непосредственно к входу в каталитическую зону реактора. Количество кислорода и сернистого ангидрида определялось параллельно при входе и выходе из средней (докаталитической) зоны реактора.

Вначале была исследована зависимость степени связывания кислорода метаном от температуры при определенных линейных скоростях газовой смеси (рис. 1).

Как показывают кривые рис. 1, при линейной скорости газовой смеси 0,01 *м/сек* оптимальной температурой является 800°C, а при 0,03 *м/сек*—850°. При этом степень связывания кислорода метаном составляет соответственно 95 и 98 %. Далее, при найденных оптимальных температурах (800—850°C) выявлены оптимальные линейные скорости газовой смеси (рис. 2). Как видно из кривых рис. 2, с увеличением линейной скорости в интервале 0,01—0,05 *м/сек* при 800—850°C степень связывания кислорода метаном понижается соответственно от 95 до 10 % и от 98 до 45 %. Оптимальной линейной скоростью газовой смеси при 800°C следует считать—0,02 *м/сек*, а при температуре 850°C—0,03 *м/сек*. Как показали результаты этих опытов,

Распределение серы в газовой фазе после реактора первой ступени

Об. скорость, $ч^{-1}$	Распределение серы, % (с ти)			Степень конверсии SO_2, %
	S	H_2S	SO_2	
Т-ра 700°C				
360	48,5	8,5	43,0	57,0
720	36,0	9,3	54,7	45,3
1 080	30,0	6,0	64,0	36,0
1 400	28,5	5,5	66,0	34,0
1 720	25,0	3,0	72,0	28,0
Т-ра 750°C				
360	70,5	15,5	14,0	86,0
720	69,0	14,7	16,3	83,7
1 080	68,0	12,5	19,5	80,5
1 400	57,5	10,6	31,9	68,1
1 720	30,8	7,5	61,7	38,3
Т-ра 800°C				
360	72,5	16,8	10,9	89,1
720	70,8	18,0	11,2	88,8
1 080	69,0	14,0	17,0	83,0
1 400	62,0	10,0	27,0	72,0
1 720	45,5	8,9	46,0	54,4
Т-ра 850°C				
360	71,5	18,5	10,0	90,0
720	69,8	17,3	12,9	87,1
1 080	68,0	15,4	16,6	83,4
1 400	66,0	9,3	24,7	75,3
1 720	49,6	8,0	42,4	57,6

количество сернистого ангидрида остается неизмененным, т. е. при этих условиях сернистых ангидрид не восстанавливается.

Таким образом, после связывания свободного кислорода, входящего в состав исходного сернистого газа, метаном нами исследован процесс восстановления обескислороженного сернистого газа метаном на катализаторе.

Одним из основных факторов, влияющих на процесс восстановления относительно малоконцентрированного сернистого газа, является правильное установление объемного отношения исходных реагентов. Под объемным отношением исходных реагентов подразумевается отношение восстановителя (метан) к сернистому ангидриду. Исследование количественного влияния соотношения метана к сернистому ангидриду при 800°C и объемной скорости газовой смеси 720 $ч^{-1}$ показало, что с увеличением отношения CH_4/SO_2 от 0,5 до 0,7 увеличиваются выходы серы и сероводорода соответственно от 48 до 73 % и от 10 до 24 %, а дальнейшее увеличение отношения CH_4/SO_2 приводит к резкому понижению выхода серы и быстрому возрастанию содержания сероводорода в продуктах реакции (рис. 3).

В таблице приведены данные о восстановлении 8—10 %-ного обескислороженного сернистого газа метаном в интервале температур 700—850°С и при об. скорости газовой смеси 360—1720 $ч^{-1}$. Из данных таблицы следует, что при $CH_4:SO_2=0,6-0,7$ оптимальными параметрами процесса являются: т-ра 750—800°С; об. скорость газовой смеси 1080 $ч^{-1}$. При этих условиях общая степень конверсии сернистого ангидрида достигает 80—83 %, а выход целевого продукта (серы) составляет 68—69 %.

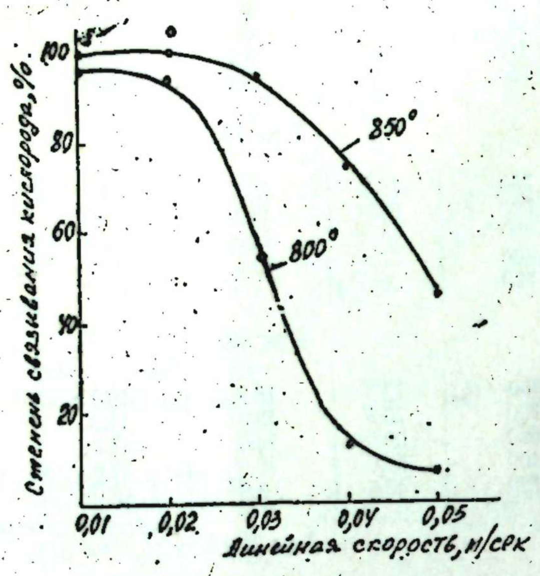


Рис. 3. Зависимость степени связывания кислорода метаном от линейной скорости газовой смеси

Отходящие газы после первой ступени восстановления содержат S_2, H_2S, SO_2, H_2O, CO, N_2, CO_2. После конденсации паров серы газовая смесь направляется на дальнейшую переработку в каталитические ступени процесса Клауса (т-ра 200—250°С, катализатор боксит), где сера доизвлекается за счет взаимодействия сероводорода с сернистым ангидридом, причем необходимое для протекания данного процесса отношение $H_2S:SO_2=2$ достигается при отношении исходных компонентов $CH_4:SO_2=0,7$. Как показали результаты этой серии опытов, после второй ступени выход серы достигает 93—95 %.

Выводы

1. Выявлены условия предварительного связывания свободного кислорода, содержащегося в исходном сернистом газе, метаном в докаталитической зоне реактора и установлены соответствующие оптимальные параметры процесса: т-ра 800—850 °С; линейная скорость газовой смеси 0,02—0,03 *м/сек*; степень связывания кислорода метаном—95—98 %.

2. Исследован процесс восстановления обескислороженного сернистого газа метаном на катализаторе и установлено, что в оптимальных условиях, т. е. при 750—800°С и об. скорости газовой смеси

1000—1100 $ч^{-1}$, выход серы после первой ступени составляет 68—70 %. В случае проведения процесса в две ступени (по способу Клауса) выход серы достигает 93—95 %.

Литература

1. Пигарев А. Д. Медно-серное производство. М., 1977. 2. Авдеева А. В. Газовая сера. М., 1977. 3. Вилесов Н. Г. ЖПХ, 10, 2183, 1977. 4. Зотов Е. В., Торокин А. Н. и др. Труды Уральск науч.-исслед. хим. ин-та, № 43, 1977. 5. Авербух Т. Д., Бакина Н. П., Лукова Н. И. Труды Уральск. научн. исслед хим. ин-та, № 43, 57—62, 1977.

ИТПХТ *Поступило 12. III 1979*

Һ. Б. Шаһтахтински, М. М. Әһмәдов, А. И. Ағајев

ТӘРКИБИНДӘ СӘРБӘСТ ОКСИКЕН ОЛАН КҮКҮРД ГАЗЫНЫН МЕТАНЛА РЕДУКСИЈАСЫ

Мәгаләдә тәркибиндә сәрбәст оксикен олан (6—9 %) күкүрд газынын метанла редуксијасы өјрәнилмишдир.

Әввәла редуксијаедиләчәк газ гарышығы тәркибиндәки сәрбәст оксикенин катализатор зонасына гәдәр метанла бирләшәрәк сырадан чыхмасы үчүн оптимал шәраит мүәјјән едилмишдир.

Сонра оксикенсизләшдирилмиш күкүрд газынын катализатор иштиракы илә метанла редуксијасы тәдгиг олунмуш вә просесин кедишинә бир сыра амилләрин (температур, сүр'әт) тә'сири өјрәнилмишдир.

G. B. Shakhtakhtinsky, M. M. Akhmedov, A. I. Agayev

THE REDUCTION OF OXYGEN-CONTAINING SULPHUR DIOXIDE BY METHANE

The conditions of preliminary connection of free oxygen-containing in the starting sulphur dioxide by methane in the precathalytic reaction zone have been found ut and the reduction process of non-oxygenized sulphur dioxide gas on the catalyst as been investigated.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 547.431.4:547.822

ОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

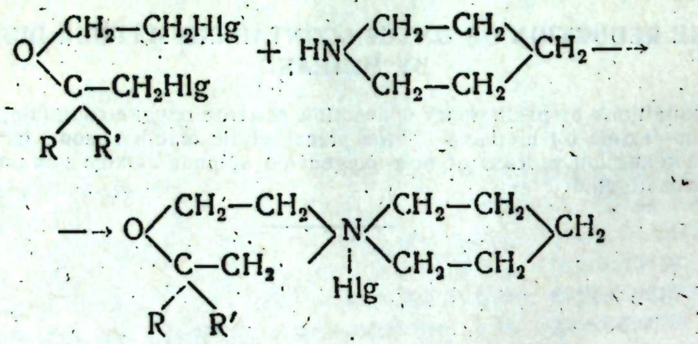
Чл.-корр. М. М. МОВСУМЗАДЕ, П. А. ГУРБАНОВ, М. А. СЕИДОВ, Г. Х. ХОДЖАЕВ

СИНТЕЗ 3-ОКСА-6-АЗОНИАСПИРОУНДЕКАНГАЛОГЕНИДОВ И ИХ ЩЕЛОЧНОЕ РАСЩЕПЛЕНИЕ

Известно, что взаимодействие 2,2'-дигалогендиалкиловых эфиров с циклическими аминами [1, 2] обычно приводит к соответствующим азоспиранам, при щелочной обработке которых могут реализовываться различные направления—внутримолекулярная перегруппировка [3, 4] или разрыв одного из циклов.

Особый интерес, на наш взгляд, представляла щелочная обработка азоспиранов, сочетающих два шестичленных кольца—циклогексановое и морфолиновое с рядом заместителей в α-положении к кислороду.

Соответствующие исходные 3-окса-6-азониаспироундекангалогениды были получены взаимодействием 1,5-дигалоген-3-оксапентана и его гомологов с пиперидином.



I—VIII

Hlg—Br, Cl;

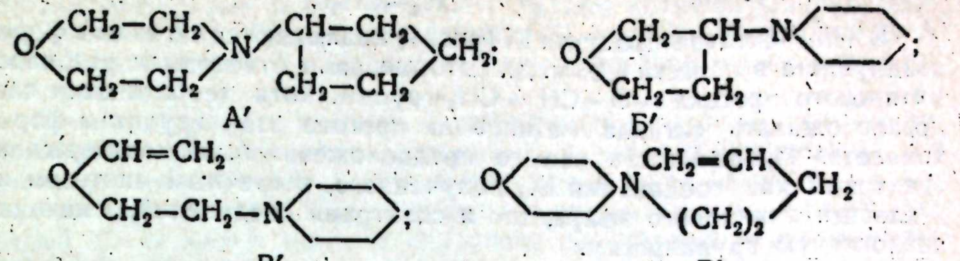
I, II R = R' = H; III, IV R = H, R' = CH_3;

V, VI R = R' = CH_3; VII, VIII R = H, R' = C_2H_5;

Образование азоспиранов I—VIII доказано данными микроэлементного анализа и определением молекулярного веса выделенных соединений.

Реакция протекает легко, в одну стадию, не осложняется побочными процессами и конечные продукты высокой степени чистоты выделяются с 69—86%-ным выходом.

Щелочная обработка 3-окса-6-азониаспироундекангалогенида, как указывалось могла привести через промежуточные илиданионы к изомерам A' или Б' (в случае внутримолекулярной перегруппировки), а при разрыве одного из колец—соответственно к изомерам В' или Г'.



A' Б' В' Г'

В ПМР-спектре выделенного продукта (рис. 1) имеются сигналы в области 1,4 м. д., характеризующие 6 метиленовых протонов свободных $-CH_2$-групп. В случае образования изомеров A' или Б' в этой области следовало бы ожидать сигналы 8 протонов, а в изомере Г'— 4 метиленовых протонов. Образование изомера В' подтверждается и тем фактом, что в области 2,2—2,5 м. д. имеются сигналы 6 метиленовых протонов $N-CH_2$-группы, что отвечает строению именно этого изомера (в изомерах А и Б имеется всего 5 протонов при C—N-связи).

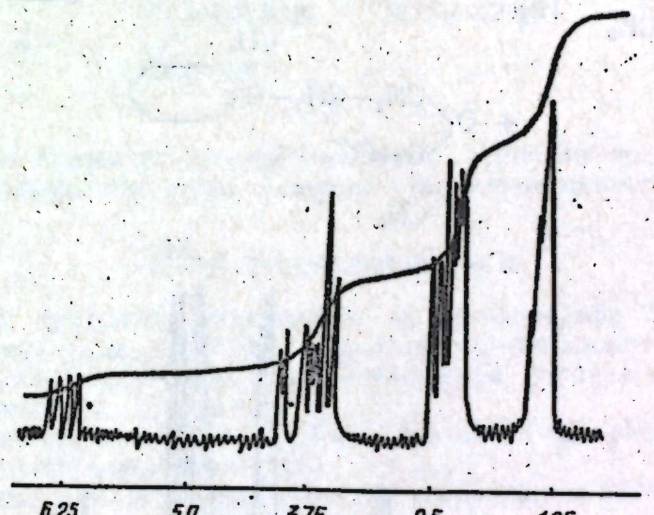
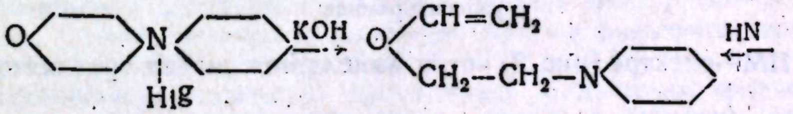
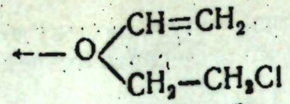


Рис. 1. ПМР-спектр 5—(*N*-пиперидино)-3-оксапентена-1

Кроме того, выделенное соединение оказалось идентично продукту взаимодействия 2-хлорэтилвинилового эфира с пиперидином, на основании чего схему щелочного расщепления азоспирана можно, вероятно, представить следующим образом:



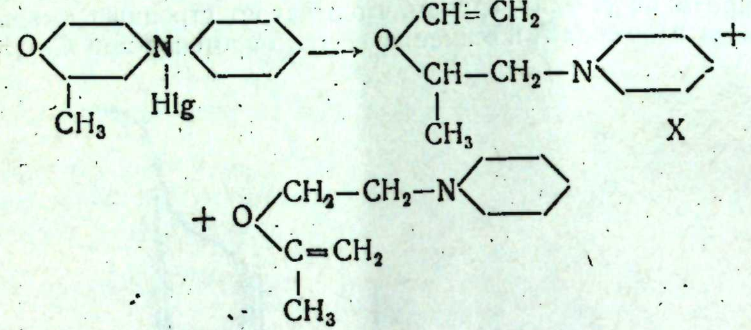
X



В ПМР-спектре продукта IX (рис. 1) наблюдаются сигналы в форме квадруплета в области 6,25 м. д., которые нами отнесены к резонансу метинового протона $-O-CH=CH_2$-группы, хотя теоретически следовало ожидать сигнала метинового протона этой группы в форме триплета. Правильность нашего предположения была подтверждена спектрами как соединения IX, полученного встречным синтезом из 2-хлорэтилвинилового эфира, так и спектрами соединений, имеющих аналогичную группировку.

Определенный интерес представляло расщепление гомологов 3-окса-6-азониаспироундекангалогенидов III—VIII, в которых разрыв C-связи мог проходить как с алкилсодержащей, так и с противоположной стороны.

ГЖХ-анализ показал, что щелочное расщепление 2-метил-3-окса-6-азониаспироундекангалогенида приводит к двум изомерам в соотношении 1:2.



X

XI

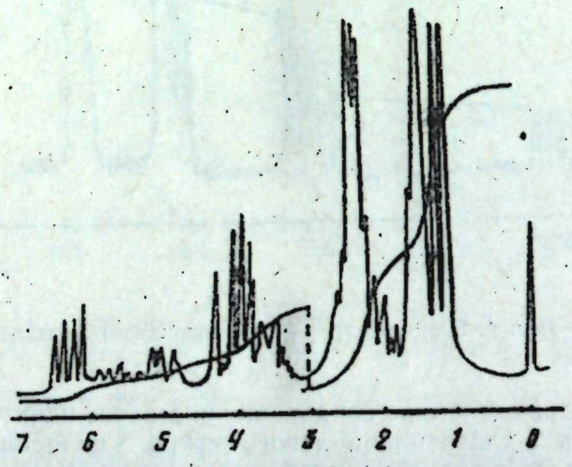


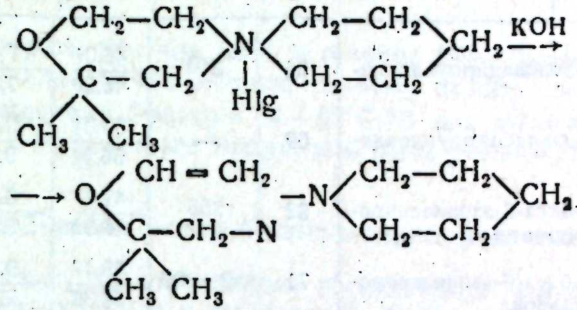
Рис. 2. ПМР-спектр продукта щелочного расщепления 2-метил-3-окса-6-азониаспироундеканбромида

В ПМР-спектре (рис. 2) четко выделяется сигнал трех метильных протонов $CH-CH_3$ группы изомера X в виде дублета в области

1,25 м. д. Мультиплет с центром в области 2,5 м. д., характеризующий метильные протоны $-CH_2-$-группы, очевидно, перекрывает резонанс метильных протонов CH_3-C-группы изомера XI. Метиленовые протоны $-O-CH_2$-группы изомера XI и $=CH_2$ группы при двойной связи изомеров X и XI дают сигналы с центром мультиплетности в области 3,8 м. д.

По интенсивности сигналы соответствуют 4 протонам, однако это резонанс 6 протонов: двух—изомера X и четырех—изомера XI. На основании этого можно сделать вывод, что в смеси изомера XI вдвое меньше чем изомера X, что, в свою очередь, указывает на то, что разрыв C—N связи идет, в основном, со стороны незамещенного алкила.

Щелочное расщепление азоспиранов V, VI с двумя метильными группами у α-углеродного атома приводит к единственному продукту:



XII

Реакция протекает стереоспецифично, вероятно, вследствие отсутствия подвижного атома водорода у алкилзамещенного атома углерода.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Чистота продуктов установлена на хроматографе ЛХМ—8МД, длина колонки—2 *м*, диаметр—3 *мм*, детектор—катарометр, 10%-ный ПЭГА, нанесенный на полихром, температура колонки 160°C, газ-носитель—водород, 33 *мл/мин*.

ПМР-спектры сняты на приборе „Varian“ T-60, растворитель—CCl_4, внутренний стандарт—ГМДС.

Исходные дигалогенэфиры были синтезированы по известной методике [5].

1. 3-окса-6-азониаспироундеканбромид [1]

В колбу, снабженную термометром, мешалкой, обратным холодильником и хлоркальциевой трубкой, к смеси 23,2 *г* (0,1 *гмоль*) 1,4-дибром-3-оксапентана в 50 *мл* метилового спирта прибавлялось 21,2 *г* (0,25 *гмоль*) пиперидина. Реакционная смесь нагревалась при 40°C в течение 1,25 *ч*. Затем для разложения бромистоводородной соли пиперидина добавлялся раствор 5,6 *г* (0,1 *гмоль*) KOH в 20 *мл* метанола. Отфильтровывался выпавший KBr, из фильтрата отгонялся растворитель и избыток пиперидина.

Выделившиеся кристаллы промывались небольшим количеством ацетона и перекристаллизовывались из горячего спирта. Получено

20,3 *г* (выход 86% по исходному дибромэфиру) кристаллов с т. пл. 240°C.

Найдено (%): C—46,01; H—7,42; N—5,66; Br—34,05; $C_9H_{18}BrON$; вычислено (%): C—46,20; H—7,69; N—5,93; Br—33,84.

Аналогично взаимодействием пиперидина с другими дигалогенэфирами были получены соответствующие азоспираны II—VIII (табл. 1).

Таблица 1

Синтезированные 3-окса-6-азониаспироундекангалогениды

№ п.п.	Соединение	Выход, %	Т. пл., °C	Элементарный анализ, найд./выч. C	H	N	Br
1	3-окса-6-азониаспироундеканбромид	86	240	46,01/46,20	7,42/7,69	5,66/5,93	34,05/33,84
2	3-окса-6-азониаспироундеканхлорид	69	—	56,01/56,34	9,37/9,25	7,16/7,31	18,74/18,49
3	2-метил-3-окса-6-азониаспироундеканбромид	82	255	47,77/48,01	8,32/8,06	5,91/5,60	31,51/41,94
4	2-метил-3-окса-6-азониаспироундеканхлорид	71	192—202	58,47/58,38	9,22/9,80	7,16/6,88	17,54/17,23
5	2,2-диметил-3-окса-6-азониаспироундекан-бромид	84	131	49,72/50,01	8,63/8,39	5,62/5,30	29,82/20,24
6	2,2-диметил-3-окса-6-азониаспироундекан-хлорид	74	139—141	59,87/60,12	10,31/10,09	6,12/6,38	16,31/16,19
7	2-этил-3-окса-6-азониаспироундеканбромид	80	215	50,22/50,01	8,68/8,39	5,11/6,30	29,94/30,24
8	2-этил-3-окса-6-азониаспираундеканхлорид	70	175—185	60,32/60,12	10,36/10,09	6,49/6,38	16,02/16,19

2. 5-(*N*-пиперидино)-3-оксапентен-1—[IX]

а. Разложение азоспирана

Смесь 11,8 *г* (0,05 *гмоль*) 3-окса-6-азониаспироундеканбромида, 11,2 *г* (0,2 *гмоль*) едкого кали и 25 *мл* воды перегоняется досуха из колбы Вюрца. Водный отгон насыщается NaCl и проводится экстракция эфиром (3×20 *мл*). Экстракт высушивается безводным сульфатом натрия, затем эфир отгоняется и из остатка перегонкой выделяется фракция 86—87°C/13 *мм*, n_D^{20} 1,4650, d_4^{20} 0,9182, соответствующая 5-(*N*-пиперидино)-3-оксапентену-1 (см. табл. 2). Аналогичный продукт был получен из 3-окса-6-азониаспироундеканхлорида.

б. Взаимодействие пиперидина и 2-хлорэтилвинилового эфира

Смесь 2,7 *г* (0,025 *гмоль*) 2-хлорэтилвинилового эфира, полученного по известной методике [6], 6,4 *г* (0,075 *гмоль*) пиперидина в

Таблица 2

Синтезированные 5-(*N*-пиперидино)-производные винилового эфира

№ п.п.	Соединение	Т. кип., °C/*мм* рт. ст.	n_D^{20}	d_4^{20}	Элементарный анализ найд./выч. C	H	N	HaCl
IX	5-(*N*-пиперидино)-3-оксапентен-1	86—87/13	1,4650	0,9182	69,84/69,69	11,18/10,96	9,31/9,02	—
XII	5-(*N*-пиперидино)-4,4-диметил-3-оксапентен-1	49—50/4	1,4664	0,9195	71,81/72,13	11,79/11,53	7,87/7,64	—

10 *мл* метанола нагревалась при 50°C в течение 15 *ч*. Выделение продукта проводилось аналогично вышеописанному пункту 2а.

Перегонкой выделена фракция 91—92°C/15 *мм*, n_D^{20} 1,4652, идентичность которой с полученным продуктом была установлена хроматографически.

3. Разложение 2-метил-3-окса-6-азониаспироундеканхлорида

Аналогично пункту 2а проводилось расщепление 2-метил-3-окса-6-азониаспироундеканхлорида с выделением фракции 98—99°C/13 *мм*, n_D^{20} 1,4656.

Фракция исследована методом ПМР, соответствует смеси изомеров X : XI = 2 : 1 (рис. 2).

Щелочная обработка 2,2-диметил-3-окса-6-азониаспироундекангалогенидов привела к 5-(*N*-пиперидино)-4,4-диметил-3-оксапентену-1 (см. табл. 2).

Выводы

1. Взаимодействие 2,2'-дигалогендиалкиловых эфиров с пиперидином приводит к соответствующим азониаспироундекангалогенидам.
2. Щелочная обработка 3-окса-6-азониа- и 2,2-диметил-3-окса-6-азониаспироундекангалогенидов протекает с разрывом кислородсодержащего цикла.
3. Расщепление 2-метил-3-окса-6-азониаспироундекангалогенида в результате неоднозначного разрыва морфолинового кольца приводит к двум изомерам.

Литература

1. Швейцарский пат., № 571 004, 31. XII 1975. 2. Мовсумзаде М. М. Гурбанов П. А., Аскеров Н. Д. Авт. свид. СССР, № 591 477 от 25. VI 1976 Бюлл. „Изобр., открытия, пром. образцы и товарные знаки, № 5, стр. 77, 1978. 3. Stevens T., Greighton B., Gordon G., Macnikol M. J. Chem. Soc., 1928, 3193. 4. Sommelet M. Compt. rend., 205,56, 1937. 5. Мовсумзаде М. М., Шабанов А. Л., Мовсумзаде С. М., Гурбанов П. А. ЖОрХ, VII, вып. 6, 1106, 1971. 6. Балезина Г., Шостаковский С., Деригладов Н., Занина С., Козырев В., Авт. свид. СССР, № 974 273. Бюлл. „Откр., изобр., пром. образцы и товарные знаки“, № 15, стр. 44, 1973.

Азербайджанский институт нефти и химии им. М. А. Азизбекова

Поступило 30. I 1979

520—5

М. М. Мөвсүмзадә, П. А. Гурбанов, М. А. Сејидов, Һ. Х. Хочајев

3-ОКСА-6-АЗОНИАСПИРОУНДЕКАНҺАЛОКЕНИДЛӘРИН СИНТЕЗИ ВӘ ОНЛАРЫН ГӘЛӘВИ ТӘ'СИРИНДӘН ПАРЧАЛАНМАСЫ

Мәгаләдә 1,5-диһалокен-3-оксапентанларын пиперидинлә гаршылыглы тә'сири илә јүксәк чыхымла 3-окса-6-азониаспироундеканһалокенләрин әмәлә кәлдији көстә-рилмишдир. Алынан спиранларын гәләвиләрлә парчаланмасы өјрәнилмиш вә бу заман морфилин һәлгәсинин əвəзлəјичисиз тәрәфдән гырылмасы илә мүвафиг 5-(N-пипери-дино)-3-оксапентен-1-ин әмәлә кәлдији ајдынлашдырылмышдыр.

M. M. Movsümzade, P. A. Gurbanov, M. A. Seidov, G. Kh. Hodjayev

SYNTHESIS OF 3-OXA-6-AZONIASPIROUNDEKANHALIDES AND THEIR ALKALINE SPLITTING

It has been found that reaction between 2,2'-dihalogendialkyl esters and piperidine results in 3-oxa-6-azoniaspiroundekanhalides. Interaction between azospirans and KOH results in 5-N-piperidino-3-oxapenten-1 and its homologs.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 547.568.1

ОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

М. М. ГАСАНОВА, А. К. АРАБОВ, Р. А. БАБАХАНОВ, А. А. АХУНДОВ

СИНТЕЗ И ИССЛЕДОВАНИЕ ДИМЕТИЛБЕНЗИЛАМИНОВ И ПРОДУКТОВ ИХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ С АЛИФАТИЧЕСКИМИ КИСЛОТАМИ

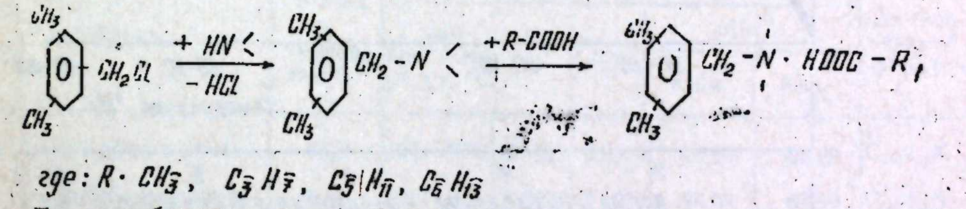
(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР Т. Н. Шахтахтинским)

Азотсодержащие аналоги занимают важное место среди органических соединений, применяемых в различных областях народного хозяйства. Особенно привлекают внимание исследователей соединения, содержащие в своем составе третичный азот и продукты их взаимодействия с органическими и неорганическими кислотами. Некоторые из них интересны как с точки зрения новизны, так и использования их в качестве медицинских препаратов.

Известно, что среди соединений подобного типа обнаружены вещества, которые способны обладать свойствами атропиноподобного действия, используются как холинолитическое средство в виде глазных капель, а также как препарат при заболеваниях, сопровождающихся спазмами гладкомышечных органов [1].

С этой целью была выполнена настоящая работа, посвященная синтезу и исследованию некоторых диметилбензиламинов и продуктов их взаимодействия с алифатическими кислотами.

Синтез диметилбензиламинов и продуктов их взаимодействия с кислотами осуществлялся по следующей схеме:



где: $R \cdot CH_3$, C_3H_7, C_5H_{11}, C_6H_{13}

Диметилбензилхлориды были получены хлорметилированием изомеров ксилола в ранее установленных оптимальных условиях [2]. В качестве аминирующего агента были использованы диэтиламин, морфолин и пиперидин.

Полученные диметилбензиламины—светлые прозрачные жидкости не растворимые в воде, хорошо растворимые в бензоле, спирте, хлороформе и др. Продукты взаимодействия диметилбензиламинов с алифатическими кислотами—маслообразные вещества коричневого цвета хорошо растворимые в воде и в тех растворителях, в которых растворяются диметилбензиламины.

Для доказательства наличия третичного азота в синтезированных диметилбензиламинах отдельные представители их были подвергнуты

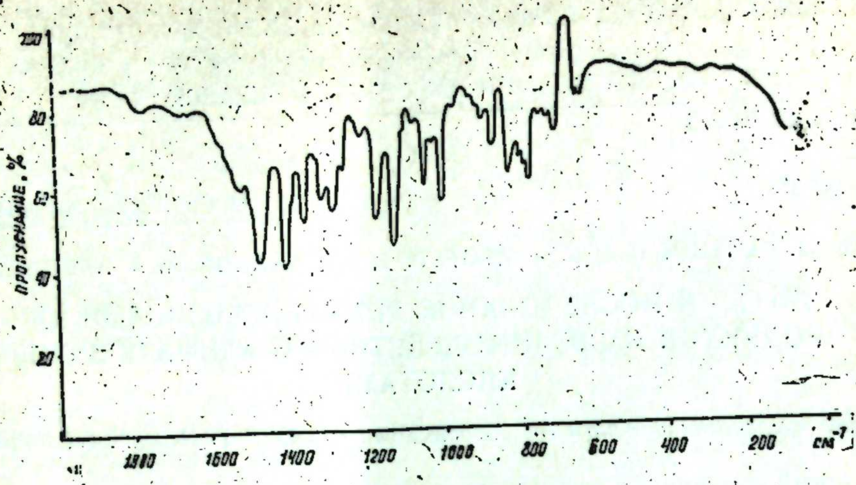


Рис. 1. ИК-спектр поглощения *п*-диметилбензилпиперидина

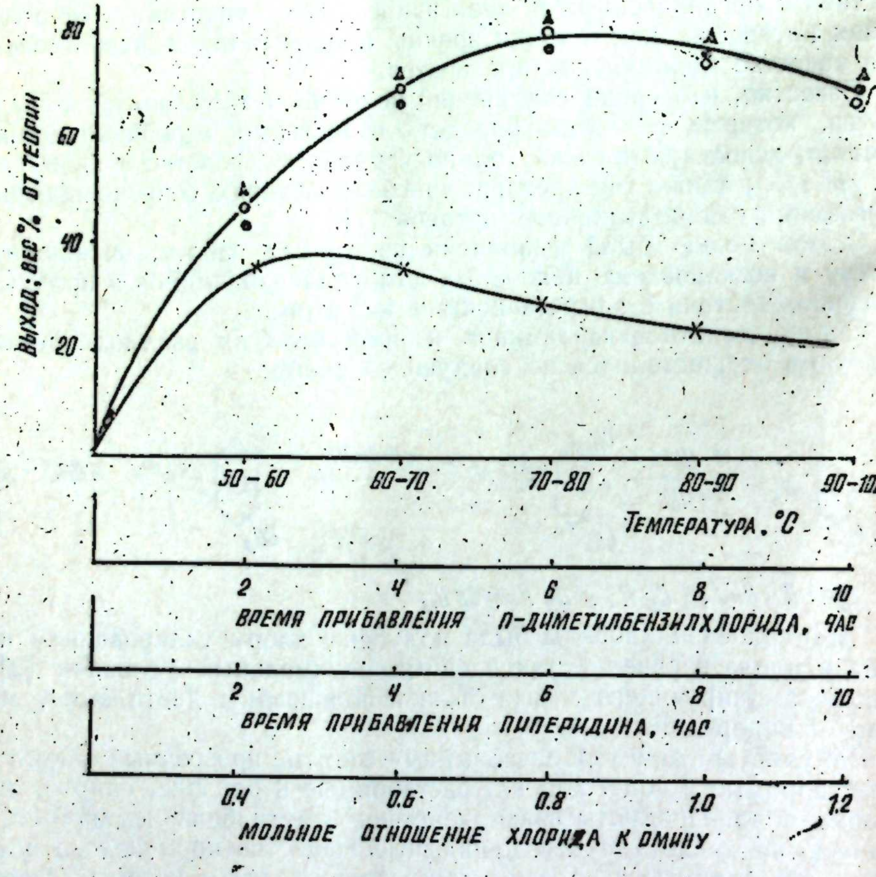


Рис. 2. Зависимость выхода *п*-диметилбензилпиперидина от температуры (○), времени прибавления *п*-диметилбензилхлорида (⊙), пиперидина (×) и мольного соотношения компонентов (▲) реакции

исследованию с помощью ИК-спектров, снятых на ИКС-14 в области NaCl. В спектрах всех синтезированных диметилбензиламинов были обнаружены полосы поглощения в области 1 050, 1 220 *см*$^{-1}$, характерные для —N - (рис. 1).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

Синтез диметилбензиламинов и продуктов их взаимодействия с алифатическими кислотами осуществлен в реакционной колбе, снабженной термометром, холодильником, капельной воронкой и колбонагревателем.

Оптимальные условия синтеза диметилбензиламинов были установлены изучением влияния температуры, времени прибавления и мольного соотношения компонентов реакции в среде бензола и толуола на выход целевого продукта на примере реакции взаимодействия *п*-диметилбензилхлорида с пиперидином.

Как видно из данных рис. 2, максимальный выход (80—82 %) *п*-диметилбензилпиперидина достигается при 70—80° С, мольном отношении *п*-диметилбензилхлорида к пиперидину—0,8 и времени прибавления хлорида к амину—6 *ч*.

п-Диметилбензилпиперидин. К 21,25 *г* (0,25 *гмоля*) пиперидина добавляют 20 *мл* растворителя (бензола или толуола) и смесь при постоянном перемешивании нагревают до 70—80 °С. Затем при этой же температуре к смеси прикапывают 30,9 *г* (0,2 *гмоля*) *п*-диметилбензилхлорида в течение 5 *ч*. После прикапывания необходимого количества *н*-диметилбензилхлорида реакцию продолжают еще 1 *ч*. По окончании реакции смесь промывают 30 %-ным раствором Na_2CO_3, а затем водой до нейтральной реакции. Растворитель отгоняют, а продукт перегоняют под вакуумом.

Таблица 1

Физико-химические свойства диметилбензиламинов

Амины	Выход от теории, вес. %	Показатели: Т. кип. при 3 *мм* рт. ст., °С	n_D^{20}	d_4^{20}	MR_D^{20} найд.	MR_D^{20} выч.	Эмпирическая формула
м-Диметилбензил-пиперидин	79,9	101—103	1,5222	0,9509	64,99	64,99	$C_{14}H_{21}N$
о-Диметилбензил-пиперидин	81,1	103—105	1,5270	0,9577	65,05	64,99	$C_{14}H_{21}N$
м-Диметилбензил морфолин	82,0	102—106	1,5220	1,0089	61,94	62,02	$C_{13}H_{19}NO$
о-Диметилбензил-морфолин	84,0	101—105	1,5270	1,0123	62,25	62,02	$C_{13}H_{19}NO$
п-Диметилбензилморфолин	81,9	103—104	1,5250	1,0096	61,52	62,02	$C_{13}H_{19}NO$
м-Диметилбензилдиэтиламин	81,5	97—99	1,5100	0,9203	62,21	62,57	$C_{13}H_{21}N$
о-Диметилбензилдиэтиламин	82,0	95—97	1,5136	0,9205	62,45	62,57	$C_{13}H_{21}N$
п-Диметилбензилдиэтиламин	83,8	96—97	1,5100	0,9043	63,10	62,57	$C_{13}H_{21}N$

Выход — 32,9 г (81 %), т. кип. 100 — 102/3 n_D^{20} 1,5222, d_4^{20} 0,9523, MR_D^{20} найд. 65,01, выч. 64,99

Другие представители диметилбензиламинов получают аналогическим способом. Физико-химические свойства синтезированных диметилбензиламинов приведены в табл. 1.

Продукт взаимодействия *о*-диметилбензилпиперидина с уксусной кислотой. К 101.5 г (0,5 *гмоля*) *о*-диметилбензилпиперидина прибавляют 30 г (0,5 *гмоля*) уксусной кислоты и при постоянном перемешивании смесь нагревают при 80—85°C в течение 1 *ч*. Выход целевого продукта—количественный.

Таблица 2

Некоторые показатели продуктов взаимодействия диметилбензилпиперидина с алифатическими кислотами

Продукт взаимодействия	Формула	Показатели					
		n_D^{20}	d_4^{20}	pH	T. заст., °C	условная вязкость, *сст* при 50°C	при 100 °C
о-Диметилбензилпиперидина	R—N·HOOC—R_1	1,5110	1,0130	6,94	—22	17,40	3,32
То же с масляной кислотой	R—N·HOOC—R_2	1,5080	0,9938	6,85	—34	14,92	3,10
То же с капроновой кислотой	R—N·HOOC—R_3	1,5040	0,9755	6,90	—35	14,98	3,32
То же с энантовой кислотой	R—N·HOOC—R_4	1,5010	0,9726	6,80	—36	17,11	3,66
п-Диметилбензилпиперидина с уксусной кислотой	R—N·HOOC—R_1	1,5106	1,0134	6,97	—21	17,32	3,30
То же с масляной кислотой	R—N·HOOC—R_2	1,5078	0,9941	6,87	—35	15,01	3,31
То же с капроновой кислотой	R—N·HOOC—R_3	1,5046	0,9759	6,89	—35	14,96	3,30
То же с энантовой кислотой	R—N·HOOC—R_4	1,5014	0,9729	6,82	—37	17,14	3,68
м-Диметилбензилпиперидина с уксусной кислотой	R—N·HOOC—R_1	1,5112	1,0137	6,93	—21	17,30	3,29
То же с масляной кислотой	R—N·HOOC—R_2	1,5084	0,9936	6,80	—34	14,99	3,14
То же с капроновой кислотой	R—N·HOOC—R_3	1,5042	0,9761	6,92	—34	14,99	3,34
То же с энантовой кислотой	R—N·HOOC—R_4	1,5008	0,9623	6,86	—37	17,29	3,26

где: $R-(CH_3)_2\ C_6H_3-(CH_2)_5-$, R_1-CH_3 $R_2-CH_3\ (CH_2)_2-$, $R_3-CH_3-(CH_2)_4-$, $R_4-CH_3-(CH_2)_5-$

Аналогичной методикой были получены другие продукты взаимодействия диметилбензиламинов с алифатическими кислотами. В табл. 2 приведены лишь некоторые показатели продуктов взаимодействия диметилбензилпиперидинов с алифатическими кислотами $C_2—C_7$.

Выводы

1. Установлены оптимальные условия некоторых представителей диметилбензиламинов и определены их необходимые показатели.
2. Показано, что продукты взаимодействия синтезированных диметилбензиламинов с алифатическими кислотами $C_2—C_7$ обладают пониженной температурой застывания и хорошо растворяются в воде и органических растворителях.

Литература

1. Мелентьева Г. А. Фармацевтическая химия, „Медицина", т, II, 526. М., 1976.
2. Бабаханов Р. А., Арабов А. К., Гасанов М. М., Ахундов А. А. „Азерб. хим. ж." № 4, 1977.

АМИ им. Н. Нариманова

Поступило 16. III 1979

М. М. Һәсәнова, А. Г. Әрәбов, Р. Ә. Бабаханов, А. А. Ахундов

ДИМЕТИЛБЕНЗИЛАМИНЛӘРИН ВӘ ОНЛАРЫН АЛИФАТИК ТУРШУЛАРЛА ГАРШЫЛЫГЛЫ ТӘ'СИР МӘҺСУЛЛАРЫНЫН СИНТЕЗИ ВӘ ТӘДГИГИ.

Мәгаләдә *о-*, *м-*, *п-* диметилбензилхлоридләр вә диетиламин, пиперидин вә морфолин типли аминбирләшмәләри әсасында дитемилбензиламинләрин алынмасына вә тәдгигинә һәср едилмишдир. Максимал чыхышлы вә јүксәк тәмизликли реаксија мәһсулу алмаг имканы верән диметилбензиламинләр синтезинин оптимал шәраити мүәјјән едилмишдир. Көстәрилмишдир ки, синтез едилмиш диметилбензиламинләр алифатик туршуларла гаршылыглы тә"сир заманы мигдарча суда вә үзви һәлледичиләрдә һәлл олан мәһсуллара чеврилирләр.

M. M. Gasanova, A. K. Arabov, R. A. Babakhanov, A. A. Akhundov

SYNTHESIS AND RESEARCH OF DIMETHYLBENZYLAMINES AND PRODUCTS OF THEIR INTERACTION WITH ALIPHATIC ACIDS

Optimal conditions of some dimethylbenzylamines representatives are established and the necessary properties are determined.

It has been reported that the interaction products of synthesized dimethylbenzyamines with $C_2—C_7$ aliphatic acids are characterized by low congealing point and are dissolved easily in water and organic solvents.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

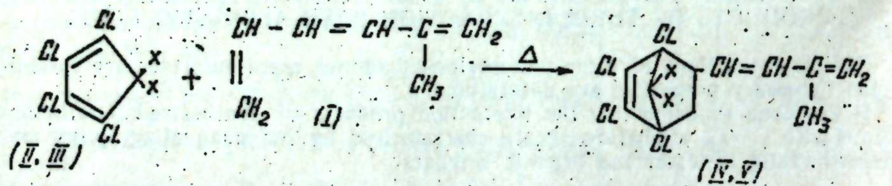
УДК 547.364 ОРГАНИЧЕСКАЯ ХИМИЯ

М. Г. ВЕЛИЕВ М. М. ГУСЕЙНОВ, Л. А. ЯНОВСКАЯ, С. А. МАМЕДОВ

5-МЕТИЛ-1, 3, 5-ГЕКСАТРИЕН КАК ФИЛОДИЕН В РЕАКЦИИ ДИЕНОВОЙ КОНДЕНСАЦИИ С ПОЛИХЛОРЦИКЛИЧЕСКИМИ ДИЕНАМИ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР С. Д. Мехтиевым)

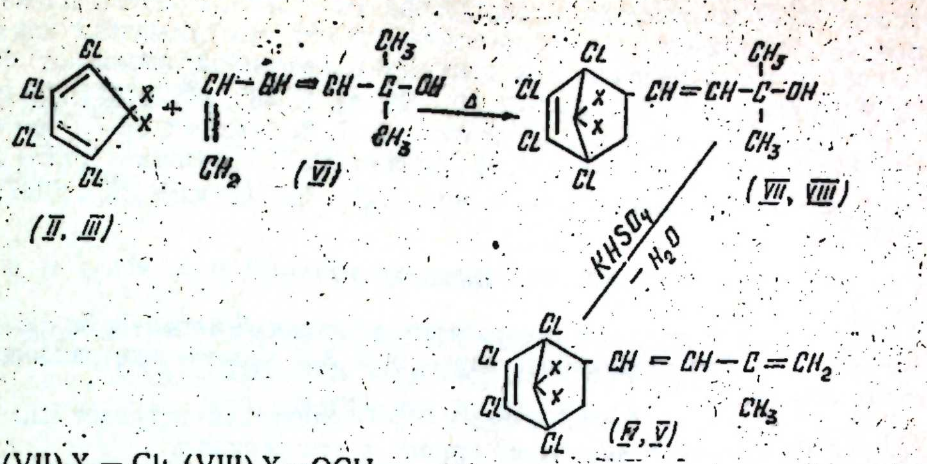
Известно [1—2], что сопряженные полиены вступают в диеновую конденсацию как диены, присоединяя различные диенофилы в положении—1,4. Мы впервые обнаружили, что 5-метил-1, 3, 5-гексатриен (I) вступает в диеновую конденсацию при 95—100°C с полихлорциклическими диенами (II—III) в качестве филодиена по конечной винильной группе по схеме:



где (II, IV) X = Cl; (III, V) X = OCH_3.

Реакция (I) с гексахлорциклопентадиеном (II) и 5,5-диметокситетрахлорциклопентадиеном (III) протекает при 95—100°C с образованием аддуктов (IV) и (V) с выходом 70—75%. Строение полученных аддуктов (IV, V) установлено методами ИК-, УФ- и ПМР-спектроскопии. Чистота продуктов контролировалась методом тонкослойной хроматографии.

Кроме вышеуказанного, триеновые аддукты (IV, V) получены также встречным синтезом—дегидратацией в присутствии кислого сернокислого калия соответствующих бициклических непредельных спиртов, (VII, VIII), полученных на основе диеновой конденсации диметилбутадиенкарбинола (VI) с полихлорциклическими диенами [3] по схеме:



где (VII) X = Cl; (VIII) X = OCH_3.

Физико-химические константы полученных соединений (IV, V), включая ТСХ, ИК-, УФ-, и ПМР-спектры, идентичны с синтезированными диеновой конденсацией.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ЧАСТЬ

ИК-спектры сняты в тонком слое на приборе UR-20 в области 400—4000 *см*$^{-1}$. УФ-спектры сняты на приборе „Specad" в спирте. Спектры ПМР сняты на приборе BS—497 (Tesla) (100 *Мгц*, внутренний стандарт ТМС). ТСХ проводили на Al_2O_3 (II ст. актив.) в системе бензол; эфир—3:1, проявитель—пары йода.

Исходный 5-метил-1, 3, 5-гексатриен синтезирован по методике [4].

Реакция (I) с (II) и (III). Смесь 9,4 *г* (0,1 *моля*) (I), 27,3 *г* (0,1 *моля*) (II) и 0,1 *г* гидрохинона нагревали в запаянной ампуле в течение 16 *ч*. Разгонкой выделяли 27,5 *г* 1, 2, 3, 4, 7, 7-гексахлор-5-(3-метилбутадиен-1, 3) бицикло [2, 2, 1]-гептен-2 (IV), выход 75 %, т. кип. 155—156°C (1 *мм*); n_D^{20} 15476; d_4^{20} 1,4335, R_f 0,69. Найдено: C 39,40; H 3,01; Cl 58,09 %. $C_{12}H_{10}Cl_6$. Вычислено: C 39,23; H 2,72; Cl 58,03 %: ИК-спектр (*см*$^{-1}$); 770—850 (C—Cl), 1600, 1640 (C = C). УФ-спектр $\lambda_{макс.}$ 220 *нм* (ε 15000); 230 *нм* (ε 16900). ПМР-спектр (δ шкала, хим. сдвиги в м. д. относительно ТМС); 1,75 *м* [4H, $1CH_3$, $1H'_{(6)}$]; 4,87 *м* [($2H=CH_2$)]; 5,60—6,45 (2H, —CH=CH—).

Аналогичным методом из 9,4 *г* (0,1 *моль*) (I) и 26,4 *г* (0,1 *моль*) (III) получено 25,8 *г* 1, 2, 3, 4-тетрахлор-7,7-диметокси-5-(3-метилбутадиен-1, 3) бицикло [2, 2, 1]-гептен-2 (V), выход—72 %, т. кип. 132—133°C (1 *мм*), n_D^{20} 1,5470; d_4^{20} 1,3482, R_f 0,82. Найдено: C 46,79; H 4,48; Cl 40,00 %. $C_{14}H_{16}Cl_4O_2$. Вычислено: C 46,92; H 4,46; Cl 39,66 %. ИК-спектр (*см*$^{-1}$): 750—840 (C—Cl), 1600, 1645 (C = C), 1100 (C—O—C). УФ-спектр: $\lambda_{макс.}$ 227 *нм* (ε 17100), 235 *нм* (ε 19780), 260 *нм* (ε 1410) ПМР-спектр (δ шкала, хим. сдвиги в м. д. относительно ТМС): 1,80 *м* [4H, $1CH_3$, $H'_{(6)}$]; 3,6 с [6H, $2OCH_3$)]; 4,95 *м* (2H, = CH_2); 5,60 — 6,45 (2H, — CH = CH —).

Встречный синтез (IV и V). Смесь 15 *г* (0,04 *моля*) 1, 2, 3, 4, 7, 7-гексахлор-5-(3-метил-3-окси-1-бутенил) бицикло [2, 2, 1] — гептен-2 (VIII) и 10,8 *г* (0,08 *моля*) кислого сернокислого кали, 0,05 *г* гидрохинона и 30 *мл* толуола нагревали при 105—110°C с перемешиванием продукта в течение 15 *ч*, промывают и сушат над сульфатом магния. После отгонки растворителя вакуумной разгонкой выделяют 13 *г* (90,9 %) (IV), т. кип. 155—156° (1 *мм*), n_D^{20} 1,5480; d_4^{20} 1,4344, R_f 0,70.

Аналогичным образом из аддукта 1, 2, 3, 4-тетрахлор-7,7-диметокси-5-(3-метил-3-окси-1-бутенил) бицикло [2, 2, 1]-гептен-2 (VIII) синтезирован (V), выход — 90 %, т. кип. 132—133° (1 *мм*), n_D^{20} 1,5467; d_4^{20} 1,3480, R_f 0,80.

Выводы

1. Впервые изучена диеновая конденсация 5-метил-1, 3, 5-гексатриена с гексахлорциклопентадиеном и 5,5-диметокситетрахлорциклопентадиеном.

2. Установлено, что 5-метил-1, 3, 5-гексатриен вступает как филодиен по конечной винильной группе в эти реакции.

Литература

1. Онищенко А. С. Диеновый синтез. Изд-во АН СССР. М., 1963. 2. Methoden der organischen Chemie (Houben—Weye) Band v/Id „Offenkeftige und cyclisene polyene en—ine, geerg. Thime Verlag, Stuttgart, стр. 204—210, 1972. 3. Гусейнов М. М., Велиев М. Г., Мамедов С. А. Тез. докл. Всесоюзн. конференц. „Состояние и перспектива развития теоретических основ производства хлорорганических продуктов". Баку, 1975, III. 4. Назаров И. Н., Фишер Л. Б. „Изв. АН СССР", ОХН, № 2—3, стр. 150, 1942.

Институт хлорорганического синтеза *Поступило 29. III 1979*

М. Һ. Вәлијев, М. М. Һүсејнов, Л. А. Јановскаја, С. А. Мәммәдов

5-МЕТИЛ-1, 3, 5-ҺЕКСАТРИЕН ПОЛИХЛОРТСИКЛИК ДИЕНЛӘРЛӘ ДИЕН КОНДЕНСЛӘШМӘСИ РЕАКСИЈАСЫНДА ФИЛЕДИЕН КИМИ

Мәгаләдә 5-метил-1, 3, 5-һексатриенин һексахлорсиклопетадиенлә ве 5,5-диметокситетрахлорсиклопетадиенлә диен конденсләшмәси реаксијасы өјрәнилмиш вә көстәрилмишдир ки, о, полихлорсиклик диенләрлә реаксијада өзүнү филодиен кими апарыр.

5-метил-1, 3, 5-һексатриен һексахлорсиклопетадиенлә, 5, 5-диметокситетрахлорсиклопетадиенлә диен конденсләшмәси реаксијасына кәнардакы винил групунун һесабына дахил олур вә 75 %, 72 % чыхымла аддукт алыныр.

Алынмыш аддуктларын гурулушу ИГ-, УБ-, ПМР-спектроскопија методу илә сүбут едилмишдир.

M. G. Veliyev, M. M. Huseinov, L. A. Yanovskaya, S. A. Mamedov

5-METHYL-1, 3, 5-HEXATRIENE AS A FILODIENE IN THE REACTION OF DIENE CONDENSATION WITH POLYCHLOROCYCLIC DIENES

In the paper the diene condensation of the 5-methyl-1, 3, 5 hexatriene with polychlorocyclodienes has been studied. It is established that the triene reacts as a filodiene in these reactions.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 551.14.16:53

ГЕОЛОГИЯ

Е. И. БАЮК, М. П. ВОЛАРОВИЧ, Ф. М. ЛЕВИТОВА, Т. М. САЛЕХЛИ

ХАРАКТЕРИСТИКА ФИЗИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОРОД СААТЛИНСКОЙ СКВАЖИНЫ-СПУТНИКА ПРИ ВЫСОКИХ ДАВЛЕНИЯХ

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

Сверхглубокое бурение является важным источником знаний о составе и свойствах земных глубин. Оно предусматривает разработку принципиально новых основ «глубинной» геологии. Вскрытие полного разреза земной коры позволит изучить строение, физическое состояние и вещественный состав пород, получить данные о происхождении и размещении полезных ископаемых.

Саатлинская сверглубокая скважина до глубины 15 *км* заложена в осевой зоне Талыш-Вандамского гравитационного максимума, где было выделено Саатлинское поднятие, имеющее очертания меридионально-вытянутого эллипса в районе слияния рек Куры и Аракса. Данные интерпритации материалов глубинного сейсмического зондирования (ГСЗ), КМПВ и гравиметрии [1—3] показали, что строение земной коры здесь может быть представлено в виде поднятого блока с залеганием поверхности пород основного состава с граничной скоростью, изменяющейся от 6 до 7,3 *км/сек* на глубине около 7—8 *км*.

Наряду с обширными геологическими, геофизическими, петрологическими и петрохимическими исследованиями в районе заложения сверхглубокой скважины и в самом стволе предусмотрено определение комплекса физических параметров пород, которые используются для интерпритации наземных геофизических исследований глубинного строения земной коры. Для приближения физических параметров пород к условиям их естественного залегания намечается проведение исследований при высоких термодинамических параметрах.

Настоящая статья посвящена изучению физических свойств горных пород из опережающей скважины № 1, пробуренной в юго-восточной части поднятия Саатлы-южное. Эта скважина вскрыла отложения антропогена, третичного и мелового комплекса [4].

В разрезе опережающей Саатлинской скважины верхнемеловые отложения вскрыты в интервале 2890—3530 *м*. Они представлены чередованием вулканогенных и осадочных (карбонатных) пород. Среди известняков по структурным признакам выделяются крипто-зернистые, комковато-сгустковые, оолитово-мелкообломочные, органогенно-крупнообломочные, органогенно-крупнодетритовые и кристаллические зернистые разности.

В интервале 3 530—6 240 *м* вскрыты вулканогенные образования, представленные миндалевидными и брекчевидными андезитовыми, базальтовыми и диабазовыми порфиритами, их туфами, по возрасту относимыми также к верхнему мелу. Порфириты состоят из плагиоклаза, роговой обманки и авгита в виде порфировых вкрапленников, состоящей в основной массе из тех же минералов и хлоритизированного стекла. Содержание основной массы в порфиритах достигает 35—90%. В породах наблюдается оруденение. Содержание рудного минерала (в основном магнетит) достигает 13%. В некоторых образцах отмечается карбонатизация и эпидотизация.

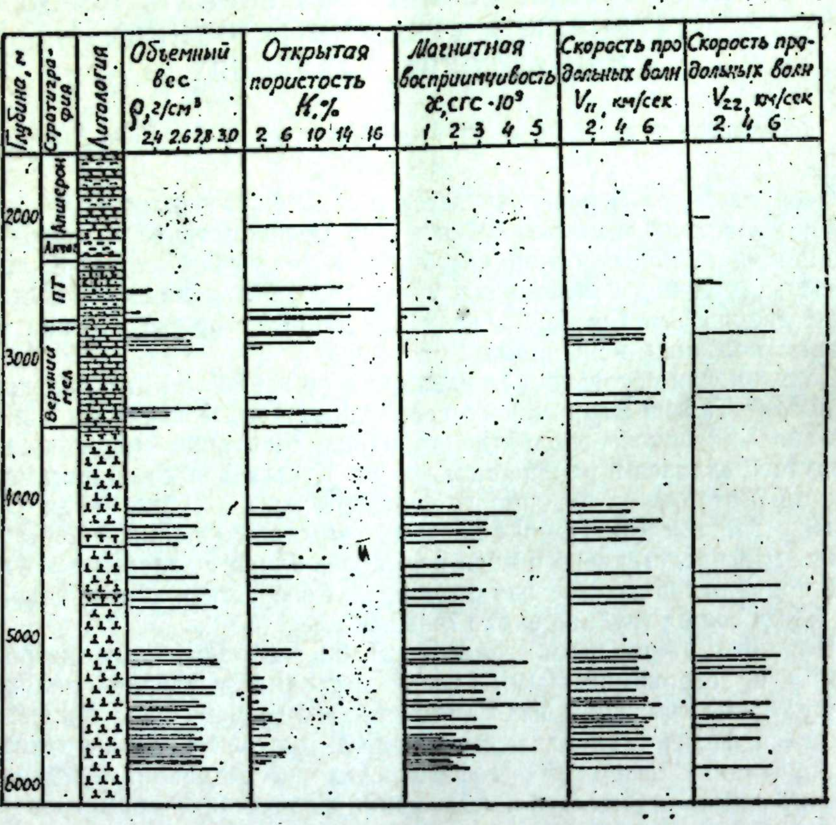


Рис. 1. **Диаграмма физических характеристик горных пород Саатлинской скважины-спутника в зависимости от глубины отбора.**

Экспериментальному исследованию подвергнуты почти все образцы, поднятые из Саатлинской скважины-спутника. При атмосферном давлении и комнатной температуре определены объемная плотность (ρ) на денситометре; открытая пористость (*K*) методом Преображенского; магнитная восприимчивость (æ) на приборе ИМВ-2, скорости распространения упругих волн вдоль оси керна (v_{11}) и перпендикулярно оси керна (v_{22}) на бетоноскопе УКБ-1 м. При высоких квазигидростатических давлениях до 15 *кбар* изучались: скорость продольных волн, изменение объема и плотность в породах порфиритового состава. Для

этой цели использовалась установка типа цилиндр-поршень и методики исследования, разработанные в ИФЗ АН СССР [5].

Результаты определения физических характеристик при атмосферном давлении представлены в виде диаграммы на рис. 1. В связи с разнообразием пород верхнего мела величины плотности, пористости и скорости продольных волн для них сильно варьируют. Верхнемеловые известняки, характеризующиеся малой пористостью от 0,9 до 3,5%,

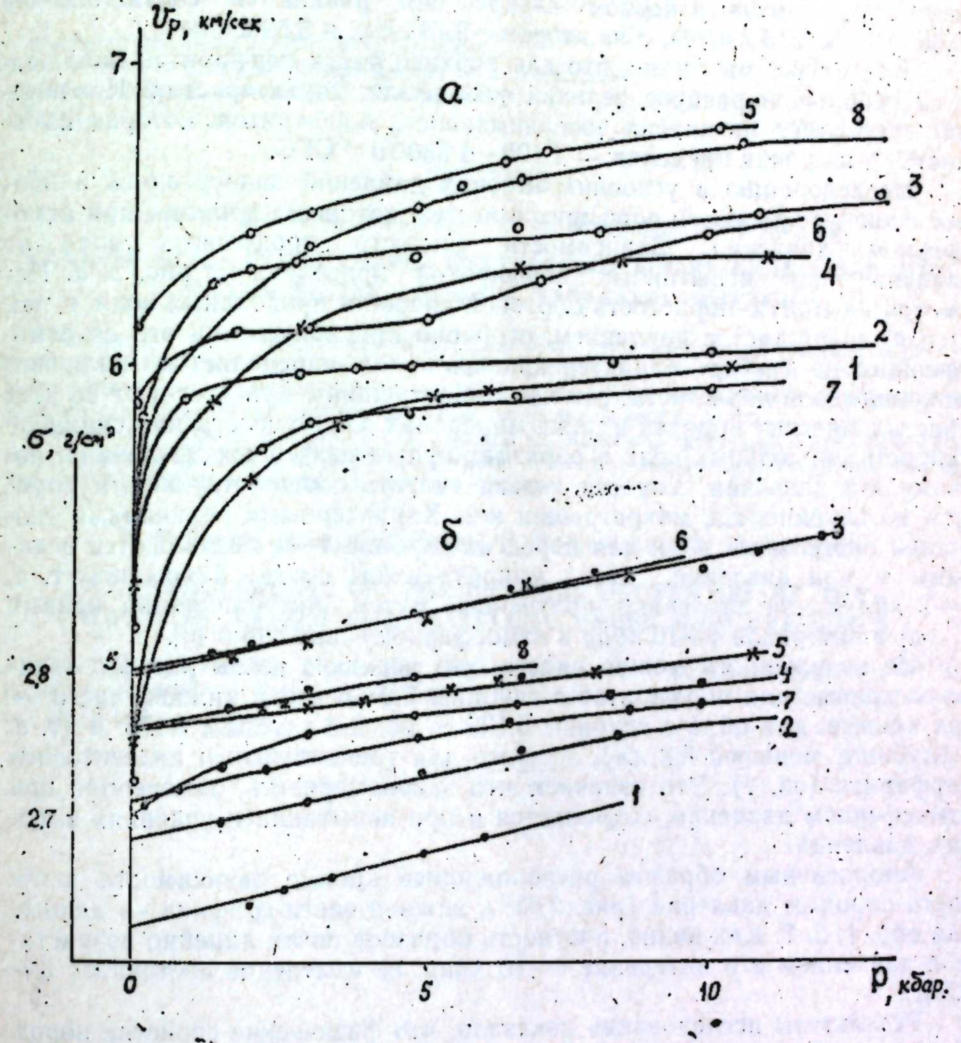


Рис. 2. **Зависимость скорости продольных волн (*а*) и плотности (*б*) от давления для образцов порфиритов:**

1—с глубины 5135 *м*; *2*—5173; *3*—5247; *4*—5296; *5*—5505; *6*—5740; *7*—5875; *8*—5942 *м*.

имеют близкие значения плотности от 2,58 до 2,72 *г/см³* и скорости продольных волн от 5,5 до 5,9 *км/сек*. Величины физических характеристик порфиритов, андезитовых, базальтовых, диабазовых, отобранных с глубины 4—6 *км*, различаются сильнее, особенно величины их магнитной восприимчивости. Пористость этих пород составляет 1—5% и лишь в единичных случаях имеет более высокие значения, не превосходящие 9%. Плотность порфиритов варьирует от 2,6 до 2,93 *г/см*^{3} а скорость продольных волн, измеренная вдоль оси керна — от 4,5 до 6,1 *м/сек*. При этом замечено, что при довольно однообразном составе порфиритов породы верхней части (на глубине 4—5,2 *км*) характеризуются относительно меньшими значениями плотности и скорости упругих волн, но большими значениями пористости, чем породы на глубине 5,2—6 *км*. Были определены средние величины плотности и скорости продольных волн порфиритов: в первом случае они равняются соответственно 2,66 *г/см*^{3} и 5,13 *км/сек*, а во втором—2,73 *г/см*, и 5,59 *км/сек*.

Из диаграммы видно, что для верхней части порфиритов наблюдается небольшой разброс величин физических характеристик. Исключение составляет магнитная восприимчивость порфиритов, которая изменяется в широких пределах — 1 100—4 580$\cdot 10^{-6}$ СГС.

Исследованию в условиях высоких давлений подвергались наиболее типичные разности порфиритов из тех, которые изучались при атмосферном давлении. Зависимость скорости продольных волн от давления для испытанных порфиритов приведена на рис. 2, *а*. Несмотря на малую пористость образцов скорость продольных волн в них сильно возрастает с давлением, особенно при повышении его от атмосферного до 1 *кбар*. Характер кривых v *(P)* определяется наличием микрощелевой пористости, так как микротрещины присутствуют во всех кристаллических породах и даже минералах. Они существенно снижают скорость продольных волн в образцах при атмосферных давлениях, поэтому эти значения скорости нельзя считать соответствующими породам на глубине, где микротрещин нет. Характерными величинами скоростей продольных волн для пород на глубине 4—6 *км* являются величины v при давлении, когда микротрещины почти закрылись, т. е. 1—2 *кбара* или значения, полученные путем экстраполяции кривых V (р) в интервале 4—10 *кбар* к атмосферному давлению [6].

Из изложенного можно видеть, что верхнюю часть рис. 2,*а* занимают кривые для порфиритов с глубины 5,2—6 *км*, в нижней части — три кривые: для об. 1 с глубины 5 135 *м*, об. 2 с глубины 5 175 *м* (т. е. с глубины, меньшей 5,2 *км*), а также для трещиноватого андезитового порфирита (об. 7). Это означает, что закономерность, замеченная при атмосферном давлении, сохраняется и при испытании в условиях высоких давлений.

Аналогичным образом расположились кривые зависимости плотности пород от давления (рис. 2,*б*): в нижней части графика — данные для обр. 1, 2, 7. Как видно, плотность образцов почти линейно возрастает с давлением и в интервале 0—10 *кбар*, ее изменение составляет 3—3,5%.

Результаты исследования показали, что физические свойства пород Саатлинской скважины-спутника изменяются с глубиной; даже порфириты близкого состава имеют большие значения скорости продольных волн и плотности на глубине 5,2—6 *км*, чем на глубине 4—5,2 *км*. Данные, полученные при атмосферном давлении, подтверждаются опытами при высоких давлениях. Можно предположить, что это связано с упрочнением пород на больших глубинах. Отмеченные закономерности согласуются с результатами исследования деформационно-прочностных свойств пород из этой же скважины [7].

Литература

1. Ахмедов Г. А., Раджабов М. М., Ричер Р. Р. «Изв: АН Азерб ССР, серия наук о Земле», № 6, 1969. 2. Гаджиев Р. М. Глубинное геологическое строение Азербайджана. Баку. Азернешр, 1965. 3. Геология СССР, т. X, VII. «Недра». М., 1972. 4. Сафаров Г. И., Бабаева Р. С. и др. «Азерб. нефт. хоз-во», № 1, 1977. 5. Воларович М. П., Баюк Е. И. и др. Физико-механические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях и температурах. «Наука», М., 1974. 6. Баюк Е. И. В сб. «Неоднородность кристаллического фундамента по сейсмическим данным». «Наука», М., 1977. 7. Баюк Е. И., Кузьменкова Г. Е. и др. В сб: «Физические свойства коллекторов нефти при высоких давлениях и температурах», «Наука», М., 1979.

Институт геологии и разработки горючих ископаемых (Москва), Институт физики Земли (Москва), Азербайджанский филиал ВНИИГеофизика (Баку)

Поступило 3. IV. 1979

Ј. И. Бајук, М. П. Воларович, Ф. М. Левитова, Т. М. Салеhли

САТЛЫ ПЕЈК—ГУЈУСУНДАКЫ СҮХУРЛАРЫН ФИЗИКИ-ХАССӘЛӘРИНИН ЈҮКСӘК ТӘЗЈИГ АЛТЫНДА ХАРАКТЕРИСТИКАСЫ

Мәгаләдә Саатлы әразисиндә 15 км дәринлијә газылан гујунун јанында пејк—гујусунун ашкар етдији сүхурларын һәм ади атмосфер, һәм дә 15 кбар-дәк јүксәк тәзјиг шәраитиндә тә'јин едилмиш физики хассәләринин (сыхлыг, ултрасәс далғаларынын јајылма сүр'әти вә һәчми дәјишилмә) характеристикасы верилмишдир.

Тәдгигат нәтичәсиндә ашкар едилмишдир ки, дәринлијә кетдикчә, һәтта ејни адлы сүхурларын да физики хассәләри дәјишилир. Атмосфер шәраитиндә алынмыш нәтичәләр јүксәк тәзјиг алтында да тәсдиг олунур.

E. I. Bayuk, M. P. Volarovich, F. M. Levitova, T. M. Salekhli

CHARACTERISTIC OF THE PHYSICAL PROPERTIES OF THE ROCKS OF SAATLY WELL-SATELLITE UNDER HIGH PRESSURES

The article gives the results of identification of the physical properties of the rocks discovered by Saatly well-satellite both under atmospheric and high pressures to 15 bar.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

УДК 551.7.553.981.2(479.24)(-15)

ГЕОЛОГИЯ НЕФТИ

С. Г. САЛАЕВ, Б. М. АВЕРБУХ, Э. В. ЧИКОВАНИ

ЛИТОФАЦИАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ ЭОЦЕНОВЫХ ОТЛОЖЕНИЙ ЗАПАДНОГО АЗЕРБАЙДЖАНА В СВЯЗИ С ОЦЕНКОЙ ПЕРСПЕКТИВ ИХ НЕФТЕГАЗОНОСНОСТИ

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. А. Ализаде)

Западный Азербайджан и сопредельные районы Восточной Грузии, на которых развиты эоценовые образования в региональном тектоническом плане, являются составной частью Среднекуринской впадины и имеют целый ряд сходных черт геологического строения. В этой связи объективная оценка перспектив нефтегазоносности эоценовых отложений в отдельных районах региона во многом зависит от результатов сравнительного литолого-фациального анализа этих отложений в нефтегазоносных областях Западного Азербайджана и Восточной Грузии.

С целью такого литолого-фациального анализа составлена корреляционная схема типовых разрезов эоценовых отложений, изученных на площадях междуречья Куры и Иори, Притбилисского района Восточной Грузии, Кировабадской и Кюрдамирской областей Западного Азербайджана (рис. 1).

Нижнеэоценовые образования в Притбилисском районе отложены однообразной весьма мощной толщей, состоящей в основном из известковистых пелитовых, пелито-алевролитовых и глинистых мергелей с прослоями известковистых граувакковых песчаников, кристаллокластических и других туфов — с прослоями и линзами конгломератов, мощностью около 1200 *м* (Рустави).

В пределах междуречья Куры и Иори литолого-фациальная характеристика нижнеэоценовых отложений в целом сходна с синхроничными образованиями южной части Притбилисского района, здесь отсутствуют прослои туфогенных пород, а прослои мергелей встречаются лишь в верхней части нижнеэоценового разреза. Мощность нижнего эоцена в междуречье Куры и Иори составляет до 800—1000 *м*.

На территории Кировабадской нефтегазоносной области отложения нижнего эоцена становятся значительно меньшей мощности, составляя около 100 *м*, где эти осадки сложены в глинистой литофации. В юго-восточном направлении в сторону осевой части Евлах-Агджабединского прогиба эти осадки постепенно замещаются терригенно-карбонатной литофацией (глины с прослоями алевролитов, песчаников, мергелей). В такой же литофации нижнеэоценовые отложения отмечаются и в Кюрдамирской области (мощностью до 400 *м*).

Среднеэоценовые образования в Притбилисском районе согласно залегают на субфлишевой толще осадков нижнего эоцена и представлены вулканогенно-осадочными образованиями, сложенными различными туфами, мелкообломочной туфобрекчией и туффитами с подчиненными

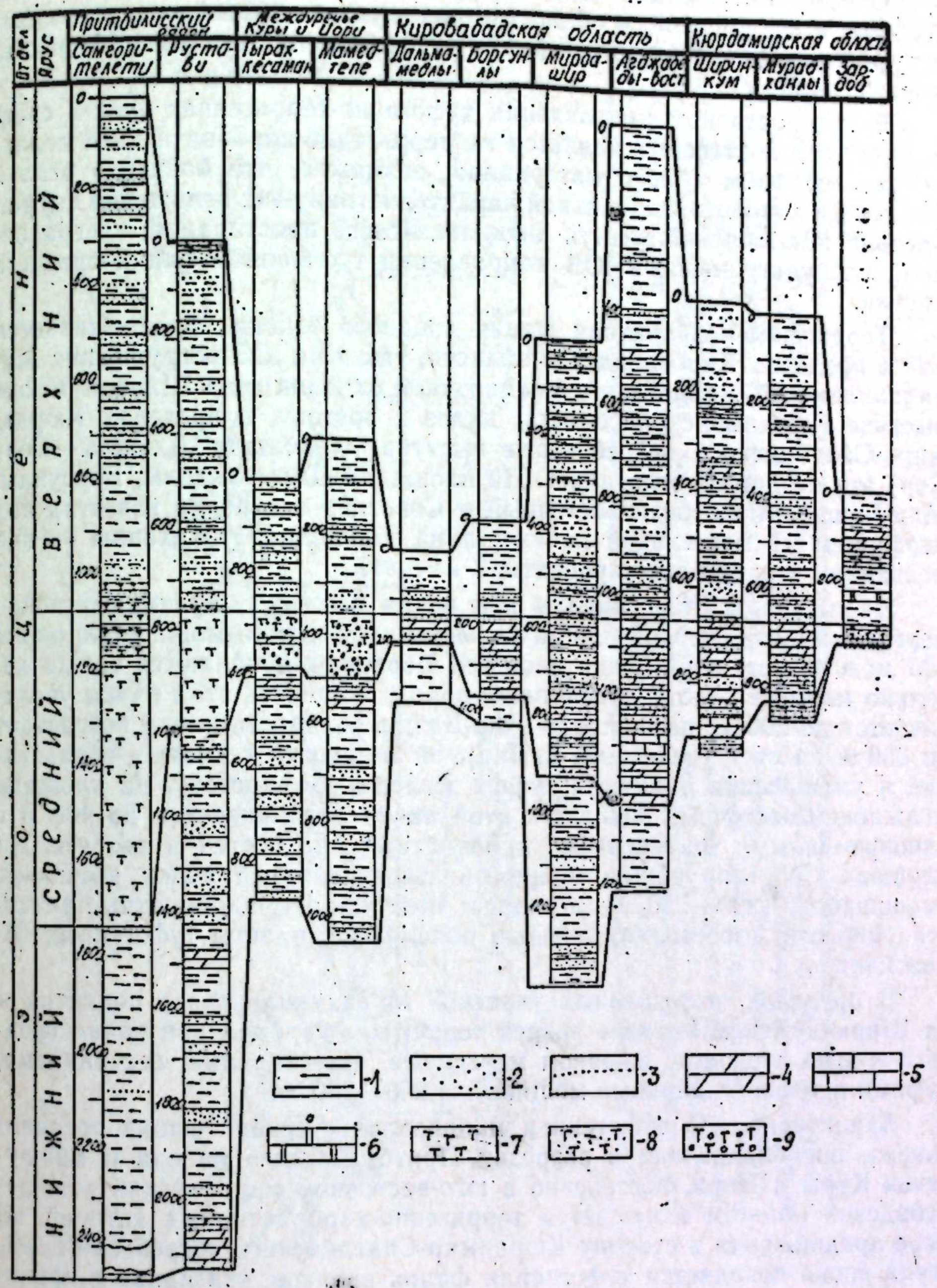


Рис. 1. Корреляционная схема типовых разрезов эоценовых отложений Притбилисского района, междуречья Куры и Иори, Кировабадской и Кюрдамирской областей: *1*—глины; *2*—пачки чередования пластов песков, песчаников, алевролитов с подчинением пластов глин; *3*—прослой песков, песчаников, алевролитов; *4*—мергели; *5*—известняки; *6*—доломиты; *7*—туфы; *8*—туфопесчаники; *9*—туфобрекчии, туфоконгломераты, туфогравелиты.

пластами мергелистых и известковистых туфов. Мощность среднеэоценовых вулканогенно-осадочных образований меняется от 850 *м* — в западных частях Притбилисского района (Лиси) до 200—250 *м*—в южной части этого района (Рустави).

Отложения среднего эоцена в районе междуречья Куры и Иори вскрыты в южной полосе области мощностью до 250 *м* и представлены в туфогенно-терригенной литофации (туфовые, пирокластические и осадочные породы).

В юго-восточном направлении туфогенно-терригенная фация среднего эоцена постепенно меняется на терригенно-карбонатную, с подчиненным объемом туфого материала; возможно, что большую роль в изменении литолого-фациальной характеристики этих отложений сыграл древний Шамхорский выступ антикавказского простирания, преградивший, распространение в ЮВ направлении туфогенной фации среднего эоцена.

Терригенно-карбонатная фация среднего эоцена прослеживается как в пределах Кировабадской области, так и на ЮЗ погружениях Мурадханлинской, Зардобской, Амирархской складок и на Ширинкумском выступе Кюрдамирской области; далее к востоку, в пределах Кюрдамиро-Саатлинского погребенного выступа (площади Джарлы—Сор-Сор) эти осадки не отлагались. На площадях Дальмамедлы, Борсунлы, Мир-Башир, Агджабеды-восточный и Советляр эта пачка известна под названием «1 мергельной пачки», а на площади Мурадханлы — под названием «терригенно-карбонатной пачки».

На площади Дальмамедлы эта пачка сложена преимущественно мергелями с отдельными пластами песчаников и глин мощностью около 120 *м*; в разрезе этой пачки площади Борсунлы появляются также довольно мощные пласты туфогенных пород, мощность этой пачки увеличивается до 200 *м*; на площади Мир-Башир мощность пачки возрастает до 350 *м* за счет увеличения суммарной мощности песчаных образований и уменьшения мощности туфов. Далее к юго-востоку, на площади Агджабеды-восточный мощность этой пачки увеличивается до 400 *м* с одновременным увеличением карбонатных разностей в разрезе. На площади Советляр общая мощность вышеуказанной пачки несколько уменьшается (200—250 *м*), в разрезе преобладают карбонатные разности (мергели, известняки) и вновь появляются пласты туфогенных образований.

В пределах погруженных участков Мурадханлинского поднятия и на Ширинкумском выступе разрез терригенно-карбонатной пачки среднего эоцена сложен в основном мергелями, известняками, песчаниками, туфами и туфопесчаниками мощностью 250—280 *м*.

Характерно, что туфогенная и пирокластическая фация среднего эоцена, преобладающая в разрезах Притбилисского района и междуречья Куры и Иори, постепенно в юго-восточном направлении в Кировабадской области замещается терригенно-карбонатной, в которой, по мере продвижения в сторону Кюрдамир-Саатлинского погребенного выступа вновь появляется туфогенная фация осадков, связанная с проявлением вулканизма в зоне сочленения ЮЗ части этого погребенного выступа с СВ бортом Евлах-Агджабединского прогиба (рис. 2).

Отложения верхнего эоцена широко развиты в Притбилисском районе и почти повсеместно подразделяются там на две части: нижнюю—глинисто-мергелистую, известную как «навтлугская свита» и верх-

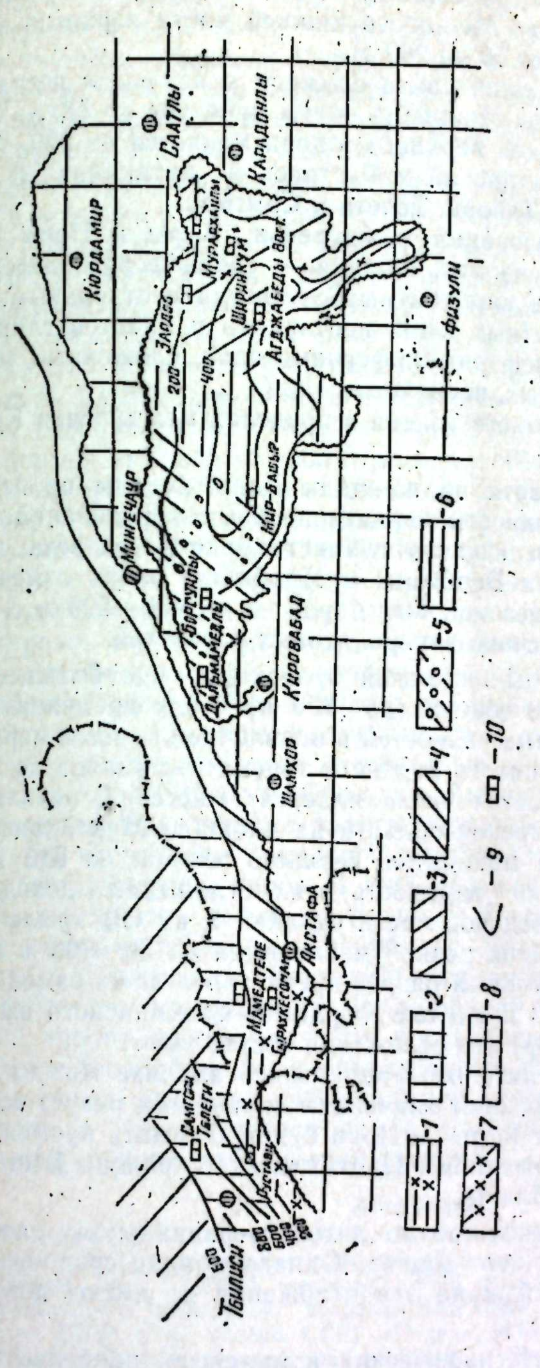


Рис. 2. Схематическая карта литофаций и мощностей среднего эоцена Западного Азербайджана: *1*—зона преобладания туфоконгломератов, туфогравелитов, туфобрекчий с подчинением пластов туфов, глин и мергелей; *2*—зона чередования туфов, туфопесчаников с подчинением пластов туфобрекчий, глин и мергелей; *3*—зона преобладания туфов и туфопесчаников с подчинением пластов глин и туфопелитов; *4*—зона преобладания мергелей с подчинением пластов туфоконгломератов, туфобрекчий, туфопесчаников и глин; *5*—зона преобладания мергелей с подчинением пластов известняков и глин; *6*—зона чередования песков, песчаников, алевролитов с подчинением пластов мергелей; *7*—зона чередования мергелей, известняков с подчинением пластов глин, песчаников и туфопесчаников; *8*—область отсутствия отложений среднего эоцена; *9*—линии равных мощностей отложений среднего эоцена; *10*—площади по разрезам которых составлена корреляционная схема эоценовых отложений.

нюю — глинисто-песчаную, выделяемую под названием «тбилисской нуммулитовой свиты».

В Притбилисском районе навтлугская свита представлена тонкослоистыми глинами с редкими тонкими пропластками алевролитов и мелкозернистых песчаников. Мощность нижней части верхнего эоцена в этом районе колеблется от 50 до 260 *м*.

Верхняя, песчано-глинистая свита сложена в основном песчаниками, алевролитами и глинами. Мощность свиты меняется от 220 до 330 *м*.

Общая мощность осадков верхнего эоцена меняется от 220—500 *м* на южном крыле Шавсакдарской и Руставской антиклиналей — до 900—1000 *м* на площадях Табори, Телети и Самгори.

Верхнеэоценовые образования междуречья Куры и Иори также подразделяются на два горизонта: нижний — среднефораминиферовые слои, сложенные плотными карбонатными глинами с отдельными пачками чередования карбонатных глин, песчаников и пластов глинистой брекчии; верхний — верхнефораминиферовые слои, сложенные чередованием песчанистых, плотных, неслоистых глин.

Мощность осадков верхнего эоцена в пределах междуречья Куры и Иори составляет 150—350 *м*.

В Кировабадской области на площади Дальмамедлы происходит некоторое уменьшение мощности верхнеэоценовых образований — до 150 *м* с одновременным увеличением глинистости этого разреза; далее, к юго-востоку на площадях Борсунлы и Мирбашир вновь отмечается увеличение мощности верхнеэоценовых пород — до 400—500 *м* с одновременным увеличением песчано-алевролитовых разностей.

На площади Агджабеды-восточный происходит еще большее увеличение мощности верхнего эоцена (до 1000 *м*) с одновременным увеличением в разрезе глинистых разностей и появлением пластов мергелей. На площади Советляр мощность верхнего эоцена составляет до 700—800 *м*, при этом увеличивается число пластов мергелей, появляются прослои туфов. В Кюрдамирской области на площади Мурадханлы отмечается резкое изменение мощностей верхнего эоцена: на ЮЗ крыле Мурадханлинского поднятия мощность этих отложений доходит до 600—700 *м*, тогда как в сводовой части складки и на СВ крыле мощность осадков верхнего эоцена резко уменьшается до 50—100 *м* и, по-видимому, здесь верхнеэоценовый разрез представлен лишь самой верхней глинистой ее частью. В пределах Кюрдамир-Саатлинского выступа (площади Джарлы, Сор-Сор) эти отложения отсутствуют.

В итоге проведенного литолого-фациального анализа можно полагать, что по литологии и средним значениям мощностей разрез эоценовых отложений междуречья Куры и Иори будет занимать промежуточное положение между отложениями Притбилисского района Восточной Грузии и Кировабадской области.

К относительно выдержанным по литолого-фациальному составу можно отнести осадки верхнего эоцена. Однако в ряде сравниваемых районов Западного Азербайджана эти отложения не имеют довольно значительные различия.

К числу литолого-стратиграфических комплексов, наиболее резко изменяющихся по мощности в юго-восточном направлении от междуречья Куры и Иори, следует отнести отложения нижнего эоцена. Литолого-фациальная характеристика отложений среднего эоцена также испытывает значительные изменения в ЮВ направлении: туфогенно-пиро-

кластическая фация замещается здесь терригенно-карбонатной. Однако в пределах терригенно-карбонатных осадков Кюрдамирской области (площади Мурадханлы, Зардоб, Амирарх, Ширинкум) значительно увеличивается количество туфогенных образований, сравнительно с синхроничными осадками Кировабадской области, хотя в целом среднеэоценовые отложения Кировабадской и Кюрдамирской областей имеют большое сходство как по литолого-фациальным особенностям, так и по средним значениям мощностей.

Результаты проведенного литолого-фациального анализа в совокупности с данными о нефтегазоносности эоценовых отложений в Западном Азербайджане и Восточной Грузии позволяют более обоснованно прогнозировать перспективы нефтегазоносности эоценовых отложений в нефтегазоносных областях Западного Азербайджана.

Так, нижнеэоценовые отложения, с которыми связаны проявления газоносности на территории Восточной Грузии (Самгори), в пределах Западного Азербайджана будут наиболее перспективны в междуречье Куры и Иори, в связи со сходством литофации, а также наличием здесь аналогичных песчано-алевролитовых пластов-коллекторов, установленных по материалам бурения (площади Гырахкесаман, Мамедтепе).

Терригенно-туфогенные образования среднего эоцена, к которым приурочена промышленная нефтеносность на площадях Самгори-Патардзеули в связи со сходным литолого-петрографическим составом весьма перспективны в междуречье Куры и Иори — при наличие здесь структурных ловушек по этим отложениям, а терригенно-карбонатная литофация синхроничных отложений — в Кировабадской и Кюрдамирской областях, где в этих породах уже выявлено месторождение нефти на площади Мурадханлы, приуроченное к литолого-стратиграфической ловушке, а также отмечены интенсивные нефтегазопроявления на площадях Зардоб, Ширинкум, Советляр, Агджабеды-восточный, Борсунлы.

Песчано-алевролитовые пласты верхнего эоцена будут перспективны на всей территории Западного Азербайджана в ловушках структурного и неструктурного типов. В этих отложениях уже установлены промышленные залежи нефти на площади Патардзеули (Восточная Грузия), а также на площадях Казанбулаг, Дальмамедлы (Кировабадская область) и Мурадханлы (Кюрдамирская область).

Результаты проведенных исследований показывают, что сравнительный анализ литофациальных особенностей эоценовых отложений Западного Азербайджана и сопредельных районов Восточной Грузии может служить одним из критериев при оценке перспектив их нефтегазоносности и использоваться при разработке планов дальнейших поисково-разведочных работ в этом регионе.

Литература

1. Али-заде А. А., Алиев А. К., Рзаев М. А., Баженов Ю. П., Аствацатуров С. А. О перспективах поисков нефти и газа в Западном Азербайджане. АзНИПИнефть, вып. XXXVIII (геология), 1976. 2. Буleйшвили Д. А. Геология и нефтегазоносность межгорной впадины Восточной Грузии. Гостоптехиздат, 1960. 3. Геология СССР, т. 47, (Азерб. ССР), «Недра», 1976. 4. Мамедов А. В. Геологическое строение Среднекуринской впадины. Изд-во «Элм», 1973. 5. Мамедов А. В., Салаев С. Г., Султанов Р. Г. «Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, серия геол.-географ. наук», № 4, 1962, 57—79. 6. Шихлинский А. Ш., Авербух Б. М., Эфендиева С. Т. «Уч. зап. АзИНнефтехима», № 7, 1975, 3—12.

Институт геологии

Поступило 4. XII 1978

С. Һ. Салајев, Б. М. Авербух, Е. В. Чиковани

ГӘРБИ АЗӘРБАЈЧАНЫН ЕОСЕН ЧӨКҮНТҮЛӘРИНИН НЕФТ-ГАЗЛЫЛЫГ ПЕРСПЕКТИВЛИЈИ ИЛӘ ӘЛАГӘДАР ОЛАРАГ ОНЛАРЫН ЛИТОФАСИАЛ ХҮСУСИЈЈӘТЛӘРИ

Мәгаләдә Гәрби Азәрбајчанын Еосен чөкүнтүләринин ајры-ајры стратиграфик ваһидләринин литофасиал хүсусијјәтләри вә галыгларынын дәјишилмәсиндәки ганунаујғунлуглар нәзәрдән кечирилир. Бу мәгсәдлә Гәрби Азәрбајчанын вә она гоншу Шәрги Күрчүстанын ајры-ајры саһәләриндә јајылмыш Еосен чөкүнтүләри кәсилишләринин мугајисәси верилмиш, һәмин чөкүнтүләрин литофасиал хәритәси тәртиб едилмишдир.

S. G. Salayev, B. M. Averbukh, E. V. Chikovani

LITHOFACIAL PECULIARITIES OF EOCENIC DEPOSITS OF WESTERN AZERBAIJAN IN CONNECTION WITH THEIR OIL AND GAS BEARING PERSPECTIVES

The paper deals with lithofacial peculiarities of single stratigraphic intervals of Eocenic deposits and regularities in their capacity change. It also gives comparible evaluation of their oil and gas bearing perspectives.

With this aim correlation scheme of type profiles of Eocenic deposits of Western Azerbaijan and Eastern Georgia and their lithofacial map are composed.

АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

ПОЛЕЗНЫЕ ИСКОПАЕМЫЕ

УДК 553.895.145.2:552.313:551.762.22(479.24)

Т. М. МАМЕДОВ, Э. М. МУТАЛИБОВ

АГАТОВАЯ МИНЕРАЛИЗАЦИЯ В ВУЛКАНИТАХ БАТА ЮГО-ВОСТОЧНОГО ОКОНЧАНИЯ КАРАБАХСКОГО АНТИКЛИНОРИЯ

(Малый Кавказ)

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. Д. Султановым)

Территория Азербайджана, входящая в альпийскую складчатую зону Евразии, известна своими как рудными, так и нерудными полезными ископаемыми. Однако, к сожалению, большие ресурсы цветных камней вовлекаются недостаточно в производство сувениров и изделий ювелирной промышленности. В свете этого нами рассматривается один из интересных районов Азербайджана, где широко развита халцедон-агатовая минерализация, расположенная в юго-восточной оконечности Карабахского антиклинория в районе сс. Дому и Большой Таглар (рисунок), в административном отношении входящих в Гадрутский район Азербайджанской ССР.

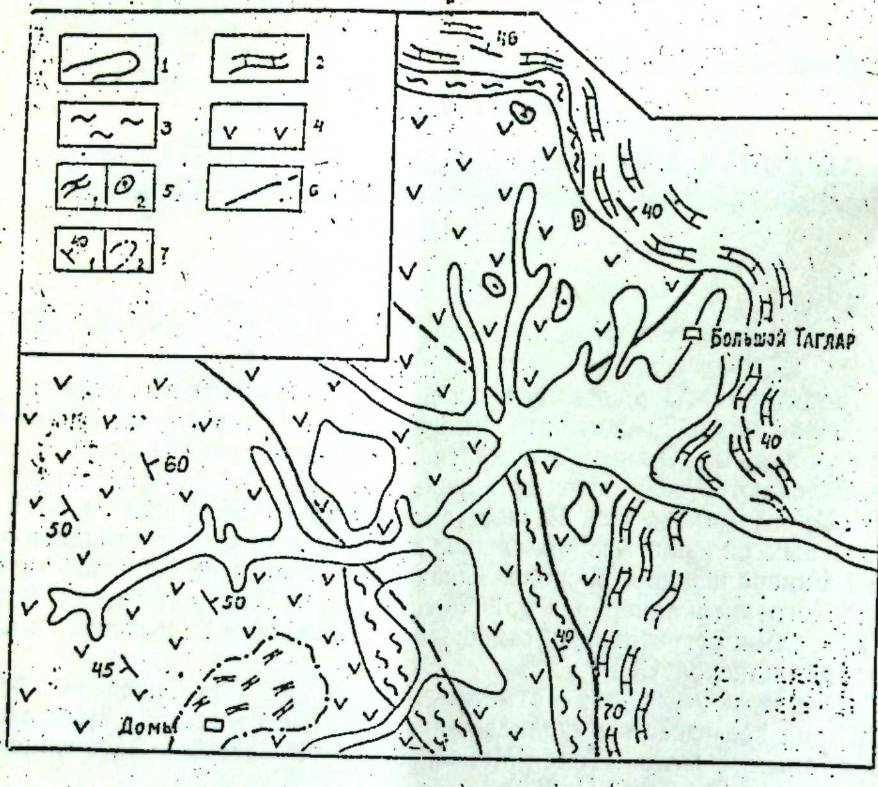
При этом необходимо отметить, что до сих пор в пределах Азербайджана все известные халцедон-агатовая месторождения приурочены к вулканитам мела (Тодан-Михайловское, Казахское, Эйвазлинское, Гуруджулинское и др.) [1, 2].

В геологическом строении исследованного района принимают участие отложения средней и верхней юры. Разрез средней юры начинается вулканогенно-осадочными образованиями андезито-базальтового состава батского возраста, которые литологически представлены туфобрекчиями, туфоконгломератами, туфопорфиритами и андезитами серого и темно-серого цвета. Эти отложения, по устному сообщению Т. Аб. Гасанова (1978), трансгрессивно с базальным конгломератов в основании перекрываются терригенно-осадочными образованиями келловея (сс. Туг, Дому и др.). Причем, отложения келловея в свою очередь несогласно перекрываются толстослоистыми известняками верхнего оксфорда.

Из указанных отложений вулканогенно-осадочные образования бата имеют широкое площадное развитие и выступают в сводовой части антиклинальной складки с северо-западным простиранием (300—330°), расположенной в юго-восточной оконечности Карабахского антиклинория. Именно с этими образованиями связана рассматриваемая агатовая минерализация, чему и посвящена предлагаемая статья.

С целью изучения агатовой минерализации в юрских отложениях авторами в 1960 г. были произведены поисково-разведочные работы с наземными горными выработками (канавы и карьеры), а в 1976—1977 гг. проведены тематические исследования.

Доминские проявления халцедонов расположены в 150—200 *м* к северу и северо-востоку от одноименного села и занимают площадь около 1 *км*^{2}.



Схематическая геологическая карта между сс. Домы и Большой Таглар: *1*—Четвертичные отложения нерасчлененные; *2*—известняки верхнего оксфорда; *3*—терригенно-осадочные отложения келловея; *4*—вулканиты бата; *5*—проявления агата; прожилковые (*1*) и миндалевидные (*2*); *6*—разрывные нарушения; *7*—углы залегания слоев (*1*) и контуры агатоносных проявлений (*2*)

Агатовая минерализация характеризуется многочисленными халцедон-агатовыми разновидностями кремнезема в виде нитевидных прожилков, линзообразных тел и жил. Благодаря многочисленным проявлениям халцедоновых, кварц-халцедоновых и агатовых тел в виде тонких прожилков и жил, разрушающихся под действием экзогенных процессов, встречается большое количество обломков кремния молочно-белого, слабо-голубоватого, серого, темно-серого цветов, выделяющихся издали среди темных пород как отдельная площадь.

Халцедон-агатовые тела, образующие жильные поля, имеют в основном северо-восточное простирание с мощностью от 1 до 5 *см*, протяженность с перерывом от 3 до 350 *м*.

Местами выделяется агатовая минерализация в виде отдельных коротких жил и линзообразных тел размерами: протяженность 3 *м*,

мощность—0,5 *м*, которые вклиниваются на глубине 2—3 *м* от поверхности. Агат представлен однородным, окрашен в голубовато-серый цвет и интенсивно трещиноват. Кроме того, на участке с. Домы среди батских отложений также выделяются изолированные полосчатые неправильные жильные агатовые тела протяженностью 6—8 *м*, мощностью в раздувах 0,8 *м*, напоминающие формой ветки. В центральной части ветвящиеся халцедоновые тела образуют осветленные зоны мощностью 30—40 *см*, которые благодаря своему почти молочно-белому цвету напоминают жильный кварц и резко отличается от окружающих их агатовых полосок темно-серого цвета (в зальбандах).

Характерными особенностями халцедон-агатовых жил на участке с. Домы являются непостоянство их мощности (от 1—2 *см* до 1—2 *м* в раздувах) и протяженности (варьирующей от нескольких десятков *см* до 80—85 *м*), разные причудливые морфологические разновидности от четковидных, веткообразных, линзовидных до прямолинейных жильных тел.

По макроскопическим признакам, однородности строения агатовые куски Доминского проявления превосходят агаты Тодан-Михайловского месторождения Агджакендского синклинория.

Большое Тагларское проявление агатовой минерализации находится в 2 *км* к северо-западу от одноименного села. Агаты встречаются среди измененных андезитов и андезито-базальтов в виде жеод, имеющих концентрически-зональное строение, обусловленное перемежаемостью различных окрашенных слоев халцедона. Часто они наблюдаются в виде небольших скоплений и конкреций округленной, эллипсоидальной или неправильной форм, желваков, включений миндалин, жеод, гнезд и грибовидных тел.

Касаясь генетических особенностей агата, следует отметить, что форма залегания тел, минералогический состав, взаимоотношение с вмещающими породами (контакты ясные, резкие и часто прямолинейные) и локализация в основном, в туфогенно-осадочных фациях свидетельствуют о том, что они формировались в экзокинетических трещинах. Последние являются главными подводящими каналами для рудообразующих растворов, что доказывает пространственную связь батского вулканизма с гидротермальной деятельностью.

Что же касается конкреций и миндалин агата, то этот тип минерализации образовался осаждением в порах миндалевидных андезито-базальтов и базальтов размеров от нескольких *мм* до нескольких десятков сантиметров и образование его мы связываем с формированием покровов порфиритов и базальтов.

Наличие кондиционного сырья даже в небольшом количестве—10% первого сорта (1963) и 5—10% (1964) в отложениях бата в жильном и жеодовом виде в частности дают основание говорить о перспективности постановки в дальнейшем здесь поисковых работ.

Таким образом, основываясь на изложенный фактический материал, можно прийти к следующим выводам:

Выводы

1. В районах сс. Дому и Б. Таглар агатоносность приурочена непосредственно к вулканитам бата, что дает основание расширить масштабы поисково-разведочных работ.

2. Рассматриваемые агаты по данным химических и технологических испытаний пригодны для использования в самых различных отраслях промышленности, в том числе и в камнерезном производстве. Рисунчатый агат представляет практический интерес, особенно для ювелирной промышленности.

Литература

1. Бекташи С. А., Муталибов Э. М. «Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, серия геол.-географ. наук», № 9, 1976. 2. Рустамов С. Я., Мамедъяров Р. М. «Уч. зап. АГУ им. С. М. Кирова, серия геол.-географ. наук», № 1, 1968.

Комплексная геологическая экспедиция

Поступило 15. II 1979

Т. М. Мәммәдов, Е. М. Мүтәллибов

ГАРАБАҒ АНТИКЛИНОРИСИ ҸӘНУБИ-ШӘРГ ГУРТАРАЧАҒЫНЫН БАТ ВУЛКАНИТЛӘРИНДӘ ӘГИГ МИНЕРАЛЛАШМАСЫ (КИЧИК ГАФГАЗ)

Мәгаләдә Гарабаг антиклинориси ҹәнуби-шәрг ганадынын Орта вә Үст Јура јашлы вулканокен вә вулканокен-чөкмә сүхурларында тапылмыш әгиг вә халседон тәзаһүрләри тәсвир едилир, бурадан көтүрүлмүш адлары чәкилән минерал нүмунәләринин техникада вә зәркәрлик ишләриндә јарарлығы көстәрилир.

Әгиг вә халседон минераллашмасына һадрут рајонунун Домы вә Бөјүк Тағлар кәндләри әтрафында раст кәлинир.

Тапынты әгиг вә халседонун Тәбашир јашлы сүхурларла индијә гәдәр һөкм сүрән кенетик әлагәсини даһа да кенишләндирир вә бу минераллары Јура чөкүнтүләриндә дә ахтармағы мәгсәдәујғун едир.

T. M. Mamedov, E. M. Mutalibov

AGATE MINERALIZATION IN VOLCANITS OF BAT OF THE SOUTH-EASTERN END OF KARABAKH ANTICLINORIUM (MINOR CAUCASUS)

There is one of the interesting regions of Azerbaijan examined in the article. Here we have well-developed chalcedony-agate mineralization. It is situated between Damy and Bolshoi Taglar villages in the Middle Jurassic deposits, and it is good enough to be used in manufacture.

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ТОМ XXXV ҸИЛД № 11 1979

УДК 634.0.164+634.38.

Академик И. К. АБДУЛЛАЈЕВ, Л. Э. ШИРИЈЕВА, Т. З. ВӘЛИЈЕВА

ЈҮКСӘКПЛОИДЛИ (168 ВӘ 308 ХРОМОСОМЛУ) ЕРКӘК ТУТ ФОРМАЛАРЫНЫН ВЕКЕТАТИВ ВӘ КЕНЕРАТИВ ОРГАНЛАРЫНЫН БИОМОРФОЛОЖИ ХҮСУСИЈЈӘТЛӘРИ

Morus α ҹинсинин кенфондуну зәнкинләшдирмәк мәгсәдилә Азәрб. ССР ЕА Кенетика вә Селексија Институтунда ауто вә аллополиплоидија үсулу илә чохлу мигдарда јени полиплоид тут формалары алынмышдыр. Алынмыш полиплоид формаларын мәһсулдарлығы, јемлик кејфијјәти, биокимјәви хүсусијјәтләри илә јанашы векетатив вә кенератив органларынын биоморфоложи хүсусијјәтләри дә өјрәнилир.

Селексијачы үчүн һибридләшдирмә апармаздан әввәл валидејн ҹүтләринин чичәкләмә дәрәҹәси, тозлулуг дәрәҹәси, фертиллик фаизи вә с. әламәтләрин өјрәнилмәсинин бөјүк әһәмијјәти олдугуну нәзәрә алыб, бу көстәриҹиләрин өјрәнилмәсини лазым билдик.

Тәдгигат үчүн материал институтун Абшерон тәҹрүбә базасындакы полиплоид тут селексија питомникиндәки вә коллексија саһәсиндәки ағачларын бириллик будагларындан көтүрүлмүшдүр. Тәҹрүбә үчүн јени јүксәк хромосомлу тут формаларындан 168 хромосомлу еркәк Зәрхар тут вә икиҹинсли Ләззәтли тут вә еркәк 308 хромосомлу Зәр тут көтүрүлмүшдүр.

168 хромосомлу һибрид Зәрхар тут вә Ләззәтли тут формалары Хартут ♀ ($22x=308$) вә Зәриф тутун ♂ ($2x=28$) нөв арасы һибридләшдирилмәсиндән 1959—63-ҹү илләр әрзиндә И. К. Абдуллајев вә Н. А. Ҹәфәров тәрәфиндән алынмышдыр. Азәрб. ССР ЕА Кенетика вә Селексија Институтунун ситокенетика лабораторијасында Ј. М. Ағајев вә Е. Е. Фјодорова тәрәфиндән ана-ата вә 168 хромосомлу тут формасында мејозун кедишаты өјрәнилмиш вә мүәјјән едилмишдир ки, әсас е'тибарилә јени јүксәк хромосомлу һибрид формаларда мејозун кедишаты нормал кедир. Хартут сортунда еркәк чичәкләрин әмәлә кәлмәси илк дәфә (И. К. Абдуллајев вә Н. И. Маһмудбәјова 1961) тәрәфиндән мүшаһидә олунмушдур. Хартутда еркәк чичәкләри олан будаглардакы кичик јарпаглардан нүмунә көтүрүләрәк ситоложи тәдгигат апарылмыш соматик һүҹејрәсиндә 308 хромосом олмасы мүәјјән олмушдур. (И. К. Абдуллајев, Л. Э. Нәзәрова, 1970).

Тәдгиг олунан тут сортларында будағын, тумурҹуғун, зијилләрин, чичәк сырғасынын вә с. рәнки А. С. Бондарсевин (1954) «Рәнкләр шкаласы» китабы әсасында апарылмышдыр. Еркәк чичәк сырғалары тоз јетишән заман 25 чичәкдән өлчүлмүшдүр. Тумурҹуғун узунлуғу вә ени штанкенсиркул васитәсилә өлчүлмүшдүр. Тоз дәнәләри МБИ-3 маркалы микроскопда окулјар микрометр васитәсилә өлчүлмүшдүр.

Јүксәк плоидли еркәк тут формалары будагларынын, тумурчугларынын, чичәјинин өлчүсү вә сајынын тәтгиг едилмәси, онларын биоморфоложи хүсусијјәтләринин өјрәнилмәси үчүн әһәмијјәти вардыр.

Јүксәк плоидли еркәк формалар будагларын узунлуғу, тумурчугларын узунлуғу, ени вә с. көстәричиләрә көрә бири дикәриндән фәргләнир. Мәсәлән, Зәрхар тутда бириллик будагларын узунлуғу 16,74 см олдуғу һалда, Ләззәтли тутда 23,58 см вә Зәр тутда исә 6,6 см-дир. (Чәдвәл 1).

1-чи Чәдвәл

Тут формаларынын будаг елементләри вә чичәјинин өлчүләри

Көстәричиләр	Формалар		
	Зәрхар тут 12х♂	Ләззәтли тут 12х♂	Зәр тут 22х♂
Бириллик будағын узунлуғу, см	16,74	23,58	6,60
Буғум арасы мәсафә, см	2,90	2,40	1,65
Бир будагда олан тумурчуғун сајы, әд.	6	10	4
Тумурчуғун узунлуғу, мм	7,56	8,21	1,91
Тумурчуғун ени, мм	5,30	5,30	4,71
Чичәјин узунлуғу, см	2,78	1,57	2,42
Чичәјин ени, см	0,96	0,91	0,85
Чичәк саплағынын узунлуғу, см	1,06	1,29	0,73
Чичәк топасында олан чичәкләрин сајы, әд.	28,0	17,0	26,0
Еркәкчик сапынын узунлуғу, мм	4,18	4,21	3,50
Еркәкчик сапынын сајы, әд.	4	4	4
Тозлугларын узунлуғу, мм	1,76	1,75	1,73
Тозчугларын ени, мм	1,81	1,76	1,87
Тоз данәләринин узунлуғу, мк	21,55	29,17	24,22
Тоз данәләринин ени. мк	21,77	28,36	23,55

Тумурчугларынын узунлуғу вә бир будагда олан тумурчуғун сајына көрә Ләззәтлитут даһа чох үстүнлүк тәшкил едир. Чичәкләринин узунлуғуна көрә исә Зәрхар тут даһа чох фәргләнир. Бу формада чичәјин узунлуғу 2,78 см олдуғу һалда, Ләззәтли тутда 1,57 см, Зәр тутда исә 2,42 см олмушдур.

Һибридләшдирмә апармаздан әввәл валидејн чүтләринин тозлулугләрәчәсинин, фертиллик фаизинин вә с. әламәтләрин өјрәнилмәсинин бөјүк әһәмијјәти вардыр. Одур ки, биз тәдгигат ишимиздә еркәк формаларын тозлугларынын, тоз дәнәләринин өлчүсүнү, фертиллик фаизини өјрәнмишик. (Чәдвәл 2).

Еркәкчик сапынын узунлуғуна көрә Ләззәтли тут, тозлугларын узунлуғуна көрә Зәрхар тут, енинә көрә исә Зәр тут даһа чох фәргләнмишдир. Ләззәтли тут дикәр формалардан фәргли олараг истәр тозчуғун узунлуғу, истәрсә дә енинә көрә даһа ири тозчуға маликдир.

Тәдгиг едилмиш јүксәк хромосомлу формалар тоз дәнәләринин узунлуғуна вә енинә көрә бири-дикәриндән фәргләнир. Јүксәк хромосомлу формалар ичәрисиндә тоз дәнәләринин фертиллик фаизи ән чох Зәр тутда олмушдур.

Апарылмыш тәдгигатдан ашағыдакылары гејд етмәк олар: 1. Тәдгиг едилмиш еркәк јүксәк плоидли тут формаларында чичәк сырғаларынын узунлуғу вә енинә көрә бири дикәриндән фәргләнир. Ән ири чичәк сырғасына Зәрхар тут (2,78 см) малик олмушдур. 2. Јүксәк хромосомлу фор-

2-чи чәдвәл

Јүксәк плоидли еркәк тут формаларында тоз данәләринин тәсвири

Көстәричиләр		Формалар		
		Зәрхар тут 12х♂	Ләззәтли тут 12х♂	Зәр тут 22х♂
Бир көрмә даирәсиндә тозчугларын мигдары, әд.		333,0	267,0	319,0
О чүмләдән: фертилләр	әдәдлә фаизлә	98,80 329,0	68,92 184,0	99,37 317,0
стерилләр	әдәдлә фаизлә	3 0,90	78 29,21	— —
Деформасијаја уғрамышлар	әдәдлә фаизлә	1 0,30	5 1,87	2 0,63
Фертил тозчугларда мәсамәләрин мигдары				
Бир мәсамәли	әдәдлә фаизлә	101 30,76	53 28,80	26 8,20
Ики мәсамәли	әдәдлә фаизлә	138 41,94	91 49,46	99 31,23
Үч мәсамәли	әдәдлә фаизлә	82 24,92	38 20,65	128 40,38
Дөрд мәсамәли	әдәдлә фаизлә	8 2,43	2 1,09	64 20,18

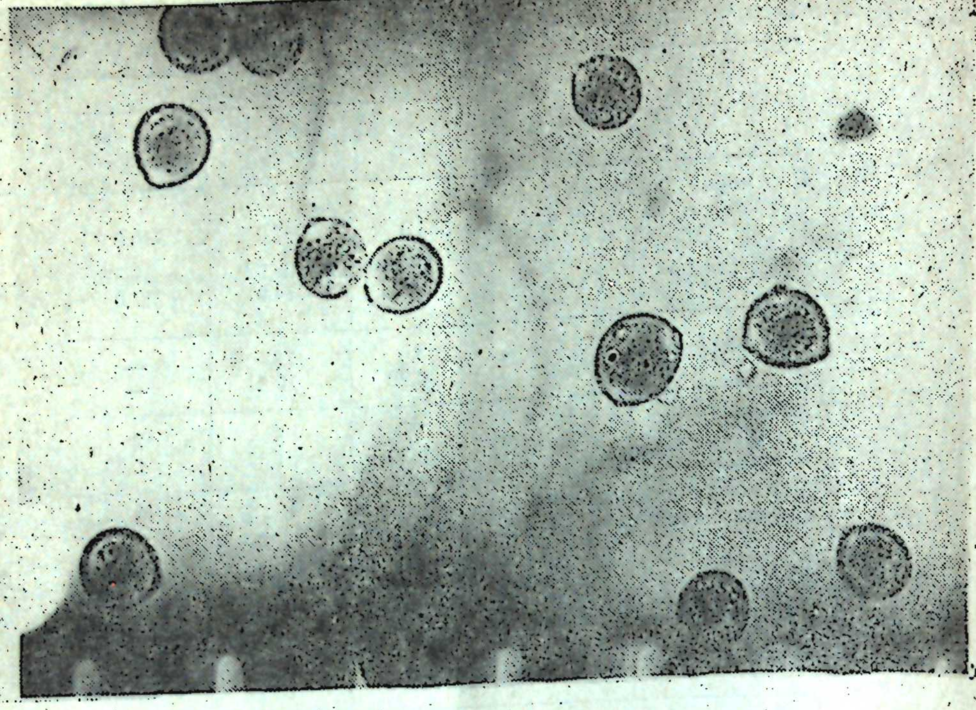
малар ичәрисиндә тоз дәнәләринин фертиллик фаизинә көрә Зәр тут вә Зәрхар тут даһа чох үстүнлүк тәшкил едир. (99, 37—98, 80%). Бу формалардан һибридләшдирмә ишиндә истифадә едилмәси мәгсәдәујғундур.

3. Јүксәк хромосомлу (168 вә 308) еркәк тут формаларынын кенератив органларынын биоморфоложи хүсусијјәтләринин өјрәнилмәси вә тозчугларынын јүксәк фертиллији онлардан һибридләшдирмәдә ағач материалы кими кениш истифадә едилмәсинә вә јени јүксәк хромосомлу тут формалары алынмасына вә бунунла да Morus чинсинин кенфондуну зәнкинләшдирмәјә көмәк едир.

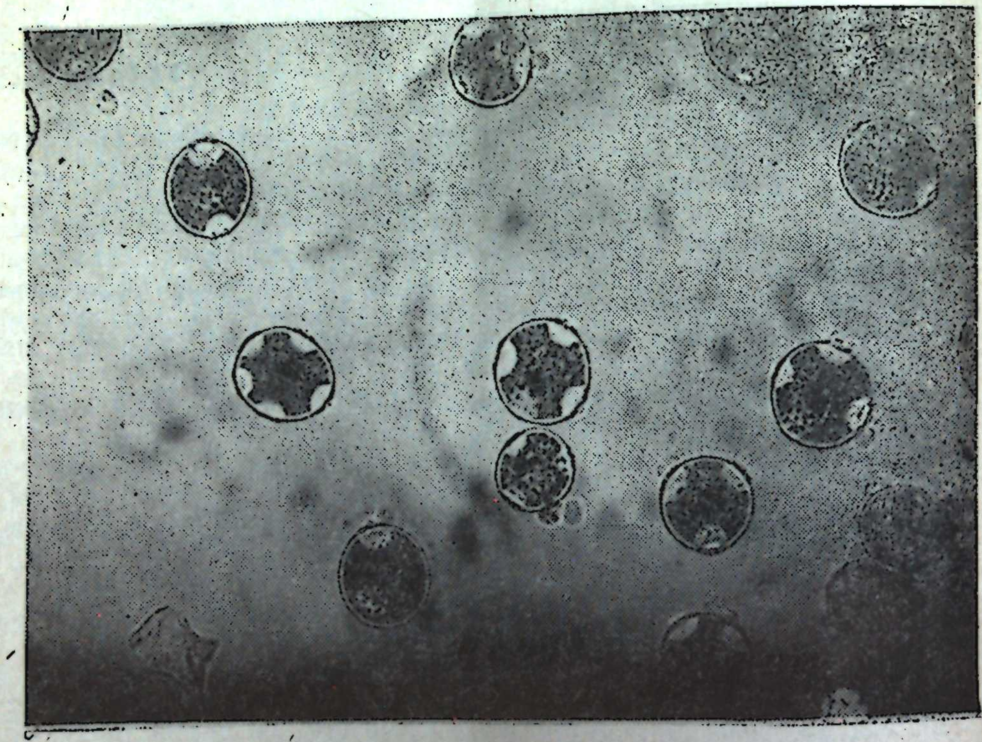
Јүксәк хромосомлу еркәк формаларын гыса биоморфоложи тәсвири ашағыда верилир:

Зәрхар тут♂: Соматик һүчејрәсиндә 12х=168 хромосом вардыр. Будаглары ачыг шабалыды рәнкдәдир. Бириллик будагларын узунлуғу 16,74 см-дир. Буғумарасы мәсафә 2,9 см-дир. Мәрчимәкләр әт рәнкиндәдир.

Тумурчуглар үчбучаг формасындадыр, будагда отурмуш вәзијјәтдә јерләшмишдир вә түнд шабалыды рәнкдәдир. Тумурчугларын узунлуғу 7,56 мм, ени 5,30 мм-дир. Бир будагда олан тумурчугларын сајы 6,0 әдәддир. Саплаг дабанын формасы јәһәр шәкиллидир. Тәк-тәк чичәкләр сырға оху әтрафында сых јерләшмишдир. Сырғаларын узунлуғу 2,78 см, ени 0,96 см, чичәк сырғасы саплағынын узунлуғу 1,06 см-дир. Бир сырға оху әтрафында 28 әдәд чичәкчикләр вардыр. Һәр бир чичәк 4 ләч-



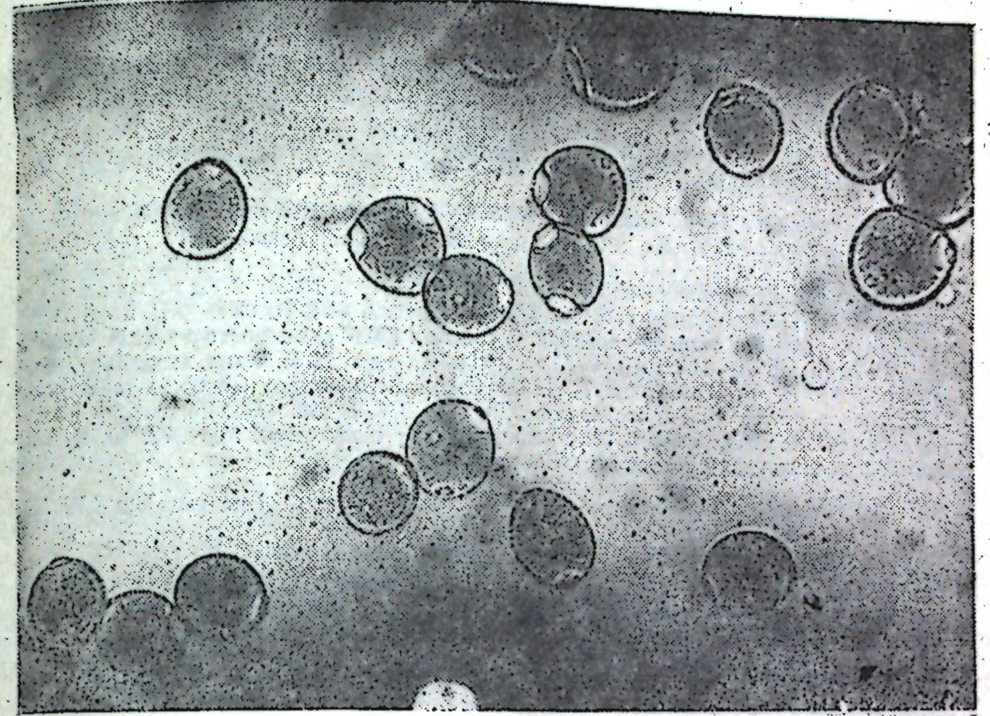
1-чи шәкил. Зәрхар тутун тоз дәнәләри.



2-чи шәкил. Ләззәтли тутун тоз дәнәләри.

чәкдән ибарәтдир. Ләчәкләрин узунлуғу 3,62 мм, ени 2,18 мм-дир. Һәр бир чичәкдә 4 әдәд еркәкчик вардыр. Еркәкчик сапынын узунлуғу 4,18 мм.

Тозлуглар ики јувалыдыр. Тоз дәнәләри 1, 2, 3, 4 мәсамәлидир. Бә'зән мәсамәсиз тоз дәнәләриндә раст кәлинир. Тоз дәнәләринин узунлуғу 21,55 мк, ени 21,77 мк-дур. Тозларын фертиллији 98,80%-дир. (Шәкил 1).



3-чү шәкил. Зәр тутун тоз дәнәләри.

Л ә з з ә т л и т у т. ♂: Соматик һүчејрәсиндә 12х=168 хромосом вардыр. Будаглары түнд күл рәнкиндәдир. Бириллик будагларын узунлугу 23,58 см-дир. Буғум арасы мәсафә 2,4 см-дир. Мәрчимәкләр түнд кирли сары рәнкиндәдир. Мәрчимәкләр јумру, узунсов, ортадан шырымлыдыр.

Тумурчуглар үчбучаг формасында олмагла, будагда отурмуш вәзијјәтдәдир. Тумурчугларын узунлуғу 8,21 мм, ени 5,30 мм-дир. Бир будагда олан тумурчугларын сајы 10 әдәддир. Саплаг дабанын формасы јәһәр шәкиллидир.

Чичәк сырғаларынын узунлуғу 1,57 см, ени 0,91 см, чичәк сырғасы саплағынын узунлуғу 1,29 см-дир. Бир чичәк сырғасында 17 әдәд чичәкчикләр вардыр. Һәр бир чичәк 4 ләчәк вә 4 еркәкчикдән тәшкил олунмушдур. Ләчәкләрин узунлуғу 3,70 мм, ени 2,70 мм, еркәкчик сапынын узунлуғу исә 4,21 мм-дир.

Тозлуглар икијувалыдыр. Тоз дәнәләри јумру, бә'зән узунсов формалыдыр. Тоз дәнәләри 1, 2, 3, 4 мәсамәлидир. Тоз дәнәләринин узунлуғу 29,17, мк, ени 28,36 мк-дур. Тозларын фертиллији 68,92% (Шәкил 2).

З ә р т у т ♂: Соматик һүчејрәсиндә 22х=308 хромосом вардыр. Будаглары түнд шабалыды рәнкдәдир. Бириллик будагларын узунлуғу 6,6 см, буғум арасы мәсафә 1,65 см-дир. Мәрчимәкләрин рәнки түнд мәрмәри чәһрајыдыр. Мәрчимәкләр јумру, узунсов, хырда вә орта бөјүклүкдәдир.

Тумурчуглар үчбучаг формасында олмагла будагда отурмуш вәзиј-јәтдәдир. Тумурчугларын узунлуғу 7,91 мм, енн 4,71 мм-дир. Бир будагда тумурчугларын сајы 4 әдәддир. Саплаг дабанынын формасы јәһәршәкиллидир.

Чичәк сырғаларынын узунлуғу 2,42 см, ени 0,85 см, чичәк сырғасы саплағынын узунлуғу 0,73 см-дир. Бир чичәк сырғасында 25 әдәд чичәкчикләр вардыр. Чичәк 4 ләчәк вә 4 еркәкчикдән ибарәтдир. Тозлуглар икијувалыдыр. Тоз дәнәләри јумру, бә'зән узунсов формададыр. Тоз дәнәләри 1, 2, 3 вә 4 мәсамәлидир. Тоз дәнәләринин узунлуғу 24,2 мк, ени 23,55 мк-дур. Тоз фертиллији 99,37%-дир. (Шәкил 3).

Әдәбијјат

1. Абдуллаев И. К. «Изв. АН Азерб. ССР, серия биол. наук», № 5, стр. 6—11, 1977. 2. Абдуллаев И. К., Джафаров Н. А. «ДАН Азерб. ССР», т. XXI, № 1, стр. 36—39, 1965. 3. Абдуллаев И. К., Тагиева Л. А., Назарова Н. Ф. «Изв. АН Азерб. ССР, серия биол. наук», № 4, стр. 22—27, 1970. 4. Абдуллаев И. К., Джафаров Н. А., Тагиева Л. А., Турчанинова Л. В. «Изв. АН Азерб. ССР, серия биол. наук», № 1, стр. 41—46, 1972. 5. Агаев Ю. М., Федорова Е. Е. «Генетика», т. 6, № 9, стр. 88—100, 1970. 6. Махмудбекова Н. И. Канд. дисс., Баку. 1961. 7. Ширнева Л. А., Велиева Т. З. III Съезд Всесоюзного общества генетиков и селекционеров им. Н. И. Вавилова, стр. 528, Л., 1977. 8. Сб. «Полиплоидия у шелковицы. М., 1970. 9. Экспериментальная полиплоидия у шелковицы. М., 1972. 10. III симпозиум по полиплоидии у шелковицы. Баку, 1978.

Кенетика вә селексија институту *Алынмышдыр 8.VI 1979*

И. К. Абдуллаев, Л. А. Ширнева, Т. З. Велиева

БИОМОРФОЛОГИЧЕСКИЕ ОСОБЕННОСТИ ВЕГЕТАТИВНЫХ И ГЕНЕРАТИВНЫХ ОРГАНОВ МУЖСКИХ ВЫСОКОПОЛИПЛОИДНЫХ (168 и 308 ХРОМОСОМНЫХ) ФОРМ ШЕЛКОВИЦЫ

В работе приводятся результаты изучения биоморфологических особенностей вегетативных и генеративных органов новых высокополиплоидных мужских форм — 168 хромосомной Зархар-тут и 308 хромосомной Зар-тут, а также 168 хромосомной обоеполой Лаззатли-тут.

Изученные формы различаются между собой по генеративным и вегетативным органам. Так, по размеру и количеству цветков в соцветии самые высокие показатели наблюдаются у Зархар-тут, где размер соцветий составляет 2,78 см, а количество цветков в одном соцветии 28 шт.

Исследования показали, что у высокополиплоидных мужских форм фертильность пыльцы довольно высокая. У Зархар-тут—98,8%, а у Зар-тут—99,4%. Обе высокополиплоидные мужские формы шелковицы широко используются как исходный материал в гибридизации с целью создания новых высокополиплоидных плодовых сортов шелковицы.

I. K. Abdullayev, L. A. Shiriyeva, T. Z. Veliyeva

BIOMORPHOLOGICAL PECULIARITIES OF VEGETATIVE AND GENERATIVE ORGANS OF MALE HIGH-POLYPLOID (168 and 308 CHROMOSOME) MULBERRY FORMS

The results of the study of biomorphological peculiarities of vegetative and generative organs of male high-polyploid forms—168 chromosome, Zarkhar-tut, Lazzatly-tut and 308 chromosome Zar-tut—are given in the work. It is determined that the studied forms differ in length of one-year branch, number and size of buds.

The high-polyploid male forms are characterized by the high pollen fertility, Zarkhar-tut—98.8%, Zar-tut—99.4%. The both high-polyploid male forms of mulberry can be used as starting material for hybridization.

ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

АЗӘРБАЈҸАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ

ТОМ XXXV ЧИЛД № 11 1979

ЭТНОГРАФИЯ

Г. Д. ДЖАВАДОВ

О ФОРМАХ ЛЕМЕХОВ АЗЕРБАЙДЖАНСКОГО ТЯЖЕЛОГО ПЛУГА ГАРА КОТАН

(Представлено академиком АН Азербайджанской ССР А. С. Сумбатзаде)

В истории народной земледельческой техники и в полеводческом хозяйстве дореволюционного азербайджанского крестьянства одним из широко распространенных пахотных орудий был деревянный передковый отвальный плуг, который характеризовался своими локальными специфическими особенностями.

Поскольку в наших музеях до последнего времени не имелись образцы этого плуга, по нашей инициативе, гара котан был реконструирован в с. Алпан Кубинского района, и в настоящее время хранится в Музее истории Азербайджана*.

В связи с употреблением этого орудия с глубокой древности оно в народе называлось «ата-баба котаны» (плуг отцов и дедов), из-за своей величины, мощности «агыр котан» (тяжелый плуг), или «гара котан» (черный плуг), в связи с тем, что основной тягловой силой служили буйволы—«кәл котаны» (плуг буйвола), по форме грядила «әјрибазы котан» (плуг с кривым грядилом) и наконец, в связи с тем, что он фактически изготовлялся целиком из лесного материала «ағач котан» (деревянный плуг) [1].

Как видно, все эти названия в какой-то степени отражают особенности данного орудия. Но почти во всех зонах Азербайджана он именовался обычно как «гара котан» или же «ағач котан» и это не случайно.

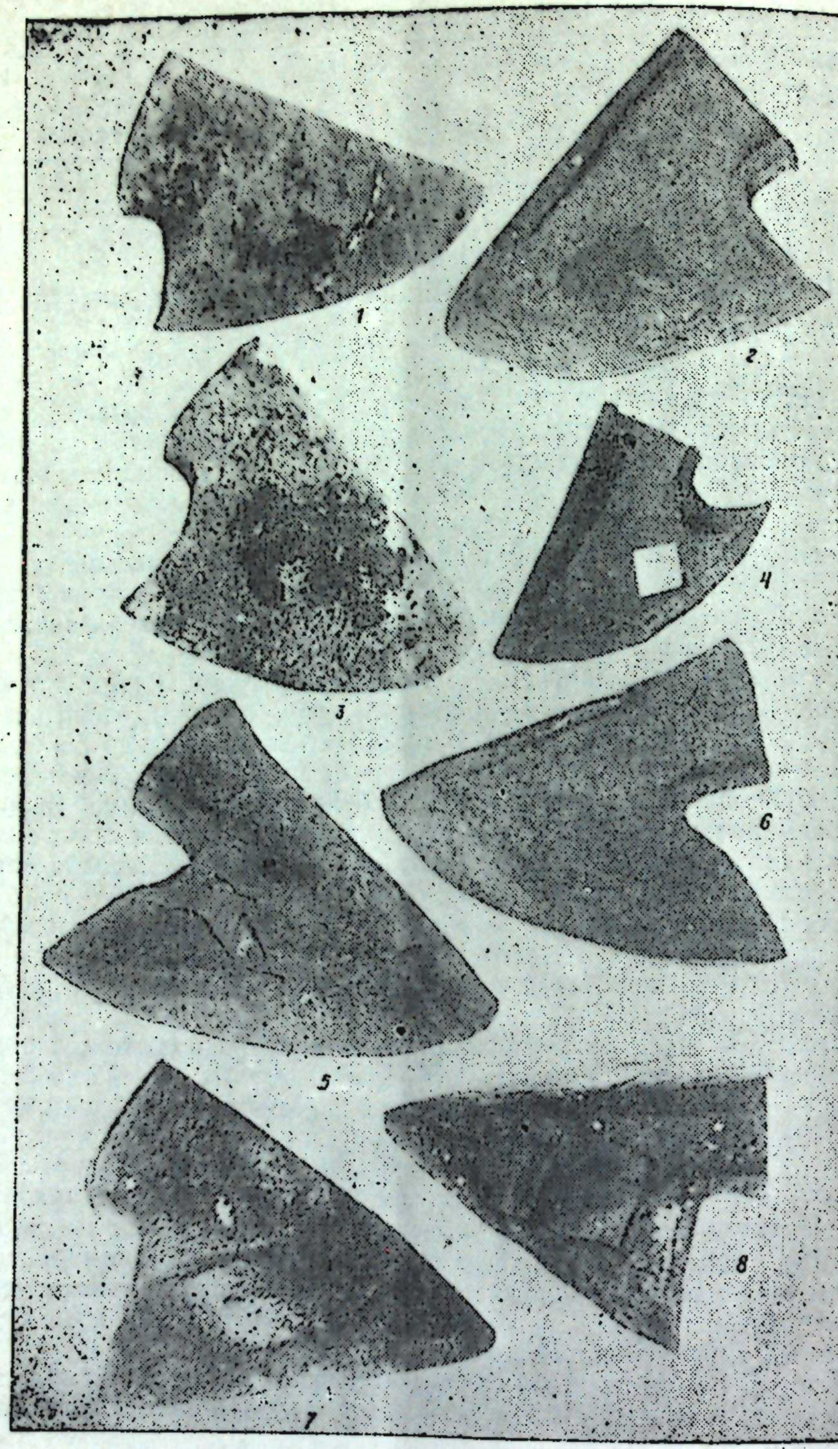
Не считая железного лемеха и резака, гара котан почти полностью изготовлялся из дерева, причем при сборе отдельных частей такого огромного орудия мастера не употребляли ни одного гвоздя, поэтому он в народе именовался как деревянный плуг.

Что же касается термина «кара котан», в данном варианте слово «кара» («черный») употребляется совсем в другом смысле: «кара» у тюркоязычных народов означает «земля», «суша», «огромный», «большой» (2). Если учесть это, тогда становится ясным, что тюркоязычные народы, отличая данное орудие пахоты от других, сравнительно легких орудий, называли его «кара котан»//«гара котан», т. е. «большой плуг», «огромный плуг», «мощный плуг».

Следует отметить, что в современных диалектах азербайджанского языка слово «кара//гара» употребляется в том же смысле. Так, «гара-

---

* Этнографический фонд Музея истории Азербайджана № 7708. КП10213



дам» означает «большой дом», «гарадаг» — «большая гора», «гарамал» — «крупный рогатый скот», «гараязы» — большая равнина» и т. д.

В данной статье мы не ставим перед собой задачу изучения азербайджанского тяжелого плуга, так как об этом орудии написано немало [3]. Но, к сожалению, в них мы не встречаем сведений о формах и конструкциях лемехов данного орудия, которые являются одним из основных элементов при характеристике гара котана. Это объясняется, во-первых, тем, что при археологических раскопках на территории Азербайджана не было обнаружено таких лемехов, во-вторых, они до последних лет вообще не были представлены в наших музеях. В историко-этнографической литературе об этих лемехах впервые было упомянуто в [4].

Учитывая размеры лемеха (длина—41 *см*, длина режущей части 24 *см*, ширина втулки—15 *см*), найденного во время археологических раскопок в средневековом городище Бейлакане [5], некоторые специалисты предполагают, что он относится к тяжелому плугу [6].

Однако нам кажется, что размер лемеха в данном случае не дает основания прийти к такому выводу. Здесь надо было учесть форму и назначение лемеха. По своей форме и типологии этот лемех является симметричным, что характерно не для тяжелых отвальных плугов, а для других типов пахотных орудий Азербайджана. Из истории земледельческой техники Азербайджана известно, что тяжелые плуги отличались асимметричными лемехами, это подтверждается нашими полевыми этнографическими материалами. Во время этнографических экспедиций в Дивичинском, Кубинском, Кусарском, Шемахинском районах нами зафиксированы четыре экземпляра лемеха гара котана. Аналогичный лемех найден в с. Чанахчы Дашкесанского района, который ныне хранится в этнографическом фонде (фонд № 5580) Музея истории Азербайджана. Несмотря на то, что найденные лемехи относятся к различным районам, они по форме и величине очень сходны и даже идентичны. Так, например, длина лемеха относящегося к низменной части Кубинского уезда (с. Пирамисан) (таблица, 1, 2) равняется 41 *см*, режущая сторона—43 *см*, ширина втулки—33 *см*, ширина передней конечности—5—8 *см*. По своим размерам почти не отличаются и лемехи, относящиеся к предгорным селениям Рустов (таблица, 3) и Гиль (таблица, 4) того же уезда. Так как длина этих лемехов составляет 37 *см*, ширина втулки—20—26 *см*, а ширина передней конечности—5 *см* [7]. По своей конструкции названные лемехи аналогичны с лемехом, зафиксированным в Чанахчы Дашкесанского района (таблица, 5, 6), но данный лемах отличается еще большими размерами. Длина этого лемеха равняется 50 *см*, длина режущей части—55 *см*, ширина втулки —13—18 *см** [7]. Толщина железного материала всех лемехов составляет приблизательно 3—5 *см*.

Колебание размеров лемехов, по нашему мнению, объясняется естественно- географическими и почвенными условиями Азербайджана, так как на богарных неорошаемых почвах, по сравнению с орошаемыми, употребляли более массивные тяжелые плуги, которые одновременно использовались в больших лемехах.

Как мы упомянули, сошники азербайджанского тяжелого плуга

* Эти размеры почти соответствуют лемеху, хранящемуся в Шемахинском краеведческом музее (таблица, 7—8), фонд, № 72.

были очень сходными и идентичными. Это объясняется тем, что они изготовлялись единым способом—ковкой железа. Для этого мастера использовали специальные наковальни. Этнографические материалы дают возможность предполагать, что в дореволюционном Азербайджане изготовлением таких частей земледельческих орудий занимались специальные мастера. Каждый мастер при изготовлении таких предметов ставил свой знак — тамга. Изготовление таких лемехов требовало большого навыка от мастеров. Поэтому эти мастера в основном работали на заказ.

Как известно, тяжелые плуги характеризовались еще тем, что они при вспашке пласты земли переворачивали только в правую сторону. Этот принцип отражался и в форме лемеха, так как лемехи гара котана изготовлялись с наклоном в правую сторону, что играло большую роль при пахоте.

Другой характерной чертой лемеха гара котана является то, что он изготовлялся с одним крылом.

Лемех надевается на подошву плуга, во время работы резец режет пласт земли, лемех его поднимает, а отвал переворачивает. Вес лемеха равняется 20—25 *кг*. Обычно через месяц работы лемех затачивали, этот процесс в народе назывался «зоддама». Земледельцы очень бережно относились к лемеху, который стоял весьма дорого. Поэтому после работы его прятали или же уносили домой. В Кубинском уезде их продавали за 25 руб., тогда как стоимость плуга со всеми принадлежностями равнялась 60—70 руб. серебром [8].

Известно, что тяжелые плуги были распространены на обширной территории Закавказья, Кавказа, Молдавии, Украины, Поволжья и Ирана.

Собранные фактические материалы свидетельствует о том, что лемехи всей территории Закавказья имели единую конструкцию. Это подтверждается лемехом тяжелого плуга, найденным в Армении при археологических раскопках, датируемым IX—X вв. [9], а также лемехом, зафиксированным в XVIII веке в Грузии акад. И. Гюльденштдтом [10]. Данные находки убедительно показывают, что асимметричные лемехи являются местным продуктом закавказских земледельцев, их не занесли сюда немцы-колонисты как полагал А. Корен [11], так как в Закавказье данные орудия пахоты были известны с XI—XII вв. [12]. Вместе с тем как тяжелые плуги, так и асимметричные лемехи известны нам и вне Кавказа [13].

Формы и идентичность найденных лемехов на территории Закавказья еще раз свидетельствуют о том, что тяжелый деревянный плуг имеет древнюю историю, причем его конструкция (как и лемехов) не подвергалась большому изменению на протяжении многих столетий, что объясняется их приспособленностью к почвенно-климатическим и социально-экономическим условиям дореволюционного Азербайджана.

Литература

1. Джавадов Г. Д. Земледельческие орудия Азербайджана в XIX — начале XX вв. (Этнографич. исслед. по материалам северо-восточных районов). Автореф. канд. дис. Баку, 1967, стр. 14. 2. Кононов А. Н. Изв. Отделения общест. наук АН Таджикской ССР, вып. V, 1954, стр. 83—85. Бунјадов Т. Азәрбајчанда әкинчилијин инкишафы тарихинә даир. Бакы, 1964, стр. 13—15; Гулијев Ш., Рүстәмов Ј., Бунјадов Т.

«ДАН Азәрб. ССР», № 6, стр. 81—85; 1964; Чавадов Ч., XIX әср вә XX әсрин әввәлләриндә Азәрбајчанын әкинчилик аләтләри (шимал-шәрг рајонларынын материаллары әсасында етнографик тәдгигат). Бакы, 1967 диссертация., ИАИИ ф. 1, дело 6212, стр. 100—135. 4. Джавадов Г. Д. Канд. дисс., стр. 115—120. 5. Якобсон А. Л. Труды Азербайджанской (Оренкалинской) археологической экспедиции, т. 1. М.—Л., 1959, стр. 104. 6. Бунятов Т. Ук. раб., стр. 14. 7. Джавадов Г. Д. Канд. дисс., стр 116—117. 8. Котляревский П. В. Экономический быт государственных крестьян северной части Кубинского уезда Бакинской губернии. «Материалы», т. II, ч. I, стр. 351. 9. Кафадарян К. Г. Город Двин и его раскопки. Ереван, 1952, стр. 155, рис. 2. 10. J. Guldensted. Reisen durch Russland und in Caukasischen Cebirge, II Petersburg 1971, Таблицы. 11. Art. H. Koren. Pflug, und Salzburg, 1950, стр. 46 12. Г. С. Читая. Земледельческие системы и пахотные орудия Грузии. «Вопросы этнографии Кавказа», Тбилиси, 1952, стр 100—101, Джалабадзе Г. В. К истории земледельческих орудий Восточной Грузии (автореф.), Тбилиси, 1955, стр. 9. 13. Нидерле Л. Славянские древности. М., 1956, стр. 313, рис. 67; Демченко Н. А. Земледельческие орудия молдаван XVIII—начала XX вв. Кишинев, 1967, стр. 54.

Сектор археологии и этнографии *Поступило 7.III. 1979*

Г. Ч. Чавадов

АЗӘРБАЈЧАН ГАРА КОТАНЫ КАВАҺЫНЛАРЫНЫН ГУРУЛУШУ ҺАГГЫНДА

Мәгалә етнографик ахтарышлар нәтиҹәсиндә мүәллиф тәрәфиндән әлдә едилмиш гара котан криваһынларынын гурулушунун өјрәнилмәсинә һәср едилмишдир. Бурада каваһынларын һазырланмасы техникасы вә локал хүсусијјәтләри көстәрилмәклә онлар Загафгазија вә һәтта ондан кәнарда мә'лум олан ејни типли аләтләрлә мүгајисәли шәкилдә арашдырылыр.

Мөвчуд материаллар Азәрбајчанда вә Загафгазијада гара котан каваһынларынын ејни гурулушда һазырландығыны, онларын сағ тәрәфә маили дүзәлдилдијини, һабелә тиположи ҹәһәтдән асимметрик формаја малик олдуғуну көстәрир.

G. D. Dzhavadov

ABOUT THE FORMS OF AZERBAIJAN BLACK PLOUGHSHARE

These ploughs took their own place in the agricultural technique during cent u ries. These classical ploughs are called „black plough" and „wooden plough" among the peoples. They especially differ from others not only in their requiring harness and manpower, but also in their form of shares.

In the article it is shown that as the result of the ethnographical researches the author found the form of black ploughshare. Here he shows how these ploughs are made.

According to these materials we know that these ploughs are made in such a way that their bent inclinations are to the right side and they are asymmetrical.

МҮНДӘРИЧАТ

Ријазијјат

Јарымкечиричиләр физикасы

Молекул физикасы

Биофизика

Енеркетика

Гејри-үзви кимја

Үзви кимја

Кеолокија

Нефт кеолокијасы

Ботаника

Етнографија

СОДЕРЖАНИЕ

Математика

Механика

Физика полупроводников

Физика магнитных явлений

Молекулярная физика

Биофизика

Энергетика

Неорганическая химия

Органическая химия

Сдано в набор 19/XI 1979 г. Подписано к печати 8/V 1980 г. Формат бумаги $70\times100^1/_{16}$. Бум. лист. 3,25. Печ. лист. 9,30. Уч.-изд. лист. 7,87. ФГ 17799. Заказ 520. Тираж 645. Цена 40 коп.

Издательство „Элм". 370143 Баку-143, проспект Нариманова, 31, Главное здание.

Типография „Красный Восток" Государственного комитета Азербайджанской ССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. Баку. ул. Ази Асланова, 80.

40 гэп.
коп.

Индекс
76353