

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕЛМЛƏР АКАДЕМИЈАСЫНЫН

ХƏБƏРЛƏРИ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

ФИЗИКА-РИЈАЗИЈАТ ВƏ ТЕХНИКА ЕЛМЛƏРИ СЕРИЈАСЫ



СЕРИЯ ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ И ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

6

1961

АЗƏРБАЙҶАН ССР ЕА НƏШРИЈАТЫ
ИЗДАТЕЛЬСТВО АН АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР

Бақы — Баку

Р. Г. МАМЕДОВ

АСИМПТОТИЧЕСКОЕ ЗНАЧЕНИЕ ПРИБЛИЖЕНИЯ МНОГОКРАТНО ДИФФЕРЕНЦИРУЕМЫХ ФУНКЦИЙ m -СИНГУЛЯРНЫМИ ИНТЕГРАЛАМИ

Мы здесь обобщим некоторые известные результаты о приближении многократно дифференцируемых функций сингулярными интегралами. Для простоты рассмотрим m -сингулярный интеграл:

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) = (-1)^{m+1} \lambda \int_{-\infty}^{\infty} \left[\sum_{k=0}^m (-1)^{m-k} \binom{m}{k} f(x+kt) \right] \Phi(\lambda t) dt \quad (1)$$

с ядром типа Фейера (см. [4]).

Пусть положительная функция $\Phi(t)$ удовлетворяет условиям:

а) четная $(-\infty, \infty)$, б) $\int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) dt = 1$.

В дальнейшем нам понадобятся следующие обозначения:

$$q_j = \int_0^{\infty} t^j \Phi(t) dt \text{ и } P_m^{(2i)} = \sum_{k=0}^m (-1)^{m-k} \binom{m}{k} k^{2i};$$

$$(i, j = 0, 1, 2, \dots).$$

Величины q_j ($j = 1, 2, \dots$) будем называть моментами функции $\Phi(t)$ на интервале $(0, \infty)$.

Теорема 1. Пусть функция $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ ограничена на $(-\infty, \infty)$ и положительная функция $\Phi(t)$ удовлетворяет условиям а) и б).

Если n четные моменты $q_2, q_4, \dots, q_{2n}$ функции $\Phi(t)$ конечны и функция $f(t)$ имеет конечную производную $2n$ -го порядка $f^{(2n)}(x)$ в точке $t=x$, то справедливо асимптотическое равенство:

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \lambda^{2n} \left[Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) - f(x) - 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{P_m^{(2i)} q_{2i}}{(2i)! \lambda^{2i}} f^{(2i)}(x) \right] =$$

п 36497
Центральная научная
библиотека
Академии наук Кир.изской ССР

РЕДАКЦИЈА ЂЕЈ'ЭТИ: З. И. Халилов (редактор), Н. Б. Абдуллаев, С. М. Гулиев (редактор муавини), С. Э. Элскеров, А. Э. Эфендизаде, И. И. Ибрагимов, Н. Ф. Султанов, Ч. М. Чуварлы, Э. М. Мамедов (мас'ул катиб).

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЈА: З. И. Халилов (редактор), Г. Б. Абдуллаев, С. А. Алескеров, Ч. М. Джуварлы, И. И. Ибрагимов, С. М. Кулиев (зам. редактора), Г. Ф. Султанов, А. А. Эфендизаде, А. М. Мамедов (ответственный секретарь).

$$= 2(-1)^{m+1} \frac{P_{(2n)} q_{2n}}{(2n)!} f^{(2n)}(x) \quad (2)$$

Доказательство. Так как

$$f(x+kt) = \sum_{i=0}^{2n} \frac{f^{(i)}(x)}{i!} (kt)^i + \frac{(kt)^{2n}}{(2n)!} \eta_k(t); \quad (k=1, 2, \dots, m),$$

то имеем

$$f(x+kt) + f(x-kt) = 2 \sum_{i=0}^n \frac{f^{(2i)}(x)}{(2i)!} (kt)^{2i} + \frac{(kt)^{2n}}{(2n)!} \eta_k^*(t),$$

где $\eta_k^*(t) = \eta_k(t) + \eta_k(-t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow 0$ и для некоторого постоянного $M: |\eta_k^*(t)| \leq M (-\infty < t < \infty)$.

Следовательно, в силу (1) и условий а) и б), находим

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) = 2\lambda(-1)^{m+1} \sum_{i=0}^n \frac{f^{(2i)}(x)}{(2i)!} P_{(2i)} \int_0^{\infty} t^{2i} \Phi(\lambda t) dt + R_m,$$

где

$$R_m = \lambda(-1)^{m+1} \sum_{k=1}^m (-1)^{m-k} \binom{m}{k} \frac{k^{2n}}{(2n)!} \int_0^{\infty} t^{2n} \eta_k^*(t) \Phi(\lambda t) dt.$$

Отсюда имеем

$$\begin{aligned} \lambda^{2n} \left[Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) - f(x) - 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{P_{(2i)} q_{2i}}{(2i)! \lambda^{2i}} f^{(2i)}(x) \right] = \\ = 2(-1)^{m+1} \frac{P_{(2n)} q_{2n}}{(2n)!} f^{(2n)}(x) + \lambda^{2n} R_m. \end{aligned} \quad (3)$$

Теперь покажем, что $\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \lambda^{2n} R_m = 0$. Для этого заметим, что

$$|\lambda^{2n} R_m| \leq \int_0^{\infty} \left[\lambda^{2n+1} \sum_{k=1}^m \binom{m}{k} \frac{k^{2n}}{(2n)!} t^{2n} |\eta_k^*(t)| \Phi(\lambda t) \right] dt = \int_0^{\delta} + \int_{\delta}^{\infty} = R^{(1)} + R^{(2)}$$

для любого $\delta > 0$.

Из $\eta_k^*(t) \rightarrow 0$ ($k=1, 2, \dots, m$) при $t \rightarrow 0$ следует, что для любого $\varepsilon > 0$ существует $\delta > 0$ такое, что при всех $0 \leq |t| < \delta$ имеем $|\eta_k^*(t)| < \varepsilon$ ($k=1, 2, \dots, m$). Тогда при всех $0 \leq |t| < \delta$ и для любого λ находим

$$|R^{(1)}| < \left[\sum_{k=1}^m \binom{m}{k} \frac{k^{2n}}{(2n)!} q_{2n} \right] \varepsilon. \quad (4)$$

Кроме того, для любого $\varepsilon > 0$ существует λ_0 такое, что при $\lambda \geq \lambda_0$ и при всех $\delta > 0$

$$\int_{\delta \lambda}^{\infty} t^{2n} \Phi(t) dt < \varepsilon.$$

Поэтому для любого $\delta > 0$ имеем

$$|R^{(2)}| < \left[\sum_{k=1}^m \binom{m}{k} \frac{k^{2n}}{(2n)!} M \right] \varepsilon \quad (5)$$

при всех $\lambda \geq \lambda_0$.

Из (3), в силу (4) и (5), получается асимптотическое равенство (2).

Если функция $f(t)$ бесконечно дифференцируема в точке $t=x$, то на основании теоремы 1 можно получить асимптотическое разложение m -сингулярных интегралов (1) в этой точке.

Теорема 2. Пусть функция $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ ограничена на $(-\infty, \infty)$ и положительная функция $\Phi(t)$ удовлетворяет условиям а) и б).

Если все четные моменты $q_2, q_4, \dots, q_{2n}, \dots$, функции $\Phi(t)$ конечны и функция $f(t)$ имеет конечные производные всех четных порядков $f^{(2i)}(x)$ ($i=1, 2, \dots$) в точке $t=x$, то в этой точке для m -сингулярного интеграла (1) справедливо асимптотическое разложение:

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f, x) \sim f(x) + 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{P_{(2i)} q_{2i}}{(2i)!} \frac{f^{(2i)}(x)}{\lambda^{2i}}. \quad (6)$$

В самом деле, по теореме 1

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \lambda^{2n} \left[Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) - f(x) - 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^{2n} \frac{P_{(2i)} q_{2i}}{(2i)!} \frac{f^{(2i)}(x)}{\lambda^{2i}} \right] = 0,$$

что и равносильно соотношению (6) (см. [1]).

Очевидно, теорема 1 [и разложение (6)] относится к точке, т. е. является локальной. Но при определенных ограничениях можно доказать и соответствующие нелокальные теоремы.

Теорема 3. Пусть функция $f(x) \in L(-\infty, \infty)$ имеет конечную непрерывную производную $f'(x)$ на всей вещественной оси $(-\infty, \infty)$ и положительная функция $\Phi(t)$ удовлетворяет условиям а) и б). Если моменты q_1 и q_2 функции $\Phi(t)$ конечны, то

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) = f(x) + \frac{\varepsilon(1/\lambda)}{\lambda}, \quad (7)$$

где

$$|\varepsilon(1/\lambda)| \leq \left[2 \sum_{k=1}^m k \binom{m}{k} (k q_2 + q_1) \right] \omega\left(f'; \frac{1}{\lambda}\right)$$

и $\omega(f'; \delta)$ — модуль непрерывности производной $f'(x)$ функции $f(x)$.

Доказательство. Так как

$$f(x+kt) = f(x) + f'(x)kt + [f'(\theta_k) - f'(x)]kt,$$

где $\theta_k \in [x, x+kt]$, то имеем

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) = f(x) + \tau^{(m)}, \quad (8)$$

где

$$\tau^{(m)} = \lambda(-1)^{m+1} \sum_{k=1}^m k(-1)^{m-k} \binom{m}{k} \int_{-\infty}^{\infty} t[f'(\theta_k) - f'(x)] \Phi(\lambda t) dt.$$

Легко заметить, что

$$|\tau^{(m)}| \leq \omega\left(f'; \frac{1}{\lambda}\right) 2 \sum_{k=1}^m k \binom{m}{k} (kq_2 + q_1).$$

Теперь, полагая $\lambda\tau^{(m)} = \varepsilon(1/\lambda)$, из (8) получаем (7).

Аналогично доказывается и следующая теорема.

Теорема 4. Пусть функция $f(x) \in L(-\infty, \infty)$ имеет на всей вещественной оси $(-\infty, \infty)$ конечную непрерывную производную 2n-го порядка $f^{(2n)}(x)$ и положительная функция $\Phi(t)$ удовлетворяет условиям а) и б). Если все моменты $q_2, q_4, \dots, q_{2n}, q_{2n+1}$ функции $\Phi(t)$ существуют и конечны, то справедливо соотношение

$$Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) = f(x) + 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^n \frac{P_m^{(2i)} q_{2i}}{(2i)! \lambda^{2i}} f^{(2i)}(x) + \frac{\varepsilon_n(1/\lambda)}{\lambda^{2n}},$$

где

$$\left| \varepsilon_n(1/\lambda) \right| \leq \left[2 \sum_{k=1}^m \binom{m}{k} \frac{k^{2n}}{(2n)!} (kq_{2n+1} + q_{2n}) \right] \omega\left(f^{(2n)}; \frac{1}{\lambda}\right).$$

Выбирая в качестве функции $\Phi(t)$ ядро сингулярных интегралов Гаусса—Вейерштрасса, Пуассона, Пикара, Фейера, Джексона и других и применяя доказанные теоремы, можно получить соответствующие конкретные результаты для приближения функций указанными сингулярными интегралами.

Из доказательства теорем следует, что при определенных ограничениях утверждения, подобные вышесказанным теоремам, справедливы и для более общих сингулярных интегралов вида

$$Q_{\lambda}(f; x) = \lambda \int_{-\infty}^{\infty} U(t, x) \Phi(\lambda t) dt,$$

где функция $U(t, x)$ допускает разложение вида

$$U(t, x) = \sum_{i=0}^N \frac{\partial^i U(t, x)}{\partial t^i} \Big|_{t=0} \frac{t^i}{i!} + \frac{\partial^{N+1} U(\theta t, x)}{\partial t^{N+1}} \frac{t^{N+1}}{(N+1)!}$$

и вообще вида

$$U(t, x) = \sum_{i=0}^N \psi_i(x) t^i + \varphi_{N+1}(t, x) t^N.$$

Подобные общие утверждения получаются также, если $\lambda\Phi(\lambda t)$ заменить функцией $\Phi_{\lambda}(t, x)$.

В частности, если $\Phi_{\lambda}(t, x) = \Phi_{\lambda}(t)$, то для соответствующего m -сингулярного интеграла $Q_{\lambda}^{[m]}(f; x)$ справедлива.

Теорема 5. Пусть удовлетворяются все условия теоремы 1 (вместо моментов q_{2k} берутся $\mu_{\lambda}^{(2k)} = \int_0^{\infty} t^{2k} \Phi_{\lambda}(t) dt$). Если $\mu_{\lambda}^{(2k)} \rightarrow 0$ ($k = 1, 2, \dots, n$) и $\int_0^{\infty} t^{2n} \Phi_{\lambda}(t) dt = o(\mu_{\lambda}^{(2n)})$ ($\delta > 0$) при $\lambda \rightarrow \infty$, то справедливо равенство

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{(-1)^{m+1}}{\mu_{\lambda}^{(2n)}} \left[Q_{\lambda}^{[m]}(f; x) - f(x) - 2(-1)^{m+1} \sum_{i=1}^{n-1} \frac{P_m^{(2i)} f^{(2i)}(x)}{(2i)!} \mu_{\lambda}^{(2i)} \right] = \frac{2P_m^{(2n)} f^{(2n)}(x)}{(2n)!}$$

Аналогичные результаты справедливы и для m -сингулярных интегралов

$$L_{\lambda}^{[m]}(f; x) = (-1)^{m+1} \int_{-\pi}^{\pi} \left[\sum_{k=1}^m (-1)^{m-k} \binom{m}{k} f(x+kt) \right] K_{\lambda}(t) dt$$

2π -периодических функций $f(t)$.

Для этих сингулярных интегралов докажем еще следующие теоремы.

Пусть

$$\gamma_k(t) = (1 - \cos t)^k \text{ и } \tau_{\lambda}^{(k)} = \int_{-\pi}^{\pi} \gamma_k(t) K_{\lambda}(t) dt \quad (k=1, 2, \dots).$$

Теорема 6. Пусть неотрицательная функция $K_{\lambda}(t)$ четная на $[-\pi, \pi]$ и $\int_{-\pi}^{\pi} K_{\lambda}(t) dt = 1$. Для того чтобы имело место равенство

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{L_{\lambda}^{[1]}(f; x) - f(x)}{L_{\lambda}^{[1]}(\psi; x) - \psi(x)} = \frac{D_2 f(x)}{D_2 \psi(x)}, \quad (10)$$

необходимо и достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\tau_{\lambda}^{(2)}}{\tau_{\lambda}^{(1)}} = 0, \quad (11)$$

где полагаем

$$D_{n+1} f(x) = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\sum_{k=0}^n (-1)^{n-k} \binom{n}{k} [f(x+kt) + f(x-kt)]}{t^{n+1}} \quad (n=1, 2, \dots).$$

Необходимость. Рассмотрим две функции $\gamma_k(t)$ ($k=1,2$). Если имеет место (10), то

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\tau_{\lambda}^{(2)}}{\tau_{\lambda}^{(1)}} = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{L_{\lambda}^{(1)}(\gamma_2; 0) - \gamma_2(0)}{L_{\lambda}^{(1)}(\gamma_1; 0) - \gamma_1(0)} = \left. \frac{\gamma_2''(t)}{\gamma_1''(t)} \right|_{t=0} = 0$$

т. е. справедливо (11).

Достаточность. Из условий теоремы имеем

$$L_{\lambda}^{(1)}(f; x) - f(x) = \int_{-\pi}^{\pi} \frac{f(x+t) - 2f(x) + f(x-t)}{2} K_{\lambda}(t) dt = L_{\lambda}^{(1)}(\varphi; 0),$$

$$\text{где } \varphi(t) = \frac{f(x+t) - 2f(x) + f(x-t)}{2}. \text{ Очевидно,}$$

$$\lim_{t \rightarrow 0} \frac{\varphi(t) - \varphi(0)}{\gamma_1(t)} = \lim_{t \rightarrow 0} \frac{f(x+t) - 2f(x) + f(x-t)}{t^2} = D_2 f(x). \quad (12)$$

Так как

$$\alpha_{\lambda}(\delta) = \int_{\delta < |t| < \pi} K_{\lambda}(t) dt \leq \frac{1}{(1 - \cos \delta)^2} \int_{-\pi}^{\pi} (1 - \cos t)^2 K_{\lambda}(t) dt = \frac{\tau_{\lambda}^{(2)}}{(1 - \cos \delta)^2}$$

для каждого $\delta > 0$, то в силу (11) находим

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\alpha_{\lambda}(\delta)}{L_{\lambda}^{(1)}(\gamma_1; 0)} = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{\alpha_{\lambda}(\delta)}{\tau_{\lambda}^{(1)}} = 0. \quad (13)$$

Тогда, по теореме П. П. Коровкина [2] (стр. 111), соотношение (12) влечет за собой

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{L_{\lambda}^{(1)}(\varphi; 0) - \varphi(0)}{L_{\lambda}^{(1)}(\gamma_1; 0)} = \lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{L_{\lambda}^{(1)}(f; x) - f(x)}{L_{\lambda}^{(1)}(\gamma_1; 0)} = D_2 f(x),$$

и отсюда следует (10).

В частности, если $\lambda = n$ — целое положительное и

$$K_{\lambda}(t) = \frac{1}{\pi} \left[\frac{1}{2} + \sum_{k=1}^n \rho_k^{(n)} \cos kt \right] = U_n(t),$$

то

$$\tau_n^{(1)} = 1 - \rho_1^{(n)}, \quad \tau_n^{(2)} = \frac{1 - \rho_1^{(n)}}{2} \left[4 - \frac{1 - \rho_2^{(n)}}{1 - \rho_1^{(n)}} \right],$$

и из теоремы 6 следует теорема П. П. Коровкина [3]: для того чтобы имело место равенство (10), необходимо и достаточно, чтобы было верно равенство

$$\lim_{n \rightarrow \infty} \left[4 - \frac{1 - \rho_2^{(n)}}{1 - \rho_1^{(n)}} \right] = 0.$$

Аналогично доказывается

Теорема 7. Пусть неотрицательная функция $K_{\lambda}(t)$ четная на

$[-\pi, \pi]$ и $\int_{-\pi}^{\pi} K_{\lambda}(t) dt = 1$. Для того чтобы имело место равенство

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \frac{L_{\lambda}^{[2m-1]}(f; x) - f(x)}{L_{\lambda}^{[2m-1]}(\psi; x) - \psi(x)} = \frac{D_{2m} f(t)}{D_{2m} \psi(t)} \Big|_{t=x},$$

необходимо и достаточно, чтобы выполнялось условие

$$\lim_{\lambda \rightarrow \infty} \tau_{\lambda}^{(m+1)} / \tau_{\lambda}^{(m)} = 0$$

Теоремы 6 и 7 могут быть соответствующим образом распространены и на некоторые другие сингулярные интегралы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Евграфов М. А. Асимптотические оценки и целые функции, М., 1957.
2. Коровкин П. П. Линейные операторы и теория приближений, М., 1959.
3. Коровкин П. П. Об одном асимптотическом свойстве положительных методов суммирования рядов Фурье и о наилучшем приближении функций класса Z_2 линейными положительными полиномиальными операторами, УМН, XIII, вып. 6 (1958), 99—103.
4. Мамедов Р. Г. О порядке сходимости m -сингулярных интегралов, ДАН Азерб. ССР, № 12 (1961).
5. Butzer P. L., Representation and approximation of functions by general Singular integrals, Proc. Koninkl. Nederl. akad. wet., 63 (1960), 1—24.

Р. Г. Мамедов

Јуксак тәртибдән дифференциалланан функцијаларын m -сингулар интеграллар васитәсилә јахынлашмасынын асимптотик гијмәти

ХУЛАСӘ

Бу ишдә јуксак тәртибдән дифференциалланан функцијаларын сингулар интеграллар васитәсилә јахынлашмасы һаггындакы бир сыра нәтичәләр үмумләшдирилир.

Мәһаләдә ашағыдакы теоремләр исбат едилир.

1-чи теорем. Фәрз едәк ки, $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ функцијасы $(-\infty, \infty)$ интервалында мәһдуддур вә мүсбәт $\Phi(t)$ функцијасы ашағыдакы шәртләри өдәјир.

а) $(-\infty, \infty)$ интервалында чүт функцијадыр;

$$\text{б) } \int_{-\infty}^{\infty} \Phi(t) dt = 1.$$

$\Phi(t)$ функцијасынын n чүт моменти $q_2, q_4, \dots, q_{2n}$ сонлудурса вә $f(t)$ функцијасынын $t=x$ нөгтәсиндә $2n$ тәртибли төрәмәси $f^{(2n)}(x)$ варса, онда (2) асимптотик бәрабәрлији доғрудур.

2-чи теорем. Фәрз едәк ки, $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ функцијасы $(-\infty, \infty)$ интервалында мәһдуддур вә мүсбәт $\Phi(t)$ функцијасы а) вә б) шәртләрини өдәјир.

$\Phi(t)$ функцијасынын бүтүн чүт моментләри $q_2, q_4, \dots, q_{2n}, \dots$ сонлудурса вә $f(t)$ функцијасынын $t=x$ нөгтәсиндә бүтүн чүт тәртибли $f^{(2i)}(x)$ ($i=1, 2, \dots$) төрәмәләри варса, онда (1) m -сингулар интегралы үчүн $t=x$ нөгтәсиндә (6) асимптотик ајрылышы доғрудур.

3-чү теорем. Фэрз едэк ки, $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ функцијасынын бүтүн эдэди ох $(-\infty, \infty)$ үзәриндә $f'(t)$ төрәмәси вар вә мүсбәт $\Phi(t)$ функцијасы а) вә б) шәртләрини өдәјир. $\Phi(t)$ функцијасынын q_1 вә q_2 моментләри сонлу олдугда (7) мүнәсибәти доғрудур.

4-чү теорем. Фэрз едэк ки, $f(t) \in L(-\infty, \infty)$ функцијасынын бүтүн эдэди ох үзәриндә $2n$ тәртибли кәсилмәз $f^{(2n)}(t)$ төрәмәси вар вә $\Phi(t)$ функцијасы а) вә б) шәртләрини өдәјир. $\Phi(t)$ функцијасынын $q_2, q_4, \dots, q_{2n}, q_{2n+1}$ моментләри сонлу олдугда (1) m -сингулјар интегралы үчүн (9) мүнәсибәти доғрудур.

Мәгаләдә көстәрилир ки, сөјләдијимиз тәклифләр даһа үмуми сингулјар интеграллар үчүн дә доғрудур.

Нәһајәт, функцијаларын m -сингулјар интеграллар васитәсилә јахынлашмасынын асимптотик гijмәти һаггында 5, 6 вә 7-чи теоремләр исбат олунмушдур.

Г. М. ДЖАФАРЛИ

О МУЛЬТИПЛИКАТИВНЫХ ОРТОГОНАЛЬНЫХ СИСТЕМАХ ФУНКЦИЙ, ЗАМКНУТЫХ ОТНОСИТЕЛЬНО ОПЕРАЦИИ ИЗВЛЕЧЕНИЯ КОРНЯ

Среди ортогональных нормированных систем функций особо важную роль играют системы, обладающие свойством мультипликативности. Это свойство состоит в том, что система вместе с любыми двумя функциями $\varphi_k(x)$ и $\varphi_l(x)$ содержит и их произведение, а вместе с каждой функцией $\varphi_k(x)$ содержит $1/\varphi_k(x)$ [2]. Наиболее важным примером таких систем функций является система, состоящая из $\varphi_k(x) = e^{2\pi i k x}$. Другой мультипликативной системой функций, рассматривавшейся многими авторами, является система функций Уолша [5].

Общий вопрос о существовании мультипликативной системы функций, образующих заданную группу по умножению, был рассмотрен А. Хааром [6]. В частности, им было установлено, что для каждой бесконечной коммутативной группы существует ортонормированная система, изоморфная этой группе, если за групповую операцию принять обычное умножение функций. При этом для каждой мультипликативной системы ортогональных функций можно ввести такое обобщенное сложение на отрезке $[0,1]$, при котором почти для всех a и b имеет место равенство:

$$\psi_k(a+b) = \psi_k(a) \cdot \psi_k(b).$$

Теория мультипликативных ортонормированных систем была прояснена и уточнена после создания Понтрягинской теории характеров. Напомним некоторые понятия из этой теории [3].

Пусть G — коммутативная топологическая группа. Непрерывная числовая функция $\chi(g)$, определенная на G , называется характером коммутативной группы G , если выполняются условия:

$$\chi(g_1 + g_2) = \chi(g_1) \cdot \chi(g_2);$$

$$|\chi(g)| = 1$$

для любых элементов g_1, g_2, g из G .

Примером характера может служить функция $\chi(a) = e^{2\pi i k a}$ для группы вещественных чисел по $\text{mod } 1$.

Известно, что характеры образуют ортонормированную систему функций относительно меры, инвариантной при сдвигах (мера Хаара).

Кроме того, характеры образуют группу по умножению. Значит, если отобразить группу на отрезок с сохранением меры, то характеры превратятся в ортонормированную, мультипликативную систему функций.

Из теории характеров, построенной Л. С. Понтрягиным следует, что любая ортонормированная мультипликативная система может быть получена таким образом.

Система Уолша является не чем иным, как множеством характеров диадической группы, элементы которого суть последовательности, состоящие из нулей и единиц, а групповая операция определена как покомпонентное сложение по $\text{mod } 2$.

Это замечание в 1942 г. было устно сообщено И. М. Гельфандом Н. Я. Виленкину, который позднее рассмотрел некоторые общие вопросы мультипликативных ортонормированных систем [1].

Н. Я. Виленкиным изучено разложение функций в ряд Фурье по характерам произвольной нульмерной, сепарабельной группы. В 1948 г. Н. Дж. Файн [5], по-видимому, будучи незнаком с указанной работой Н. Я. Виленкина, пришел к той же трактовке системы Уолша, т. е. он отождествил функции Уолша с полным множеством характеров диадической группы G . Позднее ученики Н. Файна Г. Крестенсон [4], Сеолфридж [9], Дж. Прайс [8], Моргенталер [7] и другие изучили некоторые мультипликативные ортогональные системы функций, напоминающие систему Уолша.

Целью настоящей статьи является изучение ортонормированных систем функций также аналогичных системе Уолша, но обладающих следующим дополнительным замечательным свойством: для любой функции системы $\{\psi_k(x)\}$ и любого целого числа n найдется такая функция системы $\psi_l(x)$, что

$$[\psi_l(x)]^n = \psi_k(x).$$

Иными словами, вместе с каждой функцией для любого n системе принадлежит хотя бы один корень n -той степени из этой функции. Такие системы будем называть ортонормированными, мультипликативными системами, замкнутыми относительно извлечения корня.

В данной статье мы рассмотрим не все системы, обладающие этим свойством, а детально изучим один класс таких систем, связанный с характерами для группы целых p -адических чисел [3].

Мы, однако, не будем пользоваться терминологией теории топологических групп, ведя рассуждения в классических рамках теории функций вещественного переменного.

Предварительно вкратце изложим некоторые понятия, необходимые нам в дальнейшем.

Модифицированный отрезок $[0,1]$

Назовем модифицированным отрезком $[0,1]$ множество, состоящее из всех вещественных чисел, лежащих на отрезке $[0,1]$, в котором каждая p -ично-рациональная точка a заменена двумя точками: $a-0$ и $a+0$. Топология в этом множестве задается системой окрестностей вида:

$$a+0 \leq x \leq b-0.$$

Легко видеть, что в этой топологии модифицированный отрезок является нульмерным компактным множеством.

Сопоставим каждому делому p -адическому числу

$$a_0 + a_1 p + \dots + a_n p^n + \dots,$$

где a_n принимает значения: $0, 1, 2, \dots, p-1$,

$$\text{число } \frac{a_0}{p} + \frac{a_1}{p^2} + \dots + \frac{a_n}{p^{n+1}} + \dots$$

модифицированного отрезка $[0,1]$.

Очевидно, что это отображение является гомеоморфным, причем мера Хаара в группе p -адических чисел переходит при этом отображении в лебегову меру на отрезке.

Обобщенное сложение чисел на отрезке $[0,1]$

Пусть

$$a=0, a_0 a_1 a_2 \dots a_n \dots$$

$b=0, b_0 b_1 b_2 \dots b_n \dots$ — суть произвольные

числа из $[0,1]$. Обобщенная сумма этих чисел определяется следующим образом: сначала находим соответствующие им p -адические числа:

$$\begin{aligned} a_0 + a_1 p + \dots + a_n p^n + \dots \\ b_0 + b_1 p + \dots + b_n p^n + \dots \end{aligned}$$

затем складываем их, как p -адические числа и получаем

$$c_0 + c_1 p + \dots + c_n p^n + \dots$$

При этом p -ичное число $c=0, c_0 c_1 c_2 \dots c_n \dots$, соответствующее последнему p -адическому числу, называют обобщенной суммой чисел a и b и обозначают так:

$$c = a \dot{+} b.$$

Аналогично определяется обобщенная разность двух чисел из $[0,1]$. Поскольку целые p -адические числа образуют группу по сложению то обобщенное сложение обладает обычными свойствами операции коммутативной группы.

Кроме того, легко проверить, что если число b лежит на отрезке

$$\left[0, \frac{1}{p^n} \right], \text{ то число } a \dot{+} b \text{ лежит на том же отрезке } \left[\frac{k}{p^n}, \frac{k+1}{p^n} \right], \text{ на}$$

котором лежит точка a .

1. Основная система функций $\{\psi_n(x)\}$ и ее свойства

Теперь перейдем к построению системы ортонормированных функций $\{\psi_n(x)\}$, замкнутых относительно умножения и извлечения корня.

Предварительно построим специальную ортонормированную систему кусочно-постоянных функций $\{\varphi_n(x)\}$.

Пусть p — простое число. Положим $\varphi_0(x) \equiv 1$, $\varphi_n(x)$ определим так:

$$\varphi_n(x) = e^{\frac{2\pi i x'}{p^n}}, \quad (1)$$

где $x' = x_0 + x_1 p + \dots + x_n p^n + \dots$ есть p -адическое число, соответствующее x .

Отметим, что для x , удовлетворяющей неравенству

$$\frac{x_0 p^{n+1} x_1 p^{n-2} + \dots + x_{n-1}}{p^n} \leq x < \frac{x_0 p^{n-1} + x_1 p^{n-2} + \dots + x_{n-1} + 1}{p^n}$$

функция $\varphi_n(x)$ будет иметь вид:

$$\varphi_n(x) = e^{\frac{2\pi i(x_{n-1} p^{n-1} + x_{n-2} p^{n-2} + \dots + x_0)}{p^n}}, \quad (1')$$

$$\text{так как } e^{\frac{2\pi i(x_n p^n + x_{n+1} p^{n+1} + \dots)}{p^n}} = 1$$

Ясно, что $(\varphi_1(x))^p = e^{2\pi i x_0} = 1$.

Откуда следует, что значения функции $\varphi_1(x)$ на участках $\left[\frac{x_0}{p}, \frac{x_0+1}{p}\right]$,

где $x_0 = 0, 1, 2, \dots, p-1$ представляют собой различные корни p -той степени из единицы.

Из определения системы функций $\{\varphi_n(x)\}$, в частности, вытекает, что $\varphi_n(x) = e^{\frac{2\pi i k}{p^n}}$ на любом отрезке вида $\left[\frac{k}{p^n}, \frac{k+1}{p^n}\right]$, чем будем часто пользоваться в дальнейшем.

Далее отметим еще одно важное свойство функции $\varphi_n(x)$. Для любого n

$$[\varphi_n(x)]^p = \varphi_{n-1}(x) \quad (2),$$

что непосредственно вытекает из соотношения (1):

$$\varphi_n^p(x) = e^{\frac{2\pi i(x_{n-1} p^{n-1} + \dots + x_0)}{p^{n-1}}} = e^{\frac{2\pi i(x_{n-2} p^{n-2} + \dots + x_0)}{p^{n-1}}} = \varphi_{n-1}(x).$$

Теперь изучим другие свойства этой системы.

Докажем, что построенная нами система функций ортогональна, нормирована на отрезке $[0, 1]$

Предварительно докажем важную лемму.

Лемма 1. Для любых неотрицательных целых чисел $m_1, m_2, \dots, m_n$ таких, что $0 \leq m_k < p_n$ и $m_n \neq 0$ имеет место

$$\int_0^1 \varphi_1^{m_1}(x) \varphi_2^{m_2}(x) \dots \varphi_n^{m_n}(x) dx = 0.$$

Доказательство. Разобьем отрезок $[0, 1]$ на отрезки вида

$$\left[\frac{k}{p^n}, \frac{k+1}{p^n}\right],$$

Тогда мы будем иметь:

$$\int_0^1 \varphi_1^{m_1}(x) \varphi_2^{m_2}(x) \dots \varphi_n^{m_n}(x) dx = \sum_{k_0=0}^{p-1} \sum_{k_1=0}^{p-1} \dots \sum_{k_{n-2}=0}^{p-1} e^{\frac{2\pi i k_0 m_1}{p}} \cdot e^{\frac{2\pi i(k_1 p + k_0) m_2}{p^2}} \dots$$

$$\begin{aligned} & e^{\frac{2\pi i(k_{n-2} p^{n-2} + \dots + k_1 p + k_0) m_{n-1}}{p^{n-1}}} \times \sum_{k_{n-1}=0}^{p-1} \int_0^1 e^{\frac{2\pi i(k_{n-1} p^{n-1} + \dots + k_1 p + k_0) m_n}{p^n}} dx = \\ & = \sum_{k_0=0}^{p-1} \sum_{k_1=0}^{p-1} \dots \sum_{k_{n-2}=0}^{p-1} e^{\frac{2\pi i k_0 m_1}{p}} e^{\frac{2\pi i(k_1 p + k_0) m_2}{p^2}} \dots e^{\frac{2\pi i(k_{n-2} p^{n-2} + \dots + k_1 p + k_0) m_{n-1}}{p^{n-1}}} \times \\ & \times \frac{1}{p^n} e^{\frac{2\pi i(k_{n-2} p^{n-2} + \dots + k_1 p + k_0) m_n}{p^n}} \times \sum_{k_{n-1}=0}^{p-1} e^{\frac{2\pi i k_{n-1} m_n}{p}} \\ & \text{Но } \sum_{k_{n-1}=0}^{p-1} e^{\frac{2\pi i k_{n-1} m_n}{p}} = \frac{1-e^{2\pi i m_n}}{1-e^{\frac{2\pi i m_n}{p}}} = 0, \end{aligned}$$

поскольку $0 \leq m_n \leq p-1$. Поэтому наш интеграл равен нулю. Итак, лемма доказана. Аналогично доказывается, что это утверждение остается в силе, если подинтегральная функция будет содержать множители, сопряженные некоторым $\varphi_i(x)$.

Отсюда непосредственно вытекает ортогональность системы $\{\varphi_n(x)\}$:

$$\int_0^1 \varphi_n(x) \cdot \overline{\varphi_m(x)} dx = 0, \text{ если } n \neq m.$$

Далее, пусть $n=m$, мы имеем:

$$\int_0^1 \varphi_n(x) \overline{\varphi_n(x)} dx = \int_0^1 |\varphi_n(x)|^2 dx = 1,$$

так как $|\varphi_n(x)| = 1$

Значит система $\{\varphi_n(x)\}$ нормирована. Отметим, что система $\{\varphi_n(x)\}$ не замкнута относительно операции умножения. Следует отметить также, что эта система неполная, т. е. существуют функции не равные тождественно нулю и ортогональные ко всем функциям этой системы.

Примером таких функций может служить произведение функций указанной системы. Они не входят в эту систему и ортогональны ко всем ее функциям, что вытекает из доказанной леммы.

Построение системы $\{\varphi_n(x)\}$

С помощью системы $\{\varphi_n(x)\}$ построим такую мультипликативную ортонормированную систему, которая будет обладать одновременно свойствами замкнутости относительно операции извлечения корня и полнотой. Выразим n в p -ичной системе исчисления, т. е. пусть

$$n = a_0 + a_1 p + \dots + a_s p^s,$$

где $0 \leq a_k \leq p-1$, $k=0, 1, 2, \dots, s$.

$$\text{Введем функции } \psi_n(x) = \varphi_1^{a_0}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x). \quad (3)$$

Докажем, что полученная система $\{\psi_n(x)\}$ является ортонормированной.

Ортогональность системы

Пусть даны: $\psi_n(x) = \varphi_1^{a_0}(x) \varphi_2^{a_1}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x)$,

$$\psi_m(x) = \varphi_1^{b_0}(x) \varphi_2^{b_1}(x) \dots \varphi_{q+1}^{b_q}(x),$$

где, например, полагаем $s \geq q$.
Тогда будем иметь.

$$\psi_n(x) \overline{\psi_m(x)} = \varphi_1^{a_0}(x) (\overline{\varphi_1(x)})^{b_0} \varphi_2^{a_1}(x) (\overline{\varphi_2(x)})^{b_1} \dots \varphi_{q+1}^{a_q}(x) (\overline{\varphi_{q+1}(x)})^{b_q} \varphi_{q+1}^{a_{q+1}}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x),$$

Используя равенство $\overline{\varphi_k(x)} = \varphi_{k-1}(x)$,
можно переписать $\psi_n(x) \overline{\psi_m(x)}$ в виде

$$\psi_n(x) \overline{\psi_m(x)} = \varphi_1^{l_1}(x) \dots \varphi_{s+1}^{l_s}(x), \quad 0 \leq l_i \leq p-1,$$

где при $n \neq m$ хотя бы одна из l_i отлична от нуля.
В силу леммы 1

$$\int_0^1 \psi_n(x) \overline{\psi_m(x)} dx = \int_0^1 \varphi_1^{l_1}(x) \varphi_2^{l_2}(x) \dots (\overline{\varphi_j(x)})^{l_j-1} \varphi_{s+1}^{l_s}(x) dx = 0,$$

что показывает ортогональность этой системы.

Нормированность системы $\{\psi_n(x)\}$

Доказательство нормированности системы $\{\psi_n(x)\}$ вытекает из

$$\int_0^1 \psi_n(x) \cdot \overline{\psi_n(x)} dx = \int_0^1 |\varphi_1(x)|^{2a_0} |\varphi_2(x)|^{2a_1} \dots |\varphi_{s+1}(x)|^{2a_s} dx = 1.$$

Мультипликативность системы $\{\psi_n(x)\}$

Из определения функции $\psi_n(x)$ и равенства $\varphi_n^p(x) = \varphi_{n-1}(x)$ вытекает, что произведение двух функций

$$\psi_n(x) = \varphi_1^{a_0}(x) \cdot \varphi_2^{a_1}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x),$$

$$\psi_m(x) = \varphi_1^{b_0}(x) \cdot \varphi_2^{b_1}(x) \dots \varphi_{q+1}^{b_q}(x)$$

принадлежит той же системе.

Отметим, кроме того, что функция $1/\psi_n(x)$ также принадлежит нашей системе. Для этого достаточно показать, что системе принадлежит функция $1/\varphi_m(x)$.

Но

$$\frac{1}{\varphi_m(x)} = \varphi_1^{p-1}(x) \varphi_2^{p-1}(x) \dots \varphi_m^{p-1}(x),$$

а такое произведение принадлежит нашей системе. В заключение заметим, что из определения $\psi_n(x)$ вытекает равенство $1/\psi_n(x) = \overline{\psi_n(x)}$.

Замкнутость системы $\{\psi_n(x)\}$ относительно операции извлечения корня

Докажем, что построенная нами система кусочно-постоянных функций замкнута относительно операции извлечения корня любой степени. Сначала докажем замкнутость системы $\{\psi_n(x)\}$ относительно извлечения корня p -той степени.
В силу формулы (2) имеем

$$\varphi_n^p(x) = \varphi_{n-1}(x),$$

что указывает на замкнутость $\{\varphi_n(x)\}$ относительно операции извлечения корня p -той степени.

Ввиду того, что $\psi_n(x)$ выражается в виде произведения некоторых функций из системы $\{\varphi_n(x)\}$, то корень p -той степени от любой функции $\psi_n(x)$ входит в систему $\{\varphi_n(x)\}$, т. е. система $\{\psi_n(x)\}$ также замкнута относительно извлечения корня p -той степени.

Отсюда вытекает также, что для любой функции $\psi_k(x)$ системы $\{\psi_n(x)\}$ существует p -функций $\psi_{l_1}(x), \dots, \psi_{l_p}(x)$, p -тая степень которых дает $\psi_k(x)$. В самом деле, для заданного p и $\psi_k(x)$ существует такой номер m , что

$$\psi_m^p(x) = \psi_k(x);$$

так как $\varphi_1^p(x) = 1$,

то

$$(\varphi_1(x) \psi_m(x))^p = \psi_k(x),$$

$$(\varphi_1^2(x) \cdot \psi_m(x))^p = \psi_k(x),$$

$$\dots$$

$$\dots$$

$$(\varphi_1^p(x) \cdot \psi_m(x))^p = \psi_k(x).$$

Обозначая $\varphi_k^p(x) \cdot \psi_m(x) = \psi_{l_k}(x)$,

$$k+1, 2, \dots, p,$$

имеем

$\psi_{l_k}(x) \in \{\psi_n(x)\}$, что указывает на справедливость нашего утверждения.

А теперь докажем, что система $\{\psi_n(x)\}$ замкнута относительно операции извлечения корня любой q -той степени, где $q \neq p$.
Здесь возможны два случая:

1) q не делится на p ,

2) q делится на p .

Разберем случай 1.

Если q не делится на p , то существует целое число s такое, что $qs-1$ делится на p^n ,

т. е.

откуда

$$\begin{aligned} qs-1 &= kp^n, \\ qs &= 1 + kp^n. \end{aligned} \quad (4)$$

При этом будем иметь:

$$\psi_n^{qs}(x) = \varphi_n^{qs}(x) = \varphi_n^{1+kp^n}(x) = \varphi_n(x) \cdot \varphi_n^{kp^n}(x),$$

так как

$$\varphi_n^p(x) = 1,$$

то

$$(\varphi_n^s(x))^q = \varphi_n(x).$$

Ввиду того, что $\varphi_n^s(x)$ входит в систему $\{\psi_k(x)\}$, то указанная система замкнута относительно извлечения корня, когда q не делится на p . Далее, так как s по заданному q определяется единственным образом с точностью до кратного числа p^n , то в этом случае корень q -той степени от любой функции $\psi_k(x)$ — единственный. Случай, когда q делится на p , сводится к рассмотренным выше, поскольку, если $q = p^k q_1$, то извлечение корня q -той степени сводится к k -кратному извлечению корня степени p_1 и корня степени q_1 .

Итак, для любого q и любого n найдется функция $\psi_m(x)$ из нашей системы такая, что

$$\psi_m^q(x) = \psi_n(x).$$

Тем самым полностью доказана замкнутость системы $\{\psi_n(x)\}$ относительно извлечения корня любой степени.

Система функций $\{\psi_n(x)\}$ — система характеров

Теперь докажем, что система $\{\psi_n(x)\}$ является системой характеров для группы целых p -адических чисел, т. е. группы, элементами которой являются элементы модифицированного отрезка $[0,1]$ с операцией обобщенного сложения, т. е. докажем выполнение основного соотношения:

$$\psi_k(a+b) = \psi_k(a) \cdot \psi_k(b). \quad (5)$$

Для этого достаточно доказать указанное соотношение для системы функций $\{\varphi_n(x)\}$.

Пусть

$$a = \frac{a_0}{p} + \frac{a_1}{p^2} + \dots$$

тогда

$$b = \frac{b_0}{p} + \frac{b_1}{p^2} + \dots,$$

$$\varphi_n(a) = e^{\frac{2\pi i a'}{p^n}},$$

$$\varphi_n(b) = e^{\frac{2\pi i b'}{p^n}},$$

где

$$a' = a_0 + a_1 p + \dots + a_{n-1} p^{n-1} + a_n p^n + \dots$$

$$b' = b_0 + b_1 p + \dots + b_{n-1} p^{n-1} + b_n p^n + \dots$$

p -адические числа соответствуют числам a и b .

Следовательно,

$$\varphi_n(a) \varphi_n(b) = e^{\frac{2\pi i (a' + b')}{p^n}}$$

С другой стороны, по определению обобщенной суммы числу $c = a + b$ соответствует p -адическое число $c' = a' + b'$ и потому

$$\varphi_n(a+b) = e^{\frac{2\pi i (a' + b')}{p^n}} = \varphi_n(a) \varphi_n(b).$$

Полнота системы функций $\{\psi_n(x)\}$

Докажем, что система функций $\{\psi_n(x)\}$ полна относительно пространства $L(0,1)$. Предварительно докажем следующую лемму.

Лемма 2. Для любого номера p^s имеет место равенство:

$$\sum_{j=0}^{p^s-1} \psi_j(x) = \begin{cases} p^s & 0 \leq x < \frac{1}{p^s} \\ 0 & \text{для остальных } x. \end{cases}$$

Рассмотрим сначала случай, когда $0 \leq x < \frac{1}{p^s}$. Так как при $k+1 \leq s$

функции $\varphi_k(x) \equiv 1$ на отрезке $0 \leq x < \frac{1}{p^s}$, то при $j < p^s$ функции $\psi_j(x) \equiv 1$

на этом же отрезке. В самом деле, если $j < p^s$, то $j = b_0 + b_1 p + \dots + b_k p^k$, где $k+1 \leq s$. А тогда

$$\psi_j(x) = \varphi_1^{b_0}(x) \varphi_2^{b_1}(x) \dots \varphi_{k+1}^{b_k}(x) \equiv 1.$$

Рассмотрим теперь случай, когда $\frac{1}{p^s} \leq x \leq 1$.

Пусть x лежит на отрезке $\frac{1}{p^q} \leq x \leq \frac{1}{p^{q-1}}$,

где $q \leq s$.

Представим в этом случае $\sum_{j=0}^{p^s-1} \psi_j(x)$

в следующем виде:

$$\sum_{j=0}^{p^s-1} \psi_j(x) = \sum_{l=0}^{p^q-1} \sum_{t=0}^{p^{s-q}-1} \psi_{p^q t + l}(x)$$

если

$$j = p^q t + l, \text{ где } j = a_0 + a_1 p + \dots + a_s p^s,$$

$$t = a_q + a_{q+1} p + \dots + a_s p^{s-q},$$

$$\text{и } l = a_0 + a_1 p + \dots + a_{q-1} p^{q-1}.$$

В силу определения функции $\psi_j(x)$ имеем, что

$$\psi_{p^q t + l}(x) = \psi_l(x) \varphi_{q+1}^{a_q}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x).$$

Обозначим произведение

$$\varphi_{q+1}^{a_q}(x) \dots \varphi_{s+1}^{a_s}(x) = \Phi_t(x),$$

тогда

$$\sum_{i=0}^{p^s-1} \psi_j(x) = \sum_{t=0}^{p^{s-q}-1} \Phi_t(x) \sum_{l=0}^{p^q-1} \psi_l(x).$$

Таким образом, все свелось к тому, чтобы доказать, что на отрезке

$$\frac{1}{p^q} \leq x \leq \frac{1}{p^{q-1}}$$

$$\sum_{l=0}^{p^q-1} \psi_l(x) = 0.$$

Но

$$\sum_{l=0}^{p^q-1} \psi_l(x) = \sum_{m=0}^{p-1} \sum_{t=0}^{p^{q-1}-1} \psi_{p^{q-1}m+t}(x).$$

В силу определения функции $\psi_j(x)$ мы имеем при $l = p^{q-1}m + t$ равенство:

$$\psi_l(x) = \psi_t(x) \varphi_q^m(x).$$

Подставим это выражение в сумму:

$$\sum_{l=0}^{p^q-1} \psi_l(x) = \sum_{t=0}^{p^{q-1}-1} \psi_t(x) \sum_{m=0}^{p-1} \varphi_q^m(x).$$

Но

$$\sum_{m=0}^{p-1} \varphi_q^m(x) = \frac{1 - \varphi_q^p(x)}{1 - \varphi_q(x)};$$

так как x лежит на отрезке $\frac{1}{p^q} \leq x \leq \frac{1}{p^{q-1}}$, то

$$\varphi_q(x) \neq 1, \text{ а } \varphi_q^p(x) = 1.$$

Следовательно,

$$\sum_{m=0}^{p-1} \varphi_q^m(x) = 0.$$

Следствие. Для любого номера p^s имеет место равенство.

$$\sum_{j=0}^{p^s-1} \psi(x-a) = \begin{cases} p^s \left[\frac{k}{p^s}, \frac{k+1}{p^s} \right], & \text{если } x \text{ и } a \text{ лежат на одном и том же} \\ 0, & \text{отрезке, видна в остальных точках.} \end{cases}$$

Доказательство вытекает из того, что по определению обобщенного

вычитания $x-a$ принадлежит отрезку $\left[0, \frac{1}{p^s}\right]$ тогда и только тогда,

когда x и a принадлежат одному и тому же отрезку вида

$$\left[\frac{k}{p^s}, \frac{k+1}{p^s} \right].$$

Теперь докажем полноту системы $\{\psi_n(x)\}$.

Для этого надо доказать, что если $\int_0^1 f(t) \psi_n(t) dt = 0$

для любого n , то $f(x) \equiv 0$ почти всюду.

Так как

$$\psi_n(t-x) = \psi_n(t) \cdot \overline{\psi_n(x)},$$

то ясно, что $\int_0^1 f(t) \cdot \psi_n(t-x) dt = 0$ при любом n .

Задавая $n=0, 1, 2, \dots, p-1$ и суммируя полученные равенства, мы будем иметь

$$\int_0^1 f(t) \cdot \sum_{j=0}^{p^s-1} \psi_j(t-x) dx = 0 \quad (6)$$

В силу леммы 2 соотношение (6) принимает вид

$$p^s \int_x^{x+\frac{1}{p^s}} f(t) dt = 0. \quad (7)$$

Перейдем в (7) к пределу при $s \rightarrow \infty$. Так как почти при всех x

$$\lim_{s \rightarrow \infty} p^s \int_x^{x+\frac{1}{p^s}} f(t) dt = f(x),$$

то

$$f(x) = 0$$

почти всюду.

Из доказанной полноты системы $\{\psi_n(x)\}$ в пространстве $L(0,1)$ из-за конечности отрезка $[0,1]$ вытекает полнота этой системы в пространстве L_p , где $p \geq 1$. Итак, мы доказали, что система функций $\{\psi_n(x)\}$ полна, ортогональна и нормирована.

Из доказанной полноты системы $\{\psi_n(x)\}$ вытекает, что функции $\psi_n(x)$ являются единственными решениями функционального уравнения

$$\chi(a+b) = \chi(a) \chi(b),$$

непрерывными на модифицированном отрезке $[0,1]$.

В самом деле, пусть функция $\chi(x)$ удовлетворяет этому функциональному уравнению и непрерывна на модифицированном отрезке $[0,1]$. Тогда для любого n и любой точки b

$$\int_0^1 \chi(x) \cdot \overline{\psi_n(x)} dx = \int_0^1 \chi(x+b) \cdot \overline{\psi_n(x+b)} dx = \chi(b) \cdot \overline{\psi_n(b)} \cdot \int_0^1 \chi(x) \cdot \overline{\psi_n(x)} dx.$$

Это равенство может выполняться либо если для всех n

$$\int_0^1 \chi(x) \cdot \overline{\psi_n(x)} dx = 0,$$

либо если для всех b

$$\chi(b) \cdot \overline{\psi_n(b)} = 1.$$

В первом случае функция $\chi(x) = 0$ в силу полноты системы $\{\psi_n(x)\}$. Во втором случае

$$\chi(b) = \frac{1}{\psi_n(b)} = \psi_n(b).$$

Таким образом, единственными не нулевыми решениями уравнения $\chi(a+b) = \chi(a) \cdot \chi(b)$ являются построенные нами функции $\psi_n(x)$.

Из полноты системы $\{\psi_n(x)\}$ вытекает, что каждая функция $f(x)$ с интегрируемым квадратом на отрезке $[0,1]$ разлагается в ряд Фурье по этой системе.

$$f(x) = \sum_{n=0}^{\infty} c_n \psi_n(x),$$

где коэффициент Фурье c_n определяется формулами:

$$c_n = \int_0^1 f(x) \overline{\psi_n(x)} dx. \quad (8)$$

По теореме Расса-Фишера этот ряд Фурье сходится в среднем квадратичном. Так как функции $\psi_n(x)$ ограничены в совокупности $\psi_n(x) = 1$, то по теореме Мерсера коэффициенты Фурье любой суммируемой функции стремятся к нулю, когда $n \rightarrow \infty$.

В следующих статьях мы остановимся на сходимости рядов по этой системе функций.

Автор выражает глубокую благодарность проф. Н. Я. Виленкину за постановку задачи и советы при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Виленкин Н. Я. Об одном классе полных ортогональных систем ИАН 11 (1947), 363—400.
2. Качмаж С. и Штейнгауз Г. Теория ортогональных рядов. Гос. изд. физ.-матем. лит. М., 1958.
3. Понтрягин Л. С. Непрерывные группы. Гостехиздат, 1954.
4. Chrestenson H. E. A class of generalized Walsch functions. Pacific Journ. of Math. 5 (1955), 17—32.
5. Fine N. I. On the Walsch functions, Trans. Amer. Math. Soc. 65 (1949), 372—414.
6. Haar A. Über unendliche kommutative Gruppen, Math. Zs., 33 (1931), 129—159.
7. Morgentaler. On Walsch Forier series. Fransactions of Amer. Math. Soc., 84 (1957), 472—507.
8. Price. Gertain groups of ortonormal step functions Canadian journal of Math. 9 (1957).
9. Selfridge R. G. Generalized Walsch transform, Pacific Journ. of Math. 5, 1955), 451—480.

Г. М. Чэфэрли

**Көкалма эмәлинә көрә гапалы бә'зи ортогонал
мультипликатив функцијалар системи һаггында**

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә ашағыдакы ики хассәни өдәјән һиссә-һиссә һамар функцијалар системинин гурулмасы тәдгиг олунур.

1. Һәр һансы ики функција илә јанашы онларын һасили дә һәмин системә дахилдир.

2. Һәр һансы $\psi_k(x)$ функцијасы ихтијары там q әдәдинә көрә бу системдә елә $\psi_m(x)$ функцијасы вардыр ки,

$$[\psi_m(x)]^q = \psi_k(x).$$

Башга сөzlә, систем ихтијари там q дәрәчәдән көкалма эмәлинә көрә гапалыдыр.

Мәгаләдә гурулмуш системин там p -адик әдәдләр групу илә олан әлагәси көстәрилмишдир, јә'ни көстәрилмишдир ки, гурулмуш систем көстәрилән групун характерләри системиндән ибарәтдир.

И. А. МАМЕДОВ

КИНЕМАТИКА ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ПРОКАТКЕ В ПРОСТЕЙШИХ КАЛИБРАХ

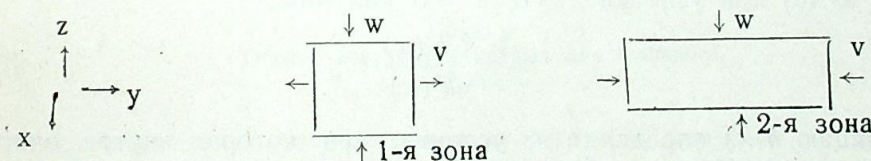
Эта работа посвящена определению кинематических параметров при прокатке металла в простейших калибрах (ящичном и круглом). Дано распределение скоростей деформации и траекторий течения металла в очаге деформации. Как известно, при прокатке поверхность валка в очаге деформации деформируется и меняет свою форму. В работе определяется форма деформированной поверхности. Для сравнения ее с недеформированной построены соответствующие кривые.

Решение получено при таких условиях и предположениях, когда материал считается несжимаемым и идеально пластическим и осреднен компонент скорости деформации по вертикальному сечению изделия. Касательными напряжениями внутри изделия пренебрегаем. Мы рассматриваем стационарный процесс прокатки. При прокатке в ящичном калибре используется условие полной пластичности.

Прокатка изделий в ящичном калибре

При решении задачи очаг деформации делим на две зоны. Первая от входа изделий под валок до момента, когда вступают в действие боковые стенки калибра. В этой зоне металл в направлении оси u свободно растекается, и решение задачи в данном случае можно рассматривать как прокатку узкой полосы с двумя валками. Эта задача рассмотрена К. Н. Шевченко.

Вторая зона имеет протяженность от границ первой до выхода металла из-под валков. Схема течения металла обеих зон имеет следующий вид (проекция на плоскости uOz).



Ниже рассмотрим задачу для второй зоны.

Предполагаем что граница этих двух зон известна. Не будем учитывать влияния зазора между валками (считаем, что калибр закрытый).

И. А. МАМЕДОВ

КИНЕМАТИКА ТЕЧЕНИЯ МЕТАЛЛА ПРИ ПРОКАТКЕ В ПРОСТЕЙШИХ КАЛИБРАХ

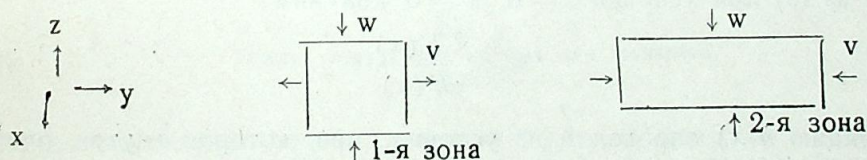
Эта работа посвящена определению кинематических параметров при прокатке металла в простейших калибрах (ящичном и круглом). Дано распределение скоростей деформации и траекторий течения металла в очаге деформации. Как известно, при прокатке поверхность валка в очаге деформации деформируется и меняет свою форму. В работе определяется форма деформированной поверхности. Для сравнения ее с недеформированной построены соответствующие кривые.

Решение получено при таких условиях и предположениях, когда материал считается несжимаемым и идеально пластическим и осреднен компонент скорости деформации по вертикальному сечению изделия. Касательными напряжениями внутри изделия пренебрегаем. Мы рассматриваем стационарный процесс прокатки. При прокатке в ящичном калибре используется условие полной пластичности.

Прокатка изделий в ящичном калибре

При решении задачи очаг деформации делим на две зоны. Первая от входа изделий под валок до момента, когда вступают в действие боковые стенки калибра. В этой зоне металл в направлении оси y свободно растекается, и решение задачи в данном случае можно рассматривать как прокатку узкой полосы с двумя валками. Эта задача рассмотрена К. Н. Шевченко.

Вторая зона имеет протяженность от границ первой до выхода металла из-под валков. Схема течения металла обеих зон имеет следующий вид (проекция на плоскости yOz).



Ниже рассмотрим задачу для второй зоны.

Предполагаем что граница этих двух зон известна. Не будем учитывать влияния зазора между валками (считаем, что калибр закрытый).

Пусть h_1 , b_1 , h_0 и b_0 (рис. 1) соответственно высота и ширина изделия в начале второй зоны и при выходе из-под валков. Высота и ширина изделия для любого x будет функцией только от x , т. е.

$$\begin{aligned} h &= h(x), \\ b &= b(x). \end{aligned}$$

Площадь поперечного сечения записывается следующим образом:

$$S = h(x) \cdot b(x).$$

Допустим, размеры полосы $b(x) = \alpha \cdot h(x)$ (α — постоянная величина).

Выражение для S примет вид:

$$S = \alpha h^2(x). \quad (1)$$

Из условия постоянства секундного объема определим скорость течения металла в направлении оси x ;

$$S(x) \cdot U = \text{const} = C, \quad (2)$$

где C — произвольная постоянная, определяемая из граничных условий для u .

Условие полной пластичности в компонентах скорости деформации имеет следующий вид:

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z.$$

При этом из условия несжимаемости имеем

$$\varepsilon_y = \varepsilon_z = -\frac{1}{2}\varepsilon_x. \quad (3)$$

Так как

$$\varepsilon_y = \frac{\partial v}{\partial y}, \text{ то}$$

$$\frac{\partial v}{\partial y} = \frac{Ch^1(x)}{\alpha h^3(x)}.$$

Интегрируя это уравнение, при наличии краевого условия

$$y = 0, \quad w = 0 \quad \text{находим}$$

$$v = \frac{Ch^1(x)}{\alpha h^3(x)} \cdot y. \quad (4)$$

Для w из (3) при условии $z = 0, w = 0$ получим

$$w = \frac{Ch'(x)}{\alpha h^3(x)} \cdot z. \quad (5)$$

Функцию $h(x)$ определим из условия, при котором внутри очага деформации касательные напряжения равны нулю:

$$\tau_{xy} = \tau_{xz} = \tau_{yz} = 0.$$

Тогда

$$\gamma_{xy} = \gamma_{xz} = \gamma_{yz} = 0$$

или

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} &= 0 \\ \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} &= 0 \\ \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial y} &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

Третье из этих уравнений обращается тождественно в нуль. Из первого и второго для $h(x)$ получаем уравнение:

$$h(x) \cdot h''(x) = 3h'^2(x) = 0. \quad (7)$$

Решая это уравнение и учитывая, что при $x = 0, h = h_0$, а при $x = x_1, h = h_1$, будем иметь

$$h = \frac{1}{\left[\frac{1}{x_1} \left(\frac{1}{h_1^2} - \frac{1}{h_0^2} \right) x + \frac{1}{h_0^2} \right]^{1/2}}. \quad (8)$$

Определим траектории течения металла в очаге деформации.

а) в проекции на плоскость xOz .

Так как

$$u = \frac{dx}{dt}, \quad w = \frac{dz}{dt}, \quad \text{то из (2) и (5)}$$

получим

$$\frac{dx}{dz} = \frac{h(x)}{h'(x) \cdot z}$$

или

$$z = C_1 h(x). \quad (9)$$

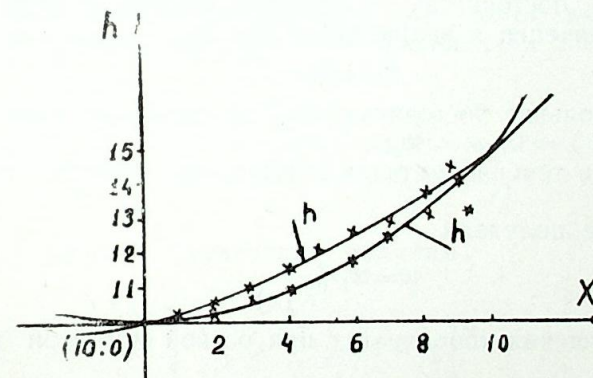


Рис. 2
График контактных кривых для ящичного калибра.

Для контактных точек, сравнивая (9) и (8), получим

$$C_1 = 1$$

б) в проекции на плоскость yOx , учитывая, что $v = \frac{dy}{dt}$, $u = \frac{dx}{dt}$, из

(2) и (4) получим

$$\frac{dx}{dy} = \frac{h(x)}{h'(x) \cdot y}$$

$$y = C_2 \cdot h(x). \quad (10)$$

или

На рис. 2 приведены графики кривых согласно (8) и $h^* = h_0 + \frac{x^2}{R}$, где R — радиус вала.

Прокатка в круглом калибре

При прокатке изделия в круглом калибре не учитывается влияние зазора между валками (считаем калибр закрытым). Поэтому решение задачи сводится к решению осесимметричной задачи пластичности.

Радиус поперечного сечения очага деформации будет функцией только от z (рис. 3), т. е.

$$r = r(z).$$

При $z = 0$, $r = r_0$, а при $z = z_1$, $r = r_1$, для любого z имеет место следующее неравенство:

$$r_0 \leq r(z) \leq r_1,$$

где r_1 и r_0 — радиусы входного и выходного сечений.

Площадь поперечного сечения имеет вид

$$S(z) = \pi r^2(z). \quad (11)$$

Из условия постоянства секундного объема можно определить осредненное значение в направлении оси z :

$$S(z) \cdot w = C_4,$$

где C_4 — произвольная постоянная, определяемая из граничного условия для w при $z = 0$, $w = w_0$;

w_0 — скорость течения металла в выходном сечении, определяемая из опыта.

В результате получаем

$$w = w_0 r_0^2 \frac{1}{r^2(z)}. \quad (12)$$

В цилиндрических координатах при осевой симметрии для ε_r , ε_θ , ε_z имеем

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \varepsilon_\theta = \frac{u}{r}, \quad \varepsilon_z = \frac{\partial w}{\partial z}.$$

u — радиальная величина компонента вектора скорости. Из условия несжимаемости $\varepsilon_r + \varepsilon_\theta + \varepsilon_z = 0$ и из уравнения (12) для определения u получаем

$$\frac{\partial u}{\partial r} + \frac{u}{r} - 2r_0^2 w_0 \frac{r'(\cdot)}{r^3(\cdot)} = 0. \quad (13)$$

Интегрирование уравнения (13), при условии, что на оси симметрии скорость в направлении r равна нулю, дает

$$u = w_0 r_0^2 \frac{r'(\cdot)}{r^3(\cdot)} \cdot r. \quad (14)$$

При этом скорости деформации ε_r и ε_θ имеют следующие значения:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\theta = w_0 r_0^2 \frac{r'(\cdot)}{r^3(\cdot)}. \quad (15)$$

Из (15) автоматически вытекает условие полной пластичности:

$$\varepsilon_r = \varepsilon_\theta.$$

Функцию $r = r(z)$ будем определять из условия, что внутри полосы отсутствуют касательные напряжения, т. е.

$$\tau_{r\theta} = \tau_{\theta z} = \tau_{rz} = 0. \quad (16)$$

Учитывая (12), (14) и (16), получим

$$r(z) \cdot r''(z) - 3r'^2(z) = 0. \quad (17)$$

Интегрирование уравнения (17) при условии $z = 0$, $r = r_0$ и $z = z_1$, $r = r_1$ дает

$$r(z) = \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{-\frac{1}{2}}. \quad (18)$$

Подставляя r и r' в уравнения (12) и (14), окончательно для w и u получаем

$$w = w_0 r_0^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right], \quad (19)$$

$$u = -\frac{w_0 r_0^2}{2z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right). \quad (20)$$

Можно определить траектории движения точек металла в очаге деформации. Из уравнения (19) и (20) в плоскости zOr получим

$$\frac{dr}{r} = -\frac{1}{2} \frac{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) \cdot dz}{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2}}. \quad (21)$$

Интегрируя последнее уравнение, получим

$$r = \frac{C_5}{\left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{1/2}}. \quad (22)$$

Так как контактная кривая является траекторией, то, сравнивая с (18), находим

$$C_5 = 1$$

Изменение радиуса вала R для точек контакта калибра и металла имеет следующий вид:

$$R = R_0 + \frac{z^2}{R(z, \theta)}, \quad (23)$$

где R_0 и $R(z, \theta)$ — известная функция из геометрии очага деформации

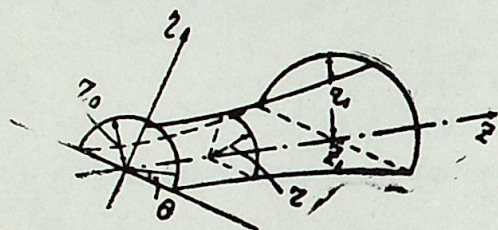


Рис. 3
Форма очага деформации.

На рис. 4 приведены графики кривых согласно по (18) и (23). При построении графика по (23) $\theta=0$, а другие параметры имеют следующие значения: $h_0=10$ см, $h_1=15$ см, $r_0=15$ см, $r_1=20$ см.

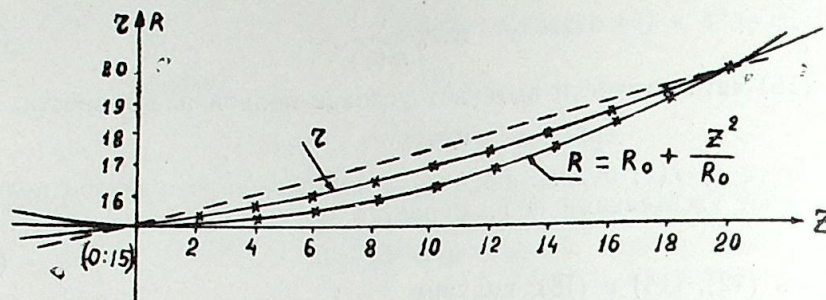


Рис. 4.

График контактных кривых для осесимметричной задачи.

Зная скорости деформации в очаге деформации, нетрудно определить напряженное состояние. Для этого необходимо использовать уравнения равновесия элемента области деформации. Задача приводится к интегрированию одного уравнения первого порядка. На контакте должно быть задано трение. Контактное давление определяется из условия пластичности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ильюшин А. А. Течение пластического вещества на поверхности. ПММ, т. XVIII, вып. 3, 1954.
2. Шевченко К. Н. Напряжение и течение металла в некоторых задачах объемной и профильной прокатки. Изв. АН СССР, ОТН*, 1960, № 2.
3. Соколовский В. В. Теория пластичности. Изд. АН СССР, 1946.

И. А. Мэммедов

Садэ калибрлэрдэ јайма просесиндэ металын пластик ахмасынын кинематикасы

ХҮЛАСЭ

Ишдэ јешик формалы вэ даирэви калибрдэ металын ахмасынын кинематикасына бахылыр. Ахма сүр'эти (1, 2), (1, 4), (1, 5), (2, 2) вэ (2, 4) формулларындан тэ'јин олунур. Деформасија сүр'эти исэ (2, 5) формулу илэ тэ'јин олунур. Илк дэфэ олараг контакт сэтһинин металын кәркинлик вэзијјэтинэ тэ'сири мäsәләсинин анализи верилир. Валын деформасија зонасында алдығы форма (1, 8) вэ (2, 8) формулу илэ тэ'јин олунур. 3 вэ 4-чү шәкилләр (1, 8) вэ (2, 8) формуллары әсасында гурулуб, валын деформасија олунмуш вэ деформасија олунмамыш һалына ујғун кәлир.

И. А. МАМЕДОВ

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ ПРИ ПРОКАТКЕ В КРУГЛОМ КАЛИБРЕ

В работе [2] определены кинематические параметры для прокатки в простейших калибрах. В данной работе определяется напряженное состояние при прокатке в круглом калибре. Зная скорости деформации в очаге, нетрудно определить напряженное состояние. Для этого используется уравнение равновесия элемента области деформации.

При определении напряженного состояния внутренними касательными напряжениями пренебрегают, принимается условие полной пластичности в следующем виде:

$$\sigma_r = \sigma_\theta.$$

Как видно из рис. 1, элемент очага деформации бесконечно мал в направлении оси z , в остальных направлениях — конечный. На элементарный объем действуют следующие силы: σ_z , P , τ , где τ есть контактная сила трения.

Обозначим через S поперечное сечение, а через S^* величину боковой поверхности элемента. Так как рассматриваемый элемент бесконечно мал в направлении z , то S^* можно рассматривать как боковую поверхность цилиндра с высотой dz .

Тогда

$$S^* = 2\pi r dz.$$

Для элемента условие равновесия имеет вид:

$$\sigma_z \cdot S + d(\sigma_z \cdot S) - \sigma_z \cdot S + P \sin \alpha S^* + \tau S^* = 0, \quad (1)$$

$$\text{где } \sin \alpha = \frac{dr}{dz}.$$

Так как $S = \pi r^2$, то из (2) получим

$$\pi r^2 \frac{d\sigma_z}{dz} + (\sigma_z + P) \cdot 2\pi r r' + 2\pi r \tau = 0. \quad (3)$$

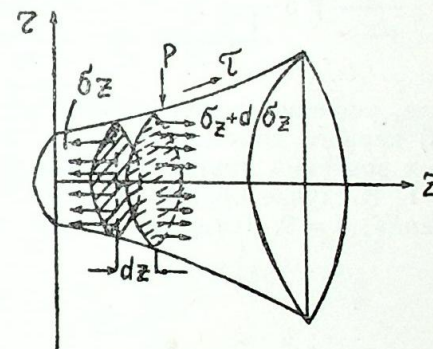


Рис. 1.

Форма изделия в очаге деформации при прокатке в круглом калибре.

Условие пластичности Мизеса, при учете полной пластичности после приведения к безразмерным величинам и замены $\sigma_r = -P$ возникает в следующее:

$$\sigma_z + P = \sqrt{3}. \quad (4)$$

Подставляя (4) в (3), получим следующее дифференциальное уравнение

$$\frac{d\sigma_z}{dz} + 2\sqrt{3} \frac{r'}{r} + 2\frac{\tau}{r} = 0. \quad (5)$$

Из [2] известно, что

$$r^2 = \frac{1}{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2}}. \quad (6)$$

Отсюда имеем

$$\frac{r'}{r} = -\frac{1}{2} \cdot \frac{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)}{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2}}. \quad (7)$$

При учете (6) и (7), уравнение (5) переходит в следующее:

$$\frac{d\sigma_z}{dz} - \sqrt{3} \frac{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)}{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2}} + 2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{1/2} \tau = 0, \quad (8)$$

т. е. решение задачи приводится к интегрированию одного уравнения (8) первого порядка. Будем интегрировать это уравнение для различных значений контактной силы трения.

1. В случае чистого волочения можно пренебречь контактной силой трения: $\tau = 0$. Тогда из (8) получим

$$\frac{d\sigma_z}{dz} = \sqrt{3} \frac{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)}{\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2}}$$

или, после интегрирования,

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] + C_1; \quad (9)$$

C_1 определяется из граничных условий для σ_z . Например, при $z = z_1$ (входном сечении) $\sigma_z = 0$, т. е. для определения C_1 имеем

$$\sqrt{3} \ln \frac{1}{r_1^2} + C_1 = 0$$

или

$$C_1 = -\sqrt{3} \ln \frac{1}{r_1^2}.$$

Следовательно,

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left\{ r_1^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\}. \quad (10)$$

В табл. 1 приведены результаты расчета по (10) и для контактного давления, которое определяется из условия пластичности.

Таблица 1

z	σ_z	P
0	0,9889	0,743
2	0,9200	0,813
4	0,8570	0,875
6	0,803	0,929
8	0,667	1,065
10	0,583	1,149
12	0,467	1,265
14	0,362	1,360
16	0,257	1,475
18	0,1492	1,583
20	0	1,732

2. Предположим, что трение по всему контакту постоянно, т. е. $\tau = -\tau_0$, где $\tau_0 > 0$. Тогда из уравнения (8), после его интегрирования, для σ_z получаем следующее значение:

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] + \frac{4z_1\tau_0}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{3/2} + C_2; \quad (11)$$

C_2 определяется из условия при $z = z_1, \sigma_z = 0$. Тогда

$$C_2 = -\sqrt{3} \ln \frac{1}{r_1^2} - \frac{4\tau_0 z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left(\frac{1}{r_1} \right)^3. \quad (12)$$

Подставляя C_2 в (11) получим

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left\{ C r_1^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\} + \frac{4\tau_0 z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left\{ \frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right\}^{3/2} - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3; \quad (13)$$

τ_0 определяется из условия при выходе ($z = 0$), $\sigma_z = 0$. Тогда для определения τ_0 имеем следующее уравнение:

$$\tau = -\frac{\sqrt{3} \ln \frac{r_1^2}{r_0^2}}{\frac{4z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\left(\frac{1}{r_0^2} \right)^3 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3 \right]}.$$

Окончательно для σ_z в этом случае получим

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left\{ r_1^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\} - \frac{\sqrt{3} \ln r_1^2 / r_0^2}{\left(\frac{1}{r_0} \right)^3 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3} \left\{ \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\}^{3/2} +$$

$$+\frac{1}{r_0^2}\left]^{\frac{1}{2}}-\left(\frac{1}{r_1}\right)^3\right\}. \quad (14)$$

Результаты подсчета по формуле (14) приведены в табл. 2.

Таблица 2

z	σ_z	P
0	0	1,7320
2	0,0413	1,6907
4	0,0574	1,6750
6	0,0883	1,6437
8	0,0946	1,6374
10	0,1162	1,6068
12	0,1099	1,6221
14	0,0883	1,6444
16	0,0793	1,6527
18	0,0447	1,6883
20	0	1,7320

3. Касательные силы трения являются функцией относительной скорости течения, т. е.

$$\tau = -\tau_0(w_0 - w) = -\tau_0 w_0 \left(1 - \frac{w}{w_0}\right). \quad (15)$$

Как известно из [2], скорость течения в направлении оси z имеет следующее значение:

$$w = w_0 r_0^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right].$$

Тогда из (15) для τ получаем

$$\tau = -\tau_0 w_0 \left\{ 1 - r_0^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\}, \quad (16)$$

Подставим (16) в уравнение (8) и найдем интеграл. Произвольную константу определим из условия, при котором вдоль входного сечения ($z = z_1$) $\sigma_z = 0$, окончательно получим

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left\{ r_1^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\} + \frac{4\tau_0 z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left\{ \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3 \right\} - \frac{4r_0^2 \tau_0 z_1}{5 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left\{ \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{\frac{5}{2}} - \left(\frac{1}{r_1} \right)^5 \right\}; \quad (17)$$

τ_0 определяется из условия, что в выходном сечении ($z = 0$) $\sigma_z = 0$. Тогда для определения τ_0 имеем следующее уравнение:

$$\tau_0 = - \frac{\sqrt{3} \ln r_1^2 / r_0^2}{\frac{4\tau_0 z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\left(\frac{1}{r_0} \right)^3 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3 \right] - \frac{4r_0^2 z_1}{5 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\left(\frac{1}{r_0} \right)^5 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^5 \right]} \quad (18)$$

Окончательно для σ_z в этом случае получим:

$$\sigma_z = \sqrt{3} \ln \left\{ r_1^2 \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right] \right\} - \frac{\sqrt{3} \ln r_1^2 / r_0^2}{\frac{4\tau_0 z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\left(\frac{1}{r_0} \right)^3 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3 \right] - \frac{4r_0^2 z_1}{5 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left[\left(\frac{1}{r_0} \right)^5 - \left(\frac{1}{r_1} \right)^5 \right]} \times$$

$$\times \left(\frac{4z_1}{3 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left\{ \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} - \left(\frac{1}{r_1} \right)^3 \right\} - \frac{4r_0^2 z}{5 \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right)} \left\{ \left[\frac{1}{z_1} \left(\frac{1}{r_1^2} - \frac{1}{r_0^2} \right) z + \frac{1}{r_0^2} \right]^{\frac{5}{2}} - \left(\frac{1}{r_1} \right)^5 \right\} \right). \quad (19)$$

Удельное давление на контакте определяется из условия пластичности (4).

4. Как известно, в теории прокатки многие авторы при решении задачи прокатки силу трения задают по Кулону, т. е.

$$\tau = \mu P, \quad (20)$$

где μ — известная постоянная положительная величина. В этом случае из уравнений (4), (5) и (20) для определения P получаем следующее дифференциальное уравнение:

$$\frac{dP}{dz} - 2\mu \frac{P}{r} = 2\sqrt{3} \frac{r'}{r}. \quad (21)$$

После интегрирования последнего получаем

$$P = [2\sqrt{3} \int \frac{r'}{r} e^{-2\mu \int \frac{dz}{r}} \cdot dz + C_1] e^{2\mu \int \frac{dz}{r}}; \quad (22)$$

C_1 определяется из условия для P на контакте.

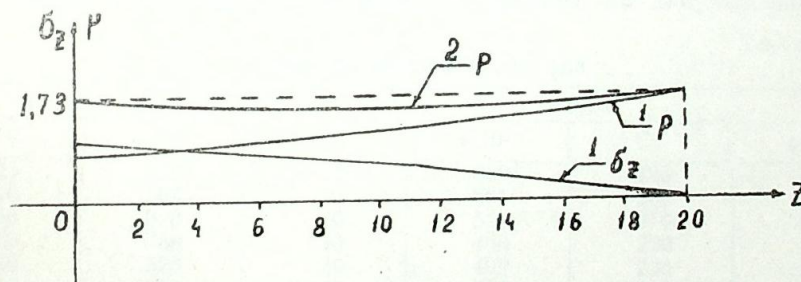


Рис. 2

На рис. 2 приведены графики, составленные соответственно табл. 1 и 2. Расчет проведен при следующих значениях входящих в решение параметров:

$$\begin{aligned} 0 &\leq z \leq 20, \\ r_1 &= 20 \text{ см}, \\ r_0 &= 15 \text{ см}. \end{aligned}$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Качанов Л. М. Основы теории пластичности. ГНТТЛ, 1956.
2. Мамедов И. А. Кинематика течения металла при прокатке в простейших калибрах. „Изв. АН Азерб. ССР“, 1961.
3. Соколовский В. В. Теория пластичности. Изд. АН СССР, 1946.
4. Шевченко К. Н. Напряжение в течении металла в некоторых задачах объемной и профильной прокатки. „Изв. АН СССР, ОТН“, 1960, № 2.

И. А. Мэммедов

Ен кәсији даирәви калибрдә јайма просесиндә кәркинлик вәзијјәтинин тәјјини

ХҮЛАСӘ

[2] ишдә ен кәсији даирәви калибрдә јайма просесиндә металын ах-масынын кинематикасы тәјјин олунур. Бу иш һәммин ишин давамы олуб, кәркинлик вәзијјәти тәјјин едилир. Бунун үчүн деформасија зонасында элементин мұвазинәт вәзијјәтини тәјјин едән (8) тәнлији јазылмышдыр, сонра сүртүнмә гүввәсинин (сәрһәддә) мұхтәлиф гијмәтләри үчүн σ_z -кәркинлији вә хүсуси тәзјиг тәјјин едилир. Дөрд һала бахылыр вә ујғун олараг (11), (14), (19) вә (22) формуллары чыхарылыр. (11) вә (14) формуллары әсасында параметрләрин мұәјјән гијмәтләриндә 2-чи шәкилдә көстәрилән графикләр гурулмушдур.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-ријазиијат вә техника елмләри сәријасы, 1961, № 6
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-математических и технических наук, 1961, № 6

Х. М. ХАЛИЛОВ

ВЯЗКОСТЬ АРОМАТИЧЕСКИХ УГЛЕВОДОРОДОВ И ГАЛОИДНЫХ ПРОИЗВОДНЫХ БЕНЗОЛА

Вязкость—одно из основных свойств, характеризующих молекулярную природу вещества. Исследования вязкости жидкостей и их насыщенных паров в широком интервале температур, а также установление связи вязкости со структурными особенностями вещества в жидком состоянии являются одной из серьезных проблем молекулярной физики. Подобные исследования необходимы для создания теории жидкого состояния вещества и разрешения ряда технических задач.

Широкое применение углеводородов и особый характер их структуры вызывают большой интерес к изучению их физических свойств, в частности, вязкости. Поэтому нами из ароматических углеводородов C_nH_{2n-6} исследована температурная зависимость вязкости бензола (C_6H_6), толуола (C_7H_8) и орто-, мета-, пара-ксилолов (C_8H_{10}), а также температурная зависимость вязкости галогидных производных бензола—хлорбензола (C_6H_5Cl), бромбензола (C_6H_5Br) и йодбензола (C_6H_5I).

Вязкость ароматических углеводородов

Как известно, бензол не обладает боковой цепью, толуол имеет одну, а каждый из ксилолов содержит по две боковые це-

Таблица 1

Вязкость бензола и толуола

Бензол		Толуол			
$t^{\circ}C$	$\eta \cdot 10^5$	$t^{\circ}C$	$\eta \cdot 10^5$	$t^{\circ}C$	$\eta \cdot 10^5$
20	6.9	10	650	190	134
40	507	20	581	200	126
60	399	30	529	210	117
70	358	40	460	220	108
80	323	50	402	230	102
90	291	60	371	240	93.6
100	263	70	342	250	86.8
110	238	80	315	260	80.3
120	217	90	285	270	73.6
130	198	100	263	280	69.1
140	180	110	243	290	63.9
150	164	120	225	300	57.5
160	152	130	208	310	52.7
170	141	140	192	320	57.8
180	131	150	181	—	—
190	123	160	166	—	—
200	117	170	155	—	—
210	110	180	144	—	—

пи, чередующиеся по-разному в той или иной разновидности ксилола.

Такое различие в структуре ароматических углеводородов должно сказаться на их вязкости.

Данные о вязкости этих соединений, полученные посредством капиллярного метода [2], представлены в табл. 1, 2 и на рис. 1, где приведены также результаты о вязкости ароматических углеводородов, полученные другими исследователями [1, 4]. Из сопоставления этих

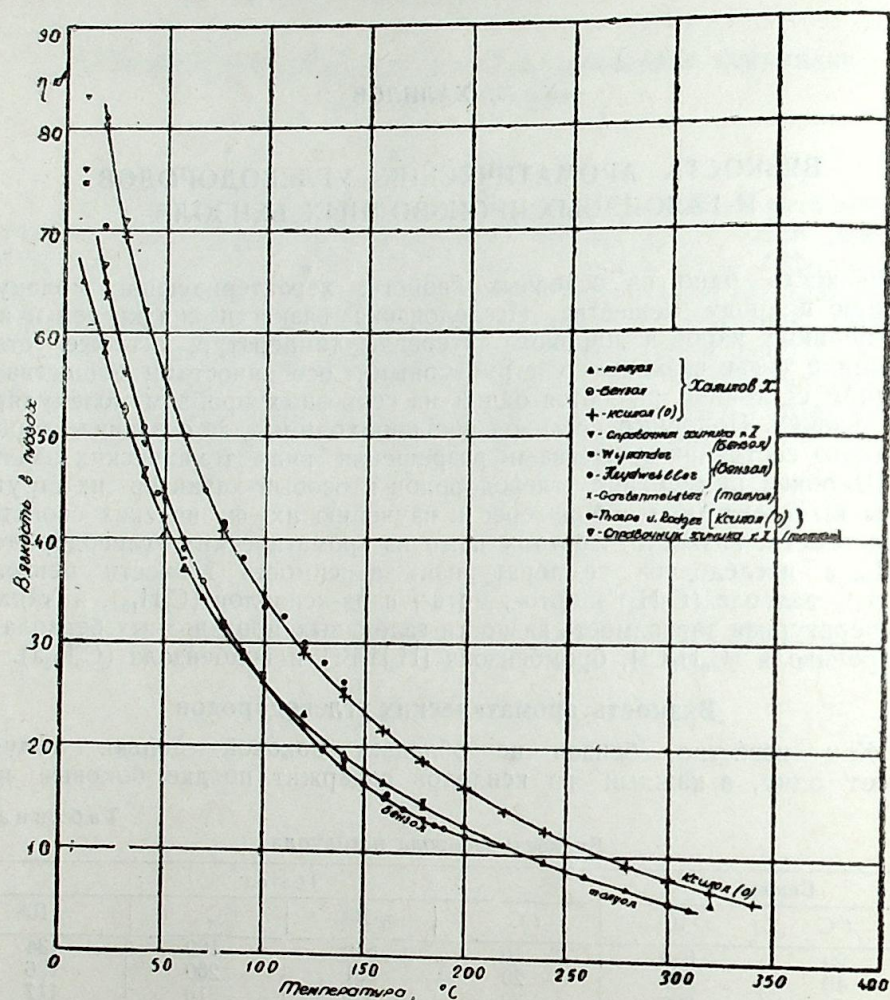


Рис. 1

Температурная зависимость вязкости бензола, толуола и ортоксилола.

данных видно, что при комнатной температуре результаты, полученные различными авторами, находятся в хорошем согласии. Однако по мере повышения температуры (до 140°C) нарастает расхождение между значениями коэффициентов вязкости толуола и ксилола (о), полученных нами и другими исследователями. Преувеличенность значений данных других исследователей объясняется тем, что они работали с открытыми вискозиметрами и не учитывали поправку на кинетическую энергию частиц, движущихся по капилляру.

Кривая температурной зависимости вязкости бензола (рис. 1) дважды пересекает аналогично построенную кривую для толуола. Такое явление весьма редко встречается среди гомологов того или иного ряда. По-видимому, бензол состоит из двух видов модификаций молекул могущих по мере нагревания легко преобразовываться из одной в другую.

На рис. 2 показана температурная зависимость вязкости всех трех разновидностей ксилола.

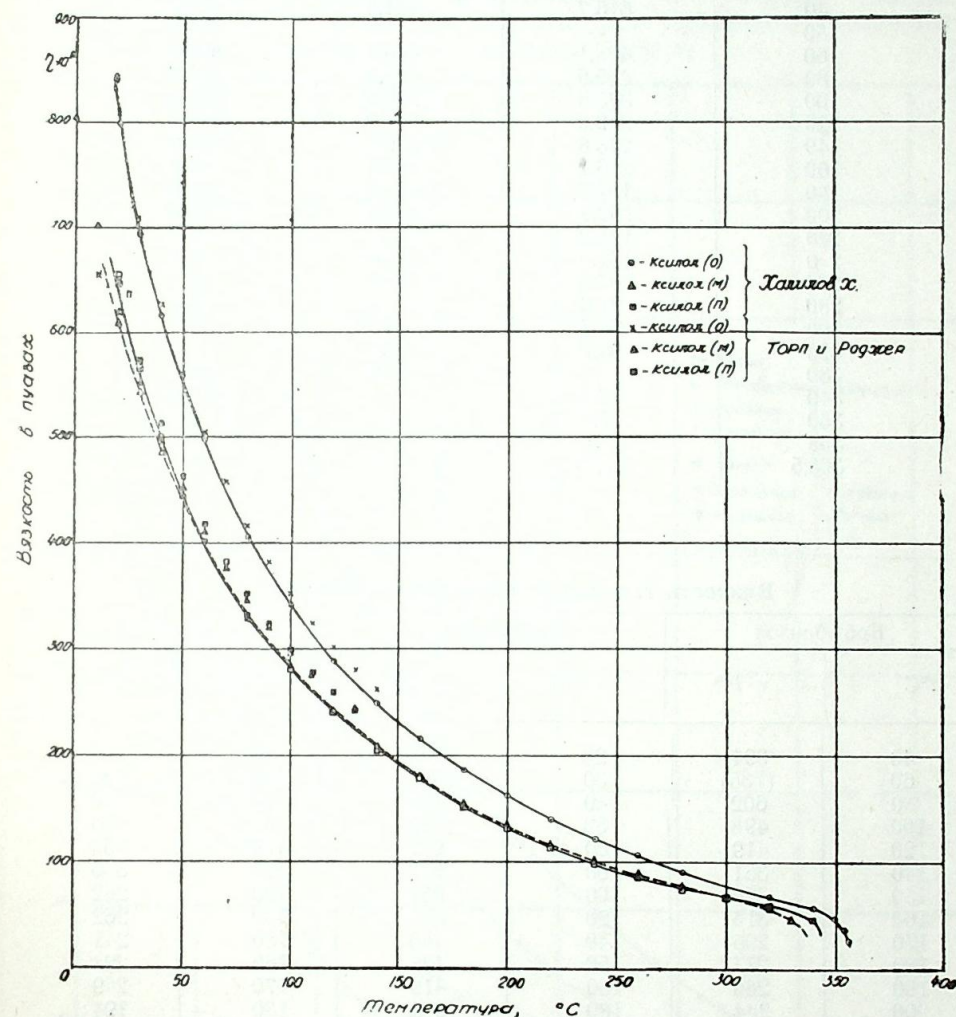


Рис. 2

Температурная зависимость вязкости орто-, мета- и пара-ксилолов.

Отсутствие существенной разницы между значениями коэффициентов вязкости мета- и пара-ксилолов дает основание полагать, что значения межмолекулярных сил притяжения в обоих случаях близки между собой. Вязкость же орто-ксилола значительно больше вязкости двух других ксилолов.

Результаты по вязкости ксилолов, молекулярные веса которых одинаковы, позволяют делать вывод, что во многих случаях вязкость

Таблица 2

Вязкость орто-, мета-, пара-ксилолов

$t^{\circ}\text{C}$	Орто-ксилол $\eta \cdot 10^5$	Мета-ксилол $\eta \cdot 10^5$	Пара-ксилол $\eta \cdot 10^5$
20	799,4	609,0	653,4
30	693,4	541,7	565,3
40	616,7	484,8	499,9
50	—	—	444,3
60	498,1	400,1	400,9
80	405,6	328,0	331,9
100	343,0	285,0	281,0
120	289,0	241,9	242,1
140	248,8	209,4	206,6
160	216,1	182,1	178,6
180	187,2	157,1	153,3
200	162,7	136,6	133,8
220	141,2	117,4	116,0
240	122,9	103,4	101,0
260	107,2	89,8	86,7
280	91,6	78,5	74,5
300	78,7	68,3	68,1
320	68,7	57,7	59,8
330	—	46,9	61,7
340	58,4	—	47,3
350	47,7	—	—
355	(37,4)	—	—
365,5	(27,0)	—	—

Таблица 3

Вязкость галогидных производных бензола

Бромбензол		Йодбензол		Хлорбензол	
$t^{\circ}\text{C}$	$\eta \cdot 10^5$	$t^{\circ}\text{C}$	$\eta \cdot 10^5$	$t^{\circ}\text{C}$	$\eta \cdot 10^5$
40	894	20	1655	20	797
60	(735)	30	1408	40	625
80	602	40	1188	60	510
100	498	50	1087	80	426
120	419	60	977	100	359
140	361	80	777	120	30,6
150	336	100	657	130	282
160	315	120	557	140	262
170	295	140	480	150	241
180	277	150	448	160	224
190	260	160	419	170	209
200	244	180	369	180	194
210	230	190	347	190	180
220	216	200	323	200	168
230	205	220	289	210	157
240	192	240	255	230	137
250	181	260	226	240	128
260	170	280	204	250	120
270	160	290	192	260	112
—	—	300	180	270	105
—	—	310	171	280	99,5
—	—	320	162	290	93,4
—	—	330	154	300	86,4
—	—	340	146	310	80,0
—	—	360	130	320	71,3
—	—	370	118	330	62,7

жидкостей почти не зависит от непосредственного значения молекулярного веса, ибо влияние этой величины вуалируется доминирующей ролью структурных факторов.

Вязкость галогидных производных бензола

Нами была также исследована температурная зависимость вязкости хлорбензола, бромбензола и йодбензола. Полученные данные представлены в табл. 3 и на рис. 3, где для сравнения показаны также результаты, относящиеся к вязкости бензола.

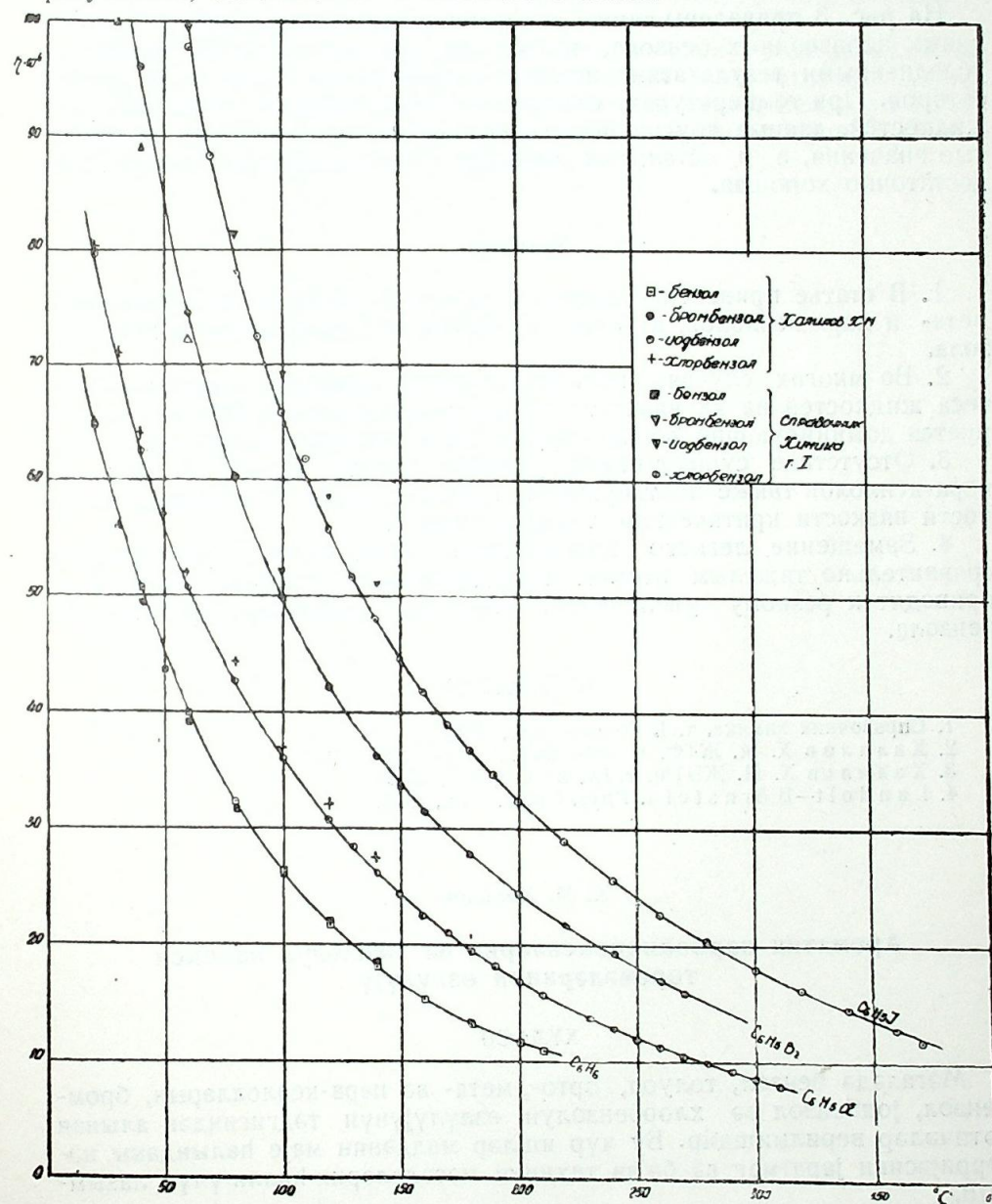


Рис. 3

Вязкость бензола и его галогидных производных.

Из этих данных видно, что замещение легкого водородного атома в молекуле бензола сравнительно тяжелым атомом неорганических веществ (Cl, Br, J и т. д.) приводит к резкому увеличению межмолекулярных сил взаимопритяжения, а следовательно, и к значительному нарастанию вязкости.

Резкое увеличение вязкости галоидных производных бензола отчасти объясняется и их поляризуемостью.

Вследствие большой термической неустойчивости рассматриваемых здесь объектов исследования их в критической области не могли быть проведены.

На рис. 3 приведены также значения коэффициентов вязкости галоидных производных бензола, взятые из работы [1]. Они являются усредненными результатами исследований Торпа и Роджера и других авторов. При температурах, близких к точкам кипения исследованных жидкостей, данные других исследователей имеют несколько завышенные значения, а в остальных случаях согласованность между ними достаточно хорошая.

Выводы

1. В статье приведены данные о вязкости бензола, толуола, орто-мета- и пара-ксилолов, а также бромбензола, йодбензола и хлорбензола.

2. Во многих случаях непосредственное влияние молекулярного веса жидкостей на их вязкость весьма незначительно, ибо оно увалируется доминирующей ролью структурных факторов вещества.

3. Отсутствие существенной разницы между вязкостью мета- и пара-ксилолов также подтверждает прежний вывод о пропорциональности вязкости критическим температурам [3].

4. Замещение легкого водородного атома в молекуле бензола сравнительно тяжелым атомом неорганических веществ (галогенов) приводит к резкому увеличению вязкости галоидных производных бензола.

ЛИТЕРАТУРА

1. Справочник химика, т. I. Госхимиздат, 1951.
2. Халилов Х. М. ЖТФ, т. VIII, вып. 13—14, 1250, 1938.
3. Халилов Х. М. ЖЭТФ, т. IX, вып. 3, 335, 1939.
4. Landolt—Börnstein. Phys. Chem. Tab., 1923.

Х. М. Халилов

Ароматик карбогидрогенлэрин вэ бензолун халокен төрэмэлэринин өзлүлүжү

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә бензол, толуол, орто-, мета- вэ пара-ксилолларын, бромбензол, йодбензол вэ хлорбензолун өзлүлүжүнүн тәдгигиндән алынған нәтичәләр верилмишдир. Бу чүр ишләр маддәнин маје һалындакы нәзәрријәсини јаратмаг вэ бәзи техники мәсәләләрин һәлли үчүн лазымдыр.

Температур артдыгча (140°C-ә гәдәр) бизим вэ башга мүәллифләр тәрәфиндән алынмыш өзлүлүк әмсаллары арасындакы фәрг артыр. Бу

онунла изаһ олунур ки, башга тәдгигатчылар ачыг вискозиметрлә ишләмишләр вэ капилјар боруа һәрәкәт едән һиссәләрин кинетик енерјисинә ујғун дүзәлиши нәзәрә алмамышлар. Мета- вэ ортоксилолун өзлүлүк әмсаллары арасындакы фәргин аз олмасына әсасән, демәк олар ки, һәр икисиндә молекуллар арасындакы чазибә гүввәси ејнидәр.

Бир чох һалларда маддәнин молекулјар чәкиси мајеләрин өзлүлүжүнә олдугча аз тәсир едир. Бу, маддәнин гурулуш факторлары тәрәфиндән өртүлүр. Пара- вэ ортоксилолун өзлүлүк әмсаллары арасындакы фәргин аз олмасы өзлүлүжүн критик температуру илә мүтәнасиб олмасыны [3] бир даһа тәсдиг едир.

Алынған нәтичәләрдән көрүнүр ки, бензол молекулунда јүнкүл гидроген атомуну ағыр халокен атомлары илә әвәз етдикдә бензолун халокенли төрәмәләринин өзлүлүк әмсалы артыр. Бензолун халокенли төрәмәләринин өзлүлүк әмсалынын кәскин олараг артмасы гисмән полјаризасија илә дә изаһ олунур.

В. Б. АНТОНОВ, Р. Х. НАНИ

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Определение температурной зависимости коэффициента электропроводности имеет большое значение в исследованиях полупроводников. Методика этих измерений достаточно хорошо разработана и дает возможность получать весьма точные данные. Однако эти измерения, проводимые обычно по компенсационной схеме связаны с необходимостью стабилизации температуры в момент измерения и поэтому занимают много времени. В практике же исследовательской работы часто бывает необходимо, не заботясь о большой точности численных значений, быстро снимать ход кривой температурной зависимости электропроводности в широком интервале температур. В этом случае вышеупомянутая методика становится малоприменимой.

Нами разработана и осуществлена установка для экспрессного определения температурной зависимости электропроводности полупроводников в широком интервале температур, основанная на записи результатов измерения при помощи регистрирующих приборов. Непрерывная запись результатов измерения избавляет от необходимости стабилизации температуры и очень ускоряет процесс измерения.

Как известно, при зондовом методе измерения (рис. 1) коэффициент электропроводности σ при данной температуре определяется по формуле:

$$\sigma = \frac{I \cdot l}{V \cdot S},$$

где I —сила тока, протекающего через образец;
 V —падение напряжения на зондах;

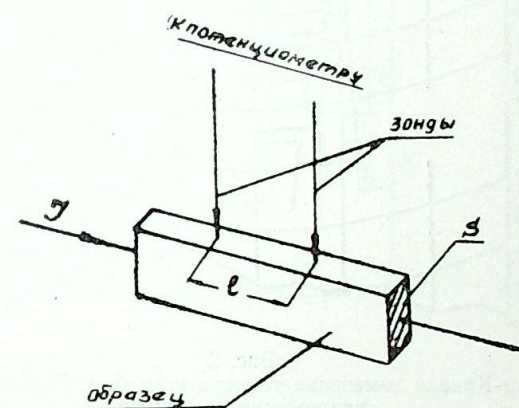


Рис. 1

В. Б. АНТОНОВ, Р. Х. НАНИ

УСТАНОВКА ДЛЯ ЭКСПРЕССНОГО ОПРЕДЕЛЕНИЯ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Определение температурной зависимости коэффициента электропроводности имеет большое значение в исследованиях полупроводников. Методика этих измерений достаточно хорошо разработана и дает возможность получать весьма точные данные. Однако эти измерения, проводимые обычно по компенсационной схеме связаны с необходимостью стабилизации температуры в момент измерения и поэтому занимают много времени. В практике же исследовательской работы часто бывает необходимо, не заботясь о большой точности численных значений, быстро снимать ход кривой температурной зависимости электропроводности в широком интервале температур. В этом случае вышеупомянутая методика становится малоприменимой.

Нами разработана и осуществлена установка для экспрессного определения температурной зависимости электропроводности полупроводников в широком интервале температур, основанная на записи результатов измерения при помощи регистрирующих приборов. Непрерывная запись результатов измерения избавляет от необходимости стабилизации температуры и очень ускоряет процесс измерения.

Как известно, при зондовом методе измерения (рис. 1) коэффициент электропроводности σ при данной температуре определяется по формуле:

$$\sigma = \frac{I \cdot l}{V \cdot S},$$

где I —сила тока, протекающего через образец;
 V —падение напряжения на зондах;

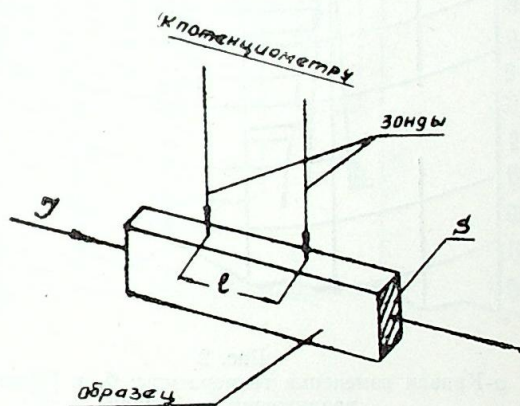


Рис. 1

l — расстояние между зондами;
 S — площадь поперечного сечения образца.
 Падение напряжения на зондах для исключения влияния паразитных токов обычно измеряется при двух направлениях тока, протекающего через образец, и берется среднее значение.

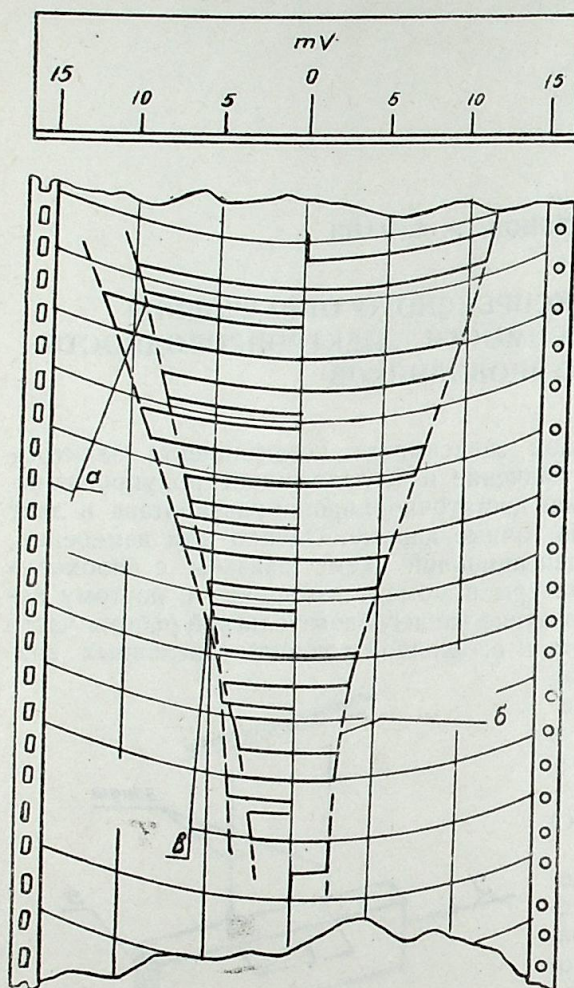


Рис. 2

а — Кривая изменения температуры; б, в. Падение напряжения на зондах.

измерений V_1 , V_2 , t (рис. 2). Для измерения и контроля постоянного тока в цепи образца синхронно с записью вышеуказанных величин осуществляется запись величины тока на регистрирующем миллиамперметре.

Командное устройство представляет собой переключатель, вращающийся от электродвигателя СД-2 со скоростью 2 об/мин, осуществляющий последовательное включение цепей термопары, зондов, а также изменение направления тока через образец.

В качестве регистрирующих устройств можно также применять электронные потенциометры типа ЭПП-09 (для низкоомных образцов) и двухкоординатные самописцы. На последних в принципе возможно

Таким образом, для автоматизации измерительного процесса необходимо обеспечить синхронную запись четырех величин: температуры, силы тока, падения напряжения на зондах при двух направлениях тока.

В нашей установке это осуществляется следующим образом. Падение напряжения на зондах при двух направлениях тока и показания термопары поочередно при помощи автоматического командного устройства подаются на вход регистрирующего милливольта микроамперметра, работающего по фотокомпенсационной схеме и имеющего шкалу с нулем посередине. В результате на ленте прибора фиксируются отметки, соединив которые между собой, можно получить кривые изменения падения напряжения на зондах при двух направлениях тока (справа и слева от нуля) и кривую изменения температуры. В одну минуту происходит два полных цикла

осуществить непосредственную запись функции $\sigma(T)$ в прямоугольной системе координат.

Образец, укрепленный в держателе, помещали в кварцевый сосуд цилиндрической формы и откачивали до вакуума порядка 10^{-3} мм рт. ст. В зависимости от интервала температур сосуд помещали либо в дьюар с жидким азотом, либо в печь сопротивления. Схема установки приведена на рис. 3.

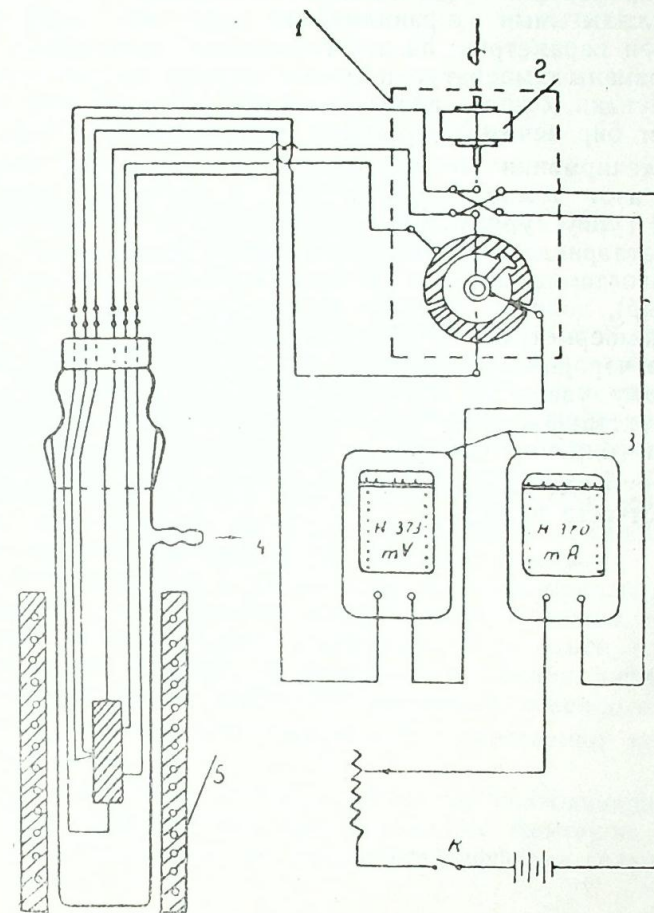


Рис. 3

1. Блок командного устройства. 2. Электромотор СД-2.
 3. Самописцы. 4. Вакуум. 5. Нагреватель.

Измерения, проведенные этим методом, дали хорошее совпадение с измерениями, проведенными по обычной потенциометрической схеме. Точность метода определяется точностью регистрирующих приборов (класс 1,5) и возможных ошибок при расшифровке записи.

Метод позволяет в течение 1,5—2 ч провести измерения в интервале температур от жидкого азота до 600—700°C.

В. Б. Антонов, Р. Н. Нани

Електриккечирмәнин температурдан асылылыгынын гыса мүддәтдә өлчүлмәси үчүн гурғу

ХҮЛАСӘ

Жарымкечиричиләрин тәдгигатында електриккечирмәнин температурдан асылылыгынын өйрәнилмәсинә узун вахт сәрф олунур ки, бу да өлчүлән параметрин һәгиги гиймәтинин дәгиглијинә хәләл кәтирир; өлчү заманы температурун гиймәти дәјишир вә ону тутмаг чох чәтин олур. Бундан башга, алчаг температурда өлчү чох мәндуудур. Өлчүнү анчаг бир нечә температурда апармаг мүмкүн олур.

Електриккечирмәнин температурдан асылылыгыны бөјүк интервалда (маје азот температурунда 700°C -ә гәдәр) вә гыса мүддәтдә өлчмәк үчүн гурғу гурулмушдур. Гурғуда е. н. г.-ни чәрәянын мүхтәлиф истигамәтләриндә вә нүмунәнин температуруну јазмаг үчүн Н-373 нөвлү милливолтамперметрден (фотокомпенсасија принципи илә гурулмуш чиһаздыр), дөврәдә чәрәјан шиддәтини јазмаг үчүн исә Н-370 нөвлү миллиамперметрден истифадә едилмишдир.

Нүмунәдә чәрәјанын истигамәти өлчү заманы СД-2 нөвлү електрик мүһәррики оху үзәриндә гојулмуш пәјләјычы васитәси илә дәјишир. Чәрәјанын мүхтәлиф истигамәтләриндә е. н. г.-нин вә температурун өлчүлмәси үчүн (бир нөгтәдә) јарым дәгигә вахт сәрф едилир.

Һазыркы гурғуда апарылан өлчүләр ади пәтенсиометрдә апарылан өлчүләрлә үст-үстә дүшүр.

АЗӘРБАЈҶАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ
Физика-ријазийјат вә техника елмләри серијасы, 1961, № 6

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР
Серия физико-математических и технических наук, 1961, № 6

Ш. МОВЛАНОВ и А. А. КУЛИЕВ

ИЗУЧЕНИЕ ДИФФУЗИИ СЕЛЕНА И РТУТИ В ЖИДКОМ ТЕЛЛУРЕ

Исследование процесса диффузии в жидких элементах имеет большое значение при очистке веществ методами кристаллизации, в частности зонной перекристаллизацией [1]. Кроме того, изучение диффузии примесей в жидких элементах позволяет связать диффузионные данные с другими процессами переноса в жидком состоянии. Однако, несмотря на важность исследований диффузии примесей в жидком состоянии, к настоящему времени число таких работ незначительно. Это связано с тем, что изучение диффузии примесей в жидкостях сопряжено с рядом трудностей. Основные экспериментальные трудности заключаются в следующем: в устранении конвекционного перемешивания, тщательном учете времени диффузионного отжига, устранении температурного градиента вдоль исследуемого жидкого элемента во время диффузионного отжига, устранении нарушения диффузионного распределения примесей во время охлаждения отожженного расплава.

Неучет одного из этих факторов может существенно исказить полученные результаты.

В настоящей работе применялась методика, позволяющая в достаточной мере устранить влияние вышеуказанных факторов. Ниже даются результаты определения коэффициента диффузии селена и ртути в жидком теллуре.

Методика приготовления образцов

Изучение диффузии селена и ртути в жидком теллуре производилось так называемым „капиллярным методом“ [9]. Сущность этого метода заключается в следующем.

Капилляр заполняется исследуемым веществом и в зависимости от отношения удельных весов диффундирующего вещества к исследуемому последний закладывается либо в верхнюю, либо в нижнюю часть вертикально расположенного капилляра.

Затем производится диффузионный отжиг при постоянной температуре с последующим резким охлаждением капилляра. Глубина проникновения диффундирующих атомов определяется исследованием их распределения вдоль тонкого стержня основного вещества. Ниже даются описание установки, в которой производилось заполнение капилляров теллуrom, методика проведения опытов, количественный рас-

чет времени диффузионного отжига и определение коэффициентов диффузии селена и ртути в жидком теллуре.

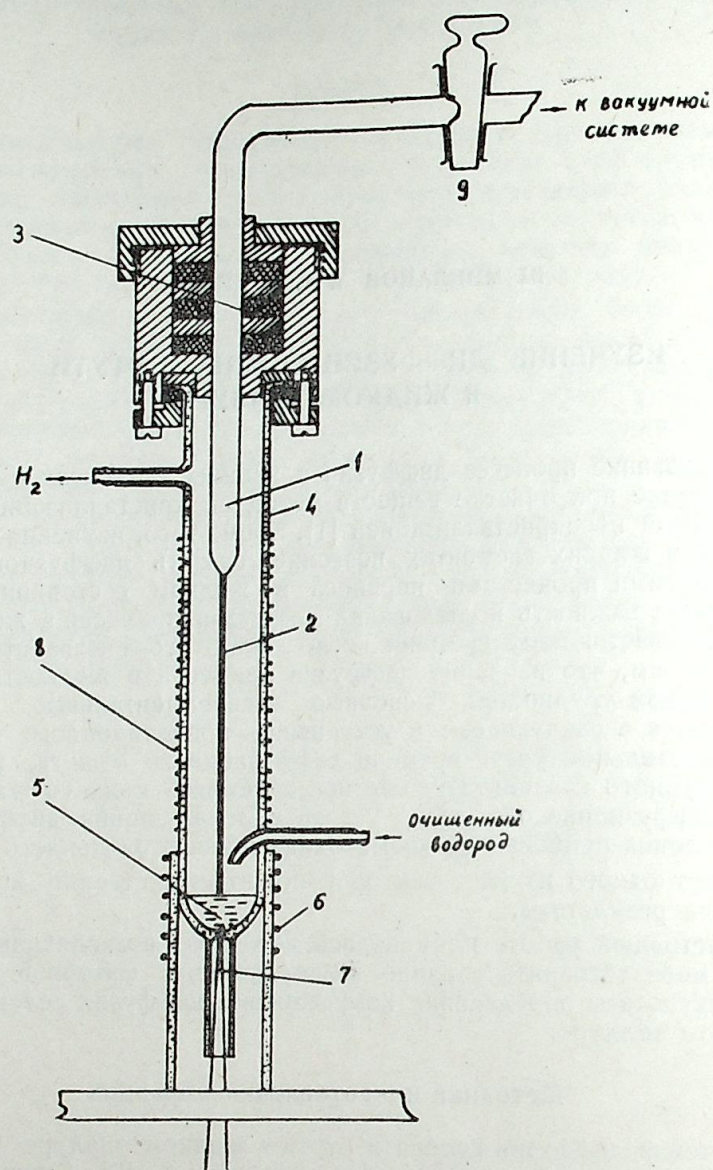


Рис. 1.
Установка для изготовления образцов.

Установка для изготовления образцов представлена на рис. 1. Она состоит из кварцевой трубы 1, на конец которой припаян кварцевый капилляр 2. Труба 1 посредством вакуумного уплотнения 3 герметически соединяется с ампулой 4, на дне которой находится теллур 5. Ампула устанавливается в печь 6, температура которой измеряется хромель-алюмелевой термопарой 7. Вследствие большой летучести расплавленного теллура внутренняя поверхность ампулы 4 покрывается теллуром, что не дает возможности визуально наблюдать

за процессом заполнения капилляра. Во избежание этого на ампулу наматывается добавочная печь 8.

Труба 1 присоединяется к вакуумной системе через порционный кран 9; при помощи этого крана создается требуемое разрежение внутри 1 для того, чтобы расплавленный теллур мог под давлением водорода подняться по капилляру и заполнить его.

Перед расплавлением теллура ампула промывается водородом. После расплавления его конец капилляра опускается в расплав. Уровень теллура в капилляре регулируется краном 9.

Как только капилляр заполняется до желаемого уровня, печь 8 выключается, и после затвердевания теллура в капилляре последний поднимается от поверхности расплава. Заполненные таким образом капилляры разламывались на куски длиной 3—4 см. Диаметр всех примененных капилляров не превышал 0,07—0,08 см.

Исходный теллур имел концентрацию электроактивных примесей не более 10^{16} см⁻³.

Методика проведения опытов

На одном конце каждого капилляра анодным растворением теллура (в H₂O+15% H₂SO₄+15% этилового спирта) создавалось место для закладывания диффундирующего элемента (ввиду того, что данные по анодному растворению теллура в литературе отсутствуют, нами был выбран режим растворения: плотность тока $6 \cdot 10^{-3}$ — $1,5 \cdot 10^{-2}$ а/см², катод—танталовая пластинка, температура 20°C). Так как удельный вес селена меньше, чем у теллура, поэтому для предотвращения влияния различия удельных весов на результаты эксперимента селен закладывался в верхнюю часть капилляра, и отжиг производился в в таком положении. Ртуть помещалась в нижней части капилляра, так как ее удельный вес больше, чем у теллура.

Для точного определения глубины проникновения селена или ртути в жидком теллуре использовались их радиоактивные изотопы, поскольку точность других методов определения содержания примесей в теллуре недостаточно высока.

Вследствие трудности обращения с микроколичествами радиоактивной ртути-203, предварительно приготавлилась лигатура путем сплавления радиоактивной ртути с чистым теллуром. Из этой лигатуры определенное количество приводилось в контакт с теллуром внутри капилляра.

Удельная активность радиоактивной ртути (или селена), находящейся в контакте с теллуром в капилляре, обычно составляла 6000—7000 имп/мин·мг. Так как давление пара жидкого теллура и диффундирующих элементов высокое, капилляры с двух сторон замазывали Al₂O₃+50% жидкого стекла и высушивали при 100°C и непрерывной откачке. Высушенные капилляры помещались в ампулу, которая после откачки отпаивалась и помещалась в печь в вертикальном положении для диффузионного отжига. Температура печи регулировалась электронным терморегулятором с точностью $\pm 2^\circ\text{C}$. После диффузионного отжига, для подавления нарушения диффузионного распределения при кристаллизации во время охлаждения, ампула с капиллярами охлаждалась под струей проточной воды. Известно, что при такой процедуре перераспределение примеси в жидком веществе устраняется. После охлаждения капилляра находящийся в нем теллур разрезается на части длиной 0,3+0,5 мм, и у этих кусков определяется удельная активность селена (или ртути) на установке Б.

Таким образом изучается распределение диффундирующего элемента вдоль образца. На рис. 2 представлен диффузионный профиль проникновения селена-75 в жидкий теллур при температуре 454°C и времени диффузионного отжига 17 мин.

Решение диффузионного уравнения для случая непостоянного источника диффузии имеет вид:

$$C(x) = \frac{C_0}{2\sqrt{\pi L t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Lt}\right), \quad (1)$$

где x — расстояние от первоначального радиоактивного слоя в глубь образца,

t — время диффузионного отжига,

C_0 — начальное количество диффундирующего атома на поверхности образца,

$C(x)$ — концентрация диффундирующего атома на расстоянии от поверхности после диффузионного отжига,

D — коэффициент диффузии.

Построив зависимость $\lg C$ от x^2 (на основе экспериментальных данных), из наклона прямой определяется коэффициент диффузии как

$$D = -\frac{0,1086}{t \cdot \text{tg} \alpha}. \quad (2)$$

Из-за высоких скоростей диффузии примесей в жидкостях время диффузионного отжига берется коротким. При этом оказывается, что время, необходимое для подогрева образца до нужной температуры, сравнимо со временем диффузионного отжига в жидком состоянии. Возникает необходимость точного учета времени подогрева, что было сделано по методике [4].

Общее время диффузионного отжига t_i' может быть разделено: на

время t_n , необходимое для достижения установленной температуры отжига в капилляре; и на время t_1 , в течение которого происходит диффузия в жидкий теллур. Если два образца подвергнуть различному общему времени отжига t_1' и t_2' при одной и той же температуре, то t_1 и t_2 , соответственно, будут равны

$$\begin{aligned} t_1 &= t_1' - t_n, \\ t_2 &= t_2' - t_n, \end{aligned} \quad (3)$$

$t_n = t_{n_2}$, так как капилляры имеют одинаковые размеры и, следовательно, для достижения установленной температуры потребуется одинаковое время. Ввиду того, что температура отжига в обоих случаях одна и та же, коэффициенты диффузии должны быть одинаковыми, т. е. $D_1 = D_2$, отсюда

$$t_1 \cdot \text{tg} \alpha_1 = t_2 \cdot \text{tg} \alpha_2, \quad (4)$$

где $\text{tg} \alpha_1$ и $\text{tg} \alpha_2$ — наклоны прямых зависимости $\lg J = f(x^2)$ для двух образцов, подвергающихся отжигу при одинаковой температуре в течение различного времени. Из (3) и (4) определяется t_n :

$$t_n = \frac{t_1' \text{tg} \alpha_1 - t_2' \text{tg} \alpha_2}{\text{tg} \alpha_1 - \text{tg} \alpha_2}. \quad (5)$$

Подставляя в (5) экспериментальные значения t_1' , t_2' , $\text{tg} \alpha_1$ и $\text{tg} \alpha_2$, вычисляем t_n . Зная t_n , определяем истинное время диффузионного отжига t_1 и t_2 . При каждой температуре отжига определялись t_n , t_1 и t_2 .

Опыты проводились в температурном интервале от 454 до 542°C. Зависимость коэффициента диффузии селена (1) и ртути (2) в жидком теллуре от температуры представлены на рис. 3. Как видно из рисунка, температурная зависимость коэффициента диффузии в жидкости носит такой же характер как в твердых телах:

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{RT}\right) \quad (6)$$

Из наклона прямых зависимости $\lg D$ от $\frac{1}{T}$ определены энергии активации и предэкспоненциальные множители диффундирующих элементов. Таким образом, коэффициенты диффузии селена и ртути в жидком теллуре в вышеуказанном температурном интервале выражаются следующими уравнениями:

$$D_{\text{Se} \rightarrow \text{Te}} = 3,6 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{5700}{RT}\right) \text{ см}^2/\text{сек},$$

$$D_{\text{Hg} \rightarrow \text{Te}} = 2,7 \cdot 10^{-3} \exp\left(-\frac{5200}{RT}\right) \text{ см}^2/\text{сек}.$$

Как видно из рис. 3, при одной и той же температуре коэффициент диффузии селена в жидком теллуре больше, чем для ртути ($D_{\text{Se}}/D_{\text{Hg}} = 1,14$).

По-видимому, это связано с тем, что атомный радиус ртути больше, чем у селена.

Низкие значения теплоты активации селена и ртути в жидком теллуре согласуются с теорией Я. И. Френкеля [3], по которой диффузия примесей в жидкостях характеризуется низкими значениями энергий активации.

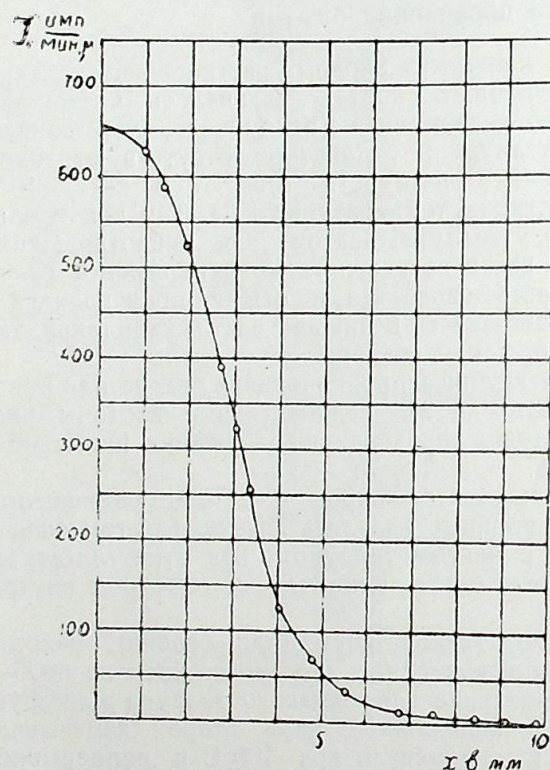


Рис. 2
Профиль проникновения селена-75 в жидкий теллур при температуре 454°C и времени диффузионного отжига 17 мин.

Литературные данные по диффузии примесей в расплавленных металлах [2,5—8] и сплавах [10—12], а также наши данные по диффузии селена и ртути в жидком теллуре показывают, что коэффициенты диффузии изменяются в интервале 10^{-6} — 10^{-4} см²/сек, находятся в хорошем согласии с теорией диффузии в жидкостях Я. И. Френкеля.

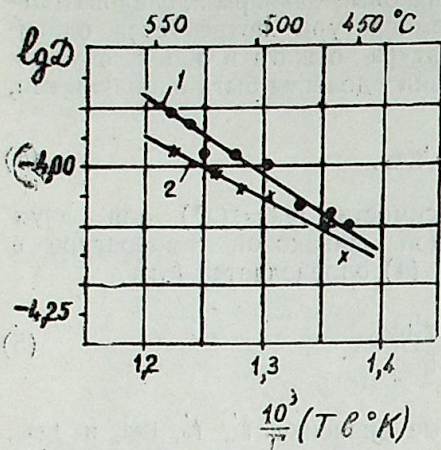


Рис. 3

Температурная зависимость коэффициента диффузии селена (1) и ртути (2) в жидком теллуре.

меньше чем у селена, что, по-видимому, связано с атомными размерами диффундирующих элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Пфани Дж. Зонная плавка. М., 1960.
2. Старк Б. В., Челищев Е. В. и Казачков Е. А. „Изв. АН СССР, ОТН“, 1951, № 11.
3. Френкель Я. И. Введение в теорию металлов. М., 1958.
4. Eckert R. E., Drickamer H. G. J. Chem. Phys., 20, 13, 1952.
5. Eckert R. E., Drickamer H. G. J. Chem. Phys., 20 532, 1952.
6. Haissinsky M., Cottin M. J. Phys. Rad., 11, 611, 1950.
7. Hoffman R. E. Phys. Rev., 86, 585, 1952.
8. Lange W., Pippel W. und Bendel F. Z. Phys. Chem., 212, 3/4, 1959.
9. Morgan D. W. and Kitchener T. H. Trans. Far. Soc., № 373, 50, 1, 65., 1954.
10. Paoletti D. A., Vicentini M. Nuovo Cimento. 14, 4, 1959.
11. Paoletti D. A., Vicentini M. J. appl. phys., 31, 1, 1961.
12. Vicentini M., Paoletti D. A. Nuovo Cimento. 14, 6, 1959.

Ш. Мовланов, Э. А. Гулијев

Селен вэ чивэнин маје теллурда диффузијасынын тэдгиги

ХУЛАСЭ

Эдэбијатда метал вэ хэлитэлэрин эримэ вэ даһа јүксэк температурларда диффузија просесинэ һэср едилмиш ишлэрин сајы олдуғча аздыр. Һалбуки, бу мәсэлэлэрин маддэлэрин кристаллашма јолу илә тәмизләнмәсиндә, метал вэ хэлитэлэрин маје һалындакы хассэлэринин бир-бири илә әлағәләндирилмәсиндә бөјүк әһәмијјәти вардыр.

Селен вэ чивэнин маје теллурда диффузија әмсалы онларын радиоактив изотопларынын тәтбиги илә „Капилјар“ үсулла тәјин едилмишдир.

Мәғаләдә селен вэ чивэнин маје теллурда диффузија әмсалынын температурдан асылылығы верилір. Алынан нәтичэләрдән активләшмә истилији һесапланмышдыр. Активләшмә истилијинин кичик гијмәт алмасы ($\sim 5000 \frac{\text{кал}}{\text{г. ат}}$) нәтичэлэрин Ј. Френкелин мајеләрдә диффузија просесинин нәзәријјәси илә ујғун кәлдијини кәстәрмишдир.

Нәтичэләр ејни температурда чивэнин маје теллурда диффузија әмсалынын селенинкинә нисбәтән кичик олдуғуну кәстәрир ки, бу да онларын атом өлчүлэринин фәргләри илә изаһ олуна биләр.

Ф. М. АГАЕВА

ПРИМЕНЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ В ДВИГАТЕЛЯХ С ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ ОТ СЖАТИЯ

Как известно при частичных нагрузках и низких оборотах из-за ухудшения смесеобразования рабочий процесс в двигателях-дизелях протекает неудовлетворительно.

Одним из эффективных способов улучшения смесеобразования и, следовательно, сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания может явиться ввод воды в цилиндр.

Как в отечественной, так и в иностранной литературе приводится большое количество экспериментальных данных о положительных моментах использования воды как антидетонатора, о благотворном влиянии ее на уменьшение нагарообразования, на мягкость работы двигателя. Вода удлиняет срок службы деталей уменьшением износа и количества отлагающегося нагара. В опытах мы пытались подавать топливо в цилиндр двигателя и в виде эмульсии. Вода отдельно смешивалась с топливом и в виде стойкой эмульсии подавалась в цилиндр в конце процесса сжатия.

Получение положительных результатов позволит расширить номенклатуру топлив для двигателей внутреннего сгорания путем применения более тяжелых фракций нефтей.

Для проведения этой работы в соответствии с выбранной методикой была создана экспериментальная установка.

Прежде чем приступить к экспериментам, нами было проведено теоретическое исследование вопроса о влиянии эмульсии на тепловые параметры дизеля. Ниже частично приводятся произведенные расчеты.

Употребляемое топливо имеет следующий весовой состав:

$$C=0,85, \quad H=0,12, \quad O=0,03.$$

Принимая значение коэффициента избытка воздуха для вихрекамерных двигателей равным 1,6, при помощи теплового расчета были вычислены следующие величины:

теоретическое необходимое для горения количества воздуха

$$l_0=13,85 \text{ кг/кг};$$

действительный расход воздуха $l=22,2 \text{ кг/кг};$
рабочая теплотворная способность топлива

$$h_u=10330 \text{ кал/кг}.$$

Ф. М. АГАЕВА

ПРИМЕНЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ В ДВИГАТЕЛЯХ С ВОСПЛАМЕНЕНИЕМ ОТ СЖАТИЯ

Как известно при частичных нагрузках и низких оборотах из-за ухудшения смесеобразования рабочий процесс в двигателях-дизелях протекает неудовлетворительно.

Одним из эффективных способов улучшения смесеобразования и, следовательно, сгорания топлива в двигателях внутреннего сгорания может явиться ввод воды в цилиндр.

Как в отечественной, так и в иностранной литературе приводится большое количество экспериментальных данных о положительных моментах использования воды как антидетонатора, о благотворном влиянии ее на уменьшение нагарообразования, на мягкость работы двигателя. Вода удлиняет срок службы деталей уменьшением износа и количества отлагающегося нагара. В опытах мы пытались подавать топливо в цилиндр двигателя и виде эмульсии. Вода отдельно смешивалась с топливом и в виде стойкой эмульсии подавалась в цилиндр в конце процесса сжатия.

Получение положительных результатов позволит расширить номенклатуру топлив для двигателей внутреннего сгорания путем применения более тяжелых фракций нефтей.

Для проведения этой работы в соответствии с выбранной методикой была создана экспериментальная установка.

Прежде чем приступить к экспериментам, нами было проведено теоретическое исследование вопроса о влиянии эмульсии на тепловые параметры дизеля. Ниже частично приводятся произведенные расчеты.

Употребляемое топливо имеет следующий весовой состав:

$$C=0,85, \quad H=0,12, \quad O=0,03.$$

Принимая значение коэффициента избытка воздуха для вихрекамерных двигателей равным 1,6, при помощи теплового расчета были вычислены следующие величины:

теоретическое необходимое для горения количества воздуха

$$l_0=13,85 \text{ кг/кг};$$

действительный расход воздуха $l=22,2 \text{ кг/кг};$
рабочая теплотворная способность топлива

$$h_u=10330 \text{ кал/кг}.$$

Определив объемный состав продуктов сгорания, найдем его молекулярный вес $m=29$.

Показатель адиабаты расширения при $T=0$ приближенно можно определить как $\kappa_0=1,425$.

Если зададимся температурой в конце сжатия $T_c=650$ абс. и показателем политропы $\kappa=1,35$, имеем

$$\alpha_1 = \frac{\kappa_0 - \kappa_1}{T} = 0,0001155.$$

Величина α_1 , входящая в уравнение адиабаты, получается равной 0,0001155.

Обратно определим температуру T_c из уравнения

$$\frac{T_a}{T_c} = \left(1 - \frac{\alpha_1 T_a}{\kappa_0 - 1}\right)^{\frac{1}{\epsilon \kappa_0 - 1}} + \frac{\alpha_1 T_a}{\kappa_0 - 1}.$$

Степень сжатия испытуемого двигателя $\epsilon=16$ при $T_a=290^\circ$ абс. T_c получается равной 644°C , также из уравнения адиабаты определяется $P_c=44,5$ атм.

Диссоциация продуктов сгорания и ее влияние на рабочий процесс двигателя. Вода, поступающая в цилиндр, частично испаряется и, отнимая тепло у газов, уходит с отходящими газами, а часть ее после разложения принимает участие в горении.

При сгорании углеводородных соединений конечным продуктом реакции является углекислый газ CO_2 и водяной пар H_2O . В цилиндре двигателя при этом развивается температура, достигающая значения 2200—2500 абс.

При таких температурах в цилиндре неизбежна диссоциация газов. Расчеты показали, что CO_2 диссоциирует в большей степени, чем H_2O . Реакции распада молекул протекают с поглощением теплоты, поэтому в результате диссоциации температура несколько понижается, но в дальнейшем частично может быть восстановлена вследствие обратной реакции. Однако теплота диссоциации полностью восстановиться не может, так как эта реакция будет протекать при пониженных температурах относительно медленно.

Степенью диссоциации β называется доля молей вещества или процентная доля молекул, разложившихся на продукты диссоциации к моменту равновесия.

Состав смеси при равновесии зависит от степени диссоциации, а поэтому последняя влияет на положение химического равновесия, характеризуемого значением константы равновесия K .

Для вычисления констант равновесия рассматриваемых реакций диссоциации молекул углекислоты и водяных паров пользовались уравнением Иноземцева Н. В. [4].

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ БЕЗ УЧЕТА ПОТЕРЬ (без подачи воды)

Расчет производился по следующему уравнению:

$$(M_{\text{п.с.}} + M_r) C_{\text{в.п.с.}} T_z = l' (C_v)_{\text{в}} T_c + M_r C_{\text{в.п.с.}} T_c + h_u,$$

где $M_{\text{п.с.}}$ — число образовавшихся молей продуктов сгорания; M_r — число молекул остаточных газов;

l' — количество молей воздуха, необходимое для сгорания 1 кг топлива.

После деления на l' получим:

$$(\mu + \gamma) \left(A_p + \frac{B}{2} T_z \right)_{\text{п.с.}} T_z = \left(A_v + \frac{B}{2} T_c \right)_{\text{в}} T_z + \gamma \left(A_v + \frac{B}{2} T_c \right)_{\text{п.с.}} T_c + \frac{h_u}{l'} + \lambda \cdot 1,985(1 + \gamma) T_c \quad (1)$$

$$\left(A_v + \frac{B}{2} T \right)_{\text{в}} = 4,625 + 0,000537$$

$$\left(A_v + \frac{B}{2} T \right)_{\text{п.с.}} = 4,95 + 0,0006957$$

$$\left(A_p + \frac{B}{2} T \right)_{\text{п.с.}} = 6,93 + 0,0006957.$$

Коэффициент остаточных газов по Болтинскому [2] примем 0,05, а для упрощения расчетов λ принимаем постоянной и равной 1,6.

Число молей остаточных газов:

$$M_r = \gamma \alpha l' = 0,0382 \text{ моль/кг топлива.}$$

Состав сгорания продуктов

$$M_{\text{CO}_2} = \frac{C}{12} = 0,0707 \text{ кг·моль}$$

$$M_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{H}{2} = 0,06$$

$$M_{\text{N}_2} = 0,79 \alpha l' = 0,605$$

Общее количество продуктов сгорания $M_{\text{п.с.}}$:

$$M_{\text{п.с.}} = M_{\text{CO}_2} + M_{\text{H}_2\text{O}} + M_{\text{N}_2} = 0,7357,$$

число молей до и после сгорания:

в точке С

$$M_c = M_r + \alpha l' = 0,804 \text{ моль/кг топлива,}$$

в точке Z

$$M_z = M_r + M_{\text{п.с.}} = 0,7739.$$

Расчетный коэффициент молекулярного изменения $\mu = 0,963$. Подставляя числовые значения в уравнение сгорания (1), находим $T_z = 2200^\circ$ абс.

Отсюда степень предварительного расширения

$$\rho = \frac{\mu}{\lambda} \cdot \frac{T_z}{T_c} = 2,05$$

и давление в конце сгорания

$$P_z = P_c \frac{\mu}{\rho} \frac{T_z}{T_c} = 44,5 \frac{0,963}{2,05} \frac{2200}{644} = 71,5 \text{ абс.}$$

РАСЧЕТ ПРОЦЕССА СГОРАНИЯ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ ТЕПЛА НА ДИССОЦИАЦИЮ (без подачи воды)

Обозначим $\beta_{\text{H}_2\text{O}}$ долю разложившихся молей H_2O через β_{CO_2} " " CO_2
тепло для CO_2 — 68200 кал/моль " "
" H_2O — 53500 " "
тогда уравнение сгорания

$$(\mu + \gamma) \left(A_p + \frac{B}{2} T_z \right)_{\text{п.с.}} T_z = \left(A_v + \frac{B}{2} T_c \right)_{\text{в}} T_c + \gamma \left(A_v + \frac{B}{2} T_c \right)_{\text{п.с.}} T_c + \lambda 1,985(1 + \gamma) T_c + \frac{h_u}{\alpha l_0} - \beta_{\text{H}_2\text{O}} \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{\alpha l_0} 58500 - \beta_{\text{CO}_2} \frac{M_{\text{CO}_2}}{\alpha l_0} 68200 \dots (2)$$

Величины степеней диссоциации $\beta_{\text{H}_2\text{O}}$ и β_{CO_2} подсчитываем при соответствующих парциальных давлениях:

$$P_{\text{CO}_2} = P_z \frac{M_{\text{CO}_2}}{M_{\text{пс}}} = 71,5 \frac{0,0707}{0,7357} = 6,85 \text{ абс.},$$

$$P_{\text{H}_2\text{O}} = P_z \frac{M_{\text{H}_2\text{O}}}{M_{\text{пс}}} = 71,5 \frac{0,06}{0,7357} = 5,82 \text{ абс.}$$

Так как $\beta = f(T)$, то уравнение сгорания с учетом диссоциации приходится решать путем подбора. Задаемся температурой $T_z = 2100^\circ\text{C}$.

Для определения β_{CO_2} и $\beta_{\text{H}_2\text{O}}$ напомним уравнение для констант равновесия:

$$\text{для } \text{CO}_2 \quad \lg K_{\text{CO}_2} = \frac{2985}{T} + 1,76 \lg T + 3,72,$$

$$\text{для } \text{H}_2\text{O} \quad \lg K_{\text{H}_2\text{O}} = \frac{25300}{T} + 1,76 \lg T - 0,16,$$

где T — температура вспышки.

Отсюда $K_{\text{CO}_2} = 2,163 \cdot 10^{-5}$ и $K_{\text{H}_2\text{O}} = 4,315 \cdot 10^{-7}$.

Степень диссоциации β определяется по формуле:

$$K = \frac{\beta^3 p}{(100 - \beta)^2 (200 - \beta)}$$

где p — парциальное давление CO_2 или H_2O .

Можно сделать допущение, что при малых значениях β

$$(100 - \beta) = 100, \quad (200 - \beta) = 200,$$

тогда получим

$$K = \frac{\beta^3 p}{2 \cdot 10^6} \quad (3)$$

Подставляя значения K и парциального давления p в уравнение (3), находим коэффициент диссоциации в %;

$$\beta_{\text{CO}_2} = 2,52\%, \quad \beta_{\text{H}_2\text{O}} = 1,48\%.$$

После подстановки всех полученных данных в уравнении (2) решаем его на тождественность.

ПРИМЕНЕНИЕ ЭМУЛЬСИИ В ДВИГАТЕЛЯХ

В результате выяснилось, что вследствие диссоциации газов температура вспышки T_z понижается на 100°C .

Потеря тепла в процессе сгорания от диссоциации газов, отнесенная к 1 кг топлива, может быть подсчитана по формулам:

$$\text{для } \text{CO}_2 \quad q_{\text{CO}_2} = \beta_{\text{CO}_2} \cdot M_{\text{CO}_2} \frac{Q_{\text{CO}_2}}{10^2} = 121,2 \text{ кал},$$

$$\text{для } \text{H}_2\text{O} \quad q_{\text{H}_2\text{O}} = \beta_{\text{H}_2\text{O}} \cdot M_{\text{H}_2\text{O}} \frac{Q_{\text{H}_2\text{O}}}{10^2} = 51,2 \text{ кал},$$

где β — в %.

$$\text{Общая потеря тепла } q = q_{\text{CO}_2} + q_{\text{H}_2\text{O}} = 172,4$$

$$\text{или в \% от всего тепла топлива } x = \frac{q}{h_u} 100\% = \frac{172,4 \cdot 100}{10330} = 1,67\%$$

Снижение температуры T_z на 100° .

РАСЧЕТ СГОРАНИЯ С УЧЕТОМ ПОТЕРЬ ТЕПЛА НА ДИССОЦИАЦИЮ (с подачей воды)

При проведении расчета для цикла с подачей воды встретились трудности, вызванные специфичностью его и отсутствием в литературе достаточно разработанной методики расчетов в подобных случаях. Здесь нами частично использована методика Васильевой Е. К. [2].

Газы, находящиеся в цилиндре, до сгорания состоят из следующих компонентов:

1. Свежезасосанного заряда воздуха в количестве

$$\alpha l_0 \text{ моль/кг топлива.}$$

2. Остаточных газов от продуктов сгорания свежезасосанного заряда в количестве

$$\gamma \alpha l_0 \text{ моль/кг.}$$

Количество водяных паров в точке С:

$$M_{\text{CH}_2\text{O}} = 0,05 \times 0,06 = 0,03 \text{ моль/кг.}$$

Количество паров воды, поданных в цилиндр (при 20% эмульсии), определяется следующими выражением

$$M_{\text{п}} = \frac{G_{\text{в}}}{G_{\text{тмв}}} = 0,111 \text{ моль/кг топлива,}$$

где $\frac{G_{\text{в}}}{G_{\text{т}}}$ — количество воды, приходящийся на 1 кг сжигаемого топлива;

$G_{\text{в}}$ и $G_{\text{т}}$ — расход воды и топлива в кг/час;

$m_{\text{в}}$ — молекулярный вес паров воды — 18.

Количество водяных паров в точке Z равно $M_{\text{ZH}_2\text{O}} = M_{\text{ZH}_2\text{O}} + M_{\text{п}} + \gamma M_{\text{H}_2\text{O}} = 0,174$.

Остаточные газы

$$M_{\text{г}} = \gamma \left(\alpha l_0 + \frac{G_{\text{в}}}{G_{\text{т}} 18} \right) = 0,044 \text{ моль/кг топлива,}$$

в том числе количество остаточных газов без учета паров воды от сгорания водорода:

$$\gamma(al_0 - M_{H_2O}) = 0,0354.$$

Состав продуктов сгорания при сжигании 1 кг топлива в молях определяем по формуле:

$$\begin{aligned} \text{число молей до сгорания } M_c &= M_r + al_0 = 0,808, \\ \text{после сгорания } M_z &= (M_{CO_2} + \gamma M_{CO_2}) + (M_{N_2} + \gamma M_{N_2}) + M_{Z_{H_2O}} = \\ &= 0,883. \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \text{Расчетная формула для определения параметров процессов сгорания} \\ (\Sigma M_{CO_2} + \Sigma M_{N_2}) C_v' t_z + M_{Z_{H_2O}} C_p t_z = al_0 C_v t_c + \gamma(al_0 - M_{H_2O}) C_v' t_c + \\ + \lambda 1,985(1 + \gamma) t_c + M_{C_{H_2O}} C_p t_c + h_u - \beta_{H_2O} M_{Z_{H_2O}} Q_{H_2O} - \beta_{CO_2} M_{CO_2} Q_{CO_2}. \quad (4) \end{aligned}$$

Средняя молекулярная теплоемкость для паров берется у проф. Вукаловича [3], а для точки z у А. М. Литвина [5].

Задаваясь температурой $T_z = 2000^\circ \text{абс.}$, определяем величины парциальных давлений: $P_{CO_2} = 5,95 \text{ атм}$, $P_{H_2O} = 14,65 \text{ атм}$. Далее, определяя константы равновесия указанным выше способом, получаем коэффициент диссоциации в процентах:

$$\beta_{CO_2} = 2,52\%, \quad \beta_{H_2O} = 0,39\%.$$

После подстановки всех полученных данных в уравнение (4) решаем его на тождественность.

Потеря тепла в процессе сгорания от диссоциации газов, отнесенная на 1 кг топлива, получается

$$q_{CO_2} = 121,5 \text{ кал}, \quad q_{H_2O} = 13,9 \text{ кал}.$$

Отсюда общая потеря тепла $q = 135,4 \text{ кал}$, или 1,31% от всего тепла топлива.

Проведенные расчеты показали, что в результате диссоциации без

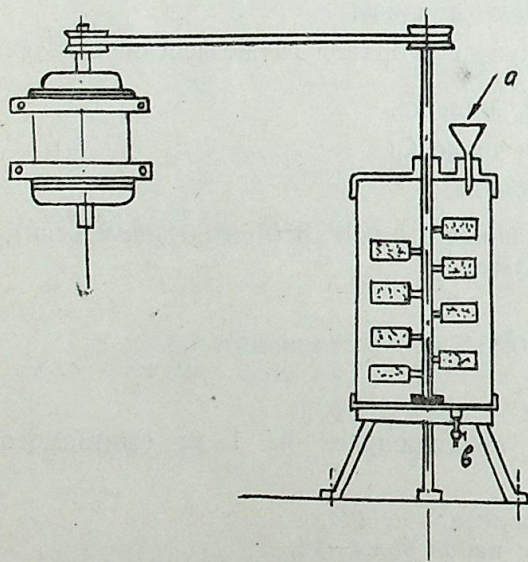


Рис. 1.

Установка для приготовления эмульсии.

подачи воды температура вспышки уменьшается на 100, а с подачей воды на 200°C .

Большие парциальные давления паров воды в цикле с подачей воды, одновременно с меньшими температурами, обуславливаются меньшей степенью диссоциации.

Экспериментальная часть работы по исследованию влияния эмульсии на режим двигателя была проведена на 4-цилиндровом двигателе с воспламенением от сжатия. Способ смесеобразования был вихрекамерным.

Для экспериментов необходимо было получить стойкую эмульсию. С этой целью изготовили небольшую установку (рис. 1), состоящую из электромотора и соединенного с ним ременной передачей цилиндра объемом 3,0 л, внутри которого на штоке вращались лопасти.

Вода и дизельное топливо в цилиндр поступали в определенной пропорции. Содержание воды в смеси менялось от 5 до 30%.

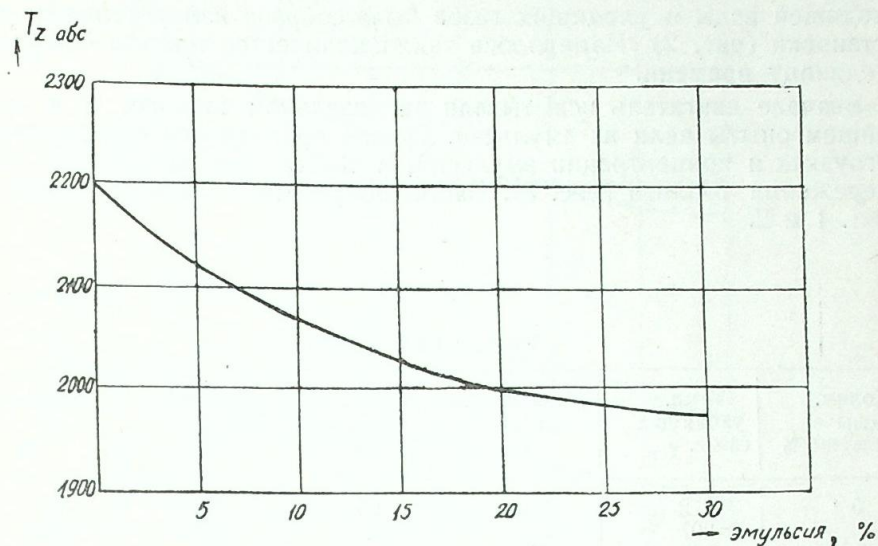


Рис. 2

Зависимость между температурой сгорания и составом эмульсии.

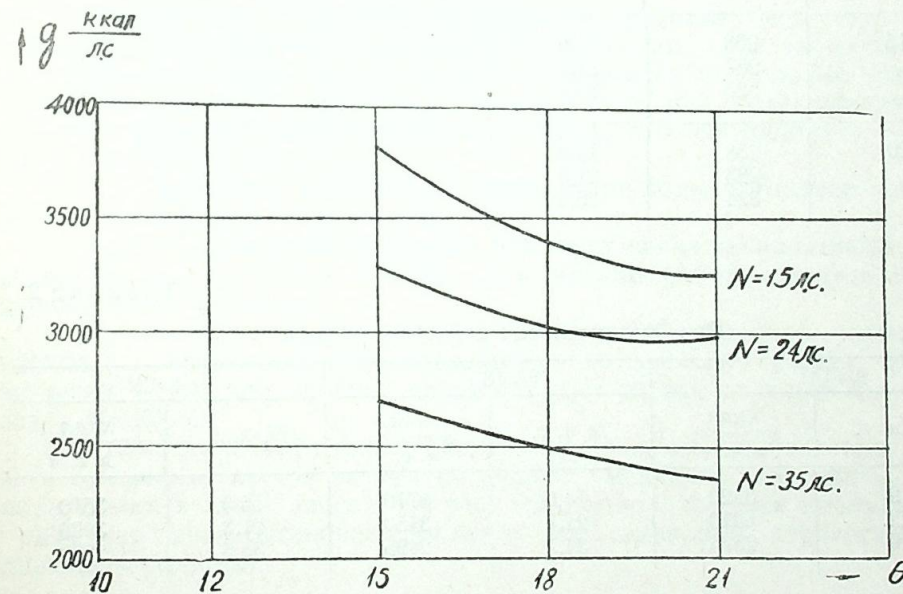


Рис. 3

Зависимость между углом опережения впрыска топлива (θ) и удельным расходом топлива при $n = 1400 \text{ об/мин}$.

Смесь в цилиндре перемешивалась путем вращения лопастей посредством мотора, в среднем в течение 15 мин. С увеличением кон-

центрации воды время перемешивания последней с топливом увеличивалось.

Для определения мощности, числа оборотов, температуры масла входящей воды и уходящих газов была собрана измерительная часть установки (рис. 2). Измерялось также количество топлива и эмульсии в единицу времени.

Вначале двигатель испытывали на дизельном топливе, а в дальнейшем опыты вели на эмульсии. Опыты проводились при различных нагрузках и концентрации эмульсии, а также при различных углах опережения топлива (рис. 3). Часть полученных данных внесена в табл. 1 и 2.

Таблица 1

При $n=1400$ об/мин

Колич. воды в эмульсии, %	Темп. уходящих газов, t_{yx}	Мощность, л. с. N	Колич. воды в эмульсии, %	Темп. уходящих газов, t_{yx}	Мощность, л. с. N
5	272	14,6	25	260	15
	297	23		276	22,1
	340	36,2		318	35
10	270	13,9	30	252	14,2
	293	20,1		268	22,1
	340	31,8		317	33,5
15	263	14,6	соляровое масло	275	15,1
	287	21,7		300	22,3
	325	35,1		350	35,6
20	258	14,4			
	283	21,3			
	324	36,5			

Таблица 2

При 20% эмульсии и $n=1400$ об/мин

$\theta=15^\circ$		$\theta=18^\circ$		$\theta=21^\circ$	
N л. с.	$\frac{\text{ккал}}{g \text{ л. с. ч}}$	N л. с.	$\frac{\text{ккал}}{g \text{ л. с. ч}}$	N л. с.	$\frac{\text{ккал}}{g \text{ л. с. ч}}$
14,9	3820	14,6	3710	15,3	3610
21,2	3310	21,1	3150	21,3	3090
35,0	2575	34,7	2495	35,5	2370

Запуск двигателя обычно производили на соляровом масле. Был проведен также запуск на 20%-ной эмульсии, который прошел, как на обычном топливе.

На основании данных таблиц построены кривые изменения температуры отходящих газов и температуры вспышки в зависимости от процентного содержания воды в эмульсии (рис. 4).

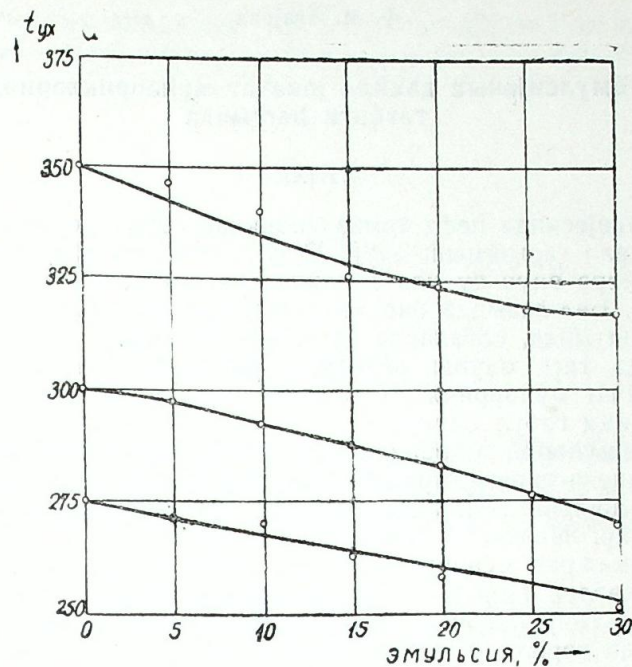


Рис. 4

Выводы

1. Исследуемый двигатель на эмульсии работал бесшумно, без дыма и с полной горения. Это объясняется тем, что эмульсия состоит из мельчайших капелек воды, находящихся в оболочке мазута, и при попадании ее в цилиндр имеющаяся в ней вода испаряется быстрее, разрывая свою оболочку на части, что способствует быстрому сгоранию топлива.

2. С повышением процентного содержания воды в топливе температура отходящих газов падает.

3. Применение воды благоприятно действует на снижение температуры сгорания T_z , что создает условия для мягкой работы двигателя при форсированном режиме.

4. С увеличением угла опережения впрыска топлива удельный расход последнего после определенного его значения растет. Оптимальным углом для данного двигателя при работе на эмульсии оказался $\theta=20-21^\circ$.

5. Применение эмульсии в двигателях поможет значительно снизить отложения нагара внутри цилиндра, уменьшить коррозию, следовательно, в таких двигателях типа тракторного имеется возможность применить низкооктановое топливо, что экономит дорогостоящее дизельное топливо.

ЛИТЕРАТУРА

- Болтинский В. Н. Автотракторные двигатели, 1948.
- Васильева Е. К. Диссертация. Баку, 1956.
- Вукалович М. П. Термодинамическое свойство воды и водяного пара М.-Л., 1956.
- Иноземцев Н. В. Основы термодинамики и кинетики химических реакций М., 1950.
- Литвин А. М. Техническая термодинамика, 1947.

Ф. М. АҒАҖЕВА

Емулсијанын дахили јаначаг мүһәррикләриндә тәтбиги һаггында

ХҮЛАСӘ

Нефть сәнәјесиндә нефть тәмизләндикидән сонра јердә галан һазыр јаначаг су илә гарышмыш олур. Сују јаначагдан ајырмаг баһа баша кәлдијинә кәрә онун су илә бирликдә ишләдилмәси үчүн јени јоллар тапмышлар. Һал-һазырда бир нечә шәһәрләрдә сулу јаначаг бухар газанлары алтында, собаларда вә с. јандырылып.

Мәгаләдә гејд олуна иш сулу јаначағын (јахуд емулсијанын) дахили јаначаг мүһәррикләриндә нечә өзүнү апармасы һаггында бир тәшәббүс кими гәбул олунур.

Јаначаг мүһәррикә верилмәдән габаг, хүсуси апаратда мүәјјән пропорсијаларда гарышдырылып емулсија һалына салыныр. Мүһәррик емулсијада ишләјән мүддәтдә онун күчү вә јаначағын верилмә бучағы дәјишилир. Јаначағын тәркибиндәки сујун 30%-ә гәдәр артырылдығына бахмајараг мүһәррик нормал сурәтдә ишләјир. Тәчрүбәдән алынан нәтичәләр 1-чи чәдвәлдә көстәрилмишир.

Апарылан тәчрүбәдән башга, нәзәри сурәтдә, цилиндрә јаначаг су илә бирликдә верилдији заман јанма просесинә сујун нә чүр тәсир етдији һесабланмышдыр вә алынан нәтичәләр көстәрмишир ки, су јанма температуруну азалтмагла цилиндрин ишини нормал һала салыр.

А. Г. АБИЛОВ

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ОДНОКАМЕРНОЙ ДВУХПОТОЧНОЙ ТРУБЧАТОЙ ПЕЧИ АТМОСФЕРНОЙ УСТАНОВКИ

В настоящее время автоматическое регулирование широко внедряется в трубчатых печах нефтеперерабатывающей промышленности.

Трубчатые печи существуют в технологической структуре почти во всех нефтеперерабатывающих и на некоторых установках химической промышленности.

Все существующие трубчатые печи идентичны по своему назначению, но различны по конструкции. В настоящее время многие несложные в конструктивном отношении трубчатые печи нефтеперерабатывающей промышленности частично автоматизированы.

Предметом настоящей статьи является изложение результатов экспериментальных исследований динамических характеристик двухпоточной однокамерной трубчатой печи атмосферной трубчатой установки, которая предназначена для первичной переработки нефти [4]. Трубчатая печь, от режима работы которой во многом зависит качество получаемых нефтепродуктов, является ответственной частью атмосферной трубчатой установки. Основным регулируемым параметром в трубчатой печи является температура сырья на выходе.

Задача системы автоматического регулирования трубчатой печи заключается в поддержании температуры сырья на выходе печи на заданном уровне, путем изменения расхода топливного газа.

При проектировании и внедрении систем автоматического регулирования в производство одной из важных и актуальных задач является выбор контуров регулирования, т. е. выбор соответствующих регуляторов и расчет оптимальных настроек, обеспечивающих необходимое качество процесса регулирования. Для решения этих задач требуется исследование статических и динамических характеристик регулируемого объекта.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК РЕГУЛИРУЕМОГО ОБЪЕКТА

Структурная схема объекта автоматического регулирования дана на рис. 1.

Анализ опыта работы и длительное наблюдение над технологическими режимами рассматриваемой трубчатой печи позволили выбрать основные существенные каналы воздействий и отбросить малосущественные.

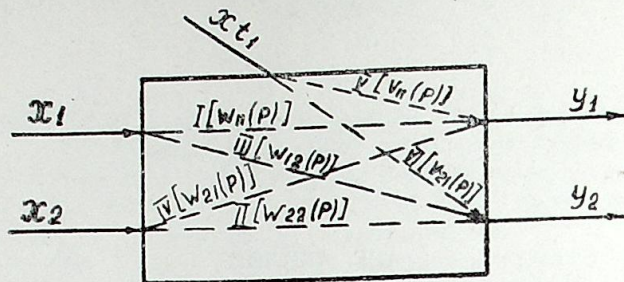


Рис. 1

Структурная схема объекта автоматического регулирования.

Состав нефти, калорийность топливного газа, нагрузка печи в процессе работы последней остаются практически неизменными, коксообразование в сырьевых трубах незначительно. В связи с этим все указанные факторы являются несущественными, так как не изменяют условия работы печи и не вносят каких-либо возмущений.

Основные каналы регулирования и возмущений показаны на рис. 1. Воздействуя поочередно на входные величины x_1 , x_2 , x_1 и записывая изменение y_1 , y_2 , можно определить последовательно по всем каналам динамические характеристики $W_{11}(p)$; $W_{21}(p)$; $W_{12}(p)$; $W_{22}(p)$; $V_{11}(p)$; $V_{12}(p)$ объекта регулирования.

Рассматриваемая трубчатая печь является полной симметричной как со стороны топлива, так и со стороны сырья [1]. Поэтому I канал аналогичен II каналу; III канал аналогичен IV и V канал аналогичен VI, т. е. $W_{11}(p) = W_{22}(p)$; $W_{12}(p) = W_{21}(p)$; $V_{11}(p) = V_{21}(p)$.

Отсюда вытекает, что для определения динамических характеристик трубчатой печи достаточно снять динамические характеристики I и III каналов, вернее, с одной стороны печи, так как другая сторона почти аналогична с этой стороной.

Динамические характеристики объекта автоматического регулирования могут быть определены либо аналитическим, либо экспериментальным путем. Поэтому нами был выбран экспериментальный путь исследования. Как известно, объекты регулирования взаимосвязанными выходными величинами в простейших случаях могут быть описаны дифференциальными уравнениями. В других, более сложных случаях, как, например, при наличии распределенных параметров, аналитические методы для исследования объектов в настоящее время вследствие сложности и недостаточной подготовленности этого вопроса использованы эффективно быть не могут, поэтому объекты регулирования с взаимосвязанными величинами наиболее точно задаются при помощи экспериментально снятых динамических характеристик. Рассматриваемая нами трубчатая печь является именно объектом с взаимосвязанными выходными величинами с распределенными параметрами со сложной структурой. Существующие в настоящее время методы экспериментального определения динамических характеристик объектов с линейными характеристиками сводятся либо к снятию установившихся вынужденных колебаний при известной форме и частоте входных возмущений, либо к снятию переходных функций методом ступенчатых и импульсных возмущений [3, 6]. Для определения динамических характеристик трубчатой печи нами на БНЗ им. XXII съезда КПСС на

опытно-промышленной установке были экспериментально сняты серии переходных функций методом ступенчатых и импульсных возмущений.

Весь цикл опытов по I и III каналам был проведен для трех амплитуд входных сигналов. В первом случае возмущающее воздействие составляло около 3% от максимального расхода топливного газа, второе 5%, а третье 6% от максимального расхода топливного газа.

Опыты по V и VI каналам возмущений проводены также для трех амплитуд входного сигнала. В первом случае возмущающее воздействие приняли равным 5%, второе 10%, а третье 15% от максимального расхода сырья.

Таблица 1

№ опыта	Ширина импульса a , сек	Частота $\omega = \frac{\pi}{a}$, рад/сек	Период колебаний $T = \frac{2\pi}{\omega}$, сек	Амплитуда возмущения A , %	Примечание		
Переходные функции, полученные единичным скачком							
1 2 3 4	— — — —	— — — —	— — — —	6%	Возмущение подано расходом газа		
5 6 7 8	— — — —	— — — —	— — — —				
Переходные функции, полученные в результате специально подобранных импульсных возмущений типа прямоугольного импульса							
9 10 11	900 600 300	0,00349 0,00523 0,01047	1800 1200 600			3% " "	Импульсное возмущение подано расходом газа
12 13 14	900 600 300	0,00349 0,00523 0,01047	1800 1200 600	5% " "	Импульсное возмущение подано расходом сырья		
15 16 17	900 600 300	0,00349 0,00523 0,01047	1800 1200 600	10% " "			
18 19 20	900 600 300	0,00349 0,00523 0,01047	1800 1200 600	15% " "			

При проведении экспериментов были приняты меры, устраняющие влияние технологических помех на результаты экспериментов. Если учесть, что процесс снятия кривой разгона длится примерно 20—30 мин, а иногда и больше, то вероятность, что в течение этого времени не будет каких-то технологических изменений, кроме тех, которые мы создавали искусственно, очень мала. В связи с этим был использован также метод импульсных возмущений. Варьируя ширину импульса a и высоту A , была снята серия импульсных характеристик регулируемого объекта (табл. 1 и рис. 2 и 3).

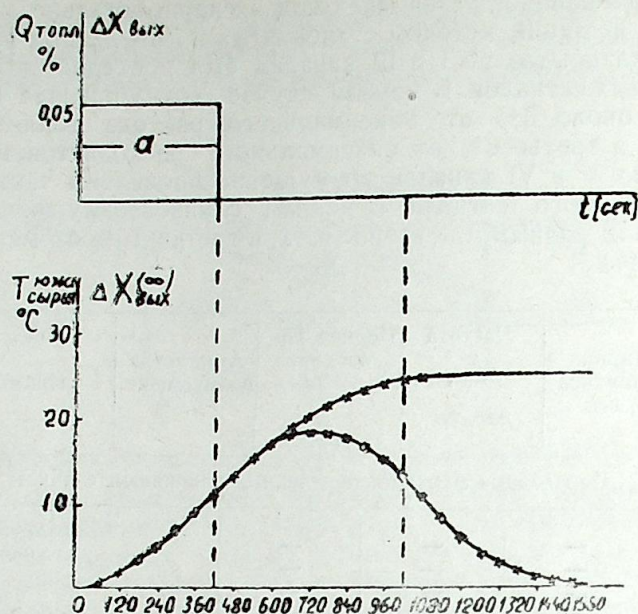


Рис. 2
Импульсная характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне».

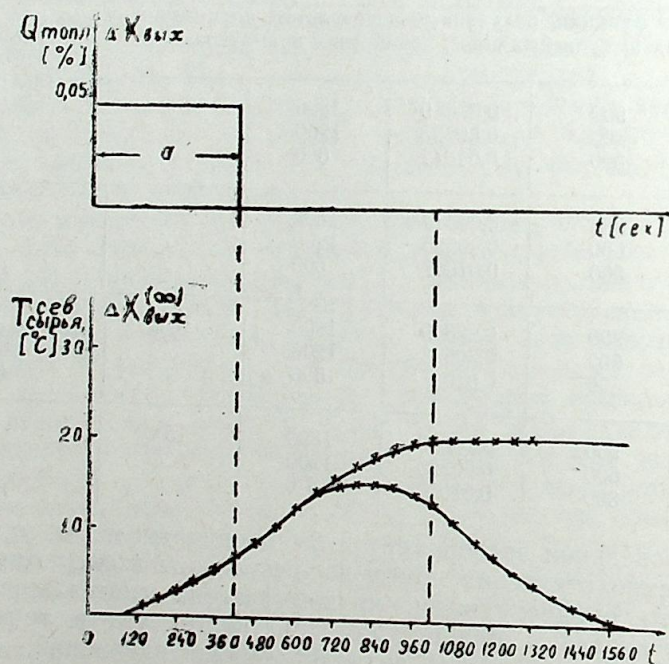


Рис. 3
Импульсная характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в северной стороне».

Возмущение по I и III каналам вносилось вручную — изменением расхода газа с помощью форсуночного вентиля. Величина возмущения регистрировалась с помощью расходомера дифманометра. По V и VI каналам возмущение вносилось вручную задатчиком регулятора постоянства расхода сырья и поддерживалось регу-

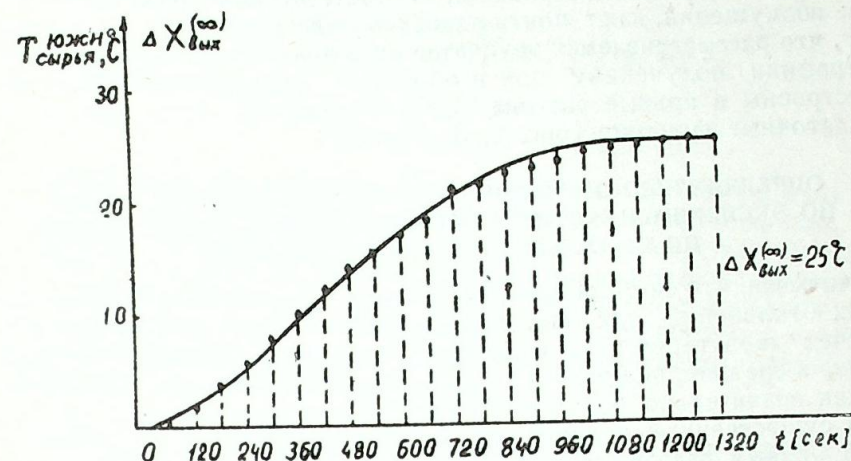


Рис. 4
Кривая разгона по каналу «Вход расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне».

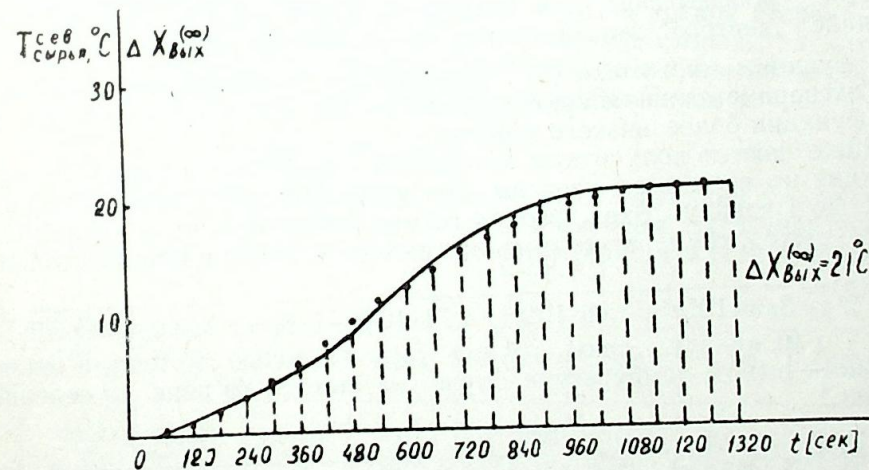


Рис. 5
Кривая разгона по каналу «Вход расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в северной стороне».

ходных параметров при опытах производилась на самопишущем многоточечном потенциометре типа ЭПП-09 с прямоугольной шкалой. Скорость движения диаграммной ленты и масштаб записи параметров выбирались с точки зрения удобства анализа полученных диаграмм.

Из классической теории регулирования известно, что временные и частотные характеристики являются взаимосвязанными. Частотные характеристики могут быть получены путем несложных вычислений по временным и временные по частотным характеристикам.

Из серии экспериментальных динамических характеристик объекта, снятых для различных входных возмущений, видно, что основные параметры переходного процесса, соответствующие различным значениям возмущений, дают почти одинаковые результаты, т. е. подтверждают, что рассматриваемая трубчатая печь является линейным объектом.

Графики полученные при п-образных возмущениях, были затем перестроены в кривые разгона [3, 6], по которым затем определялись передаточные функции (рис. 2, 3, 4 и 5).

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ПЕРЕДАТОЧНЫХ ФУНКЦИЙ ПО ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМ КРИВЫМ РАЗГОНА, ПОСТРОЕННЫМ ПО ИМПУЛЬСНЫМ ХАРАКТЕРИСТИКАМ

Учитывая, что система регулирования в основном работает в режиме малых отклонений, для дальнейших исследований следует принимать в расчет характеристики, полученные не при максимальном возмущении, а средние, полученные при 5%-ном возмущающем воздействии, так как значительно большие амплитуды входного сигнала влекут за собой существенные нелинейные искажения.

По кривым разгона рис. 4 и 5 находим аналитические выражения передаточных функций, аппроксимирующих с достаточной степенью точности передаточные функции регулируемого объекта по методу, предложенному М. П. Симою [5, 6].

Этот метод является методом площадей, который основан на использовании интегральных соотношений между временными характеристиками и коэффициентами передаточной функции.

На экспериментальной кривой переходного процесса отделяем „чистое“ запаздывание τ и аппроксимируем кривую разгона без τ . Влияние „чистого“ запаздывания учитываем введением в передаточную функцию множителя $e^{-p\tau}$. Такой прием позволяет аппроксимировать экспериментальную кривую разгона с той же точностью передаточной функции более низкого порядка.

Ниже даются полученные выражения коэффициентов передаточных функций по всем трем каналам без учета „чистого“ запаздывания.

1. По I каналу „Вход, расход газа на входе в печь в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне“

$$W_{11}^*(p) = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{3,56 \cdot 10^6 p^3 + 7,96 \cdot 10^4 p^2 + 4,71 \cdot 10^2 p + 1} \quad \text{°C} \quad (1)$$

2. По III каналу „Вход, расход газа на входе в печь в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в северной стороне“

$$W_{21}^*(p) = \frac{4 \cdot 10^{-2}}{8,74 \cdot 10^6 p^3 + 10,9 \cdot 10^4 p^2 + 5,31 \cdot 10^2 p + 1} \quad \text{°C} \quad (2)$$

3. По V каналу „Вход, расход сырья на входе в печь — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне“

$$V_{11}^*(p) = \frac{1,6 \cdot 10^{-2}}{5,22 \cdot 10^6 p^3 + 8,68 \cdot 10^4 p^2 + 4,88 \cdot 10^2 p + 1} \quad \text{°C} \quad (3)$$

Для проверки правильности аппроксимированной передаточной функции необходимо построить аппроксимированную кривую разгона, и сравнить ее с экспериментальной.

Как видно из передаточных функций (1) (2), полученные приближенные уравнения трубчатой печи по основным и перекрестным каналам без запаздывающего аргумента являются третьего порядка. По формуле Кардана находятся корни их характеристических уравнений.

По I каналу

$$P_1 = -14,63 \cdot 10^{-3}$$

$$P_{2,3} = -3,87 \cdot 10^{-3} \pm i 2,06 \cdot 10^{-3}$$

По III каналу

$$P_1 = -4,75 \cdot 10^{-3}$$

$$P_{2,3} = -3,86 \cdot 10^{-3} \pm i 3,03 \cdot 10^{-3}$$

По обоим каналам характеристические уравнения имеют один вещественный и два комплексных корня. Последнее подтверждает, что во внутреннем контуре трубчатой печи происходят собственные колебания. Для построения аппроксимированных кривых разгона полностью решались дифференциальные уравнения. Построенные аппроксимированные кривые разгона показаны на рис. 4, 5 кружочками, экспериментальные кривые — крестиками. Совпадение аппроксимирующих и экспериментальных кривых является достаточно точным.

ВЫЧИСЛЕНИЕ ОБЫЧНЫХ (НОРМАЛЬНЫХ) АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРУБЧАТОЙ ПЕЧИ

Передаточная функция по каналу „Расход газа в южной стороне — температура сырья на выходе из печи в южной стороне“, аппроксимированная эквивалентной системой третьего порядка с учетом „чистого“ запаздывания равна

$$W_{11}(p) = W_{11}^*(p) \cdot e^{-180 p} \quad (4)$$

Передаточная функция по каналу „Расход газа в южной стороне — температура сырья на выходе из печи в северной стороне“ тоже с достаточной степенью точности аппроксимирована эквивалентной системой третьего порядка с учетом „чистого“ запаздывания и равна

$$W_{21}(p) = W_{21}^*(p) e^{-180 p} \quad (5)$$

Имея аналитические выражения передаточных функций, находим соответствующие им выражения амплитудно-фазовых характеристик (АФХ). Как известно, амплитудно-фазовые характеристики есть частное

Таблица 2

ω $\frac{\text{рад}}{\text{сек}}$	0	0,001	0,002	0,003	0,004	0,005	0,007	0,010
$M_{11}(\omega)$	0,050	0,0489	0,0438	0,0371	0,0298	0,0232	0,0140	0,0071
$f_{11}(\omega)$	0	36°20'	73°55'	108°34'	140°38'	168°49'	211°10'	247°36'
$M_{12}(\omega)$	0,040	0,0387	0,0350	0,0294	0,0231	0,0172	0,0091	0,0038
$f_{12}(\omega)$	0	40°41'	80°47'	119°50'	156°30'	189°10'	243°02'	302°05'

значение передаточной функции $W(p)$ для $p = i\omega$. Амплитудно-фазовые характеристики, соответствующие вышеприведенным передаточным функциям (4) и (5), имеют вид:

$$W_{11}(i\omega) = W_{11}^*(i\omega) e^{-i180 \omega} \quad (6)$$

$$W_{21}(i\omega) = W_{21}^*(i\omega) e^{-i180\omega} \quad (7)$$

Амплитудно-фазовые характеристики могут быть представлены и в показательной форме:

$$W(i\omega) = M(\omega) \cdot e^{-i\varphi(\omega)} \quad (8)$$

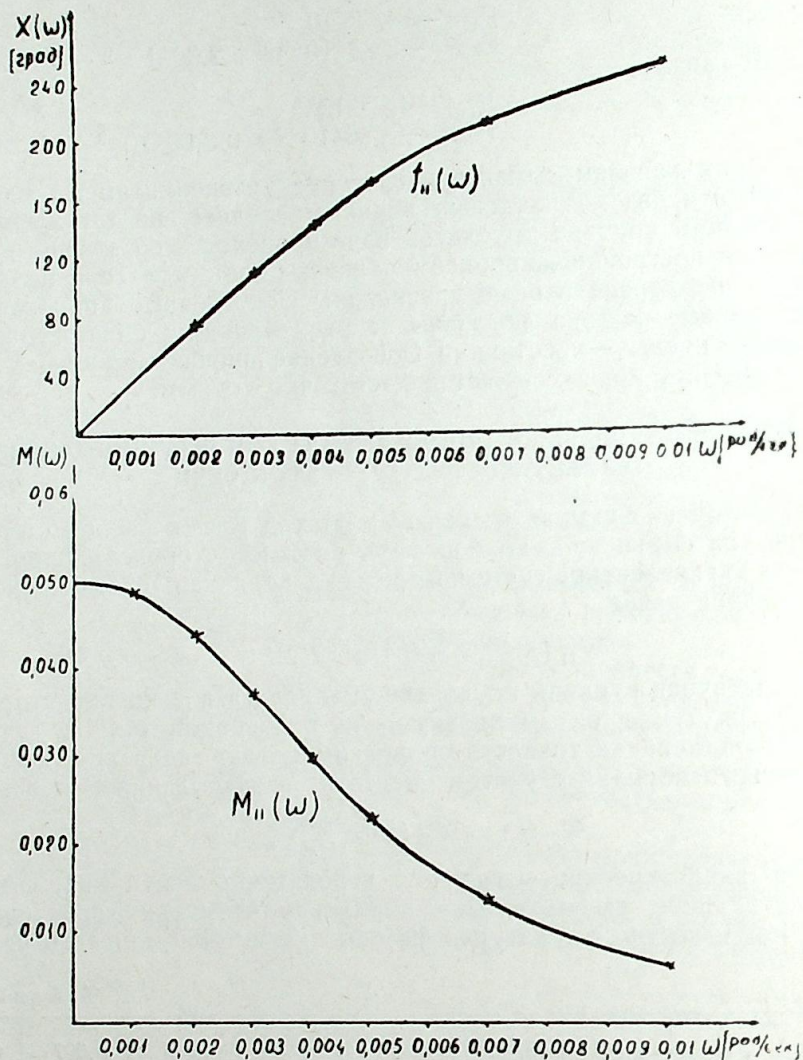


Рис. 6

Обычная (нормальная) фазо-частотная и амплитудно-частотная характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне».

Тогда указанные амплитудно-фазовые характеристики в показательной форме принимают вид:

$$W_{11}(i\omega) = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{(1 - 7,96 \cdot 10^4 \omega^2)^2 + (4,71 \cdot 10^2 \omega - 3,56 \cdot 10^6 \omega^3)^2}} \times e^{-i(\arctg \frac{4,71 \cdot 10^2 \omega - 3,56 \cdot 10^6 \omega^3}{1 - 7,96 \cdot 10^4 \omega^2} + 180\omega)} \quad (9)$$

$$W_{21}(i\omega) = \frac{4 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{(1 - 10,9 \cdot 10^4 \omega^2)^2 + (5,31 \cdot 10^2 \omega - 8,74 \cdot 10^6 \omega^3)^2}} \times e^{i(\arctg \frac{5,31 \cdot 10^2 \omega - 8,74 \cdot 10^6 \omega^3}{1 - 10,9 \cdot 10^4 \omega^2} + 180\omega)} \quad (10)$$

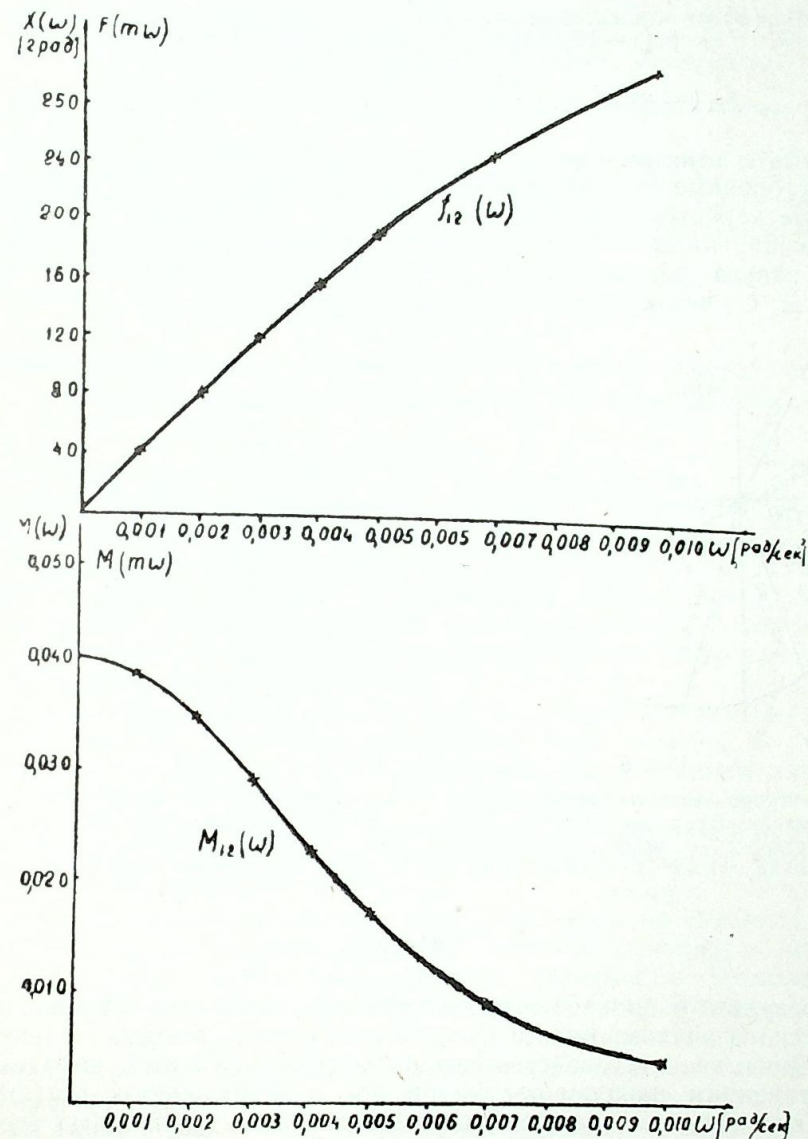


Рис. 7

Обычная (нормальная) фазо-частотная и амплитудно-частотная характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в северной стороне».

Соответственно, амплитудно-частотные и фазо-частотные характеристики будут иметь вид:

$$M_{11}(\omega) = \frac{5 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{(1-7,96 \cdot 10^4 \omega^2)^2 + (4,71 \cdot 10^2 \omega - 3,56 \cdot 10^6 \omega^3)^2}} \quad (11)$$

$$f_{11}(\omega) = \arctg \frac{4,71 \cdot 10^2 \omega - 3,56 \cdot 10^6 \omega^3}{1-7,96 \cdot 10^4 \omega^2} + 180 \omega, \quad (12)$$

$$M_{21}(\omega) = \frac{4 \cdot 10^{-2}}{\sqrt{(1-10,9 \cdot 10^4 \omega^2)^2 + (5,31 \cdot 10^2 \omega - 8,74 \cdot 10^6 \omega^3)^2}}, \quad (13)$$

$$f_{21}(\omega) = \arctg \frac{5,31 \cdot 10^2 \omega - 8,74 \cdot 10^6 \omega^3}{1-10,9 \cdot 10^4 \omega^2} + 180 \omega. \quad (14)$$

Результаты этих вычислений при различных ω сведены в табл. 2.

Построенные амплитудно-частотные, фазо-частотные и амплитудно-фазовые характеристики представлены на рис. 6, 7, 8, 9. Вычисленные расширенных частотных характеристик основного и "эквивалентного" канала регулирования и определение оптимальной настройки системы с учетом внутренней связи будут изложены в следующей статье.

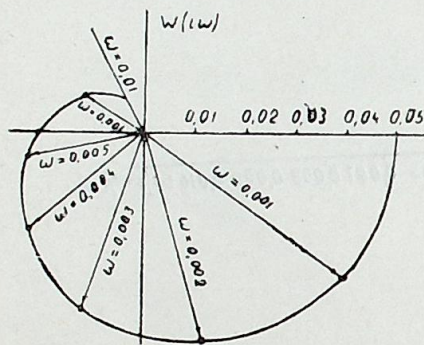


Рис. 8

Амплитудно-фазовая характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в южной стороне».

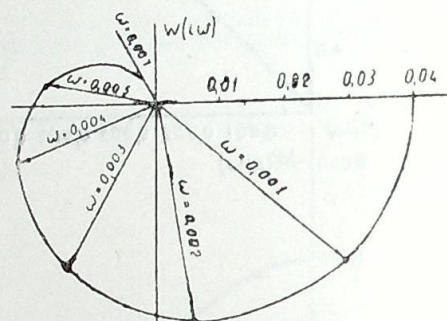


Рис. 9

Амплитудно-фазовая характеристика по каналу «Вход, расход газа в южной стороне — выход, температура сырья на выходе из печи в северной стороне».

Выводы

В результате проведенных экспериментальных исследований и теоретического анализа можно сделать следующие выводы.

1. Динамические свойства рассматриваемой трубчатой печи по всем существующим каналам регулирования и возмущения с достаточной степенью точности описываются передаточными функциями третьего порядка с запаздывающими аргументами.

2. Анализ структурной схемы трубчатой печи и ее экспериментальные динамические характеристики показывают, что в объекте имеются внутренние перекрестные связи между основными каналами регулирования, которые следует учесть при расчете оптимальной настройки.

3. Полученные выражения передаточных функций по всем исследуемым каналам позволяют вести динамический расчет и моделирование.

4. Рассматриваемая трубчатая печь является чисто симметричным динамическим объектом автоматического регулирования.

5. Анализ дифференциальных уравнений трубчатой печи по всем каналам показывает, что их характеристические уравнения имеют один вещественный и два комплексных корня.

ЛИТЕРАТУРА

1. Абилов А. Г. Определение оптимальной настройки однокамерной двухточечной трубчатой печи атмосферной установки. Изв. АН Азерб. ССР, 1961, № 2.
2. Айзерман М. А. Лекции по теории автоматического регулирования. ГИТТЛ, 1956.
3. Дудников Е. Г. Основы автоматического регулирования тепловых процессов. Госэнергоиздат, 1956.
4. Попов Е. П. Динамика системы автоматического регулирования. ГИТТЛ, 1954.
5. Симою М. П. Определение коэффициентов передаточных функций линейризованных звеньев и систем авторегулирования. Автоматика и телемеханика, 1957, № 6.
6. Стефани Е. П. Основы расчета настройки регуляторов теплотехнических процессов. Госэнергоиздат, М.—Л., 1960.

Э. Н. Эбилов

Атмосфер гурғусундакы биркамерли ики ахымлы борулу собанын динамики характеристикаларынын тэчрүби тэдгиги

ХҮЛАСӘ

Назырда нефт е'малы сәнајесиндәки борулу собаларда автоматик тәнзим системләри кениш мигјасда тәтбиг олунур. Борулу собалар нефт е'малы вә кимја сәнајесинин бир чох гурғуларында техноложии структуру тәшкил едән әсас элементләрдән бири сајылыр. Мөвчуд борулу собалар конструкторларына көрә мұхтәлифдир. Назырда нефт е'малы сәнајесиндә ишләјән садә конструкторлары борулу собаларын бир чоҳу автоматлашдырылмышдыр.

Мәгаләдә гурулушча мурәккәб олан биркамерли ики ахымлы борулу собанын тәчрүби тәдгигинин нәтичәләри шәрһ едилир. Бу борулу собада әсас тәнзим олунан параметр собанын чыхышындакы хаммалын температурдур. Борулу собалар үчүн јарадылан автоматик тәнзим системиндән мәгсәд собанын киришиндәки газ јаначағынын сәрфини дәјишмәклә онун чыхышындакы хаммалын температуруну мұјјән гијмәтдә сабит сахламагдан ибарәтдир.

Автоматик тәнзим системинин лајиһә едилмәси вә тәтбигиндә әсас башлыча чәһәт тәнзимләјичини дүзкүн сечмәк вә тәнзимләмә просесинин кејфијјәтини тә'мин едән оптимал сазланманы һесабламагдан ибарәтдир. Бу мәсәләни һәлл етмәкдән өртү тәнзим объектинин статик вә динамик характеристикаларыны тә'јин етмәк лазымдыр.

Борулу собанын техноложии режимини өјрәнмәк мәгсәди илә апардығымыз мұшаһидәләр бизә ән мұһүм тәкан каналларыны сечмәк имканы верди. Әсас тәнзим вә тәкан каналлары 1-чи шәкилдә верилмишдир. Нәзәрдән кечирдијимиз борулу соба һәм јаначаг вә һәм дә хаммал тәрәфдән симметрик олан бир тәнзимләмә объектидир [1].

Борулу собанын статик вә динамик характеристикаларыны өјрәнмәк мәгсәди илә Сов. ИКП XXII гурултајы адына нефтајырма заводунда собанын бир сыра кечид характеристикаларыны мұјјән етмишик. Һәмин характеристикалар собанын киришинә пилләли вә „п“ шәкилли тәканлар вермәклә чыхарылмышдыр. Кечид характеристикалары „п“ шәкилли тәканларын ени вә һүндүрлүјүнүн мұхтәлиф гијмәтләри үчүн алынмышдыр.

Мүхтәлиф тәканлар үчүн алынган характеристикалардан объектин әсас динамик параметрләри тә'јин едилмишдир. Бу параметрләрин гијмәтчә бир-биринә јахын алынмасы нәзәрдән кечирдијимиз борулу собанын дүзхәтли объект олдуғуну көстәрир.

Мүһәндис М. П. Симоју тәрәфиндән верилмиш үсулла [5] чыхарылмыш тәчрүби кечид характеристикалары әјриләриндән объектин өтүрмә функцијасы тә'јин едилмишдир. Объектин бүтүн тәнзим вә тәкан каналлары үчүн алынган өтүрмә функцијалары үчүнчү тәртибдән олур. Алынмыш өтүрмә функцијалары үзәриндә мувафиг һесаблама апармагла объектин әсас каналлары үчүн амплитуд-тезлик, фаз-тезлик вә амлитуд-фаз характеристикалары алынмышдыр. Бу характеристикалар 6, 7, 8 вә 9-чу шәкилләрдә көстәрилмишдир.

М. С. КАСИМ-ЗАДЕ

ЧАСТОТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПЕРЕМЕННОГО ЭЛЕКТРОКИНЕТИЧЕСКОГО ПОТЕНЦИАЛА ПРОТЕКАНИЯ

Ранее в [2, 3] нами рассматривались вопросы постоянного потенциала протекания и работы электрокинетического преобразователя (ЭКП) на постоянном течении. Однако в большинстве случаев практическое применение ЭКП связано с работой его на переменном давлении (течении). Между тем вопросы электрокинетических явлений при переменном течении, в том числе и частотная зависимость переменного потенциала протекания, лежащие в основе работы электрокинетических преобразователей на переменном давлении, освещены в литературе далеко не достаточно. Из известных публикаций можно указать на работу Паккарда [14], посвященную исследованию переменного потенциала протекания на одиночном стеклянном капилляре в области низких частот (20—200 гц), Эйзенменгера [9], исследовавшего переменный потенциал протекания на стеклянных фильтр-пластинках в области ультразвука.

В работе же Хардвее [11] приводятся лишь некоторые экспериментальные данные о частотной зависимости переменного потенциала протекания.

В данной работе рассматриваются некоторые вопросы частотной зависимости переменного потенциала протекания применительно к работе электрокинетических преобразователей (ЭКП) на переменном давлении (течении),

Переменный потенциал протекания

Переменный потенциал протекания возникает в результате воздействия на полярную жидкость в капилляре или пористой перегородке переменного давления.

Возникновение переменного потенциала протекания качественно объясняется теми же физико-химическими явлениями, которыми обусловлено образование постоянного потенциала протекания, описанными, в частности, в [2, 3, 8].

Как уже указывалось ранее [2, 3], если на капилляр, наполненный жидкостью, или ЭКП с ограниченным объемом жидкости (рис. 1) действует переменное давление, то в первом случае движение жидкости в капилляре, в последнем — фильтрация жидкости через пористую перегородку будет носить знакопеременный характер, поэтому потенциал протекания, обусловленный выносом зарядов диффузной части ионов жидкости в капиллярах, будет переменным.

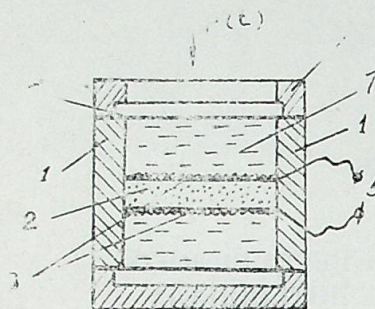


Рис. 1

Принципиальное устройство ЭКП, работающего на переменном давлении. 1 — корпус; 2 — пористая перегородка; 3 — сетчатые электроды; 4 — крышка; 5 — выводные клеммы; 6 — гибкие мембраны, 7 — рабочая жидкость.

Звукохимические явления на пористых пленках, обнаруженные впервые Л. В. Никитиным, также относятся к электрокинетическим явлениям и объясняются образованием переменного потенциала протекания. Начиная с 1936 г. Л. В. Никитиным отдельно и совместно со своими сотрудниками опубликованы серии статей [5], посвященных звуковой чувствительности пористых пленок, пропитанных разбавленными электролитами. Однако в этих работах не приведены обобщенные аналитические зависимости, позволяющие оценить полученные результаты как количественно, так и качественно. Впервые такая попытка была предпринята Г. А. Остроумовым [6].

Им рассмотрено аналитически явление в одиночном капилляре и получено, при определенных упрощающих допущениях, выражение для тока капилляра, заполненного жидкостью, при воздействии переменного давления низкой частоты. Однако полученные результаты недостаточны для полноценного анализа частотной зависимости переменного потенциала протекания. В последующем изучение звукохимических явлений на пористых пленках при ультразвуковых частотах были продолжены в США Yeager, Novorka и др. [13]. В результате этих исследований было установлено возникновение переменного потенциала протекания на изолированном пористой изоляцией проводнике, помещенном в разбавленный раствор [7, 10]. В последние годы японским ученым Ueda и его сотрудниками [10] были обнаружены новые звукохимические явления: U —эффект—I и U —эффект—II, объясняемые также образованием переменного потенциала протекания.

Частотная и амплитудная зависимость переменного потенциала протекания

Зависимость переменного потенциала протекания от различных факторов, в частности, амплитудная и частотная зависимости могут быть установлены, если будут найдены законы движения и распределения скорости движения жидкости в капиллярах при действии на пористую систему (капилляр) переменного давления. Тогда, пользуясь методом, примененным при выводе уравнения для постоянного потенциала протекания [2, 8], возможно, хотя и с некоторой погрешностью, найти

выражение для переменного потенциала протекания. Если при выводе выражений для постоянного потенциала протекания допускалась ламинарность течения и для определения характера распределения скорости по сечению капилляров можно было пользоваться законом Пуазейля, дающим параболическое распределение скорости в радиальном направлении, то при переменном течении задача будет значительно усложнена.

При рассмотрении движения жидкости в отдельных капиллярах и порах пористых перегородок как в области низких частот, так и звуковых и с некоторым приближением при ультразвуковых частотах, для качественной оценки переменного потенциала протекания возможно пользоваться уравнениями гидродинамики, пренебрегая специфическими силами, могущими возникнуть при движении жидкости в узких капиллярах [2].

Для упрощения задачи также возможно пренебречь сжимаемостью жидкости и деформируемостью пористой среды.

Как известно, движение вязкой несжимаемой жидкости описывается уравнением Стокса [4], имеющим вид:

$$\frac{dV}{dt} + (V \nabla) V = F - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \nu \nabla^2 V, \quad (1)$$

к которому присоединяется уравнение несжимаемости

$$\text{div } V = 0. \quad (2)$$

В этих уравнениях

V — вектор скорости движения жидкости в капилляре;
 F — суммарная массовая сила, отнесенная к единице объема жидкости;
 p — давление жидкости;
 μ — вязкость жидкости;
 ρ — плотность жидкости.

В прямоугольной системе координат для проекций скорости по осям в соответствии с (1) получим три уравнения вида:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} + w \frac{\partial u}{\partial z} = F_x - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u, \quad (3)$$

где u , v , w — проекции скорости на оси координат; F_x — проекция массовой силы на ось ox ; $\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}$.

Уравнение же (2) запишется в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0.$$

Если абстрагироваться от распределения поровых каналов пористых перегородок ЭКП по всем направлениям и считать их цилиндрической формы, оси которых направлены преимущественно вдоль толщины перегородок („идеальный грунт“), можно принять, что движение жидкости в капилляре (поре) происходит вдоль оси капилляра и носит прямолинейный характер. При этом траектории движения частиц представляются прямыми параллельными друг другу и оси ox , если направить ее параллельно оси капилляра. С увеличением частоты, как показывают теория [7] и опыт, условие нарушения прямолинейности движения становится все менее и менее вероятным.

* Уравнение (3) написано для проекций на ось ox .

При таких предположениях уравнение (1) движения жидкости в порах пористой перегородки перейдет в уравнение (3).

Учитывая, что при малых скоростях движения частиц жидкости члены, содержащие произведение скоростей на их производные по осям координат, малы, малы также массовые силы, включающие силы давления, передающиеся на жидкость от частиц перегородки и силы тяжести, уравнение (3) можно привести к виду:

$$\frac{du}{dt} = \frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + \nu \nabla^2 u. \quad (4)$$

В рассматриваемом нами случае установившегося течения вдоль оси капилляра

$$\nabla^2 u = \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2}, \quad \text{ибо } \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0.$$

Подставив это значение $\nabla^2 u$ в (4), получим:

$$\mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right) - \rho \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (5)$$

Решая последнее уравнение при заданных законах изменения действующего давления, можно найти закон распределения скорости движения частиц жидкости в плоскости сечения капилляра.

Уравнение (5) для случая, когда давление является функцией времени, представляет собой уравнение пульсирующего движения вязкой несжимаемой жидкости по круглой цилиндрической трубе. В литературе встречается решение подобных задач главным образом для относительно простых случаев [1, 4, 15].

При переходе к цилиндрическим координатам уравнение (5) запишется в виде

$$-\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \left[\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial u}{\partial r} \right) \right] = \rho \frac{\partial u}{\partial t}. \quad (5a)$$

Для ламинарного установившегося пульсирующего течения под действием переменного давления, при граничных условиях $u = \frac{\partial x}{\partial t} = 0$,

при $r = a$, решение уравнения (5a) имеет вид:

$$u = \frac{p(t)}{lk^2\mu} \left[1 - \frac{I_0(kr)}{I_0(ka)} \right] \quad (6)$$

где $p(t)$ — функция, характеризующая закон изменения давления действующего на жидкость, $k^2 = \frac{j\omega\rho}{\mu}$; $I_0(kr)$, $I_0(ka)$ — Бесселевы функции I рода, нулевого порядка; ω — частота переменного давления; a — радиус трубки; l — длина трубки [1, 15].

В частном случае, когда действующее на жидкость давление задано гармонической функцией $p(t) = pe^{-j\omega t}$, уравнение (6) примет вид

$$u = \frac{p}{lk^2\mu} \left[1 - \frac{I_0(kr)}{I_0(ka)} \right] e^{-j\omega t}. \quad (7)$$

Анализ данного уравнения, полученного для относительно простого случая — установившегося ламинарного переменного движения жидкости показывает, что распределение скорости в плоскости поперечного

сечения прямой цилиндрической трубки (профиль скорости) имеет довольно сложный вид.

Профиль скорости при данной частоте зависит от времени (изменяется в течение одного периода, и величины $y_a = a \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}$, где ν — кинематическая вязкость жидкости.

Зная, таким образом, закон распределения скорости по сечению капилляра $u = f(r)$, можно, как это уже указывалось выше, найти выражение для переменного потенциала протекания, которое для одиночного цилиндрического капилляра имеет вид

$$e = \frac{p\xi\varepsilon}{4\pi\lambda_0} \left[\frac{2I_1(ka)}{kaI_0(ka)} e^{-j\omega t} \right] \quad (8),$$

где p — эффективное значение действующего на капилляр переменного давления; ξ — кси-потенциал; ε — диэлектрическая постоянная; μ — абсолютная вязкость; λ_0 — удельная электропроводимость жидкости, заполняющей капилляр; $I_0(ka)$ и $I_1(ka)$ — Бесселевы функции первого рода, нулевого и первого порядка [14].

Сравнивая (8) с выражением для постоянного потенциала протекания

$$E = \frac{p\xi\varepsilon}{4\pi\lambda_0} [2, 3], \quad \text{не трудно заметить, что они отличаются наличием множителя в скобках, который является функцией частоты } \omega.$$

Можно показать, что f при $\omega \rightarrow 0$ уравнение (8) переходит в зависимость для постоянного потенциала протекания.

Вместе с тем анализ уравнения (8) показывает, что на величину переменного потенциала протекания влияют те же физико-химические факторы, которые влияют на постоянный потенциал протекания. Выражение же в скобках учитывает влияние гидродинамических факторов при переменном течении жидкости и может быть представлено функцией величины

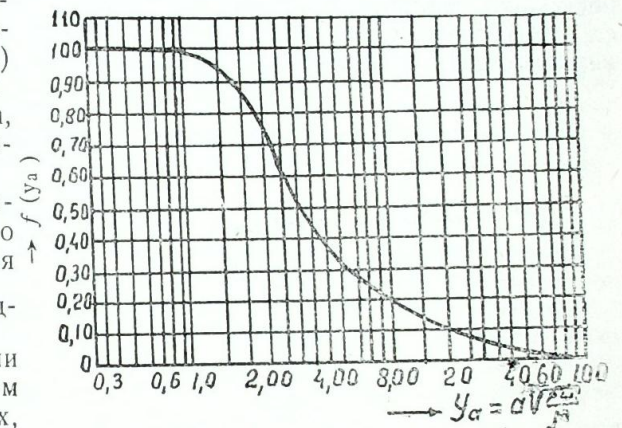


Рис. 2.

Зависимость $f(y_a)$ от величины y_a .

Вместе с тем анализ уравнения (8) показывает, что на величину переменного потенциала протекания влияют те же физико-химические факторы, которые влияют на постоянный потенциал протекания. Выражение же в скобках учитывает влияние гидродинамических факторов при переменном течении жидкости и может быть представлено функцией величины

$$y_a = a \sqrt{\frac{\omega}{\nu}}; \quad \frac{2I_1(ka)}{kaI_0(ka)} e^{-j\omega t} = f(y_a),$$

где $ka = j^{\frac{1}{2}} y_a$.

На кривой рис. 2 представлена зависимость $f(y_a)$ от y_a [14]. Рассматривая ход этой кривой, можно сделать следующий важный для теории ЭКП вывод: пока значения $y_a \leq 1$, функция $f(y_a) \approx 1$ и величина переменного потенциала протекания определяется по формулам для

постоянного потенциала протекания. При $y_a > 1$, $f(y_a) < 1$; и с ростом y_a , $f(y_a)$ уменьшается, достигая при $y_a = 100$, значения, близкого к нулю.

Поскольку значение y_a прямо пропорционально радиусу капилляра, корню квадратному от угловой частоты и обратно пропорционально корню квадратному от вязкости, следует ожидать уменьшения величины выходного потенциала ЭКП по мере роста радиуса капилляров и угловой частоты. Уменьшение же вязкости будет сопровождаться ростом этого потенциала.

Ниже в таблице приведены вычисленные нами для капилляров различных радиусов граничные частоты (f_r), при которых сохраняется $y_a = 1$, в случае использования в качестве рабочей жидкости дистиллированной воды*.

Данные этой таблицы показывают, что чем меньше радиус пор капилляров, тем при прочих равных условиях больших частотах замечается снижение переменного потенциала протекания по мере повышения частоты. Для пористых перегородок с диаметром пор в несколько микрон и ниже, при прочих равных условиях, можно ожидать сохранения постоянства потенциала протекания до частот, включающих верхний звуковой и ультразвуковой диапазон.

Таблица

Радиус капилляра a (см)	Граничная частота f_r (гц)
$1,10^{-4}$	160000
$5,10^{-4}$	6400
$1,10^{-3}$	1600
$2,10^{-3}$	400
$3,10^{-3}$	180
$4,10^{-3}$	100
$5,10^{-3}$	65
$6,10^{-3}$	45
$7,10^{-3}$	35
$8,10^{-3}$	25
$9,10^{-3}$	20
$1,10^{-2}$	15
$2,10^{-2}$	4
$3,10^{-2}$	2

Следует заметить, что для слишком узких капилляров, радиусом 10μ и менее, как уже нами указывалось [3], из-за неопределенности действительного значения вязкости и диэлектрической постоянной, а также появления относительно больших специфических сил, рассчитанные выше значения граничной частоты надо рассматривать как приближенные, позволяющие дать лишь качественную оценку явления.

Основываясь на тех же доводах, которыми мы пользовались при переходе от выражения постоянного потенциала протекания единичного капилляра к выражению для потенциала протекания пористой перегородки [3], можно полученные выше результаты для переменного потенциала капилляра распространить на пористую перегородку.

* Граничная частота определялась из уравнения $1 = a \left(\frac{\rho \omega}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}$, решаемого относительно частоты.

Учитывая поверхностную проводимость пор и приняв за радиус поры перегородки средний радиус a_{cp} , для переменного потенциала пористой перегородки получим выражение:

$$e = \frac{p \xi \epsilon}{4 \pi \mu (\lambda_{ov} + \lambda_{os})} \left[\frac{2 I_1(k a_{co})}{k a_{cp} I_0(k a_{cp})} e^{-j \omega t} \right]. \quad (9)$$

При относительно небольшом разбросе пор по радиусам и небольших значениях $y_a = a_{cp} \left(\frac{\rho \omega}{\mu} \right)^{\frac{1}{2}}$ выражение (9) должно дать достаточно точный результат. При большем же разбросе пор по радиусам определяющие значения будут иметь поры с наименьшим радиусом и зависимость (9) можно будет рассматривать как приближенную.

Следует указать, что, строго говоря, как кривая $f(y_a)$, так и уравнения (8), (9) приемлемы для анализа переменного потенциала протекания ЭКП лишь в области низких звуковых частот, ибо они получены из условия, когда гидродинамический процесс в пористой перегородке представляется как пульсирующее ламинарное движение (течение) вязкой несжимаемой жидкости в недеформируемой пористой среде. Выводы, получаемые из этих двух уравнений, теряют силу при верхних звуковых и ультразвуковых частотах, ибо при таких частотах гидродинамические процессы в пористой перегородке перейдут в гидроакустические, когда необходимо учитывать сжимаемость жидкости и другие сопутствующие явления.

Не останавливаясь в данной работе на выводе и анализе зависимостей для переменного потенциала протекания в области повышенных звуковых частот и ультразвука, укажем на упомянутую выше работу Эйзенменгера [9]. Исследуя переменный потенциал протекания на стеклянной фильтр-пластинке в поле плоской ультразвуковой волны с частотой 20—250 кГц, автор приходит к выводу, что для грубопористых систем или в области очень высоких частот переменный потенциал возрастает пропорционально $\sqrt{j \omega}$, в то время как для тонкопористых систем или в области низких ультразвуковых частот рост этот пропорционален $j \omega$.

Оценивая результаты, полученные Эйзенменгером, нельзя не обратить внимания на несоответствие их выводам, полученным нами и другими авторами [11, 14], хотя бы в области нижних ультразвуковых частот.

Выше нами указывалось, что при использовании мелкопористых перегородок следует ожидать постоянства переменного потенциала протекания по мере возрастания частоты в широком интервале и дальнейшего уменьшения этого потенциала за пределами звуковых частот. Трудно предположить, как это вытекает из выводов Эйзенменгера, чтобы уже в самом начале ультразвукового диапазона для мелкопористых систем наблюдалось не понижение, а повышение потенциала протекания по мере повышения частоты, причем прямо пропорционально последней.

По-видимому, необходимо проведение дальнейших теоретических и экспериментальных исследований в этом направлении.

Важным для оценки свойств электрокинетического преобразователя является амплитудная характеристика переменного потенциала протекания. Как следует из выражений (8) и (9), величина переменного потенциала протекания при звуковых частотах находится в прямой зависимости от величины действующего на пористую систему давления.

Это дает основание ожидать для ЭКП прямолинейной амплитудной характеристики, если не будет внесена нелинейность его конструктивными элементами.

Выводы

1. Частотная зависимость переменного потенциала протекания отдельных капилляров и капиллярных систем в области звуковых частот, при прочих равных условиях, зависит от радиуса капилляров. Для грубопористых систем с радиусом пор в несколько десятков микрон, начиная уже с достаточно низких частот (в несколько сот и десятков герц), наблюдается снижение переменного потенциала протекания с повышением частоты. Чем меньше радиус пор (капилляров) пористой системы, тем выше частотный предел, с которого наблюдается понижение потенциала протекания. Для ультрамикрпористых систем с радиусом пор в несколько микрон и ниже этот частотный предел находится в области достаточно высоких частот, практически в области ультразвука. Следовательно, для электрокинетических преобразователей, в которых применены мелкопористые и ультрамикрпористые перегородки, можно ожидать прямолинейности частотной характеристики выходного напряжения (э.д.с.) и чувствительности, если не будут внесены искажения конструктивными элементами преобразователя, в частности действием мембран. Рассмотрение электрокинетического преобразователя в качестве электромеханического четырехполюсника и соответствующая экспериментальная проверка, результаты которых будут опубликованы в дальнейшем, подтверждают правильность такого вывода.

2. Частотная зависимость переменного потенциала протекания капилляров и капиллярных систем в области верхних звуковых и ультразвуковых частот, а также при инфразвуковых частотах нуждается в более обстоятельном исследовании.

3. Амплитудная характеристика переменного потенциала протекания для капилляров и капиллярных систем, в пределах ламинарного течения жидкости, является прямолинейной.

ЛИТЕРАТУРА

1. Громека И. С. Собрание сочинений. Изд. АН СССР, 1952.
2. Касим-Заде М. С., Аккерман И. Д. Исследование электрокинетических преобразователей. Научный отчет. Каспийское ВВМУ, 1960.
3. Касим-Заде М. С. Некоторые вопросы теории электрокинетических преобразователей. Тр. ЭНИИ АН Азерб. ССР, т. XV, 1961.
4. Лойцянский Л. Г. Механика жидкостей и газа. 1959.
5. Никитин Л. В. и Рауш М. В. Звукоэлектрохимические явления. Ж. физ.-хим., 1946, вып. 2, 3.
6. Остроумов Г. А. К теории звукохимических явлений. Тр. комиссии по акустике АН СССР. Сб. 7, 1953.
7. Рэлей. Теория звука, т. I, 1955.
8. Электрокинетические свойства капиллярных систем. Изд. АН СССР, 1956.
9. Eisenmenger W. Theoretische und experimentelle untersuchung der Frequenzabhängigkeit des elektrokinetischen Effektes (strömungsstromes) an porösen Glasfilterplatten ultraschall. Acustica, vol. 7, № 1, 1957.
10. Fain W. W., Brown S. L., Lockenvitz A. E. U-Effect-Plan Electrokinetic Phenomenon. The journal of the Acoustical Society of America vol. 29, № 8, 1957.
11. Hardway E. V. Electrokinectic Transducers. Instruments, vol. 26, № 8, 1953.
12. Holack W., Ackerman E. Electrokinetic hydrophone, used at 9 kc. The journal of the Acoustical society of America. Vol. 29, № 8, 1957.
13. Yeager E. and Hovorka F. A survey of the Electro-Chemical application of Ultrasonic Waves. The journal of the Acoustical society of America, Vol. 25, № 3, 1953.

14. Packard R. G. Streaming Potentials across glass Capillaries for sinusoidal pressure. The journal of Chemical Physics, vol 21, № 2, 1953.
15. Thurston G. B. Theory of oscillation of viscoelastic Fluid in a circular Tube The journal of the Acoustical Society of America. Vol. 32, № 2, 1960.

М. С. Гасымзаде

Дәјишән электрокинетик ахма потенциалынын тезликдән асылылығы

ХҮЛАСӘ

Мүхтәлиф нөв гејри-электрик кәмијјәтләрин өлчүлмәсиндә тәтбиг едилән јени типли электрокинетик чевиричиләр һәм сабит вә һәм дә дәјишән ахында (тәзјигдә) истифадә олуна биләр. Бу чевиричиләр әксәр һалларда дәјишән ахында истифадә олунур.

Чевиричинин әсас параметрләриндән бири тезлик характеристикасы — һәссаслығын тәсир едән тәзјиг тезлијиндән асылылығыдыр.

Мәгаләдә капилјарларда вә капилјар системләрдә дәјишән ахын потенциалынын тезликдән асылылығы ајдынлашдырылыр ки, бу да электрокинетик чевиричиләрдә олан мәсамәли аракәсмәдә баш верән һадисәдир.

Мүәјјән едилмишдир ки, сәс тезлији областында хырда мәсамәли вә ультрамикрә мәсамәли системләрдә ахын потенциалынын тезликдән асылы олмасы һалы көзләнилир.

В. И. ЕСЬМАН, З. Г. АЛИЕВ

РЕЖИМЫ ПОВТОРЯЕМОСТИ РАБОЧИХ СКОРОСТЕЙ ВЕТРА АЗЕРБАЙДЖАНА

Ветроэнергетический кадастр—это определенная система численных характеристик режима ветра в той или иной местности, на основании которой можно судить о производительности и режиме работы ветросилового агрегата любой конструкции.

Исходной задачей при составлении ветроэнергетического кадастра является установление закономерности повторяемости ветров различной интенсивности.

Повторяемость ветра является основной величиной, характеризующей ветер с энергетической точки зрения, и представляет собой сумму часов, в течение которых в каком-либо определенном пункте в разное время дул ветер с одинаковой скоростью.

В настоящей статье рассматриваются вопросы расчета и типизации режимов повторяемости скоростей ветра для Азербайджанской ССР.

Как известно, определение режима повторяемости скоростей ветра требует кропотливой работы по обработке длинного ряда наблюдений, порою некачественных. Это создает дополнительные трудности в отыскании искомых параметров распределения скоростей ветра.

Из предложенных до сих пор кривых распределения в ветроэнергетике широкое распространение получили кривые Поморцева и Гуллена.

Попытки применить кривые Поморцева для условий Азербайджана не дали положительных результатов, так как описываемые этими функциями кривые распределения не всегда соответствуют действительному распределению.

Кривые Гуллена, давая удовлетворительные результаты для Прикаспийской зоны Азербайджанской ССР, оказались совершенно непригодными для остальных районов республики.

С целью получения закономерностей распределения скоростей ветра, дающих достаточно удовлетворительное согласие с фактическими данными для всей территории Азербайджана, была предпринята попытка на базе многолетних флюгерных наблюдений метеостанций УГМС Азербайджанской ССР найти типы режима распределения скоростей ветра в соответствии с ландшафтным районированием и дать таблицы повторяемости рабочих скоростей.

В. И. ЕСЬМАН, Э. Г. АЛИЕВ

РЕЖИМЫ ПОВТОРЯЕМОСТИ РАБОЧИХ СКОРОСТЕЙ ВЕТРА АЗЕРБАЙДЖАНА

Ветроэнергетический кадастр—это определенная система численных характеристик режима ветра в той или иной местности, на основании которой можно судить о производительности и режиме работы ветросилового агрегата любой констркции.

Исходной задачей при составлении ветроэнергетического кадастра является установление закономерности повторяемости ветров различной интенсивности.

Повторяемость ветра является основной величиной, характеризующей ветер с энергетической точки зрения, и представляет собой сумму часов, в течение которых в каком-либо определенном пункте в разное время дул ветер с одинаковой скоростью.

В настоящей статье рассматриваются вопросы расчета и типизации режимов повторяемости скоростей ветра для Азербайджанской ССР.

Как известно, определение режима повторяемости скоростей ветра требует кропотливой работы по обработке длинного ряда наблюдений, порою некачественных. Это создает дополнительные трудности в отыскании искомых параметров распределения скоростей ветра.

Из предложенных до сих пор кривых распределения в ветроэнергетике широкое распространение получили кривые Поморцева и Гуллена.

Попытки применить кривые Поморцева для условий Азербайджана не дали положительных результатов, так как описываемые этими функциями кривые распределения не всегда соответствуют действительному распределению.

Кривые Гуллена, давая удовлетворительные результаты для Прикаспийской зоны Азербайджанской ССР, оказались совершенно непригодными для остальных районов республики.

С целью получения закономерностей распределения скоростей ветра, дающих достаточно удовлетворительное согласие с фактическими данными для всей территории Азербайджана, была предпринята попытка на базе многолетних флюгерных наблюдений метеостанций УГМС Азербайджанской ССР найти типы режима распределения скоростей ветра в соответствии с ландшафтным районированием и дать таблицы повторяемости рабочих скоростей.

Опубликованные в „Климатологическом справочнике СССР“ метеорологические данные за отдельные годы по метеостанциям СССР оказались непригодными с точки зрения ветроэнергетических расчетов, так как повторяемости скоростей ветра давались там не через 1 м/сек, а через произвольные интервалы.

В связи с этим возникла необходимость заново обработать первичный материал наблюдений УГМС Азербайджанской ССР.

Из 90 метеостанций, расположенных на территории Азербайджана, было выбрано 30 с наиболее надежными наблюдениями. Станции выбирали с таким расчетом, чтобы охватить все характерные, с точки зрения физико-географических условий, зоны республики: Прикаспийскую, Прикуринскую, Большого и Малого Кавказа и Талыша.

После обработки первичного материала по этим метеостанциям была составлена сводная табл. 1 фактических повторяемостей скоростей ветра.

Таблица 1

Повторяемость скоростей ветра по метеостанциям Азербайджанской ССР

Метеостанция	Повторяемость скоростей ветра в % через 1 м/сек																
	$< \frac{1}{2}$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	< 15
Актафа	27,1	17,3	9,3	26,0	2,4	9,6	0,8	3,4	0,7	1,0	0,6	0,0	0,6	0,0	0,3	0,1	0,8
Алят	20,2	10,7	6,9	13,1	8,6	12,5	5,4	7,8	4,0	3,6	3,3	0,0	2,3	0,0	0,5	0,1	1,0
Астара	2,6	23,7	27,6	25,5	5,0	10,1	1,0	2,8	0,4	0,6	0,2	0,0	0,3	0,0	0,1	0,0	0,1
Баку	8,0	5,1	8,0	11,3	10,0	11,5	7,4	5,8	6,7	4,0	6,7	0,0	5,5	0,0	4,0	0,0	0,6
Бина	11,0	4,4	13,7	7,4	11,4	6,0	9,3	2,2	10,4	0,1	7,0	0,0	5,6	0,0	2,5	0,0	9,0
Геокачай	11,5	34,7	12,7	26,7	4,2	6,6	0,8	1,4	0,2	0,4	0,2	0,0	0,2	0,0	0,1	0,0	0,3
Джультфа	43,0	11,3	0,8	16,6	0,5	11,6	0,6	6,6	0,3	3,6	0,6	0,0	2,7	0,0	0,4	0,1	1,3
Евлах	28,6	17,5	12,9	13,2	7,2	8,3	3,7	2,7	2,8	0,2	1,3	0,0	0,8	0,0	0,2	0,1	0,5
Ждановск	22,9	19,9	24,5	13,3	6,8	5,9	1,6	2,1	0,9	0,9	0,4	0,0	0,4	0,0	0,2	0,0	0,2
Закаталы	12,4	71,4	6,1	7,4	0,5	1,4	0,1	0,3	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1	0,1	0,1
З. О. Култук	9,1	7,1	14,6	15,9	14,7	11,1	10,9	6,4	5,3	0,4	2,1	0,0	0,9	0,0	0,3	0,1	1,1
Казимагомед	24,2	7,5	16,0	9,4	11,6	8,3	6,3	4,4	4,6	1,4	3,0	0,0	1,6	0,0	0,8	0,0	0,9
Карадонлы	29,8	19,7	7,1	15,6	2,9	10,8	1,0	4,2	0,6	2,4	1,1	0,1	1,2	0,0	0,1	0,8	2,6
Карягино	25,0	33,2	12,9	15,8	4,1	5,5	1,1	1,1	0,2	0,3	0,2	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	0,4
Кировабад	7,8	18,5	18,6	23,1	9,2	10,0	3,6	3,5	2,0	0,6	1,4	0,0	0,6	0,0	0,4	0,0	0,7
Конахкенд	4,6	28,0	12,7	25,2	9,1	11,5	2,8	3,1	1,3	0,9	0,5	0,0	0,2	0,0	0,0	0,0	0,1
Ленкорань-3	24,2	32,7	9,2	15,9	3,9	7,2	1,7	3,1	0,5	0,9	0,2	0,0	0,4	0,0	0,0	0,0	0,1
Лачин	16,8	20,3	8,7	28,9	3,0	12,4	1,3	5,7	0,3	1,5	0,1	0,0	0,4	0,0	0,2	0,0	0,4
Маштаги	15,9	5,3	7,7	10,2	8,5	10,8	6,4	6,8	7,2	0,1	7,6	0,0	4,5	0,0	3,0	0,0	6,0
Мир-Башир	7,3	36,2	4,3	30,6	2,7	9,7	0,8	4,0	0,5	1,9	0,6	0,0	1,0	0,0	0,2	0,0	0,2
Н. пристань	5,9	5,8	24,0	14,7	19,4	8,5	7,4	3,3	4,6	1,8	3,2	0,0	2,0	0,0	0,4	0,0	2,6
Пришиб	24,1	22,1	13,4	19,6	5,8	8,6	1,8	2,5	0,7	0,5	0,4	0,0	0,2	0,0	0,1	0,0	0,2
Пула	22,5	2,7	9,1	5,3	9,6	4,9	7,5	2,9	6,3	0,3	6,4	0,0	5,5	0,0	4,2	0,0	12,8
Пушкино	29,4	6,8	8,4	24,4	2,7	16,3	0,7	6,2	0,3	2,7	0,2	0,0	1,0	0,0	0,1	0,0	0,8
Сабирабад	25,7	31,9	11,0	17,1	3,3	6,1	1,5	1,5	0,8	0,2	0,5	0,0	0,1	0,0	0,1	0,0	0,2
Сальяны	17,2	21,0	7,6	25,5	3,2	13,2	1,8	4,9	0,9	1,8	1,1	0,0	0,1	0,0	0,3	0,0	0,4
Сумгаит	5,9	10,8	7,1	10,8	6,6	11,6	5,2	7,6	6,0	2,3	7,7	0,0	4,6	0,0	3,1	0,0	10,7
Хызы	2,4	1,6	7,1	52,8	4,4	16,0	11,7	6,1	0,9	2,2	0,4	0,0	0,9	0,0	0,0	0,1	3,5
Шамхор	24,2	24,6	11,8	20,4	4,7	6,9	1,4	3,2	0,5	1,2	0,4	0,0	0,5	0,0	0,1	0,0	0,1
Шахбуз	23,0	53,3	8,8	22,0	4,6	4,6	3,0	2,6	1,8	2,1	0,9	0,1	0,7	0,0	0,2	0,0	0,3

Были построены эмпирические гистограммы повторяемости наблюдаемых скоростей ветра.

Анализ полученных гистограмм позволяет заметить ряд существенных недостатков в проведении наблюдений на метеостанциях УГМС Азербайджанской ССР. На некоторых станциях при наблюдениях

скоростей ветра выше 10 м/сек, исследователи отдают предпочтение в одних случаях четным, а в других нечетным значениям скоростей ветра, что снижает качество исходных данных.

Учитывая это обстоятельство, при составлении гистограмм повторяемости скоростей ветра был взят интервал $\Delta v = 2$ м/сек, что обеспечило некоторое сглаживание наблюдений.

По конфигурации вычерченных гистограмм было составлено первое наглядное представление об общем типе распределения. На этом основании производилась первая наметка группирования станций с однотипными гистограммами в связи с ландшафтными зонами, в соответствии с картой ландшафтных зон Азербайджанской ССР, составленной докт. географических наук В. Г. Завриевым.

Затем были вычислены следующие статистические характеристики распределения частот скоростей ветра разной интенсивности:

1) средняя, соответствующая эмпирическим гистограммам:

$$\bar{v} = \frac{\sum n_i v_i}{n}$$

где v_i — частное значение скорости ветра,

n_i — число случаев, когда $v = v_i$.

2) относительный начальный момент второй степени:

$$M_2 = \frac{\sum n_i \left(\frac{v_i}{\bar{v}} \right)^2}{n}$$

3) коэффициент вариации:

$$C_v = 100 \frac{\sigma}{\bar{v}} (\%),$$

где σ — среднее квадратическое отклонение или стандарт

$$\sigma^2 = \frac{\sum n_i (v_i - \bar{v})^2}{n}$$

4) коэффициент асимметрии:

$$C_s = \frac{\bar{v} - M_0}{\sigma}$$

где M_0 — мода или то значение v_i , которое наблюдается наибольшее число раз.

5) эксцесс:

$$E = \frac{M_4}{M_2^2} - 3,$$

где M_4 — центральный момент четвертой степени:

$$M_4 = \frac{\sum n_i (v_i - \bar{v})^4}{n}$$

M_2 — центральный момент второй степени:

$$M_2 = \frac{\sum n_i (v_i - \bar{v})^2}{n}$$

6) относительная высота центра тяжести распределения

$$C_0 = \frac{\bar{v} \sum \left(\frac{n_i}{n} \right)^2}{2\Delta v},$$

где $\frac{n_i}{n}$ — относительная частота.

7) относительный начальный момент степени минус единица

$$M_{-1} = \frac{\sum n_i \left(\frac{v_i}{\bar{v}} \right)^{-1}}{n}.$$

В качестве ориентировочных численных характеристик распределения, непосредственно связанных с характером конфигурации эмпирических гистограмм, использовались значения относительной моды Δ и модальной ординаты u_Δ , по которым составлялось некоторое количественное представление об однородности распределения, по метеостанциям, объединяемым в те или иные группы намечаемого районирования.

Таблица 2

Относительные статистические характеристики по группе метеостанций с распределением частот типа А

Метеостанция	M_2	C_v	C_s	E	C_0	M_{-1}	Δ	u_Δ
Н. пристань	1,568	76,67	0,748	5,63	0,298	1,642	0,51	0,774
Сумгаит	1,605	78,36	0,552	0,81	0,294	2,194	0,57	0,616
Маштаги	1,685	79,31	0,704	1,27	0,308	2,147	0,46	0,562
Бина	1,680	82,81	0,755	2,18	0,306	2,075	0,37	0,678
Баку	1,530	73,02	0,521	1,17	0,348	1,939	0,62	0,674
Пула	1,894	93,65	0,729	2,19	0,343	2,472	0,32	0,630
Алят	1,610	78,60	0,546	1,99	0,323	2,083	0,57	0,546
Зюд-Остов								
Култук	1,435	65,71	0,511	3,90	0,250	1,557	0,66	0,640
Среднее	1,626	78,52	0,633	2,393	0,309	2,014	0,51	0,640
Стандарт	0,13	7,2	0,102	1,51	0,29	0,28	0,11	0,067
Коэф. вариации	8,0	9,16	16,11	63,1	9,39	13,9	21,57	10,47

Ранее полученные статистические характеристики для каждой метеостанции составлялись со средними значениями по намеченным районам, в результате чего устанавливалась достаточная вероятность принадлежности станции к той или иной из групп, намеченных предварительным районированием.

В результате последовательного уточнения, все метеостанции были окончательно объединены в три группы с достаточно однородными режимами повторяемости. В каждой группе определялись средняя, стандарт и коэффициент вариации статистических характеристик M_2 , C_v , C_s , E , C_0 , M_{-1} , Δ и u_Δ .

Таким образом оценивалась степень вариации каждой из статистических характеристик и степень отклонения их средних значений от аналогичных значений для теоретических порайонных распределений.

В первую группу вошли метеостанции Низовая пристань, Сумгаит, Маштаги, Бина, Баку, Пула, Алят и Зюд-Остов Култук. Эта группа располагается на Апшероне и вдоль узкой береговой полосы от северных границ Азербайджана до Куринской косы. Она характеризуется высокой повторяемостью ветров со скоростями, пригодными для практического использования. Район, на который распространяется типичный для этой группы метеостанций режим повторяемости скоростей, ограничивается с востока Каспийским морем, а с запада — изолиней $v_0 = 4$ м/сек.

В табл. 2 приведены относительные характеристики по первой группе метеостанций. Из таблицы видно, что вариации каждой из статистических характеристик вполне приемлемы.

Надо отметить, что если гистограммы метеостанций Низовая пристань, Сумгаит, Маштаги, Бина, Баку и Зюд-Остов Култук весьма близко подходят друг к другу, то гистограммы метеостанций Пула и Алят отличаются от них сильно развитой левой частью, характеризующейся повторяемостью скоростей ветра $1/2$ и 1 м/сек. По-видимому, здесь имеет место влияние отрогов Большого Кавказа.

Таблица 3

Относительные статистические характеристики по группе метеостанций с распределением частот типа Б

Метеостанция	M_2	C_v	C_s	E	C_0	M_{-1}	Δ	u_Δ
Актафа	1,900	93,33	0,71	11,05	0,384	1,94	0,33	0,60
Геокчай	1,630	78,26	0,83	15,31	0,353	1,49	0,37	0,53
Евлах	1,853	90,71	0,63	5,97	0,367	1,68	0,35	0,64
Карадонлы	2,179	115,94	0,63	5,85	0,464	2,01	0,32	0,79
Кировабад	1,510	75,79	0,70	6,53	0,295	1,63	0,47	0,69
Мир-Башир	1,701	82,86	0,60	5,72	0,416	1,67	0,50	0,61
Пришиб	1,600	79,20	0,66	7,32	0,352	1,59	0,48	0,58
Пушкино	1,692	82,19	0,55	6,80	0,368	1,73	0,55	0,58
Сабирабад	1,826	89,05	0,54	15,15	0,397	1,50	0,48	0,61
Шамхор	1,639	82,40	0,63	5,06	0,378	1,63	0,48	0,61
Ждановск	2,419	85,00	0,49	9,66	0,324	1,52	0,58	0,51
Сальяны	1,690	82,26	0,52	2,51	0,370	1,72	0,57	0,59
Казимагомед	1,730	84,59	0,91	3,85	0,305	1,86	0,23	0,59
Среднее	1,797	86,27	0,65	7,75	0,367	1,69	0,44	0,61
Стандарт	0,237	9,78	0,117	3,80	0,04	0,14	0,103	0,07
Коэф. вариации	13,24	11,4	17,8	49,0	1,09	8,29	23,4	11,2

Во вторую группу вошли метеостанции Актафа, Геокчай, Евлах, Карадонлы, Кировабад, Мир-Башир, Пришиб, Пушкино, Сабирабад, Шамхор, Ждановск, Сальяны, Казимагомед. Район, на который распространяется типичный для этой группы метеостанций режим повторяемости скоростей ветра, включает в себя почти всю Прикуринскую

низменность и земли, расположенные вдоль р. Куры вплоть до границы с Грузией.

Гистограммы этих метеостанций характеризуются сильно развитой левой частью и крутым спадом правой ветви. Эта группа относится к районам, где использование энергии ветра относительно целесообразно.

В табл. 3 приведены статистические характеристики по этой группе метеостанций. Как и в первой группе, вариации каждой из приведенных статистических характеристик лежат в допустимых пределах.

Остальные метеостанции относятся к третьей группе и находятся в горных районах, климатологические особенности которых до настоящего времени исследованы недостаточно.

Горно-долинные ветры и фены в значительной степени усложняют общую картину распределения воздушных масс и в ряде случаев создают условия, когда в горной местности использование энергии ветра может оказаться целесообразным. Однако, в основном, эта группа для практического ветроиспользования интереса не представляет, и потому она дальнейшим исследованиям не подвергалась.

Для выравнивания всех эмпирических распределений в пределах каждой из двух первых групп было подобрано уравнение кривой распределения, статистические характеристики которого в наименьшей степени отличаются от фактически подсчитанных характеристик по данным наблюдений в пределах каждого из установленных районов.

Закономерность, выведенную с учетом всего комплекса местных особенностей, физико-географических условий, предложил проф. Г. А. Гриневич:

$$t = 1000 \frac{\Delta v}{\bar{v}} \left(\frac{v}{\bar{v}} \right)^p \cdot e^{-k \left(\frac{v}{\bar{v}} \right)^n}$$

где

t — повторяемость ветра в промилле,

$\bar{v}$ — среднегодовая скорость ветра,

Δv — интервал скорости ветра,

α, p, k, n — параметры, которые находятся по статистическим характеристикам эмпирических распределений скоростей ветра.

По ранее полученным средним Δ и u_{Δ} производился в первом приближении с помощью номограммы [1] подбор численных значений n и p .

Численные значения параметров α и k определялись по формулам:

$$k = \left(\frac{\Gamma \frac{p+2}{n}}{\Gamma \frac{p+1}{n}} \right)^n,$$

$$\alpha = n \frac{\left(\Gamma \frac{p+2}{n} \right)^{p+1}}{\left(\Gamma \frac{p+1}{n} \right)^{p+2}}.$$

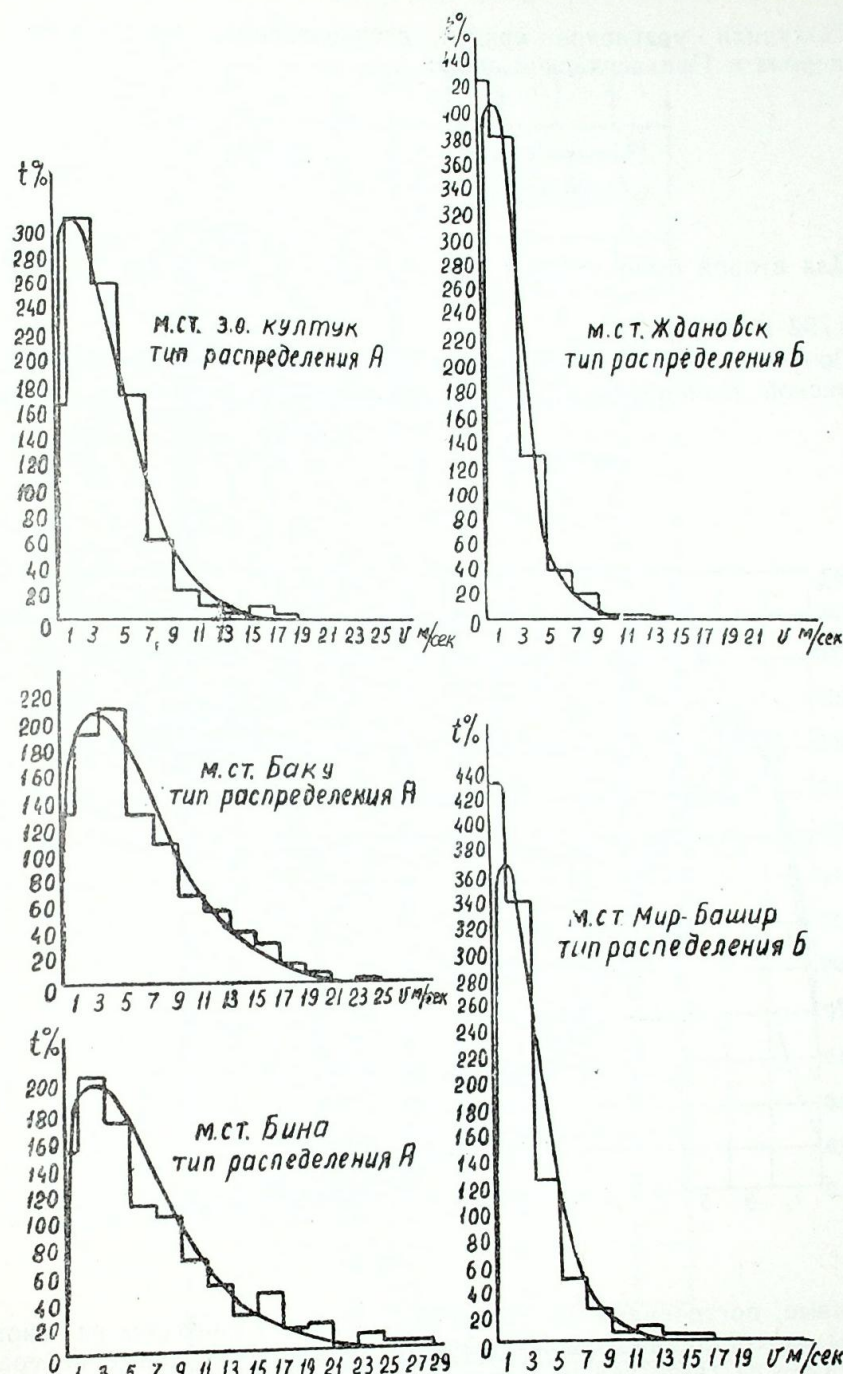


Рис. 1

Для первой группы было найдено при $\Delta=0,51$ и $u_{\Delta}=0,64$ $p=\frac{1}{5}$,

$n=\frac{7}{4}$, $\alpha=0,884$ и $k=0,53$.

Получили уравнение кривой распределения, характерное для Апшерона и Прикаспийской зоны:

$$t = 884 \frac{\Delta v}{v} \sqrt[5]{\frac{v}{v}} e^{-0,53 \left(\frac{v}{v}\right)^{\frac{7}{4}}} \quad (1)$$

Для второй было найдено при $\Delta=0,44$ и $u\Delta=0,61$ $p=\frac{1}{6}$, $n=2$,

$\alpha=0,752$ и $k=0,39$.

Получили уравнение кривой распределения, характерное для Прикуринской низменности и земель, расположенных вдоль р. Куры:

$$t = 752 \frac{\Delta v}{v} \sqrt[5]{\frac{v}{v}} e^{-0,39 \left(\frac{v}{v}\right)^2} \quad (2)$$

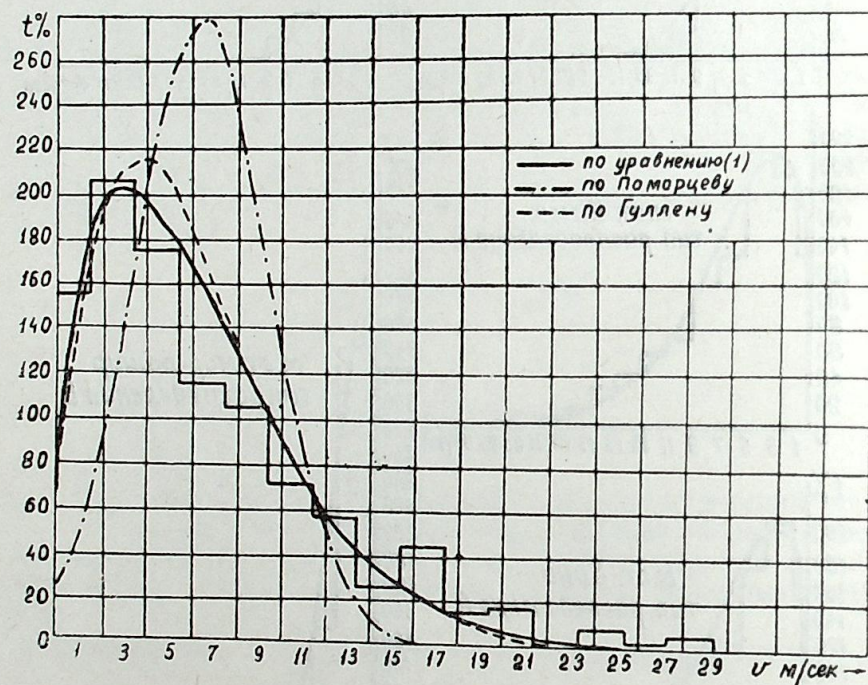


Рис. 2

Кривые, построенные по уравнению (1), были нанесены на гистограммы метеостанций первой группы, а кривые, построенные по уравнению (2)—на гистограммы метеостанций второй группы (рис. 1).

Визуальный анализ графиков позволяет убедиться в том, что теоретические кривые достаточно хорошо вписываются в эмпирические гистограммы. Здесь не следует забывать еще и то обстоятельство, что кривые были построены не для отдельно взятых станций, а для целой группы метеостанций, которые хоть и лежат в однотипных ландшафтных условиях, но отстоят друг от друга на расстоянии в сотни километров.

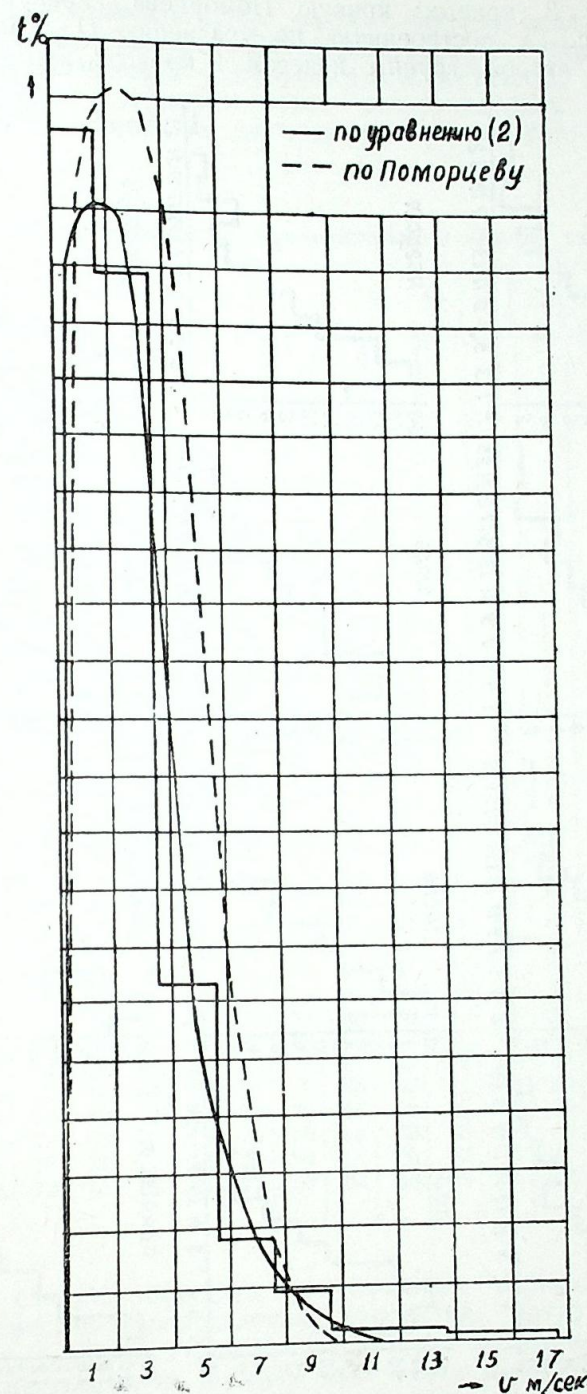


Рис. 3.

Для проверки согласования существующих кривых распределения скоростей ветра с фактическими данными по метеостанциям УГМС Азербайджанской ССР нанесем на гистограмму метеостанции пер-

вой группы 3 кривых: кривую Поморцева, кривую Гуллена и кривую (рис. 2), построенную по уравнению (1). На гистограмме метеостанции второй группы нанесем 2 кривых: кривую Поморцева

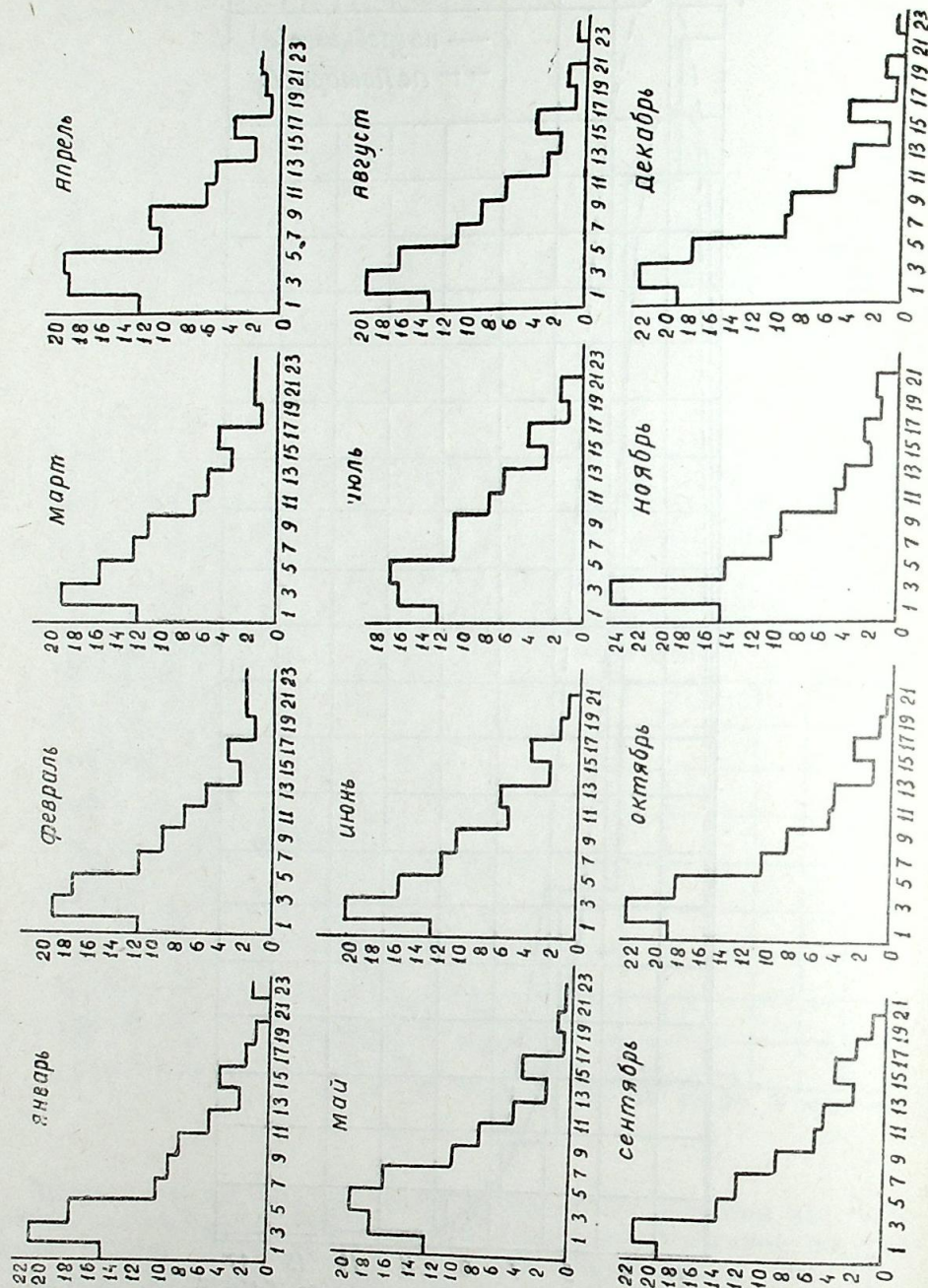


Рис. 4

и кривую (рис. 3), построенную по уравнению (2). Кривые Гуллена не были нанесены из-за отсутствия в таблице значений повторяемости для $v_0 < 4$ м/сек.

Сопоставление показывает, что во всех случаях наилучшее согласие с действительным распределением дают кривые, построенные нами по выведенным уравнениям. В первой группе достаточно удовлетворительное согласие с действительным распределением дают кривые Гуллена. Кривые Поморцева дают значительные расхождения.

Таблица 4

Повторяемость в промилле применительно к режиму типа Б

	$1/2$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	15
1,0	286	509	177	27	1												
1,2	240	464	231	64	1												
1,4	194	416	257	102	26	5											
1,6	167	373	265	132	48	13											
1,8	145	336	263	154	70	24											
2,0	130	304	255	167	89	38	13										
2,2	118	276	244	174	104	52	22										
2,4	106	253	232	178	115	65	32	13									
2,6	99	232	220	176	123	76	42	20									
2,8	91	215	208	174	128	85	51	29	13								
3,0	84	200	197	170	131	92	59	34	18								
3,2	77	186	187	165	133	98	66	41	24	13							
3,4	75	174	177	160	132	101	72	48	29	17							
3,6	70	164	168	155	131	104	77	53	35	21							
3,8	65	154	160	149	129	105	81	58	40	26	16						
4,0	61	146	152	144	127	106	84	62	44	30	19	12					
4,2	57	138	145	139	125	104	86	66	48	34	23	18					
4,4	56	131	138	134	122	105	87	69	52	38	26	17	11				
4,6	54	124	132	129	119	106	87	71	55	41	29	20	13				
4,8	52	119	127	124	116	103	87	73	58	44	33	23	15	11			
5,0	51	114	122	120	113	102	86	72	60	47	35	26	19	13	8		
5,2	49	108	116	115	110	100	88	75	62	49	38	29	21	15	10		
5,4	48	106	111	112	107	98	87	75	63	51	40	31	23	17	12	8	11
5,6	46	99	108	108	104	96	87	75	64	53	43	33	25	19	14	9	17
5,8	45	96	104	105	101	95	86	76	65	54	44	35	27	21	15	11	20
6,0	44	93	100	101	98	93	86	76	66	56	46	37	29	23	16	13	25
6,2	43	88	96	98	96	91	84	75	66	57	48	39	31	25	19	14	28
6,4	42	85	92	94	92	81	82	76	68	58	49	41	33	26	20	16	38
6,6	41	82	90	90	91	88	81	74	66	58	50	42	35	28	22	17	45
6,8	40	80	87	87	88	85	80	73	66	58	51	43	36	30	24	19	51
7,0	38	78	84	87	86	83	78	73	67	59	52	44	37	31	25	20	59
7,2	36	75	82	84	84	81	77	72	66	59	52	45	38	32	27	22	68
7,4	35	73	79	82	82	80	76	71	65	59	52	46	39	33	28	23	76
7,6	34	70	77	80	80	78	75	70	65	59	53	47	40	35	29	24	82
7,8	33	68	75	78	78	76	73	69	64	58	53	47	41	36	30	25	93
8,0	32	66	73	75	76	75	72	68	64	58	54	48	42	37	31	26	103

Кстати, следует отметить, что сезонные вариации относительных характеристик распределения скоростей ветра сравнительно ничтожны, т. е. общая структура кривой распределения, характерная для данной местности, по месяцам изменяется мало (рис. 4).

Это дает возможность пользоваться вычисленными таблицами при определении производительности ветросилового агрегата для любого месяца.

В силу того, что пользование уравнениями (1) и (2) при практических расчетах довольно сложно, мы стремились дать решение этих уравнений в удобной и простой форме.

Наиболее удобными и простыми для практического использования оказались табличные данные повторяемости скоростей ветра в промилле, составленные нами для первой и второй групп (табл. 4 и 5).

Таблица 5

Повторяемость в промилле применительно к режиму типа А

v	$<1/2$	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	>15
1,0	278	521	171	29	1												
1,2	216	483	223	64	12	2											
1,4	176	440	252	99	27	6											
1,6	144	399	264	128	48	14	3										
1,8	119	361	265	150	68	27	8	2									
2,0	107	329	260	163	86	37	15	5	1								
2,2	87	300	252	171	103	54	23	9	3	1							
2,4	76	276	242	176	112	63	32	15	6	2							
2,6	67	254	231	177	120	73	41	21	10	4	2						
2,8	61	235	220	176	126	82	49	27	13	7	3	1					
3,0	52	219	209	174	130	89	57	34	19	10	5	2	2				
3,2	46	204	199	170	132	95	64	40	24	13	7	4	2				
3,4	40	191	190	166	133	99	70	46	29	17	10	5	3	1			
3,6	36	180	181	161	133	102	74	52	34	21	13	7	4	2	1		
3,8	33	169	172	156	132	104	78	56	38	25	16	10	6	3	2		
4,0	29	160	164	152	130	106	82	60	43	29	19	12	7	4	2	1	
4,2	25	151	157	147	128	106	84	64	47	33	22	15	9	6	3	2	1
4,4	22	144	150	142	126	106	86	67	50	36	26	17	11	7	5	3	2
4,6	19	137	144	137	123	106	87	69	53	40	29	20	14	9	6	4	3
4,8	18	130	138	132	121	105	88	71	56	43	31	23	16	11	7	5	5
5,0	17	124	132	128	118	104	88	73	58	45	34	25	18	13	9	6	8
5,2	13	119	127	124	115	103	89	74	60	48	37	28	20	15	10	7	11
5,4	10	114	122	120	112	101	88	75	62	50	39	30	23	17	12	9	16
5,6	9	109	118	117	109	100	88	76	63	52	41	32	25	19	14	10	18
5,8	8	105	114	113	107	98	88	76	64	53	43	34	27	20	15	11	24
6,0	7	101	110	109	104	97	87	76	65	54	45	36	28	22	17	13	29
6,2	5	97	106	106	102	95	86	76	66	55	46	38	30	24	19	14	35
6,4	4	93	102	103	99	93	85	76	66	56	47	40	32	26	20	16	42
6,6	3	90	99	100	97	91	84	75	66	57	49	41	33	27	22	17	49
6,8	2	87	96	97	95	89	83	75	66	58	50	42	35	29	23	18	55
7,0	2	84	93	95	93	88	82	74	66	58	50	43	36	30	24	20	62
7,2	1	81	90	92	90	86	80	74	66	59	51	44	37	31	26	21	71
7,4	1	79	87	89	88	85	79	73	66	59	52	45	38	32	27	22	78
7,6	1	76	84	87	86	82	78	72	66	59	52	45	39	33	28	23	87
7,8	1	74	82	85	84	81	77	71	65	59	52	46	40	34	29	24	96
8,0	0	71	80	82	82	80	76	70	65	59	52	46	41	35	30	25	105

ЛИТЕРАТУРА

1. Гриневич Г. А. Опыт разработки элементов малого ветроэнергетического кадастра Средней Азии и Казахстана. Изд. АН Узбек. ССР, 1952.
2. Романовский В. И. Математическая статистика, ГОНТИ, 1938.
3. Романовский В. И. Применение математической статистики в опытно-де-ле. Гостехиздат, 1947.

В. И. Јесман, З. Г. Элијев

Күләјин тәкраролунан иш сүр'әтләринин режими

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә һесабама ишләри, режимләрин типикләшмәси вә Азәр-бајчан ССР-дә күләјин тәкраролунан сүр'әтләри һаггында мә'лумат верилир.

Азәрбајчан ССР-ин метеостансијаларында өлчүлән күләк сүр'әтлә-ри һесабама үчүн биринчи материал олмушдур. Стансијалар бир-би-ринә охшар тәкраролунан сүр'әт режимләри илә 3 группа бирләшир. Һәр группа орта, стандарт вә статик характеристикаларын M_2 , C_v , C_s , E , C_0 , M_{-1} , Δ вә U_{Δ} әмсал варијасијасы тәјин едилмиш. Хәзәрјаны вә Күрјаны зоналары үчүн бөлүшдүрмә әјрисинин тәнлији мүүјәнләш-дирилмишдир. Республика үчүн күләјин тәкраролунан иш сүр'әтләри-нин чәдвәли дүзәлдилмишдир.

Н. А. МАМЕД-ЗАДЕ

НОМОГРАММА ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАГРУЗОК МЕЖДУ ТЕПЛОВЫМИ СТАНЦИЯМИ И ГИДРОСТАНЦИЯМИ

Распределение нагрузок между тепловыми станциями и гидростанциями по формуле

$$B = \lambda_1 \cdot q_1 = \lambda_2 \cdot q_2 = \dots = \lambda_n \cdot q_n, \quad (1)$$

являющейся основным условием по методу относительных приростов [1] и элементом в расчетах по методу удельных экономий [2], при часто повторяющихся расчетах и постоянно изменяющихся λ_i требует большой затраты времени.

С целью облегчения таких расчетов в [1] предлагается оперировать подвижными логарифмическими шкалами. Однако недостатком таких шкал является то, что расчеты по ним требуют операции умножения при меняющихся значениях λ_i и, главное, распределение нагрузок при двух и более гидростанциях в системе связано с большими неудобствами, исключающими одновременность расчетов по всем гидростанциям и тепловым станциям.

Таких недостатков лишены номограммы с ориентированным транспарантом [3]. Выражение (1) после логарифмирования сразу приводится к каноническому виду, представимому номограммой с ориентированным транспарантом. Ниже показан пример номографирования выражения (1) для системы, суммарная характеристика относительных приростов тепловых станций которой представлена на рис. 1, а на рис. 2, даны характеристики относительных приростов ГЭС. На рис. 3 представлена готовая номограмма. По данной номограмме решается большой круг задач, подчиняющихся условию (1). Перечислим некоторые из них.

1. Заданы суммарная нагрузка системы P , N_T и λ_1 (или λ_2).

Найти $N_{г1}$ и $N_{г2}$.

2. Заданы P , λ_1 , λ_2 , $N_{г1}$ (или $N_{г2}$). Найти N_T и $N_{г2}$ (или $N_{г1}$).

3. Заданы N_T , λ_1 , λ_2 . Найти $N_{г1}$, $N_{г2}$ и P .

4. Заданы N_T , $N_{г1}$, λ_1 (или $N_{г2}$ и λ_2). Найти P и $N_{г2}$ (или $N_{г1}$).

Принцип распределения нагрузок по номограмме не зависит от того, построены ли характеристики относительных приростов гидростанций при постоянных напорах или при постоянных уровнях верхнего бьефа. Эти различия в характеристиках относительных приростов будут сказываться только в шкалах транспаранта. Семейства линий неподвижной плоскости будут во всех случаях неизменными. Это

Н. А. МАМЕД-ЗАДЕ

НОМОГРАММА ДЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ НАГРУЗОК МЕЖДУ ТЕПЛОВЫМИ СТАНЦИЯМИ И ГИДРОСТАНЦИЯМИ

Распределение нагрузок между тепловыми станциями и гидростанциями по формуле

$$B = \lambda_1 \cdot q_1 = \lambda_2 \cdot q_2 = \dots = \lambda_n \cdot q_n, \quad (1)$$

являющейся основным условием по методу относительных приростов [1] и элементом в расчетах по методу удельных экономий [2], при часто повторяющихся расчетах и постоянно изменяющихся λ_i требует большой затраты времени.

С целью облегчения таких расчетов в [1] предлагается оперировать подвижными логарифмическими шкалами. Однако недостатком таких шкал является то, что расчеты по ним требуют операции умножения при меняющихся значениях λ_i и, главное, распределение нагрузок при двух и более гидростанциях в системе связано с большими неудобствами, исключающими одновременность расчетов по всем гидростанциям и тепловым станциям.

Таких недостатков лишены номограммы с ориентированным транспарантом [3]. Выражение (1) после логарифмирования сразу приводится к каноническому виду, представимому номограммой с ориентированным транспарантом. Ниже показан пример номографирования выражения (1) для системы, суммарная характеристика относительных приростов тепловых станций которой представлена на рис. 1, а на рис. 2, даны характеристики относительных приростов ГЭС. На рис. 3 представлена готовая номограмма. По данной номограмме решается большой круг задач, подчиняющихся условию (1). Перечислим некоторые из них.

1. Заданы суммарная нагрузка системы P , N_T и λ_1 (или λ_2).

Найти $N_{Г1}$ и $N_{Г2}$.

2. Заданы P , λ_1 , λ_2 , $N_{Г1}$ (или $N_{Г2}$). Найти N_T и $N_{Г2}$ (или $N_{Г1}$).

3. Заданы N_T , λ_1 , λ_2 . Найти $N_{Г1}$, $N_{Г2}$ и P .

4. Заданы N_T , $N_{Г1}$, λ_1 (или $N_{Г2}$ и λ_2). Найти P и $N_{Г2}$ (или $N_{Г1}$).

Принцип распределения нагрузок по номограмме не зависит от того, построены ли характеристики относительных приростов гидростанций при постоянных напорах или при постоянных уровнях верхнего бьефа. Эти различия в характеристиках относительных приростов будут сказываться только в шкалах транспаранта. Семейства линий неподвижной плоскости будут во всех случаях неизменными. Это

свойство номограммы дает большие удобства. Воспользовавшись им, можно заранее заготовить набор транспарантов для имеющихся характеристик относительных приростов ГЭС. Число таких транспарантов всегда будет в n раз меньше, чем число подвижных логарифмических шкал, где n —число ГЭС в системе. Нанесение пометок шкал транспаранта требует минимального времени.

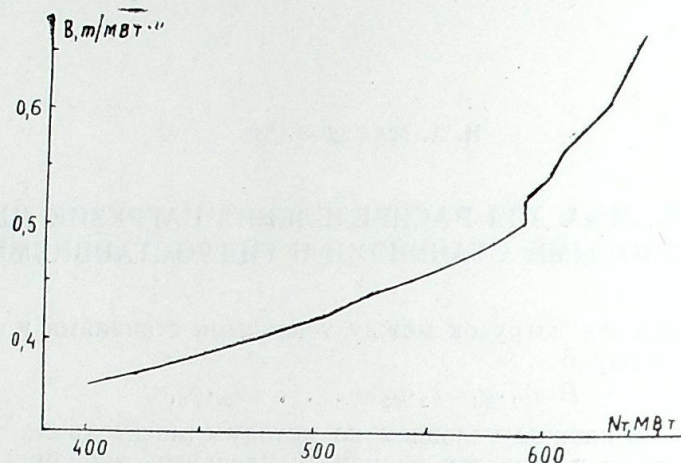


Рис. 1

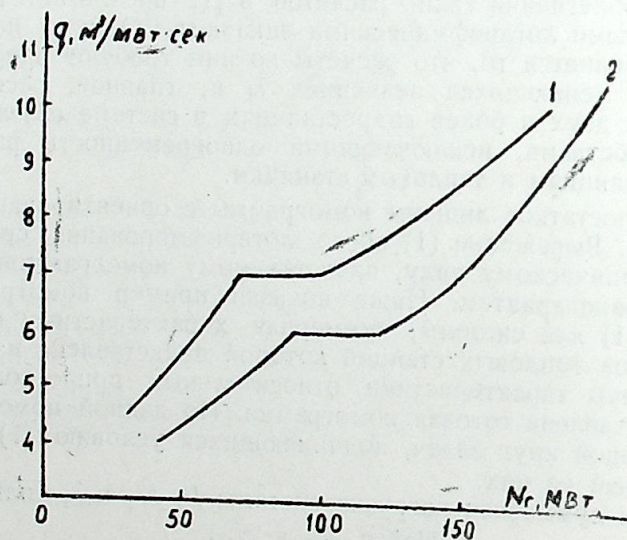


Рис. 2

Характеристики относительных приростов ТЭС и ГЭС, как известно, имеют разрывы непрерывности. На неподвижной плоскости номограммы разрыв в суммарной характеристике относительных приростов ТЭС фиксируется широкой черной полосой (рис. 3). Разрывы в характеристиках относительных приростов ГЭС обозначены на шкалах транспаранта соответствующими делениями, у которых приписан интервал изменения величин мощностей гидроэлектростанций в точках разрыва.

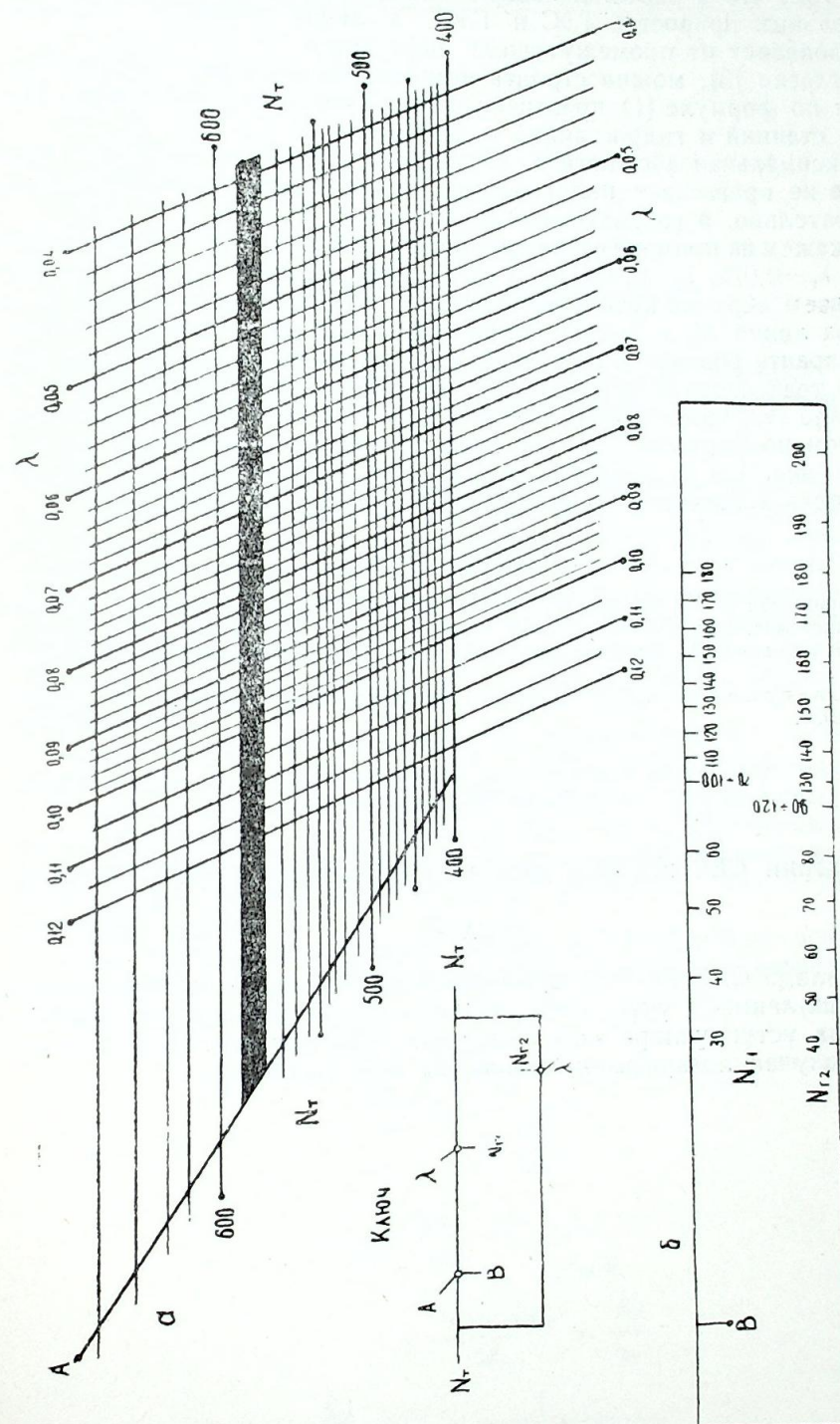


Рис. 3
Номограмма для распределения нагрузок между тепловыми станциями и гидроэлектростанциями.
 a —неподвижная плоскость; b —транспарант.

Укажем еще на одно важное свойство номограммы, заключающееся в том, что в расчетах совершенно не фигурируют значения относительных приростов ТЭС и ГЭС, а лишь мощности последних. Это избавляет от промежуточных пересчетов.

Согласно [3], можно строить номограммы подобного типа и решать задачи по формуле (1) практически для любого заданного числа тепловых станций и гидростанций в системе.

Максимальная абсолютная погрешность решения задач по номограмме не превышает половины расстояния между делениями шкал, следовательно, в рассматриваемом случае $\leq 5 \text{ мгвт}$.

Покажем на примере расчет распределения нагрузок по номограмме. Пусть $\lambda_1=0,072$, $\lambda_2=0,052$ и $N_T=540 \text{ мгвт}$. Найти $N_{Г1}$ и $N_{Г2}$. Прикладываем верхний край транспаранта к горизонтальной прямой из семейства линий N_T с пометкой 540 так, чтобы фиксированная точка В транспаранта совпала с линией А. Против значения $\lambda_1=0,072$ на шкале $N_{Г1}$ транспаранта читаем $N_{Г1}=60 \text{ мгвт}$, а против значения $\lambda_2=0,052$ на шкале $N_{Г2}$ транспаранта читаем $N_{Г2}=175 \text{ мгвт}$. Непосредственным расчетом по формуле (1) и по характеристикам относительных приростов (рис. 1 и 2) находим, что $N_{Г1}=60 \text{ мгвт}$ и $N_{Г2}=176 \text{ мгвт}$. Погрешность в расчетах по номограмме вполне допустима.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горнштейн В. М. Наивыгоднейшие режимы работы гидростанций в энергетических системах. Госэнергоиздат, 1959.
2. Никитин Б. И. Гидростанции в единой энергетической системе. АН СССР, 1960.
- Хованский Г. С. Номограммы с ориентированным транспарантом, Гостехиздат, 1957.

Н. Э. Мэммедзаде

Јүкләрин СЕС вә ИЕС арасында пајланмасы үчүн номограм

ХҮЛАСӘ

Мәгаләдә СЕС вә ИЕС арасында јүкләрин нисби артым үсулуна әсасән пајланмасы үчүн номограм верилір. Тәгдим олуан номограм бир сыра үстүнлүкләрә малик олдуғуна көрә һазырда һесабламаларда тәтбиг олуан логарифмик шкалалары әвәз едә биләр.

Н. Б. КАДИРОВ, Ш. М. ИСМАИЛ-ЗАДЕ

УТОЧНЕННЫЙ ГРАФОАНАЛИТИЧЕСКИЙ МЕТОД ПРЯМОГО РАСЧЕТА ТЕПЛООБМЕННЫХ АППАРАТОВ

Теплообменные аппараты широко применяются в народном хозяйстве. Особое распространение они получили в нефтеперерабатывающей промышленности, где можно встретить различные по конструкции и технологическому назначению теплообменники (теплоносителей). В нашей работе [4] был разработан графоаналитический метод прямого расчета теплообменных аппаратов, в которых горячие и холодные жидкости движутся вдоль разделяющей их стенки, по схеме проточка или противотока.

Указанный метод базировался на существовавших в то время теоретических и экспериментальных расчетных формулах теплообмена. В связи с появлением новых, более точных обобщенных зависимостей теплообмена, рекомендуемых акад. М. А. Михеевым, возникла необходимость уточнения вышеупомянутого графоаналитического метода прямого расчета теплообменных аппаратов, чему и посвящена настоящая работа.

Ниже приводятся основные расчетные обобщенные зависимости, определяющие процесс теплообмена, происходящий в вышеуказанных теплообменных аппаратах:

$$\frac{\Delta t_{cp}}{\Delta t'} = \frac{\frac{\Delta t''}{\Delta t'} - 1}{\ln \frac{\Delta t''}{\Delta t'}} \quad (1)$$

$$\pm \frac{t' - t_{cp}}{\Delta t' - \Delta t_{cp}} = \frac{1}{GC_{p,cm}} \quad (2)$$

$$\pm \frac{t_{cp} - t_{w,cp}}{\Delta t_{cp}} = \frac{K_l}{\alpha_l} \quad (3)$$

$$\frac{K_l}{\alpha_{l_1}} = \frac{1}{1 + \frac{\alpha_{l_1} \delta}{\lambda_{иср}} + \frac{\alpha_{l_1}}{\alpha_{l_2}}} \quad (4)$$

$$Nu_f = 0,021 \cdot Re_f^{0,8} \cdot Pr_f^{0,43} \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (5)$$

$$Nu_f = 0,17 \cdot Re_f^{0,43} \cdot Gr_f^{0,1} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (6)$$

$$Nu_f = 0,23 \cdot Re_f^{0,65} \cdot Pr_f^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (7)$$

$$Nu_f = 0,41 \cdot Re_f^{0,6} \cdot Pr_f^{0,33} \cdot \left(\frac{Pr_f}{Pr_w} \right)^{0,25} \quad (8)$$

Обобщенные зависимости (2) и (3), выведенные Н. Б. Кадиновым для теплообменника, работающего по схеме прямого тока [2], пригодны как для горячей, так и для холодной жидкости. При этом левые части указанных зависимостей со знаком плюс надо отнести к горячей жидкости, а со знаком минус — к холодной.

В этих зависимостях приняты следующие обозначения:

t'_1 и t''_1 — температуры при входе и выходе горячей жидкости из теплообменника;

t'_2 и t''_2 — то же для холодной жидкости;

$\Delta t'$ и $\Delta t''$ — разности температур при входе и выходе из теплообменника горячей и холодной жидкостей, которые соответственно равны

$$\Delta t' = t'_1 - t'_2 \text{ и } \Delta t'' = t''_1 - t''_2;$$

G_1 и G_2 — весовые расходы горячей и холодной жидкостей;

C_{p1cp} и C_{p2cp} — средние теплоемкости при постоянном давлении горячей и холодной жидкостей;

α_{l1} и α_{l2} — линейные коэффициенты теплопередачи от горячей жидкости к стенке и от стенки к холодной жидкости, отнесенные к единице длины стенки, через которую происходит передача тепла от горячей жидкости к холодной;

K_l — линейный коэффициент теплопередачи от горячей жидкости к холодной, отнесенный к единице длины теплопередающей стенки;

λ_{lcp} — среднее значение линейного коэффициента теплопроводности стенки, отнесенного к единице длины этой стенки;

δ — толщина стенки;

l — ее длина;

t_{1cp} и t_{2cp} — средние температуры горячей и холодной жидкостей;

t_{w1cp} и t_{w2cp} — средние температуры поверхностей стенки, омываемых, соответственно, горячей и холодной жидкостями, и величина

$$m = \frac{1}{G_1 C_{p1cp}} + \frac{1}{G_2 C_{p2cp}}.$$

Критериальные уравнения теплообмена (5) и (6) рекомендуются акад. М. А. Михеевым [1] для случая движения жидкости в прямой трубе, соответственно, при турбулентном и ламинарном режимах движения этой жидкости.

Критериальные же зависимости (7) и (8) пригодны для случаев движения жидкости в межтрубном пространстве теплообменника, когда

жидкость омывает пучок труб в поперечном направлении под углом атаки $\psi = 90^\circ$.

Формула (7) рекомендуется для пучка труб, расположенных в коридорном порядке, а формула (8) пригодна для случая шахматного расположения труб в пучке [1].

В формулах (5), (6), (7) и (8) величины Nu_f , Re_f , Pr_f , и Gr_f представляют собой соответствующие критерии Нуссельта, Рейнольдса, Прандтля и Грасгофа, вычисленные по средней температуре данной рабочей жидкости, а величина Pr_w выражает собой критерий Прандтля, вычисленный по средней температуре теплопередающей стенки.

На рис. 1—8 приведены кривые, построенные на базе вышеуказанных обобщенных зависимостей 1—8.

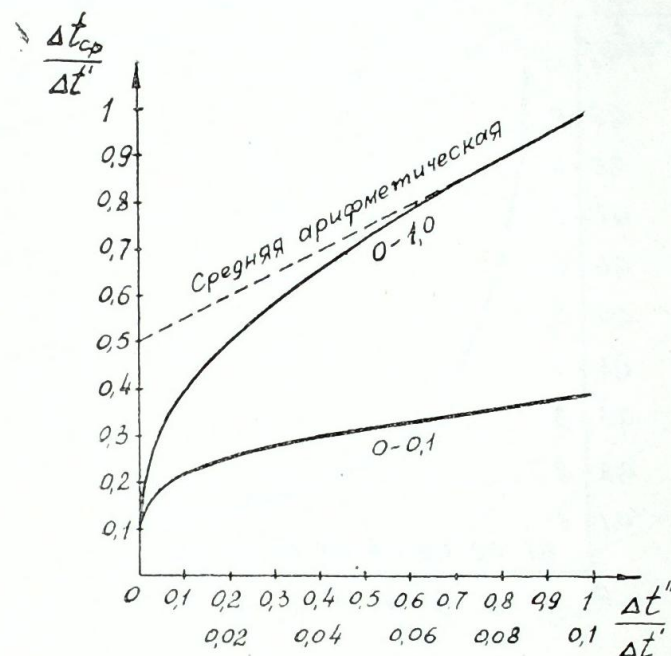


Рис. 1

Пользуясь этими кривыми, можно значительно упростить прямой расчет теплообменных аппаратов, сопровождающийся некоторыми необходимыми аналитическими вычислениями.

Ниже дается подробное описание указанного графоаналитического метода прямого расчета теплообменных аппаратов.

Графоаналитический метод прямого расчета теплообменных аппаратов, работающих по схеме прямого тока

Рассмотрим два случая режима движения рабочих жидкостей в теплообменных аппаратах, наиболее часто встречающиеся в практике.

Турбулентный режим

Пусть даны:

t'_1 и t'_2 — температуры горячей и холодной жидкостей при входе в теплообменный аппарат

G_1 и G_2 — часовые расходы,

C_{p1cp} и C_{p2cp} — средние теплоемкости этих жидкостей и

Q — количество тепла, передаваемое от горячей жидкости к холодной за один час в рассчитываемом теплообменнике.

Требуется определить поверхность нагрева теплообменника, состоящего из трубок с внутренним диаметром d_1 , внешним d_2 в количестве n штук.

Горячая жидкость движется по трубкам, а холодная — в межтрубном пространстве вдоль них.

Обе жидкости движутся в одном и том же направлении.

Расчет теплообменника в данном случае производим по следующей схеме.

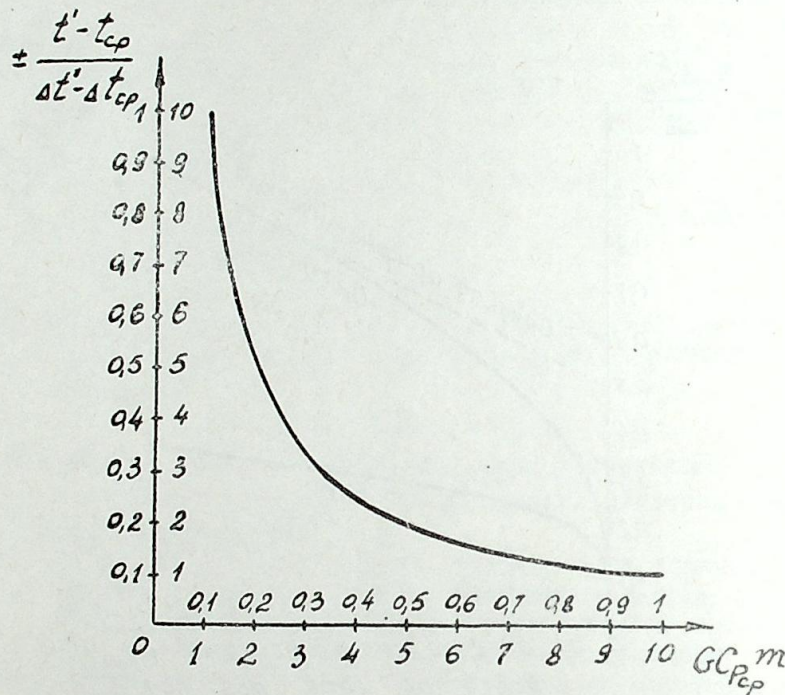


Рис. 2

Примем за исходные значения средних теплоемкостей горячей и холодной жидкостей

$$C_{p1cp} = d_1 + b_1 t'_1 \text{ и } C_{p2cp} = d_2 + b_2 t'_2.$$

Затем определяем конечные температуры горячей и холодной жидкостей в первом приближении из выражений

$$t''_1 = t'_1 - \frac{Q}{G_1 C_{p1cp}} \text{ и } t''_2 = t'_1 + \frac{Q}{G_2 C_{p2cp}} \quad (9)$$

Подставляя эти значения t''_1 и t''_2 в выражения средних теплоемкостей горячей и холодной жидкостей

$$C_{p1cp} = a_1 + b_1 \frac{t'_1 + t''_1}{2}, \quad C_{p2cp} = a_2 + b_2 \frac{t'_2 + t''_2}{2}, \quad (10)$$

находим уточненные значения указанных теплоемкостей C_{p1cp} и C_{p2cp} .

Подставляя, наконец, последние значения C_{p1cp} и C_{p2cp} в выражения (9), определяем окончательные значения конечных температур горячей и холодной жидкостей t''_1 и t''_2 .

Зная конечные температуры t''_1 и t''_2 рабочих жидкостей по известным уже значениям $\Delta t' = t'_1 - t'_2$ и $\Delta t'' = t''_1 - t''_2$ из рис. 1, находим среднюю температурную разность Δt_{cp} для рассчитываемого теплообменника.

Далее определяем сначала величину

$$m = \frac{1}{G_1 C_{p1cp}} + \frac{1}{G_2 C_{p2cp}}, \quad (11)$$

после чего вычисляем значения величин $G_1 C_{p1cp} m$ и $G_2 C_{p2cp} m$.

По известным значениям этих величин $G_1 C_{p1cp} m$, $G_2 C_{p2cp} m$, $\Delta t'$, Δt_{cp} , t'_1 и t'_2 с помощью кривых рис. 2 определяем средние температуры t_{1cp} и t_{2cp} горячей и холодной жидкостей.

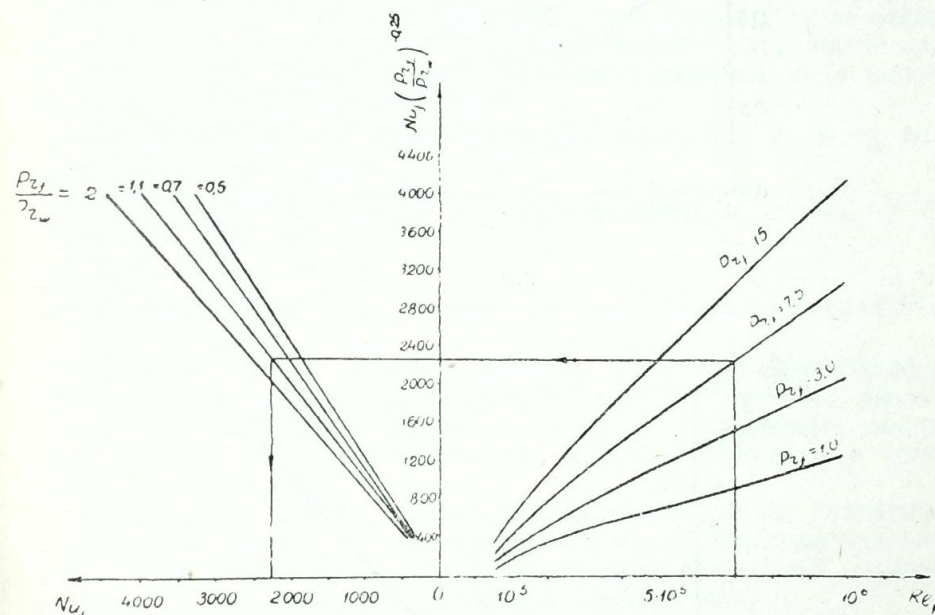


Рис. 3

Принимая t_{1cp} и t_{2cp} за определяющие температуры, вычисляем значения критериев Рейнольдса Re_{f1} и Re_{f2} , Прандтля Pr_{f1} и Pr_{f2} , соответственно, для горячей и холодной жидкостей.

$\frac{Pr_{f1}}{Pr_{w1}} \approx \frac{Pr_{f2}}{Pr_{w2}} \approx 1$, из рис. 3 находим критерий Нуссельта Nu_{f1} и Nu_{f2}

для горячей и холодной жидкостей.

По этим значениям критериев Nu_{f1} и Nu_{f2} вычисляем сначала частные коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 , а затем определяем линейные коэффициенты теплопередачи $\alpha_{l1} = \pi d_1 \alpha_1$ и $\alpha_{l2} = \pi d_2 \alpha_2$ для горячей и холодной жидкостей*.

* Для цилиндрической стенки (трубки), как известно, имеем:

$$\alpha_{l1} = \pi d_1 \alpha_1, \quad \alpha_{l2} = \pi d_2 \alpha_2 \text{ и } \frac{1}{\lambda_{cp}} = \frac{1}{2\pi \lambda_{cp}} \ln \frac{d_2}{d_1}.$$

По известным значениям α_{l_1} и α_{l_2} , а также заданным значениям величин d_1 , d_2 и коэффициента теплопроводности λ_{cp} материала теплопередающей стенки из рис. 4 находим величину линейного коэффициента теплопередачи K_l теплообменника.

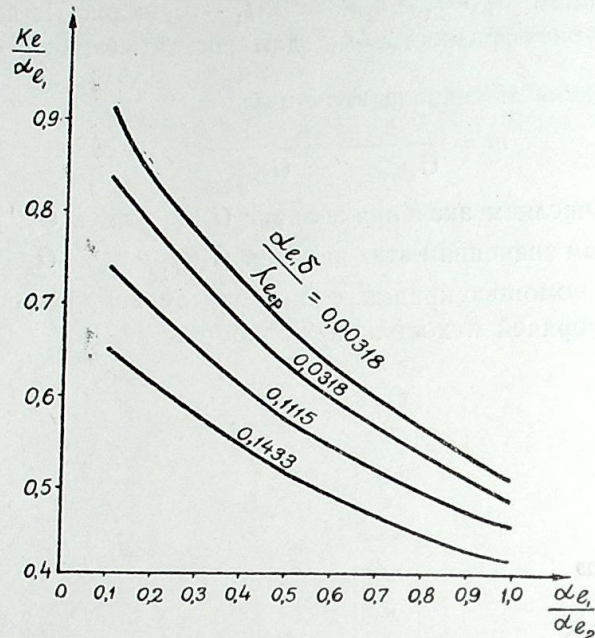


Рис. 4

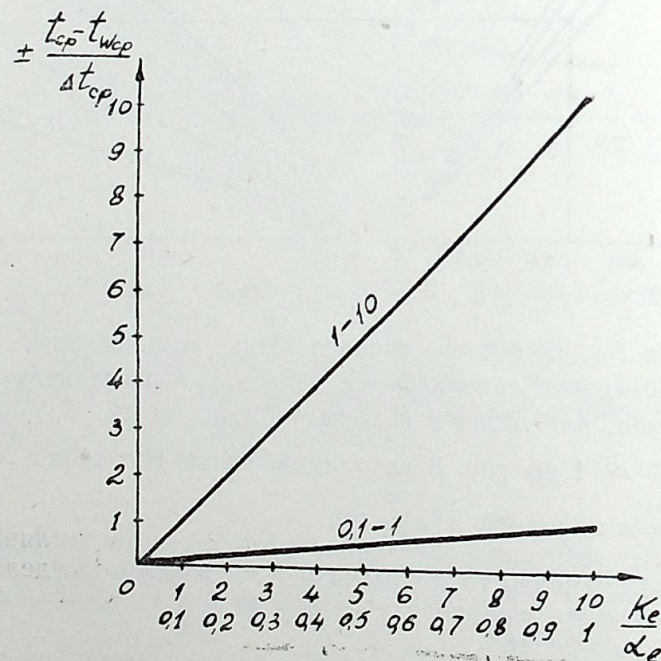


Рис. 5

Вычислив далее величины $\frac{K_l}{\alpha_{l_1}}$ и $\frac{K_l}{\alpha_{l_2}}$, по известным значениям t_{1cp} , t_{2cp} и Δt_{cp} из рис. 5 определяем средние температуры t_{w1cp} и t_{w2cp} поверхностей теплопередающей стенки, омываемых, соответственно горячей и холодной жидкостями. По найденным температурам t_{w1cp} и t_{w2cp} вычисляем затем значения критериев Прандтля Pr_{w_1} и Pr_{w_2} для горячей и холодной жидкостей.

Вычислив, наконец, значения величин $\frac{Pr_{f_1}}{Pr_{w_1}}$ и $\frac{Pr_{f_2}}{Pr_{w_2}}$, по известным

значениям критериев Re_{f_1} , Re_{f_2} , Pr_{f_1} , Pr_{f_2} из рис. 3 находим критерии Нуссельта Nu_{f_1} и Nu_{f_2} в втором приближении. По этим значениям критериев Nu_{f_1} и Nu_{f_2} , вычислив сначала линейные коэффициенты теплопередачи α_{l_1} и α_{l_2} , из рис. 4 находим значение линейного коэффициента теплопередачи K_l во втором приближении.

Если это значение величины K_l значительно разнится от ее найденного значения в первом приближении, то, принимая это новое значение величины K_l за исходное, необходимо определить ее в третьем, четвертом и других приближениях.

Для этого, вычислив по последним значениям K_l , α_{l_1} и α_{l_2} величины $\frac{K_l}{\alpha_{l_1}}$ и $\frac{K_l}{\alpha_{l_2}}$, из рис. 5 находим величины t_{w1cp} и t_{w2cp} во втором приближении.

По этим значениям t_{w1cp} и t_{w2cp} , вычислив сначала критерии Pr_{w_1} и Pr_{w_2} , из рис. 3 находим критерии Nu_{f_1} и Nu_{f_2} в третьем приближении. По известным значениям критериев Нуссельта Nu_{f_1} и Nu_{f_2} , вычислив линейные коэффициенты теплоотдачи α_{l_1} и α_{l_2} , определяем, наконец, линейный коэффициент теплопередачи K_l теплообменника в третьем приближении (рис. 4).

Продолжая указанным методом подбора определение величины K_l в четвертом, пятом и т. д. приближениях, мы найдем окончательно то значение величины K_l , которое будет пренебрежимо мало отличаться от ее исходного значения в последнем приближении.

Принимая это последнее значение величины K_l за ее окончательное искомое значение, по известным значениям величин Q , Δt_{cp} и n определяем длину поверхности нагрева теплообменника из выражения:

$$L = \frac{Q}{K_l \Delta t_{cp} n} \quad (12)$$

Этим заканчивается расчет теплообменника в рассматриваемом режиме его работы.

Ламинарный режим

Методика расчета теплообменника в случае ламинарного режима движения рабочих жидкостей совершенно аналогична таковой при турбулентном режиме движения рабочих жидкостей с той лишь разницей, что при определении критерия Нуссельта в данном случае

вместо рис. 3 необходимо пользоваться рис. 6. Вся последовательность описанного выше расчета теплообменника в этом случае остается в силе так же, как и в случае турбулентного режима движения рабочих жидкостей. При этом, как очевидно, необходимо знать среднюю температуру поверхностей теплопередающей стенки $t_{w, \text{ср}}$, которая является неизвестной и может быть определена следующим образом.

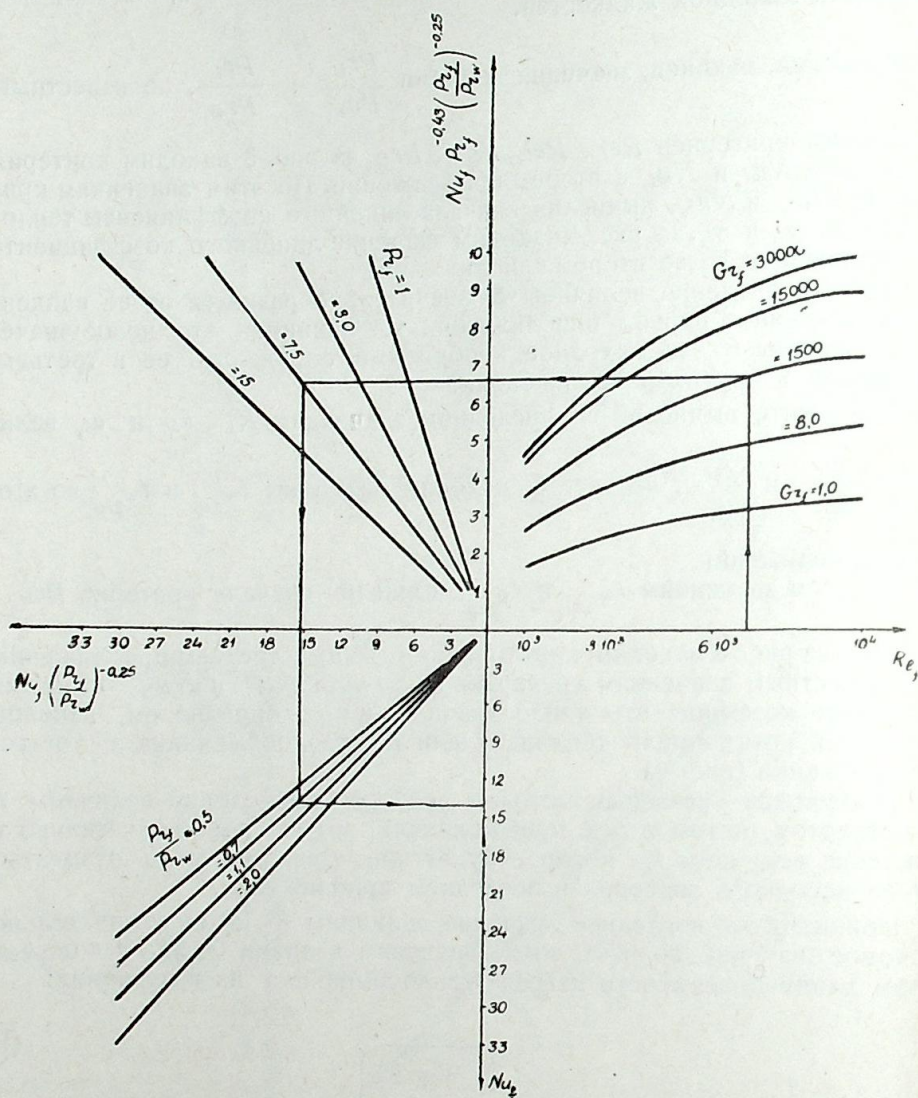


Рис. 6

После того как были определены средние температуры $t_{1, \text{ср}}$ и $t_{2, \text{ср}}$ горячей и холодной жидкостей, а также средняя их логарифмическая температурная разность $\Delta t_{\text{ср}}$, задаемся подходящими исходными значениями средних температур $t_{w, 1, \text{ср}}$ и $t_{w, 2, \text{ср}}$ на поверхностях теплопередающей стенки, омываемых, соответственно, горячей и холодной жидкостями.

По этим значениям величин $t_{1, \text{ср}}$, $t_{2, \text{ср}}$, $t_{w, 1, \text{ср}}$ и $t_{w, 2, \text{ср}}$ вычисляем критерии Рейнольдса $Re_{1,1}$, $Re_{1,2}$, Прандтля $Pr_{1,1}$, $Pr_{1,2}$, $Pr_{w,1}$, $Pr_{w,2}$ и Грасгофа $Gr_{1,1}$ и $Gr_{1,2}$, соответственно, для горячей и холодной жидкостей.

По значениям указанных критериев $Re_{1,1}$, $Re_{1,2}$, $Pr_{1,1}$, $Pr_{1,2}$, $Pr_{w,1}$, $Pr_{w,2}$, $Gr_{1,1}$ и $Gr_{1,2}$ из рис. 6 определяем критерии Нуссельта $Nu_{1,1}$ и $Nu_{1,2}$ для горячей и холодной жидкостей.

Зная значения критериев $Nu_{1,1}$ и $Nu_{1,2}$, вычисляем сначала частные коэффициенты теплоотдачи α_1 и α_2 , а затем определяем линейные коэффициенты теплоотдачи $\alpha_{l,1}$ и $\alpha_{l,2}$ для горячей и холодной жидкостей.

По известным значениям величин $\alpha_{l,1}$ и $\alpha_{l,2}$ из рис. 4 находим значение коэффициента теплопередачи K_l теплообменника в первом приближении. Принимая эти найденные величины $\alpha_{l,1}$, $\alpha_{l,2}$ и K_l за исходные, из рис. 5 определяем средние значения температур $t_{w, 1, \text{ср}}$ и $t_{w, 2, \text{ср}}$ поверхностей теплопередающей стенки в первом приближении.

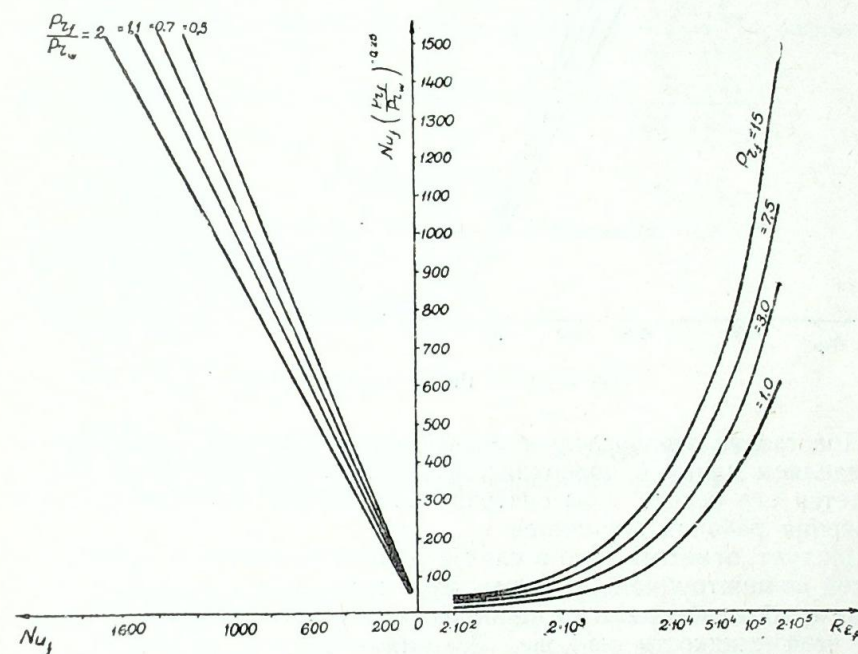


Рис. 7.

Если эти найденные значения $t_{w, 1, \text{ср}}$ и $t_{w, 2, \text{ср}}$ значительно разнятся от их исходных значений, то необходимо определить их во втором, третьем и т. д. приближениях.

Для этого, принимая эти последние значения $t_{w, 1, \text{ср}}$ и $t_{w, 2, \text{ср}}$ за исходные, вычисляем по ним новые значения критериев $Pr_{w,1}$, $Pr_{w,2}$, $Gr_{1,1}$ и $Gr_{1,2}$.

По этим значениям указанных критериев, а также по найденным в первом приближении значениям критериев $Re_{1,1}$, $Re_{1,2}$, $Pr_{1,1}$ и $Pr_{1,2}$ из рис. 6 находим критерии $Nu_{1,1}$ и $Nu_{1,2}$.

* Заметим, что найденные в первом приближении значения критериев $Re_{1,1}$, $Re_{1,2}$, $Pr_{1,1}$ и $Pr_{1,2}$ являются окончательными.

Вычислив далее значения величин α_{L_1} и α_{L_2} , из рис. 4 определяем величину коэффициента теплопередачи K_L во втором приближении.

Продолжая указанным методом подбора определения величины K_L в третьем, четвертом и т. д. приближениях, мы найдем то окончательное значение величины K_L , которое должно пренебрежимо мало отличаться от его исходного значения в последнем приближении.

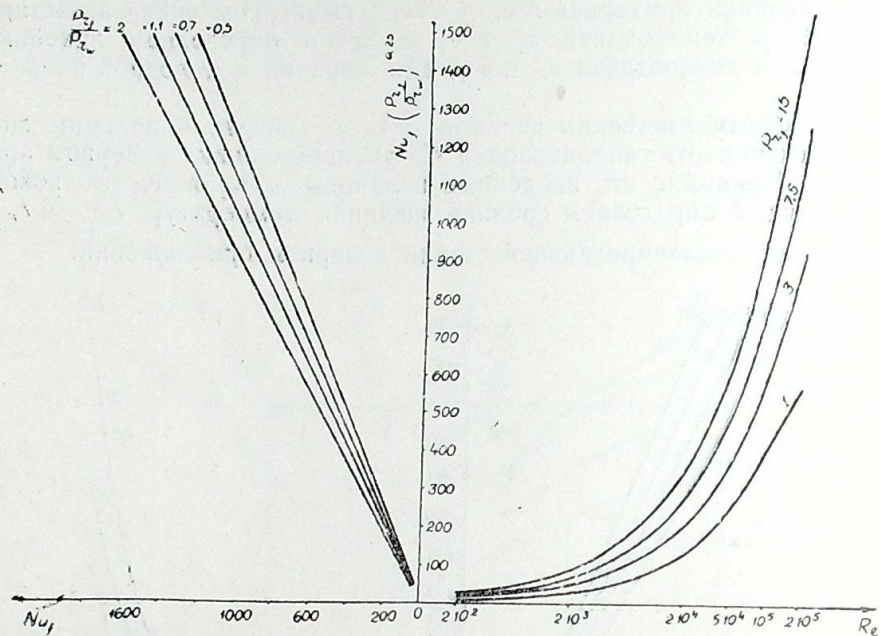


Рис. 8.

Подставляя это последнее значение величины K_L в выражение (12), определяем длину L поверхностей нагрева теплообменника, чем заканчивается его расчет в рассматриваемом случае ламинарного режима движения рабочих жидкостей.

Следует отметить, что в случае движения одной из рабочих жидкостей в межтрубном пространстве, когда она продольно омывает пучок труб, необходимо величину критерия Нуссельта Nu_L , найденную для этой жидкости из рис. 3, умножить на поправочный член $\left(\frac{S_1 \cdot S_2}{d_2}\right)^{0.18}$, в котором S_1 и S_2 представляют собою расстояния между осями труб. В качестве же определяющего размера в данном случае следует принимать эквивалентный диаметр d_3 всего канала с пучком труб с внешним диаметром d_2 [1].

В случае же расчета теплообменника, когда одна из рабочих жидкостей движется в межтрубном пространстве, омывая пучок трубок в поперечном направлении по винтовой линии под некоторым углом атаки ψ при определении коэффициента теплоотдачи α для этой жидкости, вместо рис. 3 следует пользоваться кривыми рис. 7 или рис. 8, построенными, соответственно, для случаев коридорного и шахматного расположения труб в пучке. При этом найденные из рис. 7 или 8 значения коэффициента теплоотдачи α необходимо умножить на поправочный коэффициент ϵ_ψ , учитывающий отклонение угла атаки ψ потока от угла $\psi = 90^\circ$, для которого и построены кривые на рис. 7, 8 [1].

Графоаналитический метод прямого расчета теплообменных аппаратов, работающих по схеме противотока

Расчет теплообменника, работающего по схеме противотока, производим совершенно так же, как и расчет теплообменника, работающего по схеме прямотока в обоих режимах движения рабочих жидкостей с той лишь разницей, что во всех расчетных формулах, содержащих параметры холодной жидкости (с индексом 2), в данном случае движущейся навстречу горячей, вместо величины расхода G_2 надо подставить $-G_2$, а значения температур t'_2 и t''_2 взаимозаменить.

Тогда для случая противотока будем иметь следующие обозначения:

$$\Delta t' = t'_1 - t''_2; \Delta t'' = t''_1 - t'_2 \text{ и } m = \frac{1}{G_1 C_{p1cp}} - \frac{1}{G_2 C_{p2cp}},$$

и при пользовании кривыми рис. 2 для холодной жидкости в данном случае, как очевидно, вместо значения величины $\frac{t'_1 - t'_2}{\Delta t' - \Delta t_{cp}}$, отложенной по ординате, следует принимать величину $\frac{t''_2 - t_{2cp}}{\Delta t' - \Delta t_{cp}}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Михеев М. А. Основы теплопередачи. Госэнергоиздат, 1956.
2. Труды АЗИИ, вып. IX, 1955.
3. Труды АЗИИ, вып. XI, 1955.
4. Труды АЗИИ, вып. XIV, 1956.

Н. Б. Гәдиров, Ш. М. Исмайлзаде

Истиликдэјишмэ апаратларынын дүз һесабатынын дэигиләшдирилмиш графо-аналитик методу

ХҮЛАСӘ

Истиликдэјишмэ апаратлары халг тәсәррүфатында кениш тәтбиг олунур. Бу апаратлар, хусусән нефт е'малы сәнајесиндә даһа чох јајылмышдыр. Бундан башга мұхтәлиф конструксиялы вә ишчи мајеләрин һәрәкәтини мұхтәлиф схемләри үзрә ишләјән апаратлара да раст кәлмәк олур. Буна кәрә дә истиликдэјишмэ апаратларынын һәм дүз вә һәм дә әкс һесабаты методунун тәкмилләшдирилмәси мәсәләси чох бөјүк тәчрүби әһәмијјәтә маликдир.

Мәгаләдә дүз ахынлы вә әксахынлы схемләр үзрә ишләјән истиликдэјишмэ апаратларынын дүз һесабатынын графо-аналитик методу тәклиф олунур. Бу мәгсәдлә истиликдэјишмэ апаратларында баш верән вә истиликөтүрмә просесини тә'јин едән әсас үмүмиләшдирилмиш параметрләр (критеријалар) арасында асылылыг әјриләри гурулмушдур. Мүәллифләр тәрәфиндән тәклиф олунмуш методла һәмин әјриләрдән истифадә едәрәк истиликдэјишмэ апаратларынын дүз һесабатыны әһәмијјәтли дәрәчәдә садәләшдирмәк олар.

А. Ф. КАСИМОВ

ГИДРАВЛИКА ВЫНОСА ПЕСКА И ЭЛЕМЕНТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЕЕ В ТЕХНОЛОГИИ НЕФТЕДОБЫЧИ

Вопросу о выносе песка, поступающего из пласта в скважину, посвящены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования [1, 5, 10, 12, 13, 14 и др.]. В последние годы в решении этого вопроса был выбран правильный путь, введено понятие о различии так называемой расходной и объемной концентрации песка.

Под расходной концентрацией песка в жидкости подразумевается отношение расхода песка, поступающего в скважину, к общему расходу его и дебиту скважины, т. е.

$$\alpha_0 = \frac{Q_{\text{п}}}{Q_{\text{ск}} + Q_{\text{п}}}, \quad (1)$$

где $Q_{\text{п}}$, $Q_{\text{ск}}$ — соответственно расход песка и дебит скважины.

Заметим, что при установившемся режиме работы такой же расход песка получается и на устье скважины.

Что касается концентрации песка в скважине α_x , называемой объемной, то она отличается от α_0 . Приведенные, теоретико-экспериментальные исследования показали, что концентрация песка в скважине прежде всего зависит как от α_0 , так и от физических свойств лифтируемой жидкости и песка, дебита скважины и живого сечения, через которое движется многокомпонентная смесь. На величину α_x также влияет газонасыщенность смеси (имеется в виду трехфазная смесь — жидкость, песок и газ), которая в свою очередь является прежде всего функцией давления.

Для получения качественных результатов, принимая во внимание степень точности одних исходных данных, некоторую произвольность других (например, давление насыщения, гранулометрический состав, расходную концентрацию и т. д.) и состояние гидродинамики многофазных и многокомпонентных потоков, мы в ряде случаев пошли по пути упрощения рассматриваемых задач.

При решении конкретных задач было принято, что движение газожидкостной смеси с песком происходит следующим образом. При значении давления, превышающего давление насыщения нефти газом, т. е. при $p \geq p_{\text{нас}}$ жидкость и песок занимают все сечение потока, а когда $p < p_{\text{нас}}$, часть сечения занята выделившимся газом, в котором отсутствует песок, т. е. принимается, что песчинки не прорывают газовые пузырьки. Если при $p \geq p_{\text{нас}}$ скорость жидкости в одном и

А. Ф. КАСИМОВ

ГИДРАВЛИКА ВЫНОСА ПЕСКА И ЭЛЕМЕНТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЕЕ В ТЕХНОЛОГИИ НЕФТЕДОБЫЧИ

Вопросу о выносе песка, поступающего из пласта в скважину, посвящены многочисленные экспериментальные и теоретические исследования [1, 5, 10, 12, 13, 14 и др.]. В последние годы в решении этого вопроса был выбран правильный путь, введено понятие о различии так называемой расходной и объемной концентрации песка.

Под расходной концентрацией песка в жидкости подразумевается отношение расхода песка, поступающего в скважину, к общему расходу его и дебиту скважины, т. е.

$$\alpha_0 = \frac{Q_{\text{п}}}{Q_{\text{ск}} + Q_{\text{п}}}, \quad (1)$$

где $Q_{\text{п}}$, $Q_{\text{ск}}$ — соответственно расход песка и дебит скважины.

Заметим, что при установившемся режиме работы такой же расход песка получается и на устье скважины.

Что касается концентрации песка в скважине α_x , называемой объемной, то она отличается от α_0 . Приведенные, теоретико-экспериментальные исследования показали, что концентрация песка в скважине прежде всего зависит как от α_0 , так и от физических свойств лифтируемой жидкости и песка, дебита скважины и живого сечения, через которое движется многокомпонентная смесь. На величину α_x также влияет газонасыщенность смеси (имеется в виду трехфазная смесь — жидкость, песок и газ), которая в свою очередь является прежде всего функцией давления.

Для получения качественных результатов, принимая во внимание степень точности одних исходных данных, некоторую произвольность других (например, давление насыщения, гранулометрический состав, расходную концентрацию и т. д.) и состояние гидродинамики многофазных и многокомпонентных потоков, мы в ряде случаев пошли по пути упрощения рассматриваемых задач.

При решении конкретных задач было принято, что движение газожидкостной смеси с песком происходит следующим образом. При значении давления, превышающего давление насыщения нефти газом, т. е. при $p \geq p_{\text{нас}}$ жидкость и песок занимают все сечение потока, а когда $p < p_{\text{нас}}$, часть сечения занята выделившимся газом, в котором отсутствует песок, т. е. принимается, что песчинки не прорывают газовые пузырьки. Если при $p \geq p_{\text{нас}}$ скорость жидкости в одном и

том же диаметре трубы постоянна, то при $p < p_{\text{нас}}$ ввиду увеличения объема газа из-за падения давления и увеличения части сечения, занимаемого газом, скорость жидкости по направлению движения беспрерывно возрастает.

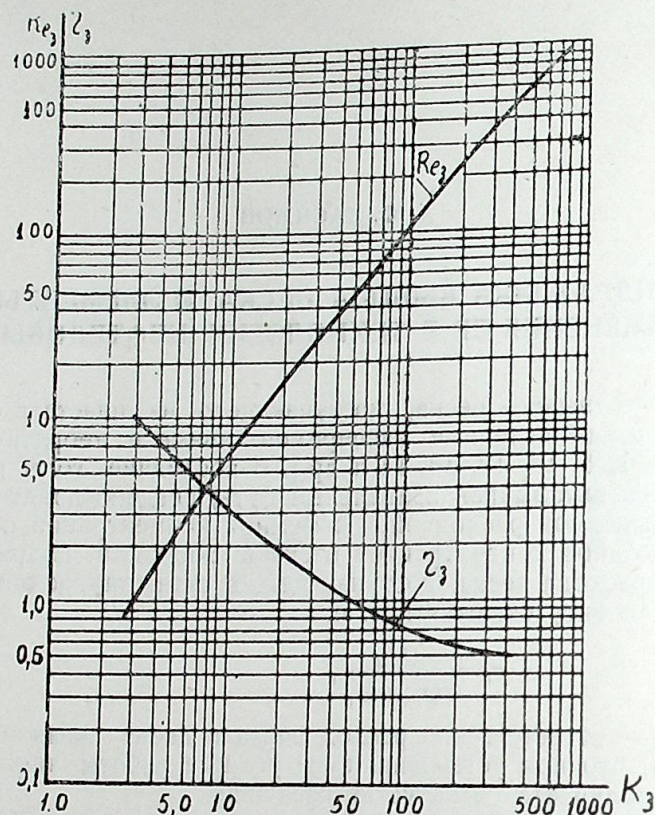


Рис. 1.

При движении двухфазной смеси — жидкости и песка, принимая песок однородным, определим скорость осаждения песка в жидкости. Относительная скорость осаждения песка определится как разность между скоростью восходящего потока и абсолютной скоростью осаждения:

$$v(x) = \frac{Q_{\text{ск}}}{F(1-\alpha_x)} - \frac{Q_{\text{п}}}{F\alpha_x}, \quad (2)$$

где

F — площадь внутреннего поперечного сечения трубы.
Заменив $v(x) = \theta \beta(x)$ и используя (1), получим:

$$U_Q = \frac{Q_{\text{ж}}}{F\theta} = \frac{\alpha_x(1-\alpha_x)(1-\alpha_0)}{\alpha_x - \alpha_0} \beta_1^*(x), \quad (3)$$

где: $\theta = \sqrt{\frac{\pi}{6} \frac{\rho_{\text{п}} - \rho}{\rho_{\text{п}}} g \frac{d}{\eta_3}}$ — скорость свободного осаждения;

$\rho_{\text{п}}, \rho$ — соответственно плотность песка и жидкости;

d — диаметр зерна;

η_3 — коэффициент сопротивления.

На основе многочисленных экспериментальных исследований получена формула [11] для определения $\beta(x)$:

$$\beta(x) = -\frac{3\pi c \alpha_x}{Re_3 \eta_3} + \sqrt{\left(\frac{3\pi c \alpha_x}{Re_3 \eta_3}\right)^2 + (1-\alpha_x)^3}, \quad (4)$$

где c — параметр, зависящий от числа Рейнольдса Re_3 и η_3 и определяемый из выражения:

$$c = c_d + \tau k_3. \quad (5)$$

Для зерен, встречающихся в нефтдобыче, т. е. при $d \leq 0,4$ мм с достаточной точностью можно принять $c_d = 4,5$ и $\tau = 0,019$ [9,11]. Безразмерное число k_3 определяется из выражения:

$$k_3 = Re_3 \sqrt{\eta_3}. \quad (6)$$

Согласно экспериментальным данным зависимость Re_3 и η_3 от k_3 представлена на рис. 1 [11].

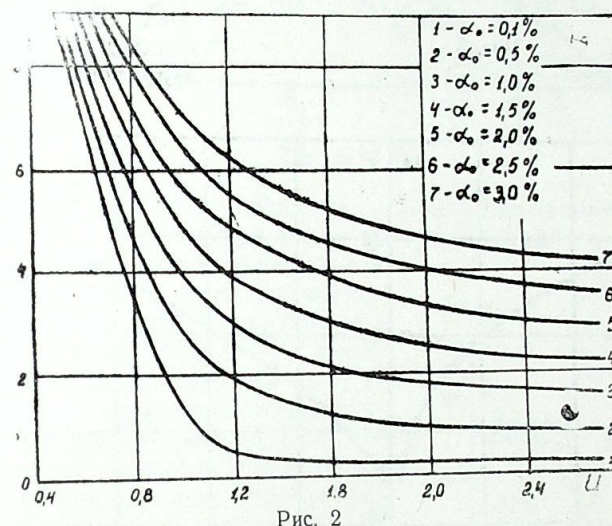


Рис. 2.

На основе вышеприведенных выражений построена зависимость $\alpha_x = f(\alpha_0, U_Q)$ при $\rho_{\text{п}} = 2,64 \text{ г/см}^3$, $\rho = 1 \text{ г/см}^3$, $d = 0,2 \text{ мм}$ и вязкости жидкости $\mu = 1 \text{ сПз}$ (рис. 2). Из рассмотрения этих кривых видно, что уменьшение объемной концентрации с увеличением U_Q наблюдается до определенного $U_Q = U^*$, выше которого можно считать $\alpha_x = \alpha^* = \text{const}$ (α^* — объемная концентрация, обусловленная критической скоростью U^* , ниже которой происходит резкий рост величины α_x).

Было установлено [7], что значение U^* может быть найдено из полуэмпирической зависимости:

$$U^* = 1 + \alpha_0^{0,388} \quad (7)$$

Здесь α_0 в процентах ($\alpha_0 > 0$).

Далее доказано [4], что выражение (7) справедливо для всего практически интересного диапазона значений диаметра песка, вязкости и плотности жидкости, встречающихся в практике эксплуатации нефтяных месторождений. При $d = 0,4 \text{ мм}$ для ряда значений вязкости ($\mu = 1 \div 100 \text{ сПз}$) были вычислены значения U_Q при различных α_0 (рис. 3).

Для ясности изображения зависимости приводятся для двух значений вязкости жидкости при $\alpha_0 = 0,1\%$ и $\alpha_0 = 3,0\%$. Значение U^* , определяемое по (7), отмечено на этих кривых черными кружками.

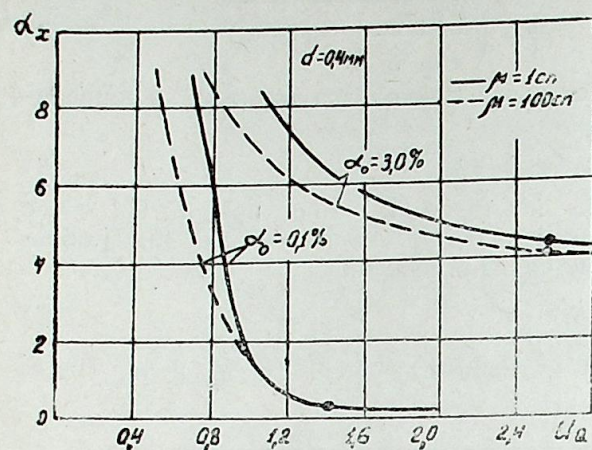


Рис. 3

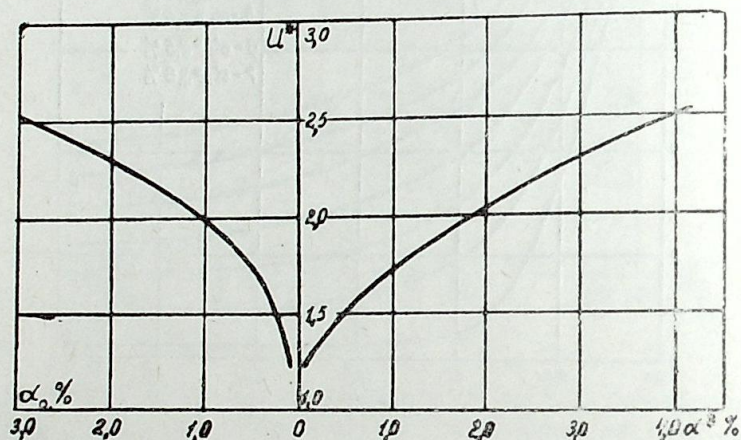


Рис. 4

Полученные выше выражения дали возможность решить ряд задач по технологии добычи нефти, связанных с движением смеси, содержащей песок [17].

* * *

Вопросу о целесообразности совместной эксплуатации в одной скважине нескольких пластов посвящен ряд работ. Одним из вопросов, подлежащих рассмотрению, является вынос песка из всех зон совместно эксплуатируемых объектов. Это в свою очередь связано с рациональным использованием пластовой энергии.

Этот вопрос рассмотрен нами совместно с А. Д. Амировым [2].

Допустим, что схематически нефтесочная смесь в фильтровой части скважины, эксплуатирующей три горизонта, движется так, как

показано на рис. 5 (подъемные трубы спущены до верхних дыр фильтра).

Из схемы видно, что при раздельной эксплуатации каждого из трех горизонтов в фильтровой части скважины имеет место перекрытие фильтра песчаной "пробкой" (с объемной концентрацией песка $\alpha_{пр}$), а

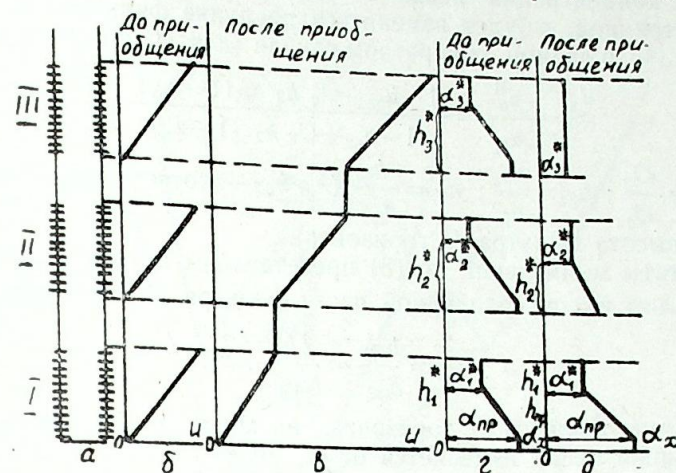


Рис. 5

выше — заиливание. После приобщения пробкообразование произойдет лишь в фильтре I (нижнего) горизонта, а II (средний) горизонт будет свободен от пробки вследствие дополнительного увеличения скорости восходящей струи жидкости у нижних дыр II горизонта за счет притока из I горизонта. Практически фильтровая зона II горизонта может содержать лишь сгущенную массу песка. Аналогично зона III (верхнего) горизонта в результате наложения скоростей всех трех горизонтов будет свободна не только от песочной пробки, но и от сгущенной массы песка.

Придерживаясь этой схемы, определим объемную концентрацию песка в фильтровой зоне I горизонта после приобщения. Допустим, что после приобщения дебит горизонтов соответственно составит Q_1 , Q_2 и Q_3 , а расходные концентрации песка соответственно — α_{01} , α_{02} и α_{03} . Принимая изменение дебита в фильтровой части скважины прямым линейным при известной концентрации песка песчаной пробки $\alpha_{пр} = 1 - m$, по рис. 2 найдем $U_{пр}$, а также определим высоту пробки $h_{пр}$ (m — пористость песчаной пробки принимается равной 0,35—0,45). Тогда $U_{пр}$ будет в пределах 0,009—0,008.

Как видно из рис. 5 δ , на определенной зоне фильтра концентрация песка уменьшается от $\alpha_{пр}$ до α_1 , которая соответствует высо-

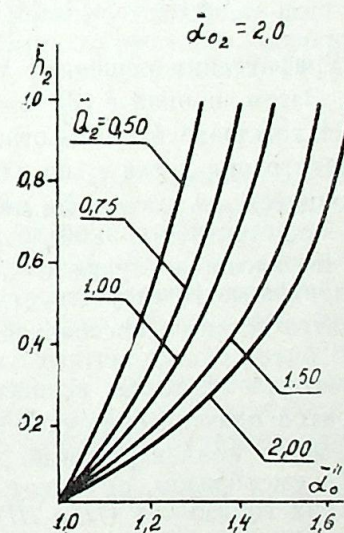


Рис. 6

те h_1^* . Следовательно, объемная концентрация песка в фильтровой части I горизонта изменяется в пределах $1-m \gg \alpha_x \gg \alpha_1^*$.

Проследим за изменением концентрации песка в фильтровой части II горизонта после приобщения. Вследствие приобщения горизонтов не расходная концентрация песка в фильтровой зоне II горизонта не будет постоянной, а будет изменяться по длине фильтра, т. е. по $h_{\phi 2}$. На основе (1) в данном конкретном случае (для II горизонта) получим:

$$\frac{Q_{II}}{\alpha_0} = \frac{\alpha_0^{II}}{\alpha_{01}} = \frac{1 - \alpha_{02} + \bar{Q}_2 \bar{h}_2 \alpha_{02} (1 - \alpha_{01})}{1 - \alpha_{02} + \bar{Q}_2 \bar{h}_2 (1 - \alpha_{01})}. \quad (8)$$

Здесь $\bar{Q}_2 = \frac{Q_2}{Q_1}$; $\bar{\alpha}_{02} = \frac{\alpha_{02}}{\alpha_{01}}$; $\bar{h}_2 = \frac{h_2}{h_{\phi 2}}$ (h_2 , $h_{\phi 2}$ — соответственно текущая и истинная высота фильтра II горизонта).

Результаты вычислений по (8) представлены на рис. 6 и 7.

Определим высоту заиленной части фильтра II горизонта ($h_{\phi 2}^*$):

$$\bar{h}_{\phi 2}^* = \frac{h_{\phi 2}^*}{h_{\phi 2}} = \frac{U_{II}}{U_I Q_{II}}, \quad (9)$$

где $h_{\phi 2}^*$ — длина фильтра II горизонта, на которой объемная концентрация песка изменяется от $\alpha_{пр}$ до α^* ;

Q_{II} — расход жидкости по длине II горизонта;

U_I — безразмерная скорость, обусловленная добычей жидкости, равной 1 м³/сутки; $U_{II} = 1 + (\alpha_0^{II})^{0,388}$.

Здесь значение α_0^{II} определяется по (8), где вместо $\bar{h}_2$ следует подставить $\bar{h}_{\phi 2}$, тогда:

$$\bar{h}_{\phi 2}^* (Q_1 + \bar{h}_{\phi 2} Q_2) U_I = 1 + \left[\frac{1 + Q_2 \cdot \bar{\alpha}_{02} \bar{h}_{\phi 2}^*}{1 + Q_2 \bar{h}_{\phi 2}^*} \right]^{0,388}. \quad (10)$$

Графическим решением трансцендентного уравнения (10) найдем $\bar{h}_{\phi 2}^*$. Затем, приняв в (8) $\bar{h}_2 = \bar{h}_{\phi 2}^*$, можно определить α_2^* .

Нахождение $h_{\phi 2}^*$ и α_2^* отвечает случаю $\bar{\alpha}_0^{II} > 1$. При этом объемная концентрация песка α_x по длине фильтра изменяется от α_1^* до α_2^* , находящейся на высоте $h_{\phi 2}^*$ от нижних дыр фильтра II горизонта и далее остается постоянной до нижних дыр фильтра III горизонта.

Что касается случая $\bar{\alpha}_0^{II} \leq 1$, то при этом в фильтре II горизонта заиленная часть отсутствует, объемная концентрация песка по длине фильтра остается постоянной и равна α_1^* .

В более благоприятных условиях находится верхний III приобщенный горизонт. Здесь, вследствие наложения скоростей I, II и III горизонтов практически будем иметь $\bar{\alpha}_0^{III} \leq 1$, что приведет к постоянству объемной концентрации по длине фильтра $\alpha_3^* = \alpha_2^* = \text{const}$.

Таким образом, объемная концентрация песка в фильтровой части верхних горизонтов (II и III) после приобщения намного уменьшится, в результате чего при одних и тех же депрессиях производительность этих горизонтов увеличится. Что касается I горизонта, то, как было отмечено, после приобщения объемная концентрация песка по длине фильтра, оставаясь качественно такой же, как и до приобщения, изменится лишь количественно.

Допустим, что до приобщения отдельно дебиты горизонтов составляли $Q_{1д}$, $Q_{2д}$, $Q_{3д}$; в сумме они давали $Q_{д} = Q_{1д} + Q_{2д} + Q_{3д}$. После приобщения при условии $Q_{ск} = Q_{д} = \text{const}$ дебиты каждого гори-

зонта составляют Q_1 , Q_2 , Q_3 . В этом случае Q_2 и Q_3 будут больше соответствующих значений дебитов $Q_{2д}$ и $Q_{3д}$ до приобщения. Что касается дебита нижнего (I) горизонта Q_1 , то он снизится против значения $Q_{1д}$.

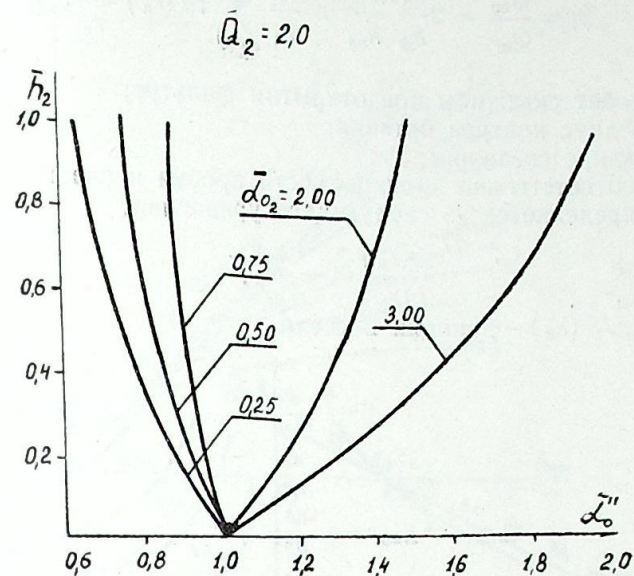


Рис. 7.

Следовательно, для обеспечения одинаковых условий для всех горизонтов после их приобщения необходимо осуществить мероприятия, улучшающие условия выноса песка с фильтровой зоны I (нижнего) горизонта.

* *

Выше изменение дебита по длине фильтра было принято по закону прямой линии, что практически допустимо для рассматриваемого случая. Уточнение этого факта позволит решить ряд вопросов, связанных с заилением и перекрытием фильтровой части скважины. Так, например, можно определить проницаемость „песчаной пробки“ [8], для этого прежде всего следует выяснить влияние отдельных факторов на величину $U_{пр}$.

Пользуясь (3), (4) и (6), а также рис. 1, находим зависимость $U_{пр}$ от α_0 , α_x , d и μ , встречающихся в нефтедобыче. Результаты расчетов показали [8], что на величину $U_{пр}$ оказывает заметное влияние лишь α_0 .

Величины безразмерных $U_{пр}$ и U_I дают возможность определить расход жидкости через „пробку“ $Q_{пр}$:

$$Q_{пр} = \frac{U_{пр}}{U_I} (\text{м}^3/\text{сутки}). \quad (11)$$

С целью облегчения производства соответствующих вычислений для ряда значений d , μ и α_0 при диаметре эксплуатационной колонны $D=6''$ было определено $U_{пр}$, и на основе этих расчетов построена номограмма (рис. 8).

С другой стороны, безразмерный расход жидкости для случая, когда можно пренебречь проницаемостью вдоль напластования [8], определится из

$$\beta_1 = \frac{Q_{пр}}{Q_{от}} = 2 \frac{r_c}{h_\phi} \frac{k_{пр}}{k_{пл}} \ln \frac{R_k}{r_c} \sum_{n=1}^{\infty} th(\lambda_n) \frac{h_{пр}}{r_c}, \quad (12)$$

где $Q_{от}$ — дебит скважины при открытом фильтре;
 R_k — радиус контура питания;
 r_c — радиус скважины;
 $k_{пр}$, $k_{пл}$ — соответственно проницаемости пробки и пласта;
 λ_n — определяется из следующего уравнения:

$$\frac{J_0(\lambda_n)}{J_1(\lambda_n)} = -\frac{\lambda_n}{a}, \quad (13)$$

где $J_0(\lambda_n)$, $J_1(\lambda_n)$ — функции Бесселя.

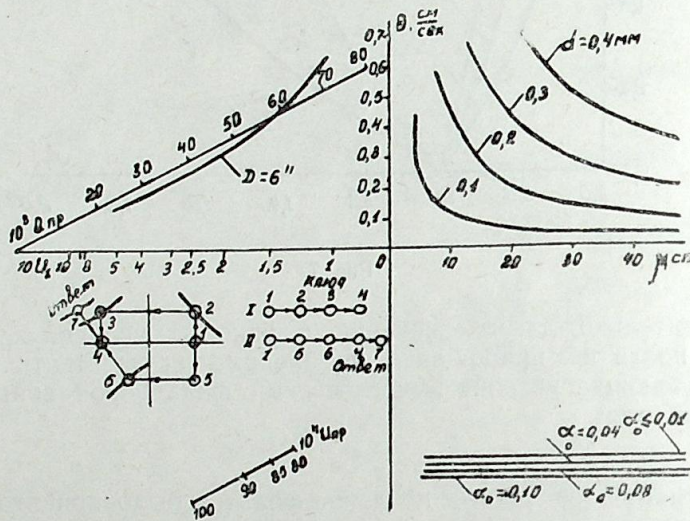


Рис. 8

$$a = \frac{k_{пр}}{k_{пл}} \ln \frac{r_c}{R_k}. \quad (14)$$

При $\frac{1}{a} \rightarrow 0$ имеем $\lambda_1 = \sqrt{\frac{2}{-a}}$. Остальные же корни определяются из уравнения $J_1(\lambda_n) = 0$.

Если известно $Q_{ск}$, а не $Q_{от}$, то

$$\beta_2 = \frac{Q_{пр}}{Q_{ск}} = \frac{\beta_{от}}{1 + \beta_{от} - \frac{h_{пр}}{h_\phi}}. \quad (15)$$

Выражение (15) графически представлено на рис. 9 для случая когда $r_c = 0,075$ м (6" колонна), $R_k = 200$ м.

В качестве примера определим отношение $\frac{k_{пр}}{k_{пл}}$ при $d = 0,2$ мм,

$\mu = 8$ спз, $\alpha_0 = 1\%$, $Q_{ск} = 2,0$ м³/сутки, $h_{пр} = 0,5$ м, $h_\phi = 10$ м. Из рис. 8 находим, что $U_1 = 0,125$, $Q_{пр} = 0,073$ м³/сутки, а из рис. 9 $\frac{k_{пр}}{k_{пл}} = 10$.

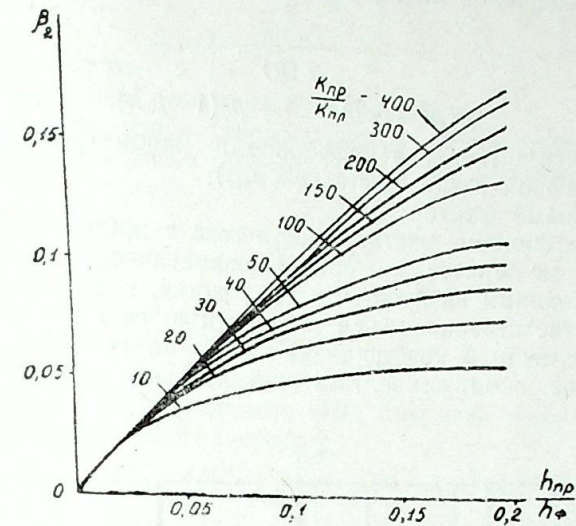


Рис. 9

Таким образом, полученные формулы и составленные графики дают возможность определить отношение коэффициента проницаемости песчаной пробки к коэффициенту проницаемости пласта $\frac{k_{пр}}{k_{пл}}$.

* * *

При разработке залежей, выраженных рыхлыми коллекторами, объемная концентрация песка в жидкости в ряде случаев достигает десяти и более процентов, что даже в кратковременных остановках приводит к различного рода осложнениям.

В целях обеспечения лучшего выноса песка из фильтровой части скважины обычно фонтанные трубы спускают до верхних отверстий фильтра, а иногда ниже.

В связи с этим представляет интерес определение количества песка, находящегося в скважине от верхних отверстий фильтра до устья скважины при ее работе [3]. Если же на участке $p > p_{нас}$ имеет место $U_Q \leq U^*$, то уменьшение объемной концентрации происходит до какого-то сечения соответствующего давления p^* . Начиная с этого сечения и до устья скважины сохраняется условие

$$\alpha_x = \alpha^* = \text{const}. \quad (16)$$

Тут возможны следующие два случая: $U_Q \geq U^*$ и $U_Q < U^*$.

Случай I ($U_Q \geq U^*$). Количество песка в объеме скважины от верхних отверстий фильтра до башмака подъемных труб (рис. 10) находится как

$$W_{16} = F h_0 \alpha^*; \quad (17)$$

F — площадь поперечного сечения эксплуатационной колонны.
 Перейдем к определению объема песка в лифтовых трубах.

Допустим, что газожидкостная смесь не содержит песка. Объемная концентрация жидкости в газожидкостной смеси $\Delta = \frac{\Delta_{\text{ж}}}{\Delta_{\text{ж}} + \Delta_{\text{г}}}$ в любом живом сечении лифта определится из выражения:

$$\Delta = \frac{p_0 + p}{\varphi(p)}, \quad (18)$$

$$\varphi(p) = p_0(1 + \Gamma) + p(1 - p_0 k),$$

где p_0 , p — соответственно атмосферное и манометрическое давление в любой точке лифта ($p \leq p_{\text{нас}}$);

Γ — газовый фактор;

k — коэффициент растворимости газа в жидкости (здесь и ниже он берется как среднеарифметическое значение между условиями на буфере и на участке, где $p = p_{\text{нас}}$);

$\Delta_{\text{ж}}$, $\Delta_{\text{г}}$ — соответственно объем жидкости и газа в любом сечении.

При определении Δ коэффициент сжимаемости нефти был принят равным единице, скольжение газа относительно жидкости не учитывалось.

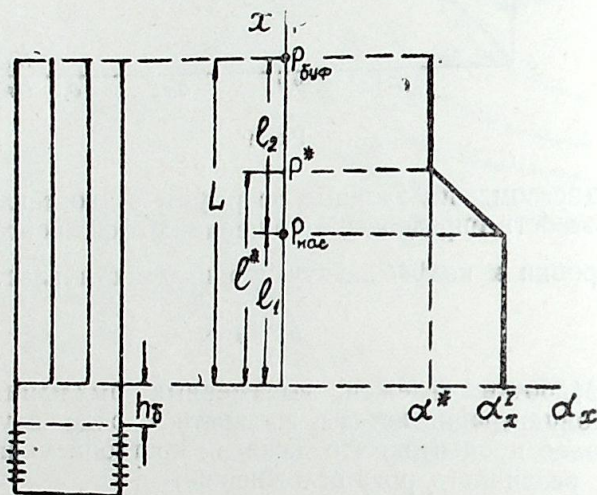


Рис. 10

Принимая, что давление изменяется прямо пропорционально глубине спуска лифта в первой степени, найдем среднюю концентрацию жидкости в смеси с учетом (18):

$$\Delta_{\text{ср}} = \frac{\Delta_{\text{нас}} + \Delta_{\text{буф}}}{2} = \frac{p_0(2 + \Gamma) + p_{\text{буф}}(2 - p_0 k)}{2 \varphi(p_{\text{буф}})}. \quad (19)$$

Тогда весь объем жидкости определится как (рис. 10)

$$W_{\text{ж}} = F l_1 + F l_2 \Delta_{\text{ср}} = F l_1 + \frac{F l_2}{2} \frac{p_0(2 + \Gamma) + p_{\text{буф}}(2 - p_0 k)}{\varphi(p_{\text{буф}})}, \quad (20)$$

где l_1 — расстояние от башмака до сечения, в котором $p = p_{\text{нас}}$:

$$l_1 = \frac{p_{\text{баш}} - p_{\text{нас}}}{\gamma_{\text{ж}}} \left(1 + \lambda \frac{Q_{\text{ск}}^2 \sqrt{\pi}}{4 g F^{2.5}} \right),$$

λ — коэффициент гидравлических сопротивлений.

Или, пренебрегая трением как незначительной величиной, с достаточной точностью можно принять

$$\left. \begin{aligned} l_1 &= \frac{p_{\text{баш}} - p_{\text{нас}}}{\gamma_{\text{ж}}} \\ l_2 &= L - l_1 \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

здесь L — длина лифта;

$\gamma_{\text{ж}}$ — удельный вес насыщенной газом нефти.

Теперь допустим, что в газожидкостной смеси содержится жидкость объемом $W_{\text{ж}}$ и песок объемом $W_{\text{п}}$. Тогда объемная концентрация песка будет

$$\alpha_x = \frac{W_{\text{п}}}{W_{\text{п}} + W_{\text{ж}}}, \quad (22)$$

откуда

$$W_{\text{п}} = W_{\text{ж}} \frac{\alpha_x}{1 - \alpha_x}. \quad (22)$$

Подставив (20) в (22) и учитывая (16), получим следующее выражение для определения объема песка:

$$W_{1\text{т}} = \left[F l_1 + \frac{F l_2}{2} \frac{p_0(2 + \Gamma) + p_{\text{буф}}(2 - p_0 k)}{\varphi(p_{\text{буф}})} \right] \frac{\alpha^*}{1 - \alpha^*}. \quad (23)$$

Общий объем песка в случае $U_Q \geq U^*$ определится как

$$W_1 = W_{10} + W_{1\text{т}}. \quad (24)$$

Объем песка в рассмотренном случае является минимальным, так как здесь устанавливается минимальная концентрация α^* , постоянная от верхних отверстий фильтра и до устья скважины.

Случай II ($U_Q < U^*$). Количество песка в объеме скважины от верхних отверстий фильтра до башмака подъемных труб (рис. 10):

$$W_{20} = F_k h_б \alpha_б, \quad (25)$$

где $\alpha_б$ — объемная концентрация песка, постоянная на участке $h_б$ и соответствующая безразмерной скорости U_Q .

Перейдем к определению объема песка в лифтовых трубах.

Найдем объемную концентрацию жидкости в смеси жидкость — газ — песок.

$$\Delta = \frac{\Delta_{\text{ж}}}{\Delta_{\text{ж}} + \Delta_{\text{г}} + \Delta_{\text{п}}} \quad (26)$$

или

$$\Delta_{\text{ж}} = \frac{1 - \alpha_x}{1 + \frac{p_0(\Gamma - kp)}{p_0 + p} (1 - \alpha_x)}, \quad (27)$$

где $\Delta_{\text{п}}$ — объем песка в любом сечении.

Тогда безразмерная скорость жидкости будет

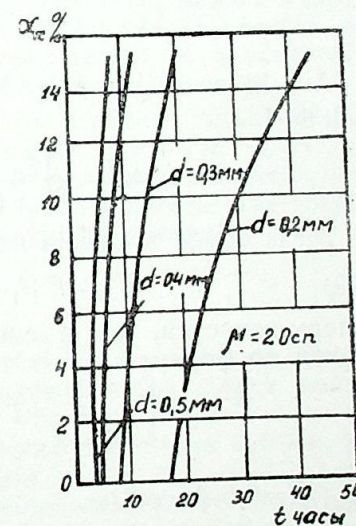


Рис. 11

$$V_Q = \frac{1-\alpha_x}{\theta} v_{ж} = \frac{1-\alpha_x}{\theta} \frac{Q}{F\Delta} = \frac{Q}{F\theta} \left[1 + \frac{p_o(\Gamma - kp)}{p_o + p} (1 - \alpha_x) \right]. \quad (28)$$

В сечении с давлением $p=p^*$, находящимся на расстоянии l^* от башмака подъемных труб, согласно рис. 10, установится концентрация $\alpha_x = \alpha^*$. Следует отметить, что в большинстве случаев на практике $p^* > p_{буф}$. Давление p^* найдем из (28), положив $v_Q = v_Q^*$, $\alpha_x = \alpha^*$ ($v_Q^* -$ безразмерная скорость жидкости, при которой устанавливается объемная концентрация песка α^*):

$$p^* = \frac{Q_{ск} p_o [1 + \Gamma(1 - \alpha^*) - v_Q^* p_o]}{v_Q^* F \theta - Q_{ск} [1 - kp_o(1 - \alpha^*)]}. \quad (29)$$

Принимая, как и ранее, давление прямо пропорциональным глубине скважины в первой степени найдем l^* :

$$l^* = \frac{(p_{нас} - p^*) l_2}{p_{нас} - p_{буф}}$$

или с учетом (29)

$$l^* = \frac{l_2}{p_{нас} - p_{буф}} \left\{ p_{нас} - \frac{Q_{ск} p_o [1 + \Gamma(1 - \alpha^*) - v_Q^* p_o]}{v_Q^* F \theta - Q_{ск} [1 - kp(1 - \alpha^*)]} \right\}. \quad (30)$$

Допустим, что смесь не содержит песка. Тогда содержание жидкости в отдельных зонах будет: в I зоне, где $p_{баш} > p > p_{нас}$, $\Delta^I = 1$, а во II зоне, где $p_{нас} > p > p^*$, $\Delta_{ср}^{II} = 0,5$ ($\Delta_{нас} + \Delta_{ж}$); в последнем выражении Δ_* — объемная концентрация жидкости при давлении p^* . Учтывая (18), получим:

$$\Delta_{ср}^{II} = \frac{1}{2} \left[1 + \frac{p_o + p^*}{\varphi(p^*)} \right]. \quad (31)$$

А в III зоне, где $p^* > p > p_{буф}$, $\Delta_{ср}^{III} = 0,5$ ($\Delta_* + \Delta_{буф}$), с учетом (18) получим

$$\Delta_{ср}^{III} = \frac{1}{2} \left[\frac{p_o + p^*}{\varphi(p^*)} + \frac{p_o + p_{буф}}{\varphi(p_{буф})} \right]. \quad (32)$$

Тогда объем жидкости найдем как

$$W_{ж} = F [l_1 + \Delta_{ср}^{II} l^* + \Delta_{ср}^{III} (l_2 - l^*)]. \quad (33)$$

Теперь допустим, что в смеси содержится песок, объем которого найдем по формуле:

$$W_{2т} = F \left[l_1 \frac{\alpha_x^I}{1 - \alpha_x^I} + l^* \Delta_{ср}^{II} \frac{\alpha_x^{ср}}{1 - \alpha_x^{ср}} + (l_2 - l^*) \Delta_{ср}^{III} \frac{\alpha^*}{1 - \alpha^*} \right],$$

где $\alpha_x^{ср} = 0,5 (\alpha_x^I + \alpha^*)$.

Подставив (31) и (32) в последнее выражение, получим

$$W_{2т} = F \left\{ l_1 \frac{\alpha_x^I}{1 - \alpha_x^I} + \frac{l^*}{2} \left[1 + \frac{p_o + p^*}{\varphi(p^*)} \right] \frac{\alpha_x^{ср}}{1 - \alpha_x^{ср}} + \frac{l_2 - l^*}{2} \left[\frac{p_o + p^*}{\varphi(p^*)} + \frac{p_o + p_{буф}}{\varphi(p_{буф})} \right] \frac{\alpha^*}{1 - \alpha^*} \right\}. \quad (34)$$

По (34) можно определить объем песка в подъемных трубах при случае $U_Q < U^*$.

Таким образом, имея (25) и (34), получим

$$W_2 = W_{26} + W_{2т}. \quad (35)$$

Общий объем песка определяется по последнему выражению и соответствует случаю $U_Q < U^*$.

Полное оседание песка в практических условиях связано с продолжительностью остановки скважины. Как показали соответствующие исследования, это время, помимо физических свойств жидкости и песка, зависит также и от объемной концентрации последнего α_x [4].

Оседание песка при остановке фонтанирующей скважины происходит как в смеси жидкость—песок, так и в смеси жидкость—газ—песок. Полное решение этого вопроса требует специального изучения, ниже определяется лишь время падения частиц в смеси жидкость—песок.

Нами произведены расчеты [4], в результате которых была найдена связь между временем падения частицы (t), α_x и d . На рис. 11 эта зависимость представлена для случая, когда высота столба жидкости равна 107 м, а вязкость ее составляет 20 снз (заметим, что она равна вязкости жидкости в нижеприведенном примере). Определим количество песка, находящегося в объеме скважины от верхних отверстий фильтра до башмака подъемных труб и в лифтовых трубах, а также время оседания их при следующих условиях: $Q_{ск} = 40 \text{ м}^3/\text{сут}$, $\Gamma = 58 \text{ м}^3/\text{м}^3$, $p_{баш} = 100,9 \text{ ат}$, $p_{буф} = 9 \text{ ат}$, $p_{нас} = 74,2 \text{ ат}$, $L = 1234 \text{ м}$, $h_b = 20 \text{ м}$, $k = 0,7817$, $\gamma_{ж} = 0,87 \text{ г/см}^3$, $\mu = 20 \text{ снз}$, диаметр эксплуатационной колонны $L = 6''$, диаметр подъемных труб $4''$, $d = 0,4 \text{ мм}$, $\alpha_o = 2,0\%$. Из рис. 2 $U^* = 2,3$, а $\alpha^* = 3,2$. Кстати, U_Q можно определить по формулам (3)–(6) или по выражению $U_Q = U_1 \cdot Q_{ск}$, где U_1 находим по рис. 8. Значения U_Q в подъемных трубах и в эксплуатационной колонне соответственно будут 14 и 5.

Таким образом, в данном случае $U_Q > U^*$ и объем песка следует находить по (17), (23) и (24): $W_{16} = 0,011 \text{ м}^3$, $l_1 = 507 \text{ м}$, $l_2 = 927 \text{ м}$, $W_{1т} = 0,22 \text{ м}^3$, из последнего объема $0,08 \text{ м}^3$ содержится в смеси жидкость—песок (здесь $p > p_{нас}$), а $0,14 \text{ м}^3$ в смеси жидкость—газ—песок. Общий объем песка $W_1 = 0,231 \text{ м}^3$. Тогда высота пробки:

$$h_{пр} = \frac{W_1}{F_{к} \alpha_{пр}}. \quad (36)$$

Принимая пористость $m = 0,4$ ($\alpha_{пр} = 0,6$), получим $h_{пр} = 20,7 \text{ м}$. Следовательно, в 6'' колонне при полном осаждении песок займет высоту 20,7 м.

Из рис. 11 видно, что осаждение песка диаметром 0,4 мм, при концентрации его $\alpha_x = \alpha^* = 3,2\%$, происходит за 5 ч.

Перейдя к определению времени полного оседания песка (t_n), отметим следующее. Если весь подъемник был бы занят только жидкостью с песком, то t_n в этом случае составило бы $\frac{1234}{100} \cdot 5 = 62 \text{ ч}$. Разумеется, это время следует признать завышенным против действительного.

Так как часть подъемника ($p < p_{нас}$) занята смесью жидкость—газ—песок, по после отделения газа от жидкости последняя займет в лифте высоту, равную

$$l'_2 = l_2 \Delta_{cp}. \quad (37)$$

Определяя значение $\Delta_{\text{ср}}$ по (19), находим $l'_2 = 540$ м. Таким образом, общая высота жидкости в лифте составит ~ 850 м, а время оседания соответственно будет $\frac{850}{100} \cdot 5 = 43$ ч. Очевидно, что это время будет заниженным против действительного. Следовательно, истинное время будет

$$43 \text{ y} < t_n < 60 \text{ y.}$$

Как видно из примера, найденное значение t_n было определено при условии, что диаметр частиц равен 0,4 мм. В действительности же смесь песка содержит в себе частицы разных диаметров. Вследствие этого время оседания, определяемое по рис. 11, для самых крупных частиц песка в смеси будет заниженным, так как эти частицы (ввиду большой их скорости) сталкиваются с мелкими. Время полного оседания, определяемое по рис. 11, для мелких частиц (время, за которое частицы, расположенные в самом верхнем сечении, достигают башмака подъемных труб) будет завышенным ввиду того, что по мере оседания уменьшается общая концентрация песка вследствие отсутствия в них более крупных частиц.

Приведенный пример показывает, что определение объема песка в работающей скважине, а также времени оседания имеет практическое значение, ибо остановка скважины на определенный период времени в некоторых случаях, в зависимости от сил сцепления песочной смеси и трубы, может привести к прихвату подъемных труб, тем более в случае их спуска ниже верхних отверстий фильтра.

* *

Известно, в скважине нельзя допустить увеличения α_x , так как это может привести к осложнениям, в частности к образованию песчаной пробки, прихвату подъемных труб и т. п. Следовательно, величину α_x надо ограничить до допустимой объемной концентрации α_d , которой соответствует необходимая безразмерная скорость жидкости U_n . Успешность выноса песка на поверхность зависит от отношения между U_n и U_Q . Здесь возможны два случая:

$$1) U_Q \geq U_H; 2) U_Q < U_H.$$

В первом случае дебит скважины такой, что вполне обеспечивает вынос песка и при этом $\alpha_x \leq \alpha_d$. А во втором случае, наоборот, дебит скважины недостаточен и $\alpha_x \geq \alpha_d$, что, как было отмечено выше, может привести к осложнениям.

Одним из эффективных способов уменьшения величины α_x является так называемый „подлив жидкости в скважину“ [16].

Ныне в сотне глубинно-насосных нефтяных скважин Азербайджана проводят подлив жидкости, что приводит к увеличению межремонтного периода работы, к росту дебита скважины.

Исходя из вышеизложенного, представляет интерес определение количества жидкости подлива в зависимости от дебита скважины, расходной концентрации песка, от физических свойств лифтируемой жидкости и жидкости подлива и т. д.

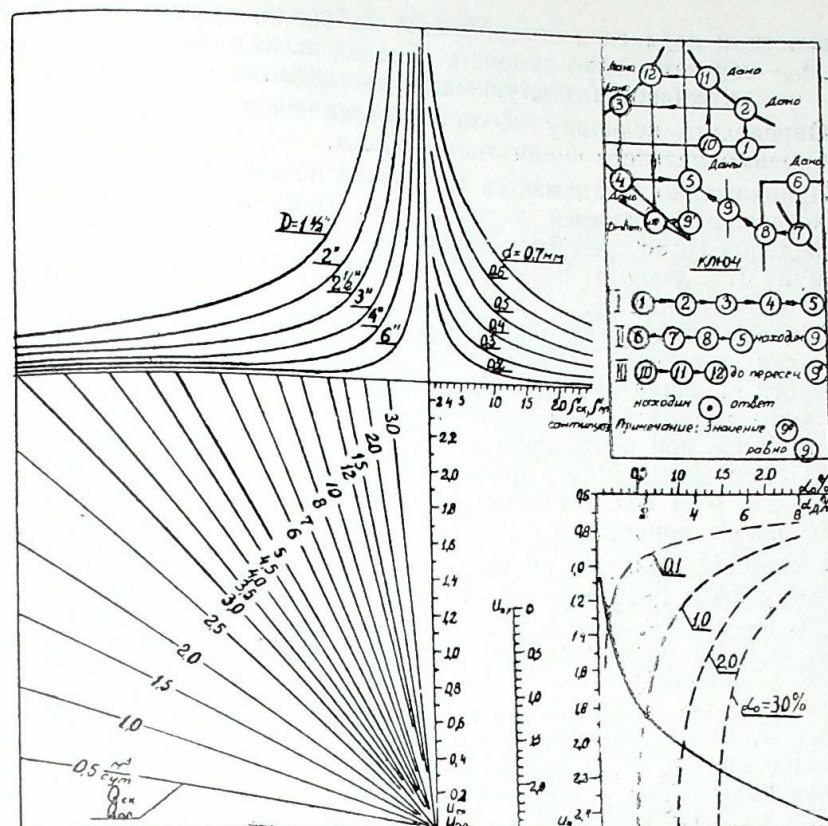


Рис. 12.

При определении расхода жидкости подлива принято считать, что жидкости движутся раздельно, присутствием газовых пузырьков пренебрегают, так как обычно подлив жидкости осуществляют в скважинах, где газовый фактор бывает весьма умеренным [15].

При этих допущениях значение необходимой скорости, при которой соблюдается условие $\alpha_x = \alpha_0$, учитывая (3), определится из следующего выражения:

$$U_{II} = \frac{\alpha_d (1 - \alpha_d) (1 - \alpha_0)}{\alpha_d - \alpha_0} \beta(d) \quad (38)$$

Так как подлив жидкости в скважину осуществляется в случае $U_{\text{н}} > U_0$, то

$$U_{\text{пл}} = U_{\text{н}} - U_{\text{Q}}, \quad (39)$$

где $U_{пл}$ —безразмерная скорость, соответствующая расходу подлива-
емой жидкости.

Учитывая (3), имеем:

$$U_{\text{пл}} = \frac{Q_{\text{пл}}}{F_{\text{пл}} \theta_{\text{пл}}}; \quad U_{\text{Q}} = \frac{Q_{\text{ск}}}{F_{\text{ск}} \theta_{\text{ск}}}, \quad (40)$$

где $Q_{пл}$ — расход подливаемой жидкости;
 $F_{пл}, F_{ск}$ — площадь живого сечения подъемника, занятая соответственно

жидкостями подлива и поступающей из пласта, причем $F_{пл} + F_{ск} = F$; $\Theta_{пл}, \Theta_{ск}$ — соответственно скорость падения песка в жидкости подлива и в жидкости, поступающей из пласта.

Определить величину α_d практически очень трудно, для этого необходимо провести специальные опыты.

Приближенно принимается α_d равной объемной концентрации α^* . Следовательно принимая $\alpha_d = \alpha^*$, т. е. соответственно $U_n = U^*$, для нахождения U_n не требуется задаваться величиной α_d , так как имеем формулу (7), дающую возможность определить U^* (в данном случае U_n) при известном α_0 .

С целью облегчения определения суточного расхода подливаемой жидкости построена номограмма [15] для ряда значений вязкости жидкости μ , диаметра песка d , диаметра подъемных труб L , дебита скважины $Q_{ск}$, расходной и допустимой концентрации песка α_0 и α_d . Заметим, что при построении номограммы в расчетах величины $\rho_n = 2,64 \text{ г/см}^3$, $\rho = 0,8 \text{ г/см}^3$ приняты постоянными, а U_n определено для $d = 0,4 \text{ мм}$, $\mu = 1 \text{ сПз}$. На номограмме зависимости $U_n = f(\alpha_d)$ показаны пунктирными линиями, а $U_n = f(\alpha_0)$ — сплошной линией (рис. 12).

В качестве примера определим суточный расход подливаемой в скважину воды ($\mu_{пл} = \mu_{воды} = 1 \text{ сПз}$) при следующих данных: $Q_{ск} = 2,0 \text{ м}^3/\text{сут}$, $\mu_{ск} = 5 \text{ сПз}$, $d = 0,4 \text{ мм}$, $D = 2''$, $\alpha_0 = 2\%$. Вначале по заданным $\mu_{ск}$, d , L и $Q_{ск}$ по номограмме находим, что $U_{ск} = 0,48$. Затем по заданной α_0 определяем $U_n = 1,5$ и, соединив U_n и $U_{ск}$, находим разности их, т. е. $U_{пл} = 1,02$. Затем, проводя прямую через заданные значения $\mu_{пл}$, d , L до пересечения с прямой $U_{пл} = 1,02$, определяем соответствующее им $Q_{пл} \approx 8 \text{ м}^3/\text{сутки}$. Это и есть искомый суточный расход подлива воды. Если в этом примере $\alpha_0 = 1,0\%$, тогда $U_n = 2,0$, $U_{пл} = 1,52$ и $Q_{пл} \approx 12 \text{ м}^3/\text{сутки}$, а при $\alpha_0 = 2,8\%$ получим $U_n = 2,47$, $U_{пл} = 1,99$ и $Q_{пл} \approx 16 \text{ м}^3/\text{сутки}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Адонин А. Н. АНХ, 1952, № 4.
2. Амиров А. Д. АНХ, 1959, № 5.
3. Амиров А. Д., Гукасов Н. А., Касимов А. Ф. „Изв. вузов СССР, „Нефть и газ“, 1959, № 8.
4. Амиров А. Д., Гукасов Н. А., Касимов А. Ф. „Изв. вузов СССР, „Нефть и газ“, 1959, № 11.
5. Бабалаян Г. А. АНХ, 1954, № 9.
6. Борьба с пробкообразованием путем подлива жидкости в затрубное пространство. Бюлл. научно-техн. информации, 1956, № 19.
7. Гробштейн С. Р., Касимов А. Ф. и др. АНХ, 1958, № 9.
8. Дадашева Т. Л., Касимов А. Ф. АНХ, 1960, № 8.
9. Зегджа А. П. „Изв. НИИГ АН СССР“, т. XII, 1934.
10. Котяхов Ф. И. Условия выноса песка при эксплуатации нефтяных скважин. Грозный, 1946.
11. Минц Д. М., Шуберт С. А. Гидравлика зернистых материалов. Изд. МКХ РСФСР, 1955.
12. Мизаджанзаде А. Х. Вопросы гидродинамики вязких и вязко-пластичных жидкостей в нефтедобыче. Азнефтеиздат, 1959.
13. Мускат М. Течение однородных жидкостей в пористой среде. Гостоптехиздат, 1949.
14. Пирвердян А. М. Докт. дисс. ИМ АН СССР, 1952.
15. Сулейманов А. Б., Касимов А. Ф. „Уч. зап. Азерб. гос. ун-та, серия физ.-матем. и хим. наук“, 1960, № 1.
16. Сулейманов А. Б. Опыт эксплуатации скважин с 4-дюймовыми эксплуатационными колоннами. Гостоптехиздат, 1953.
17. Kaszımov A. F. A honiok felszinre hozasanak elmeleti alapjai es gyakorlati alkalmazasuk az olajkutak termeltetesenel. Banyaszati kongresszus, Budapest, 1960.

Э. Ф. Гасимов

Гумун чыхарылма гидравликасы вэ онун нефт хасилаты мәсәләләринә тәтбиги

ХҮЛАСӘ

Нефт лајындан гујуја кәлән гумун јер үзәринә чыхарылмасы мәсәләсинә даир чохлу нәзәри вә тәчрүби тәдгигат апарылмышдыр. Лакин сон илләрдә бу мәсәләнин һәллиндә дүзкүн јол сечилмиш, маједә гумун сәрфи вә һәчми гатылылығы кими мөһумлар ортаја атылмыш вә бунлар арасында асылылыг тапылмышдыр.

Маједә гумун сәрфи гатылылығы (α_0) дедикдә, гујуја кәлән гумун сәрфинин гум илә мајенин биркә сәрфинә нисбәти нәзәрдә тутулур. Гејд етмәлијик ки, гујудақы газлы-гумлу маје гатышығы ахымы гәрарлашмыш оландә истәр лајдан кәлән, истәрсә дә гујудан јер үзәринә чыхан гумун гатылылығы һәмин сәрфи гатылылығы бәрәбәр олур.

Ишләјән гујунун ичәрисиндәки маједә гумун һәчми гатылылығына (α_x) кәлдикдә, о, сәрфи гатылыгдан фәргләнир. Нәзәри-тәчрүби тәдгигат көстәрмишди ки, α_x һәр шејдән әввәл α_0 -дан, һәмчинин чыхарылан мајенин вә гумун физики хассәләриндән, гујунун күндәлик хасилатындан вә чохкомпонентли гатышығын һәрәкәт етдији чанлы кәсикдән асылыдыр.

α_x -ын гијмәтинә гатышығын газлылығы дә тәсир едир ки, бу да өз нөвбәсиндә, һәр шејдән әввәл, тәзјигдән асылыдыр.

Бүтүн бунлары нәзәрдә тутараг, мұәллиф гумун чыхарылмасы гидравликасына әсәсән нефт хасилаты технолокијасына даир бир сыра мәсәләләрин һәллини вермишди. Бунлардан бир гујудан ејни заманда бир нечә нефт лајынын истисмар едилмәси мәсәләси, фантан гујусу ичәрисиндәки газлы-гумлу маје гатышығындақы гумун һәчминин тәјини вә һәмин гумун чөкмә вахты илә әлағәдар олараг, гујунун дајандырылмасы вә боруларын тутулмасы мәсәләси, дәринлик насосу гујуларында гумун зәрәрли тәсир илә мұбаризә мәгсәди илә јер үзәриндән гујуја төкүлән әләвә мајенин мигдары мәсәләси вә с. һәлл олунмушдыр.

Һәлл едилмиш мәсәләләрә даир мұвафиг дүстурларын чыхарылмасы илә бәрәбәр, һәмин дүстурлар номограм шәкилдә дә ифадә олунмушдыр, бу да һесабламары хејли асанлашдыр. Дәринлик насосларына јер үзәриндән төкүләси олан мајенин мигдарыны тәјин етмәк үчүн ајрыча номограм тәртиб олундуғу хүсуси илә гејд едилмәлидир.

Я. М. НАЗИЕВ

РАСЧЕТНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛОСКОГО, ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО И ШАРОВОГО БИКАЛОРИМЕТРОВ

Имеющиеся уравнения для бикалориметров (плоского, цилиндрического и шарового) выведены на основании закона нестационарного теплового режима [1, 2, 3, 4, 5]. Расчетные уравнения для указанных бикалориметров проще могут быть выведены на основе закона стационарного теплового режима, при этом, делая определенные возможные допущения, легко учесть и влияние теплоемкости исследуемого слоя.

В настоящей работе выводятся простые расчетные уравнения теплопроводности для плоского, цилиндрического и шарового бикалориметров, удобные для практического использования.

РАСЧЕТНЫЕ УРАВНЕНИЯ БЕЗ УЧЕТА ТЕПЛОЕМКОСТИ ИССЛЕДУЕМОГО СЛОЯ

С целью получения уравнения теплопроводности для бикалориметров нужно использовать уравнение теплового баланса.

Если не учесть теплоемкость исследуемого слоя, то количества тепла, проходящего через внутреннюю и внешнюю поверхности слоя, будут равны друг другу. Это количество тепла отдается металлическим ядром. При выводе уравнения предполагаем, что распределение температуры в ядре равномерное, а температура среды постоянная.

Из теории теплового регулярного режима [2] известно, что температура ядра изменяется по экспоненциальному закону (рис. 1). С изменением времени от τ_1 до τ_2 температура ядра меняется от t_1' до t_1'' , а температура среды t_2 остается постоянной. При этом потерянное количество тепла ядром должно выражаться формулой:

$$Q = Gc'(t_1' - t_1'') = C'\Delta t_1, \quad (1)$$

где G — вес ядра,

c' — удельная теплоемкость ядра,

C' — общая теплоемкость ядра,

Δt_1 — изменение температуры ядра за время $\Delta\tau$.

Тепло Q будет передаваться от ядра через исследуемый слой к окружающей среде в течение времени $\Delta\tau$ при различных разностях

Я. М. НАЗИЕВ

РАСЧЕТНЫЕ УРАВНЕНИЯ ТЕПЛОПРОВОДНОСТИ ПЛОСКОГО, ЦИЛИНДРИЧЕСКОГО И ШАРОВОГО БИКАЛОРИМЕТРОВ

Имеющиеся уравнения для бикалориметров (плоского, цилиндрического и шарового) выведены на основании закона нестационарного теплового режима [1, 2, 3, 4, 5]. Расчетные уравнения для указанных бикалориметров проще могут быть выведены на основе закона стационарного теплового режима, при этом, делая определенные возможные допущения, легко учесть и влияние теплоемкости исследуемого слоя.

В настоящей работе выводятся простые расчетные уравнения теплопроводности для плоского, цилиндрического и шарового бикалориметров, удобные для практического использования.

РАСЧЕТНЫЕ УРАВНЕНИЯ БЕЗ УЧЕТА ТЕПЛОЕМКОСТИ ИССЛЕДУЕМОГО СЛОЯ

С целью получения уравнения теплопроводности для бикалориметров нужно использовать уравнение теплового баланса.

Если не учесть теплоемкость исследуемого слоя, то количества тепла, проходящего через внутреннюю и внешнюю поверхности слоя, будут равны друг другу. Это количество тепла отдается металлическим ядром. При выводе уравнения предполагаем, что распределение температуры в ядре равномерное, а температура среды постоянная.

Из теории теплового регулярного режима [2] известно, что температура ядра изменяется по экспоненциальному закону (рис. 1). С изменением времени от τ_1 до τ_2 температура ядра меняется от t'_1 до t'_2 , а температура среды t_2 остается постоянной. При этом потерянное количество тепла ядром должно выражаться формулой:

$$Q = Gc'(t'_1 - t'_2) = C'\Delta t_1, \quad (1)$$

где G — вес ядра,

c' — удельная теплоемкость ядра,

C' — общая теплоемкость ядра,

Δt_1 — изменение температуры ядра за время $\Delta \tau$.

Тепло Q будет передаваться от ядра через исследуемый слой к окружающей среде в течение времени $\Delta \tau$ при различных разностях

температуры ($\theta = t_1 - t_2$) в исследуемом слое. Такую передачу тепла при стационарном режиме можно заменить передачей тепла Q при разности температур $\theta_{\text{ср}}$ (средняя интегральная разность температур по времени).

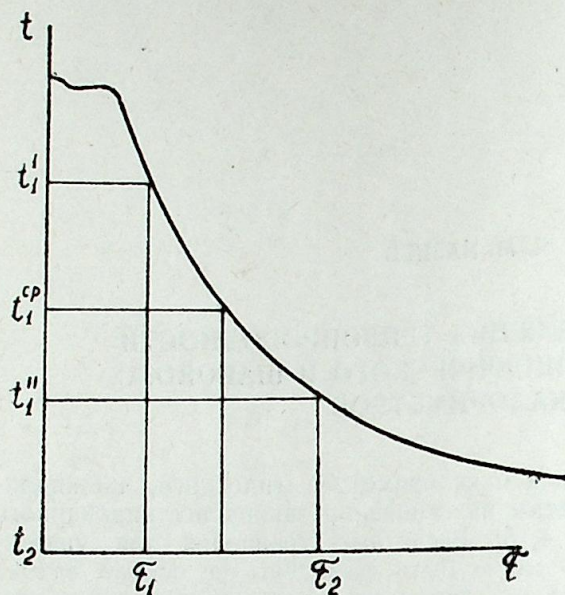


Рис. 1

Изменение температуры ядра и среды по времени.

для пластины

$$Q = \frac{\lambda F'}{\delta} \theta_{\text{ср}} \Delta \tau. \quad (3a)$$

Для цилиндра

$$Q = \frac{\lambda F'}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}} \theta_{\text{ср}} \Delta \tau, \quad (3б)$$

для шара

$$Q = \frac{\lambda F'}{\delta} \frac{R_2}{R_1} \theta_{\text{ср}} \Delta \tau, \quad (3в)$$

где λ — теплопроводность исследуемого вещества,

δ — толщина исследуемого слоя,

F' — охлаждаемая поверхность ядра,

R_1 — радиус ядра,

R_2 — внешний радиус исследуемого слоя.

Подставляя значение $\theta_{\text{ср}}$ из (2) в (3a), (3б) и (3в), получим:

для пластины

$$Q = \frac{\lambda F'}{\delta} \frac{\theta_1 - \theta_2}{m}, \quad (4a)$$

для цилиндра

$$Q = \frac{\lambda F'}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1}} \frac{\theta_1 - \theta_2}{m}, \quad (4б)$$

для шара

$$Q = \frac{\lambda F'}{\delta \cdot \frac{R_1}{R_2}} \frac{\theta_1 - \theta_2}{m}. \quad (4в)$$

Сопоставляя уравнение (1) с уравнениями (4a), (4б) и (4в) и учитывая, что $\theta_1 - \theta_2 = \Delta t_1$, получим:

$$\lambda = \frac{km\delta C'}{F'}. \quad (5)$$

Здесь для плоского бикалориметра $k=1$, для цилиндрического $k = \frac{R_1}{\delta} \ln \frac{R_2}{R_1}$ и для шара $k = \frac{R_1}{R_2}$.

Из работы [3] известно, что для тел любой геометрической формы $k = \frac{F'}{F_{\text{рас}}}$.

Тогда уравнение (5) приобретает вид:

$$\lambda = \frac{m\delta C'}{F_{\text{рас}}}, \quad (6)$$

где $F_{\text{рас}}$ — расчетная поверхность бикалориметра.

Таким образом, более простым путем можно получить уже известное [3] уравнение.

РАСЧЕТНОЕ УРАВНЕНИЕ С УЧЕТОМ ТЕПЛОЕМКОСТИ ИССЛЕДУЕМОГО СЛОЯ ПРИ ЕГО НЕЗНАЧИТЕЛЬНОЙ ТОЛЩИНЕ

Уравнение (5) выведено без учета теплоемкости исследуемого слоя. Для учета теплоемкости слоя в уравнение (5) следует внести поправки. К теплоемкости ядра C' прибавляется величина, учитывающая влияние теплоемкости исследуемого слоя C .

При выводе общего уравнения сделаем следующие допущения:

а) цилиндрический и сферический слои будем рассматривать как плоский. Это допущение возможно, поскольку толщина исследуемого слоя по отношению к радиусу ядра незначительна:

$$\delta \ll R_1 \left(\frac{\delta}{R_1} < 0,05 \right);$$

б) теплопроводность и объемная теплоемкость ($c'\gamma'$) металлического ядра значительно превышает теплопроводность и объемную теплоемкость ($c\gamma$) исследуемого слоя, в результате чего температура распределяется по прямой линии.

Вышеизложенные допущения вполне возможны, так как они относятся к поправке уравнения, а не к самому уравнению теплопроводности.

Распределение температуры в слое в момент времени τ_1 и τ_2 показано на рис. 2 (сплошные прямые линии).

Найдем количество тепла, отданное исследуемым слоем за время $\Delta \tau$ через внешнюю поверхность. Для этого прежде всего определим среднюю объемную температуру слоя за время τ_1 и τ_2 .

Средняя объемная температура в момент времени τ_1

$$t'_{\text{ср. сл.}} = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} t'(x) dx = \frac{1}{\delta} \int_0^{\delta} \left(t'_1 - \frac{\theta_1}{\delta} x \right) dx = t'_1 - \frac{1}{2} \theta_1,$$

аналогично средняя объемная температура в момент времени τ_2 :

$$t''_{\text{ср. сл.}} = t'_1 - \frac{1}{2} \theta_2.$$

Тогда изменение средней объемной температуры слоя за время Δt будет:

$$\Delta t_{\text{ср. сл.}} = \frac{1}{2} \Delta t_1. \quad (7)$$

Отданное исследуемым слоем тепло

$$Q_1 = C \Delta t_{\text{ср. сл.}} = \frac{1}{2} C \Delta t_1 \quad (8)$$

где C — общая теплоемкость исследуемого слоя.

Для составления теплового баланса в уравнении (1) к количеству тепла Q необходимо прибавить еще и количество тепла, учитывающее

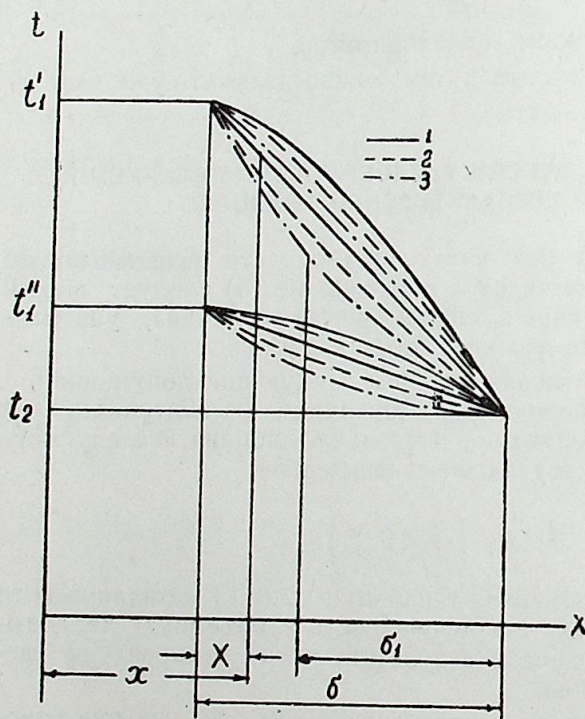


Рис. 2

Распределение температуры в исследуемом слое в данный момент времени:
1 — плоский слой; 2 — цилиндрический; 3 — шаровой.

этом случае эффект теплопередачи для внутренней и внешней поверхности слоя не будет меняться.

отданное исследуемым слоем тепло. Тепло Q_1 в (8) не сконцентрировано у поверхности ядра (как Q), а неравномерно распределено по пути распространения тепла (вдоль зазора δ). Поэтому при составлении уравнения теплового баланса к Q вместо тепла Q_1 нужно прибавлять так называемое „эффективное“ тепло $Q_{\text{эфф.}}$, которое при передаче через полный слой δ давало бы такой же эффект, как при передаче тепла Q_1 через переменный слой исследуемого вещества, меняющийся от 0 до δ . Не трудно заметить, что тепло Q_1 в слое распределяется по треугольнику, подобно разности температуры:

$$\Delta t_{\text{сл.}} = t'_1 - t''_{\text{сл.}}$$

Предположим, что количество тепла Q_1 сконцентрировано в центре тяжести треугольника. В

Тогда можно написать:

$$Q_{\text{эфф.}} \cdot \delta = Q_1 \cdot \delta_1 \quad (9)$$

где δ_1 — расстояние от центра тяжести треугольника до внешней поверхности исследуемого слоя. Для треугольника, показанного на рис. 2, отношение $\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{2}{3}$.

Из (9) и уравнения (8)

$$Q_{\text{эфф.}} = \frac{1}{3} C \Delta t_1. \quad (10)$$

Для всех трех бикалориметров с учетом (10) будем иметь

$$Q_{\text{об}} = Q + Q_{\text{эфф.}} = \left(C' + \frac{1}{3} C \right) \Delta t_1. \quad (11)$$

С другой стороны, для пластины

$$Q_{\text{об}} = \frac{\lambda F' \Delta t_1}{\delta m}, \quad (12a)$$

для цилиндра

$$Q_{\text{об}} = \frac{\lambda F' \Delta t_1}{R_1 \ln \frac{R_2}{R_1} m}, \quad (12б)$$

для шара

$$Q_{\text{об}} = \frac{\lambda F' \Delta t_1}{\delta \cdot \frac{R_1}{R_2} m} \quad (12в)$$

Из уравнения (11) и уравнений (12a), (12б), (12в) получится

$$\lambda = \frac{m \delta}{F_{\text{рас}}} \left(C' + \frac{1}{3} C \right). \quad (13)$$

Уравнение (13) является приближенным уравнением теплопроводности для бикалориметров произвольной геометрической формы с учетом теплоемкости исследуемого слоя. Это уравнение достаточно точно и удобно для практического использования при небольшой толщине слоя.

РАСЧЕТНОЕ УРАВНЕНИЕ С УЧЕТОМ ТЕПЛОЕМКОСТИ ИССЛЕДУЕМОГО СЛОЯ ПРИ ЕГО СРАВНИТЕЛЬНО БОЛЬШОЙ ТОЛЩИНЕ

Рассмотрим теперь влияние теплоемкости при сравнительно большой толщине слоя (δ) и влияние фактора нестационарности теплового режима. Если зазор δ большой, то цилиндрический и сферический режимы нельзя считать плоскими и распределение температуры в слое нельзя брать по прямой линии, т. е. первое и второе допущения в предыдущем разделе в этих случаях невозможны. При сравнительно небольшой теплоемкости исследуемого слоя температурное поле будет такое же, как и при стационарном режиме для данной разности

температур в данный момент времени (если $\frac{C}{C'} \leq \frac{1}{4}$, то отклонение от стационарного режима не превышает 3%).

Расчетное уравнение в этом случае для плоского бикалориметра будет

$$\lambda = \frac{m\delta}{F'} \left(C' + \frac{1}{3} C \right). \quad (14)$$

Определим количество тепла, отданное слоем для цилиндрического бикалориметра.

Средняя объемная температура в цилиндрическом слое в момент времени τ_1 и τ_2 соответственно будет:

$$t'_{\text{ср. сл.}} = \frac{2}{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} R t'(R) dR = \frac{2}{R_2^2 - R_1^2} \int_{R_1}^{R_2} R \left(t'_1 - \theta_1 \frac{\ln \frac{R}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \right) dR =$$

$$= t'_1 - \theta_1 \left(\frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} - \frac{1}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} \right)$$

и

$$t''_{\text{ср. сл.}} = t''_1 - \theta_2 \left(\frac{R_2^2}{R_2^2 - R_1^2} - \frac{1}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} \right).$$

Тогда изменение средней объемной температуры цилиндрического слоя за время $\Delta\tau$.

$$\Delta t_{\text{ср. сл.}} = \left(\frac{1}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} - \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \right) \Delta t_1. \quad (15)$$

Отданное тепло

$$Q_1 = C \Delta t_1 \left(\frac{1}{2 \ln \frac{R_2}{R_1}} - \frac{R_1^2}{R_2^2 - R_1^2} \right). \quad (16)$$

Для нахождения $Q_{\text{эфф.}}$ определим отношение $\frac{\delta_1}{\delta}$. Для цилиндрического слоя оно равно.

$$\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \Delta t_{\text{сл.}} R dR}{\int_{R_1}^{R_2} \Delta t_{\text{сл.}} R (R_2 - R) dR} = \frac{12 R_1^3 \ln \frac{R_2}{R_1} - 18 R_1^2 R_2 \ln \frac{R_2}{R_1} + 5 R_2^3 - 9 R_1^2 R_2 + 4 R_1^3}{9 \delta \left(R_2^2 - R_1^2 - 2 R_1^2 \ln \frac{R_2}{R_1} \right)},$$

где

$$\Delta t_{\text{сл.}} = \Delta t_1 \left(1 - \frac{\ln \frac{R}{R_1}}{\ln \frac{R_2}{R_1}} \right).$$

Из (16) и (17)

$$Q_{\text{эфф.}} = C \Delta t_1 \frac{12k - 18ka + 5a^2 + 5a - 4}{18k(a-1)(a^2-1)}, \quad (18)$$

где $a = \frac{R_2}{R_1}$.

Уравнение теплопроводности принимает следующий вид:

$$\lambda = \frac{km\delta}{F'} \left[C' + C \frac{12 - 18ka + 5a^2 + 5a - 4}{18k(a-1)(a^2-1)} \right]. \quad (19)$$

Для вывода расчетного уравнения шарового бикалориметра поступаем подобным образом:

$$t'_{\text{ср. сл.}} = \frac{3}{R_2^3 - R_1^3} \int_{R_1}^{R_2} R^2 t'(R) dR = \frac{3}{R_2^3 - R_1^3} \int_{R_1}^{R_2} R^2 \left(t'_1 - \theta_1 \frac{R_2}{\delta} \frac{R - R_1}{R} \right) dR =$$

$$= t'_1 - \theta_1 \left(\frac{R_2}{\delta} - \frac{3R_1 R_2}{2\delta} \frac{R_1 + R_2}{R_2^2 + R_1 R_2 + R_1^2} \right)$$

и

$$t''_{\text{ср. сл.}} = t''_1 - \theta_2 \left(\frac{R_2}{\delta} - \frac{3R_1 R_2}{2\delta} \frac{R_1 + R_2}{R_2^2 + R_1 R_2 + R_1^2} \right),$$

а разность средней температуры

$$\Delta t_{\text{ср. сл.}} = \frac{1}{2} \frac{R_1 R_2 + 2R_1^2}{R_2^2 + R_1 R_2 + R_1^2} \Delta t_1. \quad (20)$$

Отданное количество тепла сферического слоя

$$Q = C \Delta t_1 \frac{1}{2} \frac{R_1 R_2 + 2R_1^2}{R_2^2 + R_1 R_2 + R_1^2}. \quad (21)$$

Для сферического слоя отношение

$$\frac{\delta_1}{\delta} = \frac{\int_{R_1}^{R_2} \Delta t_{\text{сл.}} R^2 dR}{\int_{R_1}^{R_2} \Delta t_{\text{сл.}} R^2 (R_2 - R) dR} = \frac{1}{2} \frac{3R_1 + R_2}{2R_1 + R_2}, \quad (22)$$

где

$$\Delta t_{\text{сл.}} = \Delta t_1 \left(1 - \frac{R_2}{\delta} \frac{R - R_1}{R} \right).$$

Из (21) и (22)

$$Q_{\text{эфф.}} = C \Delta t_1 \frac{1}{4} \frac{3k^2 + k}{k_2 + k + 1}. \quad (23)$$

Расчетное уравнение для шарового бикалориметра будет

$$\lambda = \frac{km\delta}{F'} \left[C' + C \frac{3k^2 + k}{4(k^2 + k + 1)} \right]. \quad (24)$$

В общем случае для трех бикалориметров

$$\lambda = \frac{km\delta}{F'} (C' + AC). \quad (25)$$

Интересно отметить, что в расчетном уравнении коэффициент A для плоского бикалориметра такой же, как в уравнении Кондратьева, а для шарового бикалориметра в $\frac{3k+1}{4}$ раз больше, чем у Кондратьева [2].

Напомним, что Кондратьев получил свое расчетное уравнение делая некоторые приближения. Такое приближение вполне допустимо, так как обычно величина зазора δ небольшая ($K \rightarrow 1$), и поэтому можно считать, что коэффициент A в уравнении (24) и у Кондратьева удовлетворительно согласуются между собой. Вычисление показывает, что коэффициент A для цилиндрического бикалориметра мало отличается от коэффициента в уравнении, приведенном в [3]. В то же время это отличие меньше, чем для случая шарового бикалориметра.

Выясним теперь вопрос об искажении температурного поля нестационарностью теплового режима. Уравнение (25) получено на основе того, что температура в исследуемом слое распределяется по закону стационарного режима. Это предположение справедливо для случая малого зазора или малой объемной теплоемкости ($c\gamma$) исследованного вещества (когда $\frac{C}{C'} \ll \frac{1}{4}$). Если исследуемое вещество имеет большой удельный вес и сравнительно большой зазор, то кривые распределения температуры в слое будут иными (у них уменьшается вогнутость или в некоторых случаях они делаются выпуклыми). Для сравнения на рис. 2 показаны температурные поля стационарного и нестационарного режимов для плоского, цилиндрического и сферического слоев. Поднятие кривой температурного поля увеличивает тепло Q_1 , но одновременно уменьшает отношение $\frac{\delta_1}{\delta}$.

Однако уменьшение δ_1/δ незначительно по сравнению с увеличением Q_1 . Для простоты найдем изменение кривой распределения температуры в слое плоского бикалориметра. По причине незначительности это изменение можно отнести к цилиндрическому и шаровому слоям.

В сечении x количество тепла, отданное слоем толщиной x при изменении его средней температуры на $\Delta t'_{\text{ср. сл. } x}$, равно:

$$Q_x = F' c \gamma x \Delta t'_{\text{ср. сл. } x}.$$

или

$$q_x = F' c \gamma x \frac{dt'_{\text{ср. сл. } x}}{d\tau}, \quad (26)$$

где q_x — удельный тепловой поток, отданный слоем x .

Это тепло передается через толщину слоя $(\delta - x)$. Поэтому

$$q_x = \frac{\lambda F'}{\delta - x} \theta'_{(\delta-x)} \quad (27)$$

Найдем значение $\frac{dt'_{\text{ср. сл. } x}}{d\tau}$. Для плоского слоя

$$t'_{\text{ср. сл. } x} = t'_1 - \frac{\theta_1 x}{\delta 2}.$$

Тогда

$$\frac{dt'_{\text{ср. сл. } x}}{d\tau} = \frac{\theta_1 m (2\delta - x)}{2\delta}. \quad (28)$$

Сопоставляя (26) и (27) с учетом (28), получим в момент τ_1

$$\theta'_{(\delta-x)} = \frac{c\gamma m}{\lambda 2\delta} \theta_1 (x^3 - 3\delta x^2 + 2\delta^2 x)$$

и аналогично в момент τ_2

$$\theta''_{(\delta-x)} = \frac{c\gamma m}{\lambda 2\delta} \theta_2 (x^3 - 3\delta x^2 + 2\delta^2 x).$$

Изменение разности температуры за время $\Delta\tau$

$$\Delta\theta_{(\delta-x)} = \frac{c\gamma m}{\lambda 2\delta} \Delta t_1 (x^3 - 3\delta x^2 + 2\delta^2 x) \quad (29)$$

или в другом виде с учетом (14)

$$\Delta\theta_{(\delta-x)} = \frac{C}{C' + \frac{1}{3}C} \Delta t_1 \frac{x^3 - 3\delta x^2 + 2\delta^2 x}{2\delta^3}. \quad (30)$$

Средняя интегральная разность от $\Delta\theta_{(\delta-x)}$ будет

$$\Delta\theta_{\text{ср}} = \frac{\Delta t_1}{8} \frac{C}{C' + \frac{1}{3}C} \quad (31)$$

За счет $\Delta\theta_{\text{ср}}$ тепло исследуемого слоя Q_1 увеличится в $\frac{\Delta\theta_{\text{ср}} + \Delta t_1}{\Delta t_1}$ раз, и тем самым коэффициент A теплоемкости C в уравнении (25) увеличится. Имея это в виду, расчетное уравнение для бикалориметров приобретает вид:

$$\lambda = \frac{km\delta}{F'} (C' + ABC). \quad (32)$$

Здесь A — величина, зависящая от радиусов ($A = E \frac{\delta_1}{\delta_2}$, $E = \frac{Q_1}{C\Delta t_1}$),

B — величина, зависящая от теплоемкости исследуемого слоя и ядра. Для всех бикалориметров

$$B = 1 + \frac{1}{8} \frac{C}{C' + \frac{1}{3}C}.$$

Для плоского бикалориметра

$$A = \frac{1}{3}.$$

Для цилиндрического

$$A = \frac{12k - 18ka + 5a^2 + 5a - 4}{18k(a-1)(a^2-1)}; \quad k = \frac{R_1}{\delta} \ln \frac{R_2}{R_1}.$$

Для шарового

$$A = \frac{3k^2 + k}{4(k^2 + k + 1)}; \quad k = \frac{R_1}{R^2}.$$

Для ясности в таблице показано влияние отдельных факторов на результат вычисления λ по уравнению (32) для всех трех бикалориметров.

Т а б л и ц а

		Плоский бикалориметр			Цилиндрический бикалориметр			Шаровой бикалориметр		
		$c\gamma=0$	$c\gamma=c'\gamma'$	$c\gamma=\frac{1}{2}c'\gamma'$	$c\gamma=0$	$c\gamma=c'\gamma'$	$c\gamma=\frac{1}{2}c'\gamma'$	$c\gamma=0$	$c\gamma=c'\gamma'$	$c\gamma=\frac{1}{2}c'\gamma'$
$a=2$	E	1/2	1/2	1/2	0,39	0,39	0,39	0,286	0,286	0,286
	$\frac{\delta_1}{\delta}$	2/3	2/3	2/3	0,646	0,646	0,646	0,625	0,625	0,625
	B	1	1,0936	1,0537	1	1,187	1,125	1	1,263	1,202
	AB	1/3	0,365	0,351	0,2515	0,299	0,283	0,1785	0,2255	0,2145
$a=1,1$	E	1/2	1/2	1/2	0,48	0,48	0,48	0,45	0,45	0,45
	$\frac{\delta_1}{\delta}$	2/3	2/3	2/3	0,6645	0,6645	0,6645	0,662	0,662	0,662
	B	1	1,0121	1,00615	1	1,0248	1,01265	1	1,0372	1,0196
	AB	1/3	0,3375	0,3355	0,3185	0,3265	0,3225	0,2975	0,3085	0,3035

По таблице можно оценить для конкретных случаев величину AB . Так, например, для цилиндрического бикалориметра при зазоре $\frac{\delta}{R_1} = 0,1$ для воздуха можно принять $AB = 0,3185$ и для жидкого октана $0,3225$; а при $\frac{\delta}{R_1} = 0,05$, соответственно, $AB = 0,326$ и $0,328$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кондратьев Г. М. Сб. трудов ВНИИМ, вып. 5 (50), 1941.
2. Кондратьев Г. М. Регулярный тепловой режим. Госиздтеорлит, М., 1954.
3. Назиев Я. М. и Голубев И. Ф. Изв. АН Азерб. ССР. серия физ.-матем. и техн. наук, 1960, № 6.
4. Симонов Г. Б. ЖТФ, 23, вып. 8, 1953.
5. Чудновский А. Ф. ЖТХ, 16, вып. 2, 1946.

J. M. Назијев

Мүстәви, цилиндрик вә күрәви бикалориметрләр үчүн
һесаблама тәнликләри

ХҮЛАСӘ

Бикалориметрләр үчүн мә'лум олан тәнликләр [1, 2, 3, 4, 5] сабит олмајан истилик режими ғануну әсасында чыхарылмышдыр.

Бу мәгаләдә сабит истилик режими ғануну әсасында садә јолла мүстәви, цилиндрик вә күрәви бикалориметрләр үчүн мүрәккәб олмајан һесаблама тәнликләри (14, 19 вә 24) чыхарылмышдыр. Белә тәнликләрдән практики мәгсәдләр үчүн истифадә етмәк әлверишлидир. Мәгаләдә үч һал үчүн һесаблама тәнликләри верилир:

- 1) тәдгиг едилән тәбәгәнин истилик тутумуну нәзәрә алмамагла;
- 2) тәбәгәнин ғалынлығы аз олмағ шәрти илә онун истилик тутумуну нәзәрә алмагла;
- 3) тәбәгәнин ғалынлығы чох олмағ шәрти илә истилик тутумуну нәзәрә алмагла.

Тәнликләрин чыхарылышында истилик балансы тәнлијиндән истифадә олунур.

Н. М. МАМЕДОВ

К ВОПРОСУ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ ВОДОСЛИВА С ШИРОКИМ ПОРОГОМ

Многие гидротехнические сооружения в гидравлическом отношении работают как водосливы с широким порогом. Такие водосливы изучались многими авторами. Однако до сих пор практически не разрешен вопрос о том, как исключить вредное влияние вертикального сжатия потока порогом, уменьшающего пропускную способность водослива. Как показывают опыты, во входной части порога образуется вихревой валец с горизонтальной осью вращения, который уменьшает высоту живого сечения потока на входе и, конечно, снижает пропускную способность водослива.

Образование вихревого вальца, т. е. отжима потока над водосливом с тонкой стенкой, было замечено еще в прошлом столетии Базеном. На основании своих опытных исследований он установил зависимость высоты отжима d_n от величины напора над водосливом H в виде

$$d_n = 0,112H.$$

Однако это явление отжима ни Базен, ни другие гидравлики в расчетных формулах не учитывали.

Необходимо отметить, что зависимость, установленная Базеном, не дает правильных результатов, так как она не учитывает основного фактора, вызывающего отжим потока, т. е. высоту порога водослива.

Замеченное явление было изучено и теоретически анализировано в 1940—1947 гг. член-корр. Украинской академии наук, проф. Г. И. Сухомелом.

Г. И. Сухомел считает, что в случае прямоугольного ребра при входе на порог струя срывается со стенки и таким образом имеется тенденция к образованию поверхности раздела ACB , которая, конечно, уже в процессе своего образования на части CB' распадается, и струя достигает плоскости порога около B (рис. 1).

Так как жидкость в пространстве ACB сравнительно мало связана со струей, то напор и удельную энергию сечения следовало бы измерять уже не от плоскости порога, а от наивысшей образующей поверхности ACB .

Далее автор утверждает что если согласиться рассматривать поверхность ACB как порог своеобразного водослива и принять, что над точкой C установится критическая глубина, то для расхода прямоугольного водослива на единицу ширины можем написать такую формулу

Н. М. МАМЕДОВ

К ВОПРОСУ УВЕЛИЧЕНИЯ ПРОПУСКНОЙ СПОСОБНОСТИ ВОДОСЛИВА С ШИРОКИМ ПОРОГОМ

Многие гидротехнические сооружения в гидравлическом отношении работают как водосливы с широким порогом. Такие водосливы изучались многими авторами. Однако до сих пор практически не разрешен вопрос о том, как исключить вредное влияние вертикального сжатия потока порогом, уменьшающего пропускную способность водослива. Как показывают опыты, во входной части порога образуется вихревой валец с горизонтальной осью вращения, который уменьшает высоту живого сечения потока на входе и, конечно, снижает пропускную способность водослива.

Образование вихревого вальца, т. е. отжима потока над водосливом с тонкой стенкой, было замечено еще в прошлом столетии Базеном. На основании своих опытных исследований он установил зависимость высоты отжима d_n от величины напора над водосливом H в виде

$$d_n = 0,112H.$$

Однако это явление отжима ни Базен, ни другие гидравлики в расчетных формулах не учитывали.

Необходимо отметить, что зависимость, установленная Базеном, не дает правильных результатов, так как она не учитывает основного фактора, вызывающего отжим потока, т. е. высоту порога водослива.

Замеченное явление было изучено и теоретически анализировано в 1940—1947 гг. член-корр. Украинской академии наук, проф. Г. И. Сухомелом.

Г. И. Сухомел считает, что в случае прямоугольного ребра при входе на порог струя срывается со стенки и таким образом имеется тенденция к образованию поверхности раздела ACB , которая, конечно, уже в процессе своего образования на части CB' распадается, и струя достигает плоскости порога около B (рис. 1).

Так как жидкость в пространстве ACB сравнительно мало связана со струей, то напор и удельную энергию сечения следовало бы измерять уже не от плоскости порога, а от наивысшей образующей поверхности ACB .

Далее автор утверждает что если согласиться рассматривать поверхность ACB как порог своеобразного водослива и принять, что над точкой C установится критическая глубина, то для расхода прямоугольного водослива на единицу ширины можем написать такую формулу

$$q = m\sqrt{2gH}^{3/2} \quad (1)$$

Принимая высоту вальца $\frac{P}{H} > 1,0$ равной $d_n = 0,14H$, автор получает

$$H_1 = H - 0,14H = 0,86H.$$

Подставив в формулу для расхода $0,86H = H_1$, получим

$$q = m\sqrt{2gH_1}^{3/2} \quad (2)$$

Довольно обстоятельный анализ теории водосливов и обширные экспериментальные работы были проведены проф. В. А. Шаумяном в 1938—1940 гг.

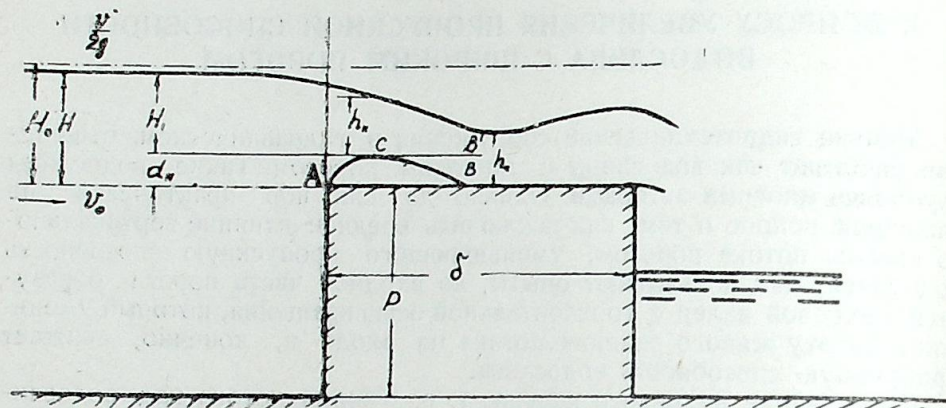


Рис. 1

Схема водослива с широким порогом.

Автор подчеркивает, что для установления величины коэффициента расхода необходимо прежде всего установить закономерности изменения коэффициента сжатия. Гидравлика занималась изучением горизонтального сжатия потока при боковом его истечении и вертикального сжатия с верховой стороны при истечении из-под щита и почти совершенно не изучала вертикального сжатия потока с низовой стороны при водосливах.

Научное решение вопроса об установлении коэффициента расхода подменялось опытным суммарным определением средних коэффициентов; для этой цели предлагались самые разнообразные эмпирические формулы, вследствие чего остался невыясненным вопрос—почему водослив с широким порогом дает наименьшую пропускную способность, а водосливы с тонкой стенкой и практическим профилем имеют пропускную способность соответственно на 30—40% и 40—50% больше.

Исследования, проведенные проф. Шаумяном, показали, что основным фактором, влияющим на коэффициент расхода водослива, является внутренняя деформация потока в продольной вертикальной плоскости и вызывается наличием порога водослива.

Автор приходит к выводу, что обычно принимаемый в расчет напор H в действительности значительно меньше, так как часть этого напора занимает высота вальца d_n . Последний не только представляет мертвую зону потока, не участвующую в общем течении, но и вызывает затраты энергии потока на вращательное движение жидкости

в указанных зонах. Поэтому в расчетной формуле величина напора над водосливом H должна быть уменьшена на высоту отжима потока d_n (рис. 2).

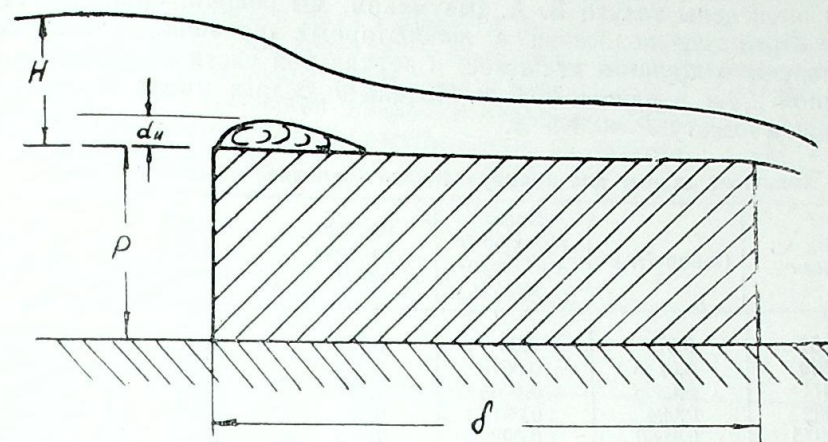


Рис. 2

Схема обычного водослива с широким порогом.

Тогда расчетная формула (1) примет вид:

$$q = m\sqrt{2g(H-d_n)} \sqrt{H-d_n} \quad (3)$$

или

$$Q = mb\sqrt{2g(H-d_n)} \sqrt{H-d_n} \quad (3a)$$

Следовательно, если уничтожить отжимную зону (вальс), коэффициент расхода должен увеличиться.

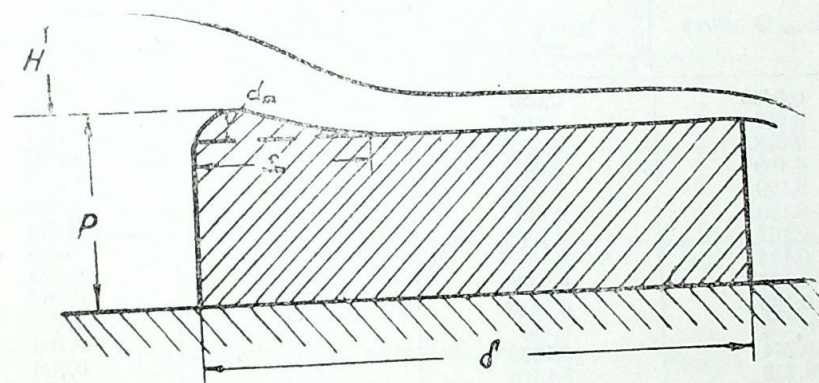


Рис. 3

Схема усовершенствованного водослива с широким порогом.

Для этой цели автор предлагает делать специальный оголовок который должен быть очерчен так, чтобы наивысшая точка профиля оголовка относительно находилась на высоте

$$d_n = 0,11(P+H).$$

Такой водослив автором назван усовершенствованным (рис. 3).

По опытным данным автора, коэффициент расхода равняется $m = 0,42$.

Поскольку лабораторные исследования подобного типа водослива были проведены только В. А. Шаумяном, мы решили провести испытание этого типа водослива в лабораторных условиях. Опыты были поставлены в крупном масштабе, в зеркальной части большого лотка шириной 2,0 м и длиной 30,0 м. Модель водослива имела ширину $b = 1,0$ м и высоту $P = 0,395$ м.

Таблица 1
Опытные данные для прямоугольного водослива обычного типа

Расход Q , $м^3/сек$	Напор H , м	Напор $H_1 = 0,86 H$ (по Сухо- мелу)	Кэфф. расхода по H	Кэфф. расхода по H_1	$\frac{H}{P+H}$
0,052	0,07	0,06	0,316	0,40	0,15
0,060	0,0783	0,0673	0,31	0,39	0,164
0,071	0,0866	0,0745	0,313	0,394	0,180
0,082	0,094	0,081	0,32	0,402	0,192
0,0975	0,1066	0,092	0,316	0,394	0,212
0,132	0,129	0,111	0,324	0,404	0,246
0,133	0,130	0,1116	0,321	0,403	0,248
0,154	0,1443	0,124	0,318	0,40	0,268
0,158	0,1468	0,126	0,318	0,40	0,272
0,173	0,1555	0,1335	0,320	0,402	0,282
0,179	0,1584	0,136	0,320	0,402	0,286
0,220	0,180	0,155	0,326	0,408	0,314
0,263	0,2029	0,175	0,325	0,406	0,340
0,273	0,208	0,179	0,325	0,406	0,344
			0,32	0,40	

Таблица 2

Опытные данные для водослива с широким порогом усовершенствованного типа

Расход, Q $м^3/сек$	Напор H , м	Кэфф. расхода	$\frac{H}{P+H}$
0,0485	0,056	0,415	0,124
0,057	0,0627	0,410	0,137
0,078	0,0764	0,416	0,162
0,103	0,0915	0,420	0,188
0,129	0,1098	0,402	0,218
0,1397	0,114	0,410	0,225
0,167	0,1283	0,413	0,255
0,184	0,137	0,410	0,258
0,190	0,1396	0,414	0,262
0,195	0,1436	0,406	0,267
0,222	0,153	0,418	0,280
0,244	0,1633	0,413	0,285
0,252	0,1676	0,415	0,298
0,260	0,169	0,423	0,30
0,275	0,1759	0,415	0,31
0,285	0,180	0,424	0,314
		0,414	

Напор воды над порогом водослива менялся от 0,056 и до 0,21 м, а расход ее, проходящий через водослив—от 0,0485 до 0,275 $м^3/сек$. Входная часть усовершенствованного водослива были изготовлена по формулам, предложенным проф. В. А. Шаумяном. В нашем случае напор воды на пороге водослива принят 0,20 м. При этом размеры отжимной зоны будут:

$$d_n = 0,11 (0,335 + 0,20) = 0,059 \text{ м.}$$

$$S_{\max} = 0,62 (0,335 + 0,20) = 0,332 \text{ м.}$$

Опыты проводились в двух сериях. В первой серии исследовали обычный прямоугольный водослив, а во второй—усовершенствованный. Полученные результаты приведены в табл. 1 и 2.

В табл. 1 для сравнения приводим значения коэффициента расхода, исходя из наших опытов, рассчитанные по формуле Г. И. Сухомела и по формуле (1).

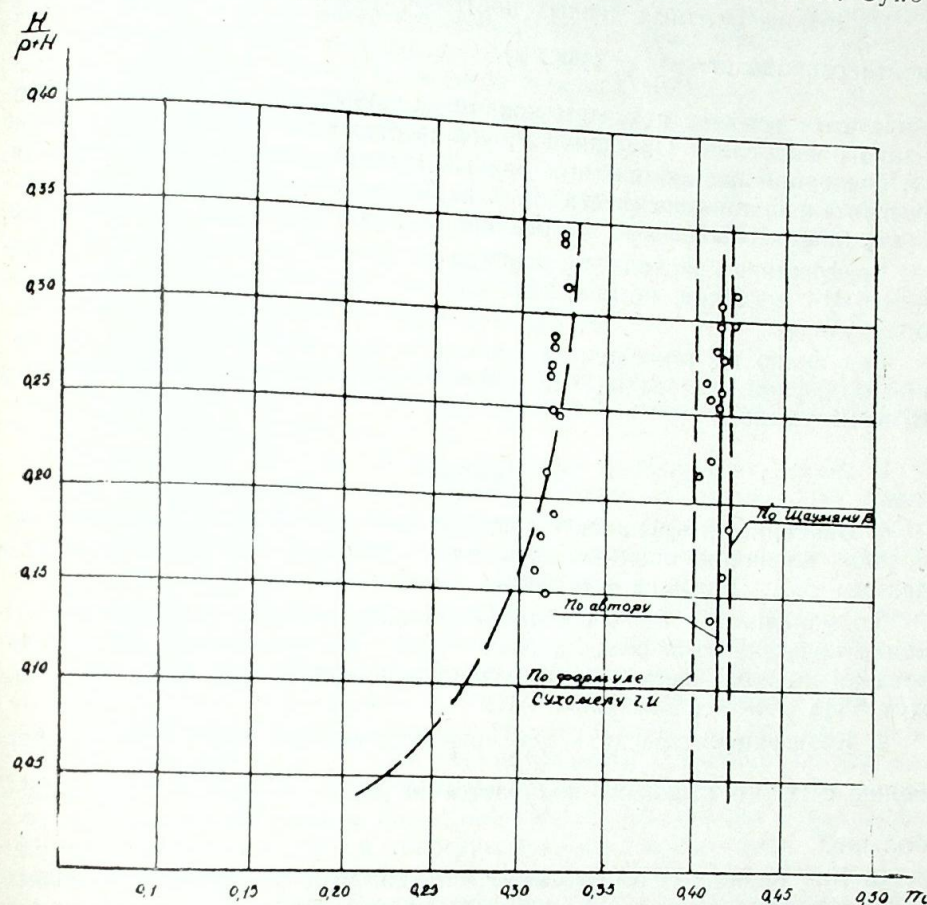


Рис. 4

График зависимости коэффициента расхода от $\frac{H}{P+H}$

Среднее значение коэффициента расхода m , рассчитанное по зависимости Г. И. Сухомела, равнялось 0,40, при этом увеличение коэффициента расхода, по сравнению с коэффициентом, рассчитанным по формуле (1), составляет

$$\frac{0,40 - 0,32}{0,32} \cdot 100 = 25\%.$$

Разница между значениями коэффициентов расхода, полученная нами и рассчитанная по формуле (2) Г. И. Сухомела, составляет $\frac{0,414 - 0,40}{0,40} \cdot 100 = 3,5\%$, а по опытным данным В. А. Шаумяна

$$\frac{0,420 - 0,414}{0,414} \cdot 100 = 1,5\%.$$

Разница между значениями коэффициентов расхода, рассчитанных по формуле (2) Г. И. Сухомела и по опытным данным В. А. Шаумяна, составляет $\frac{0,42 - 0,40}{0,40} \cdot 100 = 5\%$.

На основе опытных данных построен график зависимости коэффициента расхода от $\frac{H}{P+H}$ (рис. 4).

На этом графике показаны кривые для обычного и усовершенствованного водослива. Сплошной линией изображены кривые, построенные на основании наших опытных данных (точек), а пунктирной — кривая, рассчитанная по зависимости Г. И. Сухомела, исходя из результатов наших опытов и на основании опытных данных В. А. Шаумяна.

Коэффициент расхода m усовершенствованного водослива в среднем 0,414 устойчив, не меняется, идет по прямой линии, параллельно оси ординат.

Как видно из приведенных данных в табл. 2 и из графика, значения коэффициента расхода, полученные нами, очень близки к данным В. А. Шаумяна.

Выводы

1. Значение коэффициента расхода для усовершенствованного водослива по нашим опытным данным получалось $m=0,414$, а по опытным данным В. А. Шаумяна $m=0,42$.

По зависимости Г. И. Сухомела для прямоугольного водослива значение коэффициента расхода равно 0,40. Для практического использования коэффициента расхода усовершенствованного водослива может быть рекомендован $m=0,41$.

2. Коэффициент расхода усовершенствованного водослива, по сравнению с прямоугольным, получается на $\frac{0,414 - 0,32}{0,32} \cdot 100 = 29\%$ больше.

3. Как видно из всего вышеизложенного, усовершенствованный водослив, обладающий повышенным коэффициентом расхода, имеет большое практическое значение, так как позволяет соответственно уменьшить размеры сооружения и тем самым экономить государственные средства.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сухомел Г. И. Неравномерное движение жидкости в открытых руслах и гидротехнических сооружениях. Госэнергоиздат, 1940.
2. Шаумян В. А. Научные основы орошения и оросительных сооружений. Сельхозгиз, 1948.

Н. М. Маммадов

Енли астаналы суашыранын сэрф эмсалынын артырылмасы мәсәләсинә даир

ХҮЛАСӘ

Гидротехники гургуларын эксәријјәти гидравлик чәһәтдән енли астаналы суашыран кими ишләјир. Бу суашыран астананын олмасы шәраитиндә бир чох алимләр тәрәфиндән тәдгиг едилмишдир. Гурғунун субурахма габилијјәтинин азалмасынын әсас сәбәби кириш һиссәдә үфүги охлу, бурулғанлы сыхылмыш зонада астананын олмасыдыр ки, бу да чанлы кәсијин һүндүрлүјүнү азалдыр. Буна мұвафиг олараг суашыранын субурахма габилијјәти дә азалыр.

Суашыран үзәриндә шагули сыхылмыш зонанын әмәлә кәлмәси һәлә кечән әсрдә Базен тәрәфиндән мұшаһидә едилмишдир. О, өзүнүн тәчрүбә тәдгигатларына әсасән ашағылакы асылылығы вермишдир:

$$d_n = 0,112H$$

бурада d_n — сыхылмыш зонанын һүндүрлүјү;
 H — басгыдыр.

Анчаг Базенин бу асылылығы дүзкүн нәтичә вермир, чүнки бурада ахымын шагули сыхылмасына сәбәб олан әсас фактор — астананын һүндүрлүјү (P) нәзәрә алынмыш.

Украјна ССР Емләр Академијасынын мұхбир үзвү, проф. Г. И. Сухомел 1940-чы илдә дәрч олунмуш „Ачыг мәчраларда вә гидротехники гургуларда мајенин гејри-мүнтәзәм һәрәкәти“ адлы китабында гејд едир ки, суашыран үзәриндәки басгыны сыхылмыш зонанын ән јүксәк C нөгтәсиндән өлчмәк лазымдыр.

Проф. В. А. Шаумјан суашыранлар нәзәријјәсинин лазыми анализини вермиш вә кениш тәчрүбә ишләри апармышдыр. Мәлүм олмушдур ки, суашыранын һесабатында габул едилән басгынын бир һиссәсини шагули сыхылмыш зонанын һүндүрлүјү — d_n тәшкил едир. Одур ки, һесабат дүстурунда басгынын гижмәти ахымын сыхылмыш зонасынын һүндүрлүјү (d_n) гәдәр азалдылмалыдыр. Әкәр шагули сыхылма зонасы ләғв едиләрсә сэрф эмсалы артамалыдыр. Мүәллиф бу мәгсәдлә дә сыхылмыш зонаны бәрк материалла долдураг суашыранын кириш һиссәсинин хүсуси конструкторијасыны тәклиф едир. Белә суашыран мүәллиф тәрәфиндән тәкмилләшдирилмиш суашыран адландырылмышдыр. Бу суашыранда сэрф эмсалы $m=0,42$ алынмышдыр.

Тәкмилләшдирилмиш суашыранын лабораторија тәдгигатынын јалныз проф. В. А. Шаумјан тәрәфиндән апарылмасыны нәзәрә алараг, биз бу тип суашыранын лабораторија шәраитиндә бөјүк мигјасда јохланылмасыны гәрара алдыг. Тәчрүбәләр ени 2 м вә узунлуғу 30 м олан бөјүк новда апарылмышдыр. Суашыран астанасы моделинин ени $\delta=1$ м вә һүндүрлүјү $P=0,395$ м олмушдур. Тәчрүбәләрин биринчи серијасы ади дүзбучагы суашырана, икинчиси исә тәкмилләшдирилмиш суашырана аид олмушдур.

1-чи чәдвәлдә (1) дүстуру илә вә Г. И. Сухомелин тәклиф етдији (2) дүстуру илә һесабыланмыш сэрф эмсалынын гижмәтләри верилмиш-

дир. Сэрф эмсалынын $\frac{H}{P+H}$ -дан асылы олараг дәјишмәси графика-

4-чү шәкилдә көстәрилмишдир. Апарылан тәдгигатлардан ашағыдакы нәтичәләрә кәлмәк олар:

1. Бизим тэчрүбэлэрэ эсасэн тэкмиллэшдирилмиш суашыран үчүн сэрф эмсалынын гижмэти $m = 0,414$ алынмышдыр; проф. В. А. Шаум-жанын тэчрүбэлэринэ эсасэн сэрф эмсалы $m = 0,42$ -дир. Ади дүзбучаг-лы суашыран үчүн сэрф эмсалынын гижмэти Г. И. Сухомелэ көрө нэзэри $m = 0,40$ алыныр.

Практикада истифадэ едилмэкдэн өтрү тэкмиллэшдирилмиш суашыран үчүн сэрф эмсалынын гижмэти $m = 0,41$ тэклиф олуна билэр:

2. Тэчрүбэлэр көстөрир ки, тэкмиллэшдирилмиш суашыранын сэрф эмсалы дүзбучаглы суашырана нисбэтэн $\frac{0,414 - 0,32}{0,32} \cdot 100 = 29\%$ чох алыныр.

3. Енли астаналы суашыранын сэрф эмсалынын артырылмасы бө-жүк практики эһемијјэтэ малик олмагла барабэр гурғунун өлчүлэри-нин азалдылмасы вэ буна мүвафиг олараг дөвлэт вэсаитинэ гәнаәт ет-мәјә имкан јарадыр.

ДЖ. А. МАМЕДОВ

К ВОПРОСУ ДЕФОРМАЦИИ ПОТОКА НА ВОДОСЛИВЕ ПРАКТИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ

В современных речных гидротехнических узлах значительную роль получили водосливные плотины, являющиеся водосбросными элементами в общей компоновке отдельных сооружений узла. Как показывает практика строительства, в современных гидротехнических узлах сооружение водосбросных плотин обходится в десятки и сотни миллионов рублей.

В обычно проектируемых и уже построенных водосбросных плотинах отношение толшины переливающегося слоя воды (H) к длине пролета плотины (l) колеблется в пределах сотен и десятков долей.

В целях максимального удешевления стоимости строительства принимаются меры к максимальному увеличению удельного расхода водослива.

В последнем случае длина водосливного фронта сильно сокращается, и отношение $\frac{H}{l}$ резко увеличивается, достигая единицы и более (здесь l — длина, а H — напор водослива).

Истечение через такие плотины можно рассматривать как истечение через так называемую „щель“.

Исследования режима потока в указанных условиях показали, что поверхность его на сливной части водослива резко неравномерна, в результате чего повышается турбулизация и аэрация потока.

Поток при подходе к водосливу в пределах промежуточных бычков в плане получает некоторое изменение в виде отжимов. Этот отжим получается в двух видах: а) устойчивый отжим и б) отжим волна. При этом появляются косые волны, отходящие от верхней грани бычков и щитовых пазов, взаимно пересекающиеся на оси отверстия ниже по течению. При этом сооружение сжимает поток как по вертикали (вертикальное сжатие, полученное при встрече потока с входной гранью водослива), так и по горизонтали (боковое сжатие от промежуточных бычков и устоев).

Помимо этого надо отметить, что взаимодействие потока с телом бычков приводит к искривлению траекторий поверхностных и донных струй, образованию контура обтекания, затратам некоторого количества энергии потока на преодоление сопротивления входа. При набега, нии потока на бычки, оказывающие реактивное воздействие на него-

замедляется движение частиц потока вплоть до полной остановки, происходящей в точке деления потока. Кинетическая энергия этих частиц

$\left(\frac{V_1^2}{2g}\right)$ полностью преобразовывается в потенциальную энергию, в результате чего происходит поднятие жидкости в виде бугорка перед бычками водослива. При этом надо отметить, что поток подвергается деформации как по внешним очертаниям, так и внутри. Поверхность потока на сливной части водослива изрезана продольными бороздами, следовательно, можно прийти к такому заключению, что давление потока во всех точках поверхности распределено неравномерно, скорости его на отдельных участках также неравны.

В совокупности эти неравномерности создают на поверхности изрезанные продольные борозды. Естественно, выяснение причины такого явления и, соответственно, устранение этих причин представляет как научный, так и практический интерес.

В этих условиях в потоке получают, кроме поступательной скорости воды, и поперечные скорости. При этом направления токов не совпадают, и на водосливе течение становится непотенциальным, т. е. кроме поступательного движения наблюдается вихревое, которое сопровождается пульсацией потока.

В зависимости от того, как меняются давление и скорости течения потока, меняется внутренний механизм последнего, меняется и гидравлический режим, получается пульсация потока, которая изменяется по времени.

Как показывают результаты проведенных нами исследований, образование неравномерностей на свободной поверхности потока начинает выявляться в зависимости от значения соотношения $\frac{H}{v}$, т. е. при

значении $\frac{H}{v} = 0,5$ на свободной поверхности потока появляются продольные борозды, а при значении $\frac{H}{v} \geq 1$ они переходят в пере-

косы, при этом глубина переливающегося потока через гребень водослива равна длине отверстия водослива и через водослив проходит расход порядка $Q = 700 \div 750 \text{ м}^3/\text{сек}$. С увеличением расхода от $Q =$

$= 750 \text{ м}^3/\text{сек}$ и, соответственно, значения соотношения $\frac{H}{v}$ от единицы свободная поверхность потока начинает перекашиваться — сперва в виде продольных борозд, далее переходящих в перекосы, и поток

начинает пульсировать по времени, так например: при расходе $Q = 600 \text{ м}^3/\text{сек}$ значение приращения деформации $\Delta h \approx 0$, при расходе $Q = 1200 \text{ м}^3/\text{сек}$ $\Delta h \approx 1,35 \text{ м}$, при $Q = 2280 \text{ м}^3/\text{сек}$ $\Delta h \approx 4,7 \text{ м}$. Когда проходит через водослив максимальный расход (т. е. $Q \approx 2300 \text{ м}^3/\text{сек}$), максимальная глубина от минимальной отличается почти в два с лишним раза, а отклонение максимальной глубины от средней составляет почти 1,5.

Такое явление, по-видимому, вызывается тем, что в принятых условиях работы водосливной плотины отдельные отверстия последней превращаются в так называемую „щель“.

Результаты наблюдений за образованием неравномерности на свободной поверхности потока, показали, что основными влияющими факторами являются следующие:

1) условия подхода потока с верхнего бьефа к водосливному отверстию;

2) сопротивление, оказываемое реактивными действиями при встрече потока с водосливом и раздельными стенками, и

3) геометрическая форма сливного отверстия водослива. Помимо указанных условий, после входа потока на гребень водослива на него действует и пульсирующее динамическое давление между сливающимся потоком и сливной поверхностью, которое влияет на внутренний механизм потока.

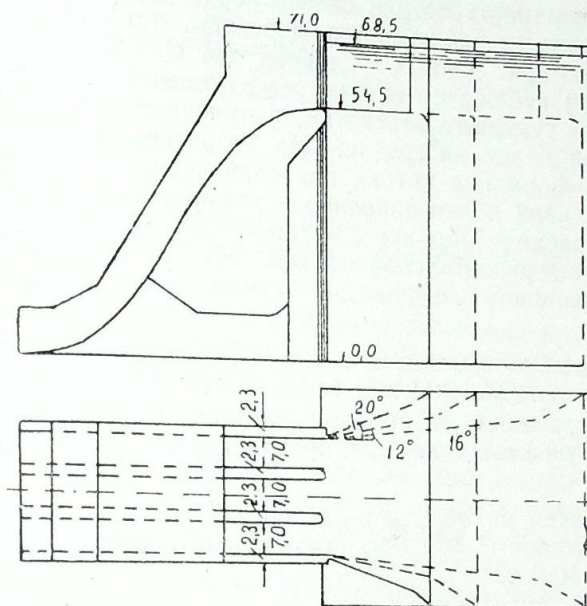


Рис. 1
Водослив, совмещенный с горизонтальными полками и раскрывками на входе.

Второй и третий пункты указанных условий в основном зависят от дна, т. е. от входной грани, которая вызывает вертикальное сжатие потока при входе на гребень водослива, и вертикальные боковые поверхности раздельных стенок, которые также вызывают горизонтальные боковые сжатия потока.

Учитывая, что источник всех этих явлений находится всегда в верхнем бьефе, у входной части сооружения, и придавая большое значение этим явлениям (отжимы и деформации потока и пр.), с точки зрения возможного положительного разрешения данных вопросов в последующем, мы решили все эти явления в данных условиях модели подвергнуть подробному изучению.

Помимо этого, принимая во внимание, что основными параметрами, вызывающими деформацию потока, являются сжатия как горизонтальные, так и вертикальные, мы решили исключить вертикальное и частичное уменьшить боковое горизонтальное сжатие с обеспечением некоторой плавности перехода потока от верхнего бьефа к водосливу.

Сохраняя все конструктивные параметры входа водослива, с целью изменения подхода к последнему и исключения вертикального сжатия на гребне установили во всю ширину верхнего бьефа горизонталь-

ные полки разной длины: $C = 60,0$ м; $C = 35,0$ м; $C = 24,0$ м. Полки были сделаны из досок и установлены строго горизонтально на гребне водослива (рис. 1).

Ниже дается описание картины течения потока на водосливе.

Опыты с горизонтальными полками при $C = 60,0$ м; $C = 35,0$ м и $C = 24,0$ м. Исследования на данной модели показали, что поток при набегаии на бычки с верхнего бьефа несколько сжимается. Особенно сильно сжатие у крайних сливных отверстий, за вторыми щитовыми пазами поверхность потока сильно неравномерна, дальше на сливной части водослива наблюдаются перекосы. Во всех пропускаемых расходах воды при данных условиях (от $Q = 250,0$ м³/сек до $Q = 1802,0$ м³/сек) наблюдаемые перекосы на сливной части водослива по своей величине уступают перекосам, полученным в исследованиях без горизонтальной полки на гребне. Для сравнения приведем значения приращения деформации потока при одинаковых расходах: на модели без горизонтальной полки приращение деформации начинает четко выявляться при расходе порядка $Q = 706,0$ м³/сек, т. е. $\Delta h \approx 0,5$ м, а при исследовании с горизонтальной полкой при расходе $Q = 800,0$ м³/сек значения приращения деформации потока равны почти нулю, т. е. $\Delta h \approx 0$.

При расходе $Q = 930,0$ м³/сек без полки приращение деформации $\Delta h \approx 0,7$ м а с полкой $\Delta h = 0,2$ м и, наконец, при расходе $Q = 1802,0$ м³/сек без полки приращение деформации достигает величины порядка $\Delta h \approx 2,6$ м, с полкой $\Delta h \approx 1,25$ м, т. е. почти в два раза меньше, чем в прежних условиях.

Как показывают материалы исследований, данные и явления, полученные при условии $C = 35,0$ м, почти сходны с предыдущими при длине полки $C = 60,0$ м.

Исследования показали, что с установлением горизонтальной полки перед водосливом длиной $C = 24,0$ м получаются те же явления, что и на водосливе без полки, т. е. деформация потока на сливной части, усиливаясь, почти достигает своих прежних значений.

В данном случае перекосы начинают выявляться при расходе $Q = 750,0$ м³/сек, тогда $\Delta h \approx 0,2$ м и при значении расхода $Q = 1850$ м³/сек значение приращения деформации $\Delta h \approx 2,35$ м.

Опыты с совмещенными горизонтальными полками и раскрывками. Наряду с проведенными ранее исследованиями, для выяснения влияния донных и боковых поступлений потока на работу водослива нами проводились опыты с совмещенными горизонтальными полками и раскрывками. Последние под различными углами $\alpha = 6, 12, 20^\circ$ были сопряжены с устоями. Исследования, проведенные в указанных условиях работы водослива практического профиля, показали следующую картину течения. Поток при подходе с верхнего бьефа совершенно спокоен, ватывает предел щитовых пазов. При расходе воды $Q = 1200,0$ м³/сек течение на водосливе спокойное, неравномерности на свободной поверхности почти отсутствуют, средняя глубина потока на сливной части перехода потока от верхнего бьефа к водосливу сжатия от устоев отсутствуют, оно получается только от бычков.

Картина, полученная при расходе $Q = 2000,0$ м³/сек у входа водослива, иллюстрируется на рис. 2. Как видно из рисунка, поток сжимается только промежуточными бычками, образуемые при этом гребни отжимных волн пересекаются на оси отверстия.

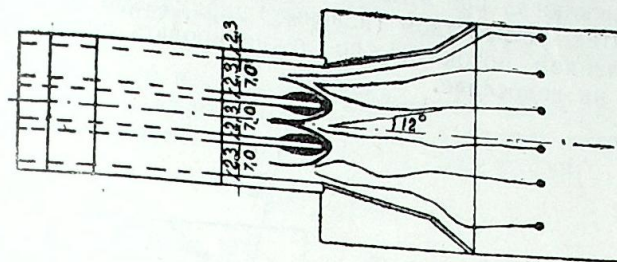


Рис. 2
Картина потока у входа к водосливу при расходе $Q \approx 2000$ м³/сек ($\alpha = 12^\circ$)

При таком расходе неравномерность на оголовке водослива вызывается только боковыми сжатиями. На сливной части водослива перекосы на свободной поверхности отсутствуют, средняя глубина потока при этом $h_{cp} 3,65$ м.

Как показывают проведенные опыты с раскрывками и горизонтальными полками различной длины, исключая донные поступления потока на водослив (вертикальное сжатие) и обеспечивающими некоторую плавность перехода потока исключением в некоторой степени горизонтального бокового сжатия при всех расходах (до расчетного), можно ликвидировать образование неравномерностей свободной поверхности потока на сливной части водослива и создать в некоторой степени устойчивый режим работы сооружения.

Исследование водослива с раскрывками на входе. Переходные сооружения, неправильно выполненные с точки зрения гидравлики, имеют большие потери напора и, как показывают исследования, весьма беспокойный гидравлический режим и понижение пропускной способности сооружения.

Чтобы избежать этих явлений, надо переходные сооружения подобрать так, чтобы на этом участке отсутствовали всякие резкие переломы и острые углы.

С этой целью нами была исследована работа водослива с раскрывками на входе без горизонтальной полки (с донным поступлением потока на водослив).

Исследования проводились при помощи двух раскрывок ($\alpha = 15^\circ$ и $\alpha = 18^\circ$). Раскрывки при $\alpha = 18^\circ$ имели подводящую часть, а для раскрывок $\alpha = 15^\circ$ длина переходного участка составляла в плане сосью потока угол около 15° так, что прямая линия соединяла урез воды у двух концов переходного участка; раскрывки при $\alpha = 15^\circ$ циркульные с $R = 50,0$ м (рис. 3).

Исследования работы водослива при данных условиях показали, что во всех расходах, пропускаемых через гребень водослива (от $Q = 100,0$ м³/сек до $Q = 2280$ м³/сек), изменений на свободной поверхности потока не наблюдалось. Течение как при подходе, так и на сливной

части водослива была спокойным, средняя глубина потока при расчетном расходе равнялась $h_{\text{ср}} \approx 4,3 \text{ м}$.

Как показывают опыты, наиболее благоприятное условие работы сооружения получается с раскрылками при $\alpha = 15^\circ$.

Созданием плавности перехода потока с верхнего бьефа на гребень водослива, исключая при этом в некоторой степени боковое горизонтальное сжатие, устройством (плавных) циркульных раскрылок с донным поступлением потока можно ликвидировать неравномерный режим потока на водосливе.

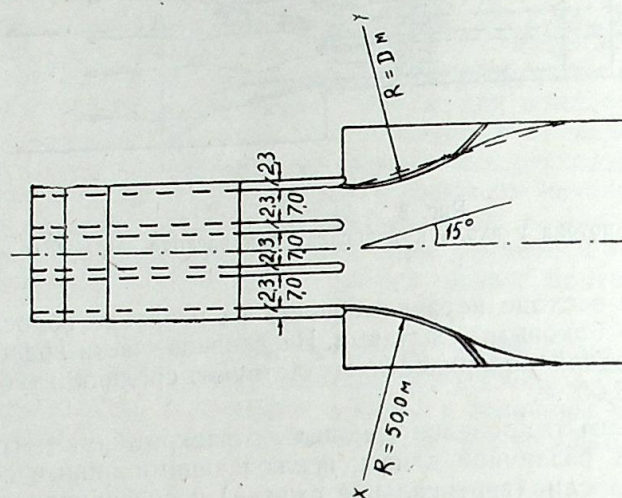


Рис. 3
Плавные раскрылки перед водосливом ($\alpha = 15^\circ$)

Выводы

1. Увеличением расхода на каждый погонный метр длины водослива или уменьшением длины рабочего фронта поверхность потока на сливной части водослива резко деформируется. При этом свободная поверхность потока изрезается продольными бороздами по всей длине водослива, которые сопровождаются сильными перекосами на поверхности потока.

2. Основными источниками, вызывающими деформацию потока, являются:

- а) условия подхода потока с верхнего бьефа к водосливному отверстию;
- б) сопротивление, оказываемое реактивными действиями при встрече потока с водосливом и отдельными стенками, и
- в) геометрическая форма сливного отверстия водослива.

3. Исключая вертикальное сжатие потока при входе к водосливному отверстию, можно несколько уменьшить образование перекосов и улучшить условия работы водослива.

4. Частично исключая боковое горизонтальное сжатие и создавая плавность перехода потока с верхнего бьефа к водосливному отверстию, можно ликвидировать деформацию потока при входе и обра-

зование перекосов на сливной части водослива, обеспечивая тем самым надежную работу водосливной плотины. При этом исключается вибрация водослива и близрасположенных сооружений.

5. Создавая плавность перехода потока с верхнего бьефа на гребень водослива и исключая частично боковое горизонтальное сжатие, устройством (плавных) циркульных раскрылок с донным поступлением потока можно ликвидировать неравномерный режим потока на водосливе.

6. Ослабление или исключение деформации на водосливе, кроме надежности самой плотины, положительно в смысле надежности скажется также и на работе нижнего бьефа сооружения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гибсон А. Гидравлика. 1934.
2. Журин Б. Д. Элементарная практическая гидравлика. Ташкент, 1928.
3. Мамедов Дж. А. К вопросу гидравлического режима потока на водосливных плотинах. „Изв. АН Азерб. ССР“, 1960, № 1.
4. Офицеров А. С. Гидравлика водослива, М., 1938.

Ч. Э. Мамедов

Тэчрү бә профилли суашыран үзәриндә ахымын деформасија
мәсәләсинә даир

ХҮЛАСӘ

Мүасир гидротехники дүјүмләрдә суашыран бәндләр үмуми гургу жығымында сутуллајычы элемент кими әсас вә әһәмијјәтли бир рол ојнајыр. Буна көрә дә мүасир гидротехники дүјүмләрдә суашыран бәндләрин гурулмасы он вә јүз милјон манатлара баша кәлир.

Ади лајиһәләшдирилмиш вә гурулмуш сутуллајычы бәндләрдә суашыран ғашындакы су басғысынын бәнд ашырымы узунлуғуна олан нисбәти он вә јүз кәсирләрлә дәјишир. Гургунун дәјәрини учушлашдырмағ үчүн онун хусуси сәрфини артырырлар. Бу заман суашыранын ашы-

рым узунлуғу чох азалыр вә $\frac{H}{b}$ нисбәти бирдән чохаларағ ваһид вә даһа чох гијмәт алыр.

Бу көстәрилән шәраитдә ахым режиминин тәдгиги көстәрди ки, ахым јухары бјефдән суашыран ғашына кечдији заман вә аралыг диварларын сәтһи илә көрүшдүкдә, онларын әкс тәсири һесабына, даһили вә диб лүләләринин трајекторијасы дәјишир, деформасија олунур вә суашыран үзәриндә ахымын азад сәтһи гејри-мүнтәзәм шәкил алыр, бу да ахымын бурулғанлылығыны вә һаваланмасыны артырыр. Сәрфин артмасы илә әлағәдар оларағ суашыран үзәриндә ахымын сәтһиндә чәпликләр мејдана чыхыр.

Тәдгигат материалларынын тәһлили көстәрир ки, суашыран үзәриндә ахымын азад сәтһиндә гејри-мүнтәзәмлик $\frac{H}{b}$ нисбәтинин гијмәтиндән асылы оларағ мејдана чыхыр, белә ки, $\frac{H}{b} = 0,5$ олан заман

әввәлчә енинә жарыглара, сонра исә $\left(\frac{H}{b} \geq 1\right)$ чәпликләрә кечир.

Бу гүмәтин артмасы илә һадисә кетдикчә шиддәтләнир вә вахтдан асылы олараг дәјүнтүлү вәзијјәт алыр.

Беләликлә, суашыран үзәриндә ахымын деформасијаја уграмасы әсас ашағыдакы сәбәбләрдән: 1) ахымын јухары бјефдән суашырана јахынлашмасындан; 2) ахымын суашыран вә аралыг дивар сәтһләри илә көрүшдүјү заман әкс тә'сирдән алынан мүгавимәтдән вә 3) суашыран дешијин һәндәси формасындан асылыдыр.

Бу көстәриләнләри вә ахымын деформасија мәнбәјинин һәмишә гурғунун јухары бјефиндә олмасыны нәзәрә алараг вә бу һадисәнин мүәјјән гәдәр зәифләмәсинә әһәмијјәт вериләрәк бунлар лабораторијада дәгиг тәдгиг едилмишдир.

Көстәрилән шәраитдә апарылмыш тәдгигат ишләри көстәрир ки, јухары бјефдә едилән һәр һансы бир дәјишлик суашыранын иш рәжиминә тә'сир көстәрә билир вә дүзәлдилмиш ајырычылар суашыран үзәриндә ахымын деформасија олунмасыны зәифләдир вә арадан галдырыр.

Тәдгиг едилән суашыранын модели Азәрбајчан ССР Елмләр Академијасынын И. Г. Јесман адына Енергетика Институтунун һидравлика лабораторијасында гојулмушдур.

Г. В. АХУНДОВА, А. А. АЛИЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРНЫХ ДРОЖАНИЙ ЗВЕЗД В ШЕМАХИНСКОЙ АСТРОФИЗИЧЕСКОЙ ОБСЕРВАТОРИИ ЗА 1960—1961 гг.

Поведение изображения звезды в фокальной плоскости телескопа, обусловленное воздушными неоднородностями, можно рассматривать как результат сложения трех явлений, действующих одновременно и независимо:

- а) мерцание или колебание блеска звезды (изменение интенсивности светового потока);
- б) дрожание или колебание положения звезды (беспорядочное перемещение в поле зрения);
- в) пульсация, т. е. изменение формы и величины самого изображения.

Так, если построить кривую распределения энергии в изображении звезды, то получим следующую картину: по оси абсцисс — расстояние в радиусах первого темного кольца, по оси ординат — энергия, за единицу которой принимается первый максимум.

Мерцание приведет к сдвигу всей кривой распределения энергии вдоль оси ординат, без изменения вида этой кривой. При дрожаниях, наоборот, вся кривая сдвинется по оси абсцисс. При пульсациях же меняется наклон кривой, поскольку изменяются в разных соотношениях обе координаты. В сумме за некоторый, не очень малый, промежуток времени t мы будем иметь какой-то диск вместо точечного изображения звезды, распределение яркости в котором все время меняется.

Все три случая порчи звездных изображений по-разному сказываются при различных астрономических работах. Мерцание звезд увеличивает ошибки при всяких фотометрических работах, меньше сказывается при фотографических или визуальных наблюдениях. Дрожания очень мешают при точных астрометрических работах, особенно визуальных. Пульсации, вследствие расширения изображения, ограничивают разрешающую и проникающую силу телескопа.

Ниже будет сказано только о последних двух случаях порчи звездных изображений.

Методика измерения и обработки

„Диск дрожания“, кстати, обусловленный совместным влиянием как дрожания, так и пульсаций изображения звезды, можно получить непосредственно фотографически, как это сделал Фракасторо (Италия); он получил $d=0,033$ мм (3") при $D=60$ см и $F=210$ см [6].

Но наиболее распространенным методом изучения дрожаний является фотографирование следов звезд при неподвижном инструменте. Характеристикой дрожания при этом служит статистическая дисперсия, т. е. среднеквадратическое отклонение от средней линии.

Аналогичным методом изучалось дрожание звезд в Шемахинской астрофизической обсерватории АН Азербайджанской ССР. Наблюдения охватывают период с 26 июля 1960 г. по 12 апреля 1961 г. Наблюдательный материал получен на телескопе АЗТ=7, $L=200$ мм, в людательный материал получен на телескопе АЗТ=7, $L=200$ мм, в людательном фокусе. Следы звезд снимались на пластинки Илфорд HP-3 ночью в три срока. На одну пластинку снималось в среднем 5 следов в одном азимуте (предпочтительно на юге) на разных зенитных расстояниях (от 0 до 80). Кроме авторов, в наблюдениях принимали участие сотрудники ШАО АН Азербайджанской ССР Салманова Л., Сулейманов С., Сулейманов А., Якубов А., за что приносим им свою благодарность.

Всего обработано 127 пластинок с 492 следами. Метод измерения и обработки несколько отличался от общепринятого. При последнем производятся измерения в 100—150 равноотстоящих точках вдоль следа. Среднее арифметическое из этих отсчетов дает положение средней линии следа и затем вычисляется наиболее вероятное отклонение от этой средней линии — дисперсия σ . Процесс измерения и обработки по этому методу очень громоздок и длителен. Для облегчения вычислений и ускорения дела мы измеряли и обрабатывали следы следующим образом. В поле зрения измерительного микроскопа МИР-12 с $15\times$ увеличением ясно видна волнистая структура следа. Мы наводили измерительную нитью попарно на соседние выпуклость и впадину; разность непосредственно дает двойную амплитуду в мм. Вдоль следа измерялось 25 таких амплитуд (т. е. 50 точек). Характеристиками дрожания считались средняя из этих амплитуд:

$$A_{\text{ср}} = \frac{(2A_{\text{ср}})_{\text{изм.}}}{2} \times M \text{ и наибольшая из всех 25 полученных амплитуд}$$

$$A = \frac{(2A_{\text{max}})_{\text{изм.}}}{2} \times M, \text{ где } M=20'',62 \text{ в мм — масштаб для АЗТ=7.}$$

При измерении попутно отмечал характер измеряемой волны:

крупная — длина от 15 до 20'', частота около 1,5—2,0 гц
средняя — длина от 10—15'', частота от 2,0—2,5 гц
мелкая — длина от 5—10'', частота от 3,0—6,0 гц

очень мелкая — длина около 4—5'', частота около 6,0—7,0 гц.

Конечно, название крупная, средняя и т. д. волна использовано чисто условно, применительно к картине, которую мы видим в поле зрения в нашем случае.

Кроме этого, измеряли ширину каждого следа в мм. Последняя варьировала в очень широких пределах: от 0,05 мм („ниточка“) для звезд 3,5—4,0 до 0,30 мм для звезд нулевой и отрицательной величины.

Необходимо отметить, что по указанному методу в принципе нельзя измерять амплитуды меньше 0,2—0,3''. Это соответствует амплитудам колебаний в 0,03—0,02 мм, т. е., когда колебания заключены внутри ширины следа, на глаз волнистость незаметна, следовательно, и не измеряется. В результате для следов с очень малой волнистостью мы получаем и осредняем более крупные волны. Это подтвердилось, когда 20 следов были измерены в Пулкове на полуавтоматическом приборе для измерения дрожаний звезд, сконструированном сотрудником ГАО и АН СССР О. Б. Васильевым. Оказалось, что наши ре-

зультаты на 15% завышены по отношению к измерениям, выполненным в Пулкове.

Чтобы оценить ошибку измерений, необходимо учесть ошибки ориентировки следа и ошибки наведения на след. Кривизна следа, обусловленная отклонением проекции небесной параллели на плоскость от прямой линии, сказываться не будет, так как измерение каждой амплитуды является самостоятельным этапом, никак не связанным с остальными измерениями. По этой же причине ориентировка следа вдоль измерительной нити прибора с точностью до 0,1 мм вполне достаточна, чтобы ошибка не превышала 0'',05, если расстояния между гребнями волн брать не больше 0,5 мм. В этом можно убедиться путем элементарного расчета.

Ошибка наведения на след колеблется от 0'',10 до $\pm 0'',20$ в зависимости от ширины следа (в среднем 0'',15).

Суммарная ошибка одного измерения будет равна 0'',12 и ошибка 0'',12 разности $\sqrt{2} \approx 0'',17$.

Следовательно, ошибки результатов будут следующие:

$$\sigma_{A_{\text{ср}}} \approx 0'',04 \text{ и } \sigma_{A_{\text{max}}} \approx 0'',18.$$

Из сравнения измерений одних и тех же следов, сделанных Ахундовой и Алиевым, соответствующие ошибки получались равными

$$\sigma_{A_{\text{ср}}} \approx 0'',04 \text{ и } \sigma_{A_{\text{max}}} \approx 0'',25.$$

Таким образом, полученные двумя способами ошибки измерений удовлетворительно сходятся между собой.

Против использованного в настоящей работе метода измерения дрожаний звезд может быть выдвинуто одно возражение — волны с частотой, меньшей одного герца, не измеряются. Чтобы оценить возможные амплитуды таких волн, было вычислено среднее отклонение от средней линии следа — L'' . Выше уже говорилось, что для данного метода точность ориентировки следа до 0,10—0,15 мм была вполне достаточной.

Если построить зависимость D от величины Δ мм, характеризующей точность ориентировки, то окажется (рис. 1), что основная часть величины L обусловлена ошибкой в ориентировке.

В табл. 1 дана зависимость D от Δ мм. Здесь Δ мм — разность между средними из трех измерений в начале и конце следа.

Значению $\Delta = 0$ соответствует $L = 0'',26$. Эта величина и является амплитудой колебаний с частотой ниже 1 гц. Вообще говоря, складывать эту амплитуду с полученной нами амплитудой $A_{\text{ср}}$ нельзя, так как эти колебания могут не совпадать по времени.

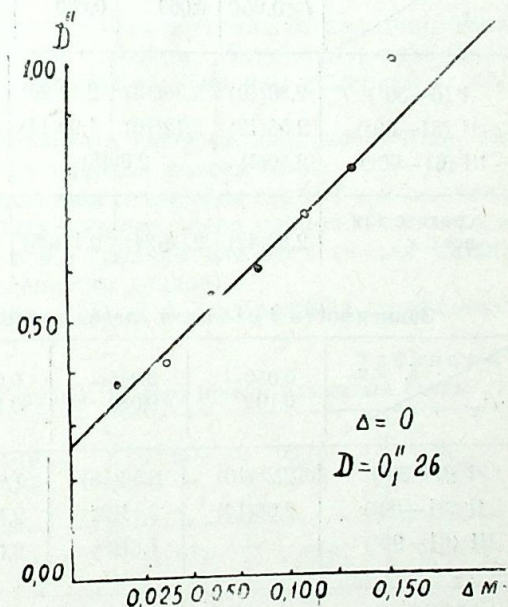


Рис. 1

Влияние на результаты ширины следа

Прежде чем перейти к исследованию результатов измерений, необходимо остановиться на вопросе о влиянии ширины следа на получаемую амплитуду дрожаний.

В зависимости от яркости звезды и от атмосферных условий, мы получаем на пластинке след той или иной ширины. Иногда след имеет вид ниточки (когда его ширина $l \leq 0,030$ мм). Если же снять след Сириуса ($m = -1,58$), то он будет равен $0,300$ мм.

Таблица 1

Связь амплитуды больших волн D'' с ошибкой ориентировки

Величина наклона, Δ мм	$D''_{\text{ср}}$	Колич. следов
$\Delta \leq 0,025$	$0'',38$	59
$0,025 < \Delta \leq 0,050$	,42	58
$0,050 < \Delta \leq 0,075$	,55	33
$0,075 < \Delta \leq 0,100$	,60	14
$0,100 < \Delta \leq 0,125$	,70	9
$0,125 < \Delta \leq 0,150$	,79	6
$0,150 < \Delta$	1,00	2

Таблица 2

Зависимость l от m для следов группы I (четкие не размытые следы)

l , в мм	ниточка $l < 0,050$	0,050— 0,060	0,065— 0,080	0,085— 0,100	0,105— 0,130	0,135— 0,170	0,175— 0,200
z							
I (0—30°)	2,88(19)	2,30(13)	2,19(20)	1,59(5)	1,70(6)	1,29(6)	0,28(2)
II (31—60°)	2,55(19)	2,12(10)	1,93(14)	1,74(12)	0,99(15)	1,66(5)	0,53(5)
III (61—90°)	2,50(4)	2,60(5)		1,96(5)		0,34(2)	
среднее для всех z	2,69(42)	2,24(24)	2,14(38)	1,79(19)	1,41(14)	1,38(12)	0,39(6)

Таблица 3

Зависимость l от m для следов группы II (р) (размытые следы)

l , мм	0,050— 0,100	0,065— 0,080	0,085— 0,100	0,105— 0,130	0,135— 0,170	0,175— 0,200
z						
I (0—30°)	2,26(10)	2,50(18)	1,96(6)	2,03(11)	1,96(8)	
II (31—60°)	2,68(14)	2,11(24)	2,12(21)	1,80(77)	1,42(9)	0,72(3)
III (61—90°)	—	1,81(8)	2,05(9)	2,12(10)	1,90(6)	0,98(2)
Среднее для всех z	2,50(24)	2,22(50)	2,02(36)	1,95(38)	1,75(22)	0,91(6)

При измерениях следов мы наводили нить на середину следа, т. е. ширину следа мы исключаем, а измеряем лишь отклонения от средней линии. Однако обуславливается ли ширина следа только яр-

костью звезды? Как уже говорилось выше, на пластинках, снятых с рядка 4" (т. е. это волны с частотой $\sim 6,0$ гц).

Естественно, что колебания большей частоты создадут расширение следа, но не сумеют при такой скорости движения изображения циюнной картины оказывать влияние колебания (радиус 1-го темного кольца равен $0'',70$ в случае АЗТ-7) с еще большей частотой.

Чтобы выявить, что оказывает решающее влияние на ширину следа — яркость звезды или высокочастотные дрожания — было сделано следующее.

Все следы, после внимательного просмотра их, были разделены на три группы.

1. Следы четкие, отчетливые; не заметно никакой размытости;

2. Размытые следы (v), но края видны отчетливо;

3. Очень размытые следы; такие следы потеряли резкие очертания, края их постепенно сливаются с фоном. Выделены в отдельную группу, потому что не всегда можно уверенно измерить их ширину.

Размытость следов нельзя объяснить внефокальностью снимка, так как в последнем случае характер картины совсем иной.

В табл. 2, 3 и 4 приведены зависимости ширины следа l мм от звездной величины m . Везде в скобках указано число следов. Эти зависимости даны для трех областей z и в среднем для всех z — для следов третьей группы (из-за малочисленности следов).

Данные последних строк табл. 2, 3 и 4 изображены графически на рис. 2.

Таблица 4

Зависимость l от m для следов группы III (pp) (очень размытые следы)

l , мм	0,085— 0,100	0,105— 0,130	0,135— 0,170	0,175— 0,200	0, > 0,200
z					
Среднее для всех z	2,22(5)	1,99(3)	1,92(15)	1,32(6)	1,13(1)

Зависимость l от m для следов I группы очевидна — точки очень хорошо ложатся на прямую линию. Разброс точек II и III групп больше и наклон прямых меньше. Можно сделать вывод, что в случае II и III групп следов мы имеем дело с суммой двух причин: а) зависимость l от m ; б) зависимость l от атмосферных условий, т. е. от дрожания.

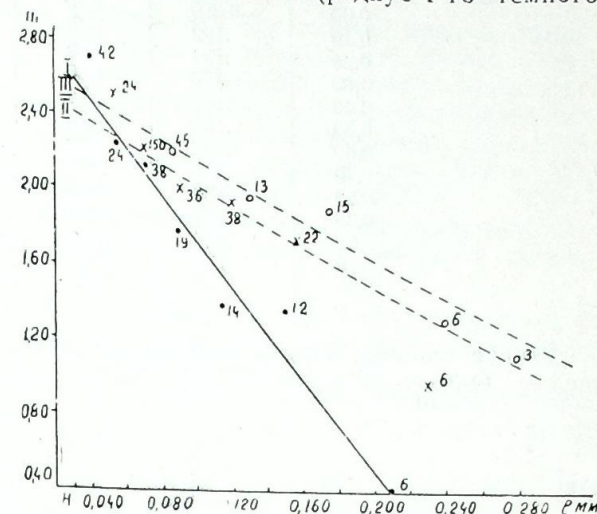


Рис. 2

Таблица 5

Поправки на ширину следа, зависящую от m

m	$\Delta l, \text{мм}$	m	$\Delta l, \text{мм}$
0,00	-0,200	1,30	-0,096
0,10	,192	1,40	,088
0,20	,184	1,50	,080
0,30	,176	1,60	,072
0,40	,168	1,70	,064
0,50	,160	1,80	,056
0,60	,152	1,90	,048
0,70	,144	2,00	,040
0,80	,136	2,10	,032
0,90	,128	2,20	,024
1,00	,120	2,30	,016
1,10	,112	2,40	,008
1,20	,104	2,50	,000

Вторая причина должна действовать одинаково на яркие и слабые звезды. Однако света от слабой звезды недостаточно, чтобы полностью пропечаталась на пластинке вся возможная ширина следа, т. е. наклон прямой $l=f(m)$ останется.

Чтобы оценить, какая часть ширины следа обусловлена дрожанием, нужно исключить влияние звездной величины. Это было сделано по следам I группы (считая, что ширина следа звезд является только функцией m).

В табл. 5 содержатся поправки на ширину следа, зависящую от m , полученные с помощью прямой I на рис. 1.

Если полученные из табл. 5 поправки отнять от ширины следа для всех звезд, то оставшиеся величины l можно считать обусловленными высокочастотными дрожаниями. По следам I и II групп звезд, ширина которых измерялась уверенно, мы попытались найти корреляцию между оставшейся шириной l'' (переведенной в секунды дуги) и визуальными оценками в баллах δ . Результаты приведены на рис. 3. Нужно отметить, что измерение ширины следа уже почти фотометрическая работа, предъявляющая особые

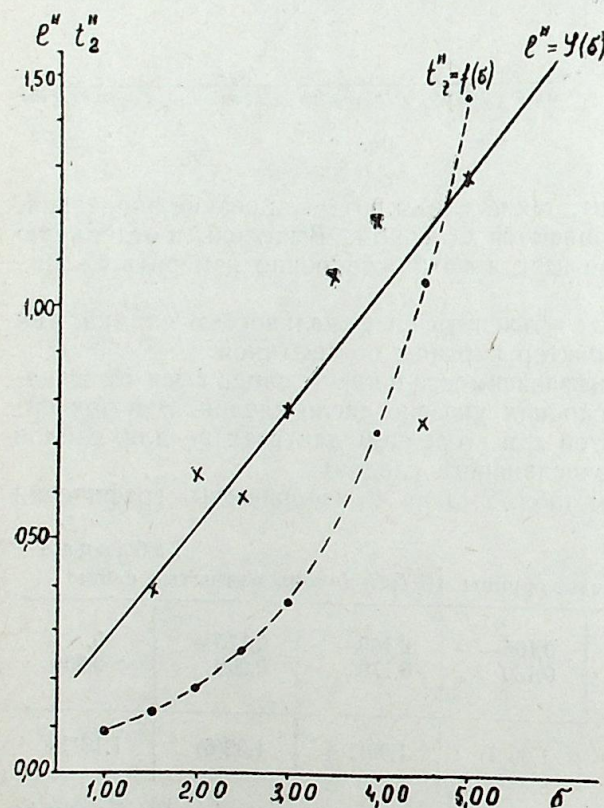


Рис. 3

требования к постоянству условий проявления и прозрачности атмосферных снимков не выполнялись, и снимки делались иногда даже сквозь пленку облаков. Это неизбежно привело к большой дисперсии результатов.

Однако характер зависимости $l''=\varphi(\delta)$ виден и аналогичен функции $t_z''=f(\delta)$, нанесенной на том же рис. 3 пунктиром. Последняя функция в области хороших изображений лежит ниже прямой, представляющей зависимость $l''=\varphi(\delta)$. Если же принять, что на вид дифракционной картины влияют дрожания высоких частот („мелкомасштабная турбулентность“), то следует ожидать, что верхний предел частот будет лежать около 7,0 гц (здесь мы принимаем, что структуру дифракционной картины определяют ложный диск, 1-й и 2-й максимумы, а радиус третьего темного кольца для АЗТ-7 $\sim 2''$). Значит интервал частот дрожаний, определяющих вид дифракционной картины, является непрерывным продолжением интервала частот, измеряемого нами на пластинках (стр. 3).

Отсюда можно сделать вывод: или наши результаты (функция $l''=\varphi(\delta)$) очень грубы, благодаря указанным выше причинам, или визуальные оценки занижают величину колебаний высоких частот.

Для проверки интересно в дальнейшем измерить фотометрические полуширины следов после калибровки снимков и сопоставить их с визуальными оценками.

Во всех опубликованных работах по исследованию дрожаний звезд приводится статистическая дисперсия δ , измеренная от средней линии следа, т. е. ширина следа не учитывается. Следовательно, публикуемые амплитуды дрожания занижены.

Чтобы не повторять этой ошибки, мы решили считать характеристикой дрожания величину $A_{cp} + 1/2 l'' = A''$. Однако, учитывая, что измеренные ширины следов имеют большую дисперсию, решено было прибавлять к A_{cp} не $1/2 l''$ измеренной, а $1/2 l''$, снятой с прямой рис. 3 в соответствии с визуальной оценкой δ . В табл. 6 приводятся эти величины.

Таблица 6

Значения полуширины следа в секундах дуги

Балл δ	$1/2 l''$	Балл δ	$1/2 l''$
1,00	0,14	3,00	0,39
1,25	,17	3,25	,42
1,50	,20	3,50	,45
1,75	,23	3,75	,48
2,00	,26	4,00	,51
2,25	,29	4,25	,54
2,50	,32	4,50	,57
2,75	,36	4,75	,60
3,00	,39	5,00	,63

Обсуждение результатов

В целях сокращения объема статьи таблица с наблюдательным материалом не приводится. Дается лишь графическое распределение суммарной амплитуды $A_{cp} + 1/2 l''$ за весь период наблюдений (рис. 4). Поскольку приведения всех результатов к зениту на основе какого-

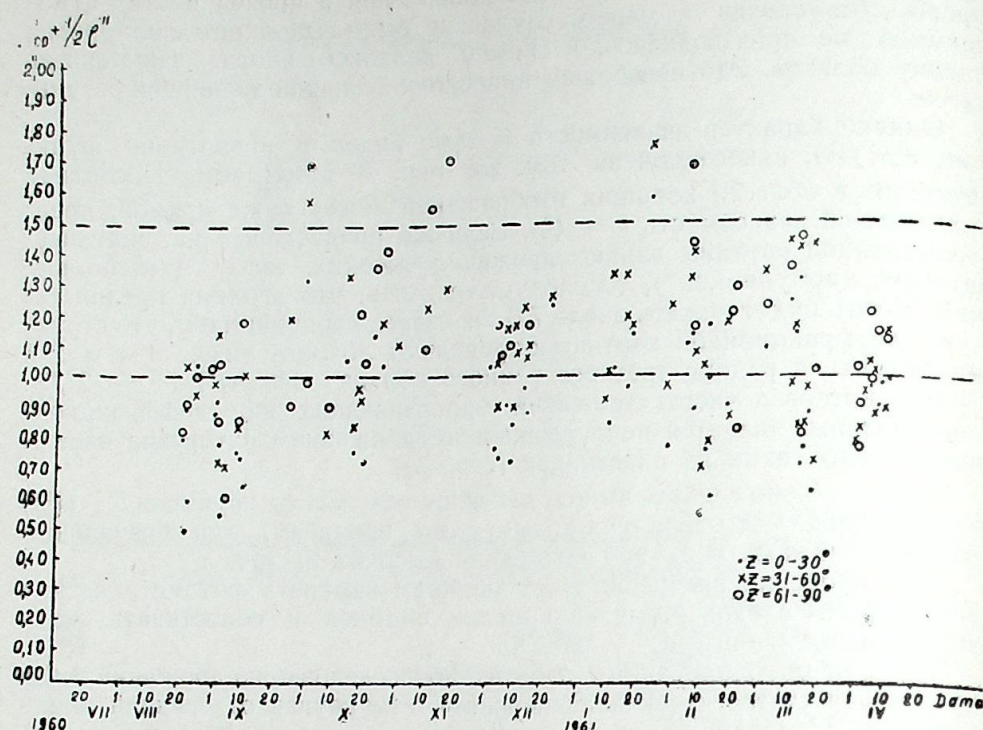


Рис. 4

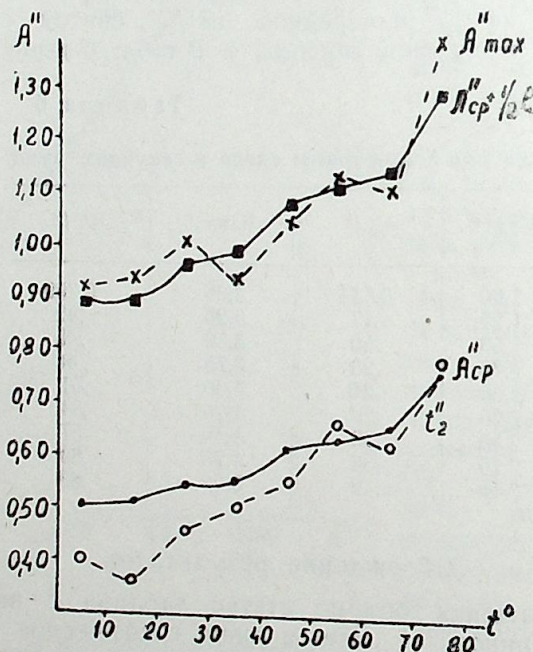


Рис. 5

либо закона изменения амплитуды с зенитным расстоянием не делалось, значения ($A''_{cp} + 1/2 l''$) даны для трех областей z .

Ниже описана зависимость амплитуды дрожания от зенитного расстояния, от сезона, от срока наблюдения в течение ночи, от некоторых метеорологических характеристик и корреляции между амплитудой дрожания и визуальными оценками вида дифракционной картины.

При выявлении всех этих зависимостей берется измеренная средняя амплитуда A''_{cp} , а не ($A''_{cp} + 1/2 l''$), потому что для получения полуширины следа мы пользовались визуальными оценками δ (табл. 6) и, выше факторами могла бы повлиять на результаты.

Чтобы получить зависимость амплитуды дрожания от зенитного расстояния, все наблюдения осреднялись внутри 10-градусных интервалов. Результаты приведены в табл. 7; здесь даются последовательно пределы z , средняя и максимальная амплитуды дрожания, средний балл δ , соответствующие ему значения турбулентности t''_z , значения ($A''_{cp} + 1/2 l''$) и количество следов.

Данные табл. 7 показаны на рис. 5. Чтобы судить о количественном значении дрожания, дается процентное соотношение амплитуды ($A''_{cp} + 1/2 l''$) для трех областей z (табл. 8). За 100% здесь принимается общее число полученных амплитуд в данном интервале z .

Таблица 7

Зависимость амплитуды дрожания от зенитного расстояния

Пределы z	A''_{cp}	A''_{max}	δ	t''_z	$A''_{cp} + 1/2 l''$	Колич. следов
0—9	0,50	0,91	3,12	0,40	0,90	39
10—19	0,51	0,93	2,98	0,36	0,89	49
20—29	0,54	1,00	3,31	0,46	0,96	62
30—39	0,55	0,93	3,40	0,50	0,98	63
40—49	0,61	1,04	3,59	0,55	1,07	51
50—59	0,63	1,12	3,82	0,65	1,11	64
60—69	0,65	1,10	3,74	0,62	1,13	52
70—79	0,76	1,38	4,09	0,78	1,28	33

Из табл. 8 видно, что 94% всех амплитуд меньше $1'',50$. Даже если прибавим $0'',2—0'',3$ за счет низкочастотных колебаний, то и тогда можно уверенно сказать, что радиус полного диска дрожания в 100% случаев будет меньше $2'',00$.

Таблица 8

Процентное соотношение амплитуды дрожания ($A''_{cp} + 1/2 l''$)

Область z	$A < 1'',00$	$1'',00 \leq A < 1'',50$	$1'',50 \leq A$
0—30	58,7%	38,1%	3,2%
31—60	41,8	52,2	6,0
61—90	21,5	67,1	11,4
Среднее для всех z	44,2	49,7	6,0

В работе Ш. П. Дарчия [3] приводятся среднеквадратичная и максимальная амплитуды дрожания для станции Суворовской и Горной станции.

Поскольку мы измеряли среднюю амплитуду, то удобнее сравнивать наши результаты с данными Дарчия по $A_{\max}$. Такое сравнение выполнено на рис. 6. Мы видим, что амплитуды дрожания на Горной станции и на ШАО почти одинаковы, тогда как на Суворовской они

значительно больше. Точно такой же вывод был получен нами по визуальным наблюдениям [1].

Интересно также отметить, что наклон кривых, представляющих зависимость $A_{\max}$ от z для ШАО и ГАС одинаков (оба пункта горные) и отличается от наклона соответствующей кривой для Суворовской (степной пункт).

На рис. 7 представлена зависимость средней амплитуды дрожания от визуальной оценки δ по всем измерениям. На основании этого рисунка, уверенного вывода о наличии корреляции между дрожанием и пульсацией сделать нельзя. Пожалуй, такой же результат получился и у Дарчия [3], хотя он сам делает вывод о наличии корреляции.

Можно попытаться установить зависимость амплитуды дрожания от сезона года (табл. 9). В

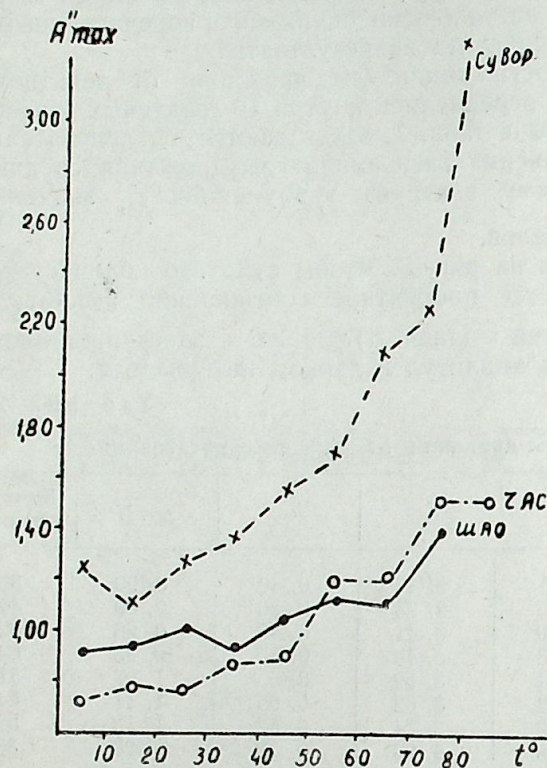


Рис. 6

таблице для трех областей z дают средние амплитуды в зависимости от сезона. Поскольку наблюдения выполнены за период с 27 июля 1960 г. по 12 апреля 1961 г., летний и весенний периоды охвачены неполностью. В скобках приводится количество следов.

По визуальным наблюдениям 1958—1959 гг. получилось, что изображения в ШАО наилучшие летом, чуть хуже зимой и намного хуже весной и осенью [1]. Такой же вывод можно сделать на основании последней строки табл. 9, где дана турбуленция (t_z), полученная по визуальным оценкам в 1960—1961 гг. Амплитуды дрожания повторяют эту же зависимость (рис. 8) за исключением весеннего периода. Возможно, что весна 1961 г. выгодно отличалась от предыдущих лет стабильностью атмосферных условий.

На рис. 8 нанесены зависимости $A_{\text{ср}}$ от z для трех областей z (кривые I, II, III в соответствии с табл. 9). Пунктиром нанесена зависимость t_z от z (последняя строка таблицы).

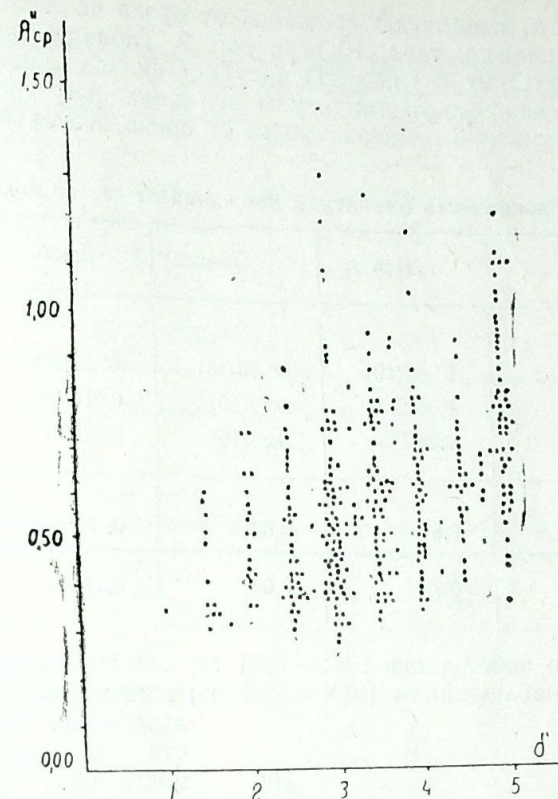


Рис. 7

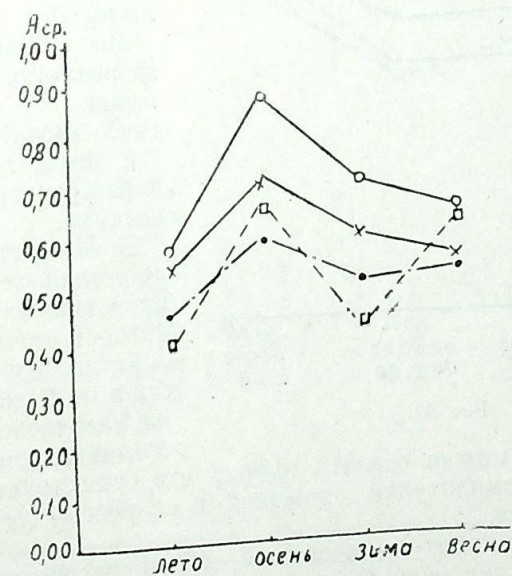


Рис. 8

Зависимость амплитуды дрожания от срока наблюдения в течение ночи представлена в табл. 10 и на рис. 9. Таблица составлена аналогично предыдущему случаю. На рисунке также сплошными линиями изображены зависимости амплитуды от срока для трех областей z (I, II, III) и пунктиром — зависимость от срока визуальных оценок.

Таблица 9

Зависимость амплитуды дрожания от сезона года

Область z	Лето	Осень	Зима	Весна
A_{cp}				
I 0—30	0",45(19)	0",60(18)	0",52(93)	0",54(39)
II 31—60	0,54(27)	0,72(30)	0,61(106)	0,56(13)
III 61—90	0,58(16)	0,88(16)	0,72(33)	0,66(22)
Средняя A_{cp} для всех z	0,55	0,62	0,58	0,55
(t_z) для всех z	0,39	0,66	0,43	0,65

Визуальные наблюдения 1960—1961 гг. подтвердили вывод, сделанный нами по наблюдениям 1958—1959 гг.; изображения лучше в середине ночи. Можно сказать,

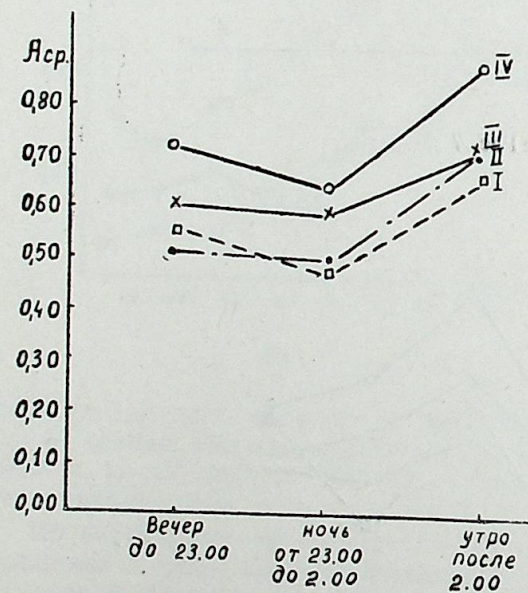


Рис. 9

что аналогичная зависимость вида и у амплитуд дрожания, только разница между вечерними и ночными амплитудами меньше, чем в случае визуальных наблюдений.

Мы попытались найти зависимость амплитуды дрожания от метеорологических характеристик: скорости ветра, давления и температуры приземного слоя воздуха.

Зависимость амплитуды дрожания от скорости ветра представлена в табл. 11, в которой даны средние амплитуды дрожания в области z от 0 до 30°. Несмотря на малочисленность использованных следов и малые

скорости ветра, можно сделать вывод, что существует прямая зависимость между амплитудой дрожания и скоростью ветра в приземном слое воздуха.

Зависимости амплитуды дрожания от температуры приземного слоя воздуха t° и от давления $P_{pд}$ приведены на рис. 10 и 11. На обоих рисунках видим облако точек. Правда, мы можем, хотя и не очень уверенно, сделать вывод, что разброс точек (дисперсия

Таблица 10

Зависимость амплитуды дрожания от срока наблюдения в течение ночи

Область z	Вечер до 23h 00m	Ночь от 23h 00m до 2h 00m	Утро после 2h 00m
I 0—30	0",51 (84)	0",49 (64)	0",69 (22)
II 31—60	0,60 (92)	0,58 (92)	0,75 (32)
III 61—90	0,72 (39)	0,63 (35)	0,86 (12)
Среднее для всех z	0,58 (215)	0,59 (181)	0,72 (66)
Среднее для всех z	0,55 (183)	0,47 (177)	0,55 (58)

Таблица 11

Зависимость амплитуды дрожания от скорости ветра

Ветер	A_{cp}''	Колич. следов
$v=0$	0",51	139
$0 < v \leq 0,5$ м/сек	0,48	12
$0,5 < v \leq 1,5$	0,58	3
$1,5 < v \leq 2,5$	0,69	7
$2,5 < v$	0,63	5

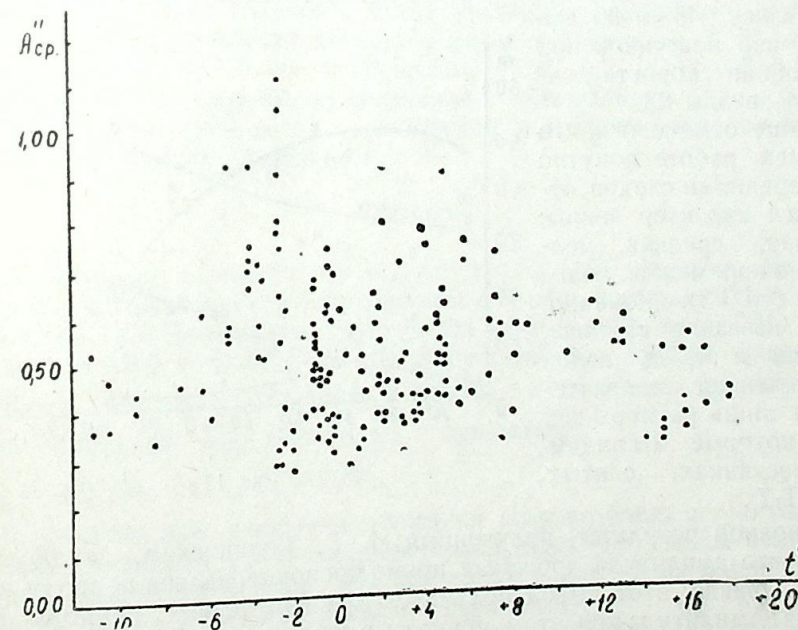


Рис. 10

амплитуд) уменьшается в области высоких температур и больших давлений. И. Г. Колчинский на основании наблюдений дрожания в Голосееве пришел к выводу, что амплитуда увеличивается $\sim 1/T^2$ [4].

Н. В. Быстрова никаких зависимостей амплитуды дрожания от метеоданных по своим наблюдениям в Пулково не обнаружила [2].

Интересную попытку изучения частотного спектра дрожаний сделал И. Г. Колчинский [5]. Он измерял дрожания, снятые на неподвижной пластинке и на движущейся. Скорость перемещения звезды в поле зрения была равна соответственно 0,4 мм/сек и 5—7 мм/сек ($F=5,5$ м).

В результате этого исследования Колчинский сделал следующие выводы:

а) амплитуды, полученные на неподвижной пластинке,

больше, чем на движущейся; для двух пар пластинок отношение составляет 1,7 и 2,2;

б) периоды, полученные по движущимся пластинкам, значительно меньше периодов, получаемых по неподвижным; отношение периодов составляет 45 и 50 для двух пар пластинок при отношении скорости движения звезды 28.

Выше отмечалось, что в нашей работе попутно с измерениями следов отмечался характер волны: крупная, средняя, мелкая и очень мелкая волна (см. стр. 3). Конечно, здесь название крупная, средняя и т. д. волна относительно, характеризует лишь размеры тех волн, которые мы видим на пластинках, снятых на АЗТ-7.

Основной результат, полученный И. Г. Колчинским, заключается в том, что амплитуда дрожания прямо пропорциональна периоду колебаний. Правда, этот вывод получился при изменениях периода в 45 и 50 раз. Амплитуда при этом менялась в отношении 1,7 и 2,2, соответственно. В нашем случае, при переходе от очень мелких волн к мелким, от мелких к средним и т. д., отношение периодов составляет около

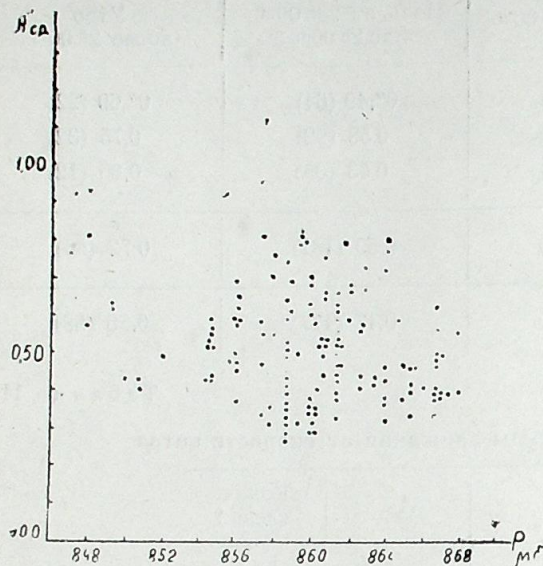


Рис. 11

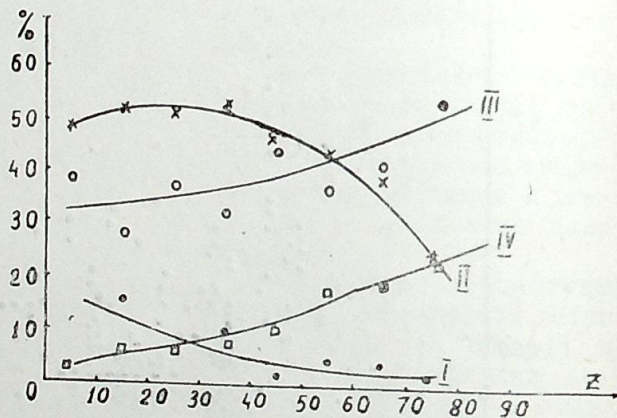


Рис. 12

2,0 и, следовательно, амплитуда должна изменяться всего лишь на 4%, если исходить из данных Колчинского.

По нашим данным получилось, что амплитуды уменьшаются не- сколько быстрее с уменьшением периода (среднее отношение равно 1, 2; см. табл. 12).

Пропорциональность изменения амплитуды и периода колебаний

Таблица 12

Характер волны	Средний период	Средняя амплитуда	Отношение амплитуд
Очень мелкая	0,15 сек	0,46	1,3
Мелкая	0,2	0,59	1,0
Средняя	0,4	0,59	1,4
Крупная	0,6	0,85	

Важно отметить, что прямая пропорциональность между амплитудами и периодами колебаний подтверждается нашими данными.

В заключение остановимся еще на одном вопросе, касающемся зависимости периода колебаний от зенитного расстояния.

И. Г. Колчинский приводит в своей работе [5] небольшую табличку, показывающую, что среднее значение периода увеличивается с возрастанием z .

У нас получился такой же результат, который представлен графически на рис. 12.

Если принять за 100% общее число колебаний с данным периодом, то распределение этих колебаний по зенитным расстояниям будет характеризовать (в % по отношению к общему числу) возрастание и убывание колебаний данного периода с z .

На рис. 12 дано 4 кривых, представляющих изменение процентного содержания колебаний данного периода с z (кривые I, II, III, IV относятся, соответственно, к периодам в 0,15, 0,2, 0,4 и 0,6 сек). Отсюда видно, что количество колебаний с периодами в 0,1 и 0,2 сек убывает с возрастанием z , а количество колебаний с периодами в 0,4 и 0,6 сек, наоборот, возрастает с z .

Выводы

1. Измерено и обработано 127 пластинок с 492 следами. Материал получен в Шемахинской астрофизической обсерватории АН Азербайджанской ССР (площадка Пиркули) за период с 26 июля 1960 г. по 12 апреля 1961 г. В отличие от общепринятого метода измерялись двойные амплитуды дрожаний. В результате получены средняя $A_{ср}$ и максимальная A_{max} амплитуды с ошибками:

$$\sigma_{A_{ср}} = \pm 0,04; \quad \sigma_{A_{max}} = \pm 0,20.$$

2. Обычно при измерении дрожаний ширина следа не учитывается. Однако считать ее обусловленной одной яркостью звезды нельзя. По следам, резко очерченным, без признаков размытости, найдена зависимость ширины следа от звездной величины.

3. Остаточная ширина следа (после исключения влияния звездной величины) коррелируется с δ , полученной по визуальным оценкам дифракционной картины. Делается вывод, что для получения подно-

го диска дрожания к полученному значению $A_{\text{ср}}^*$ необходимо прибавить $1/2 l''$.

4. Зависимость максимальной амплитуды дрожания от z для ШАО АН Азербайджанской ССР аналогична (по форме и величине) такой же зависимости для Горной станции ГАО АН СССР и отличается от станции Суворовской.

5. Почти половина всех амплитуд ($A_{\text{ср}}^* + 1/2 l''$) дрожания меньше $1'',00$, а 94% — $1'',50$.

6. Уверенной корреляции между амплитудой дрожания и визуальными оценками вида дифракционной картины по нашим данным не получилось.

7. Амплитуды дрожания обнаруживают зависимость от сезона, аналогичную зависимости, полученной по визуальным наблюдениям 1958—1961 гг., — амплитуды дрожания были наименьшие летом, наибольшие — осенью. Возможно, что весна 1961 г. отличалась спокойными атмосферными условиями.

8. Зависимость амплитуды дрожания от срока наблюдения в течение ночи также подтверждает вывод, полученный по визуальным наблюдениям — атмосфера спокойнее в середине ночи. Однако разница амплитуд между вечерними и ночными наблюдениями меньше, чем в случае визуальных оценок.

9. Намечается прямая зависимость между амплитудой дрожания и скоростью ветра.

10. Корреляции между амплитудой дрожания и температурой приземного слоя воздуха и давлением не найдено.

11. Амплитуды дрожания уменьшаются с уменьшением периода в отношении 1, 2.

12. Период дрожаний имеет тенденцию возрастать с увеличением зенитного расстояния.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ахундова Г. В., Дарчия Ш. П. Предварительные результаты визуальных наблюдений качества изображений звезд. „Изв. АН Азерб. ССР, серия физ.-матем. и техн. наук“, 1961, № 1.

2. Быстрова Н. В. Результаты определения неспокойствия атмосферы по методу Кудера-Стремгrena в Пулковке в 1957—1958 гг. „Изв. ГАО АН СССР“, т. XXI, 1960, вып. 6, № 165.

3. Дарчия А. Х., Чмиль Л. Ф., Дарчия Ш. П. Исследование дрожания звезд в экспедициях 1956—1958 гг. „Изв. ГАО АН СССР“, т. XXI, 1960, вып. 6, № 165.

4. Колчинский И. Г. Некоторые результаты наблюдений дрожаний звезд на площадке ГАО АН УССР в Голосееве. „Астроном. ж.“ т. 34, 1957, № 4.

5. Колчинский И. Г. Предварительные результаты исследования дрожания изображений звезд в ГАО АН УССР. Тр. совещ. по исслед. мерцания звезд. М.—Л., 1956.

6. Fracastoro M. C. Studio del seeing di Lojano, Atti Fondar. „Giorgio Ronchi“, 14, 1959, № 1.

Г. В. Ахундова, Э. Э. Алиев

Улдузларын атмосфер титрэмэсинин Шамахи Астрофизика Ресэдханасында тэдгиг едилмэси

ХУЛАСА

Бу ишдэ Пиргулу мејданчасында (Азербайжан ССР ЕА Шамахи Астрофизика Ресэдханасы) мүшаһидэ олунан улдузларын титрэмэси тэдгиг олунур. Мүшаһидэ материалы (улдузларын изи) АЗТ-7 телесил апрелин 12-нэ гэдэр олан мүддэтдэ алынмышдыр. Материал 127 фотолөвһэдэ олан 492 издэн ибарэтдир.

Алынмыш материалларын ишләнмэ вэ һесаблинма методикасы үмүмни гәбул едилмиш методикадан бир гэдэр фәрглидир. Адәтән, титрэмэнин характеристикасы изин орта хәттиндән орта квадратик мејллә, јә'ни дисперсија илә характеризә олунур. Бу ишдэ улдузун далғавары изи бојунча ики ардычыл—чөкүк вә јахуд габарыг нөгтәләр арасындакы фәрг, јә'ни икигәт орта амплитуд өлчүлүр. Титрэмэнин характеристикасы олараг орта амплитуд $A_{\text{ор}}^*$ вә бүтүн алынмыш амплитудларын максимум гијмәти $A_{\text{мах}}^*$ гәбул едилир (бир из үчүн).

Өлчүләрин хәтәсы ашағыдакы кими алынмышдыр.

$$\sigma_{A_{\text{ор}}^*} = \pm 0'',04; \quad \sigma_{A_{\text{мах}}^*} = \pm 0'',18.$$

Адәтән, өлчмәләрдә изин орта хәттиндән мејли тә'јин едилир, изин ени исә нәзәрә алынмыр. Амма лөвһэдә алынған хәттин галынлығы јалныз улдузун парлаглылығы нәтичәсиндә әмәлә кәлмир. Ишдә улдуз өлчүсүнүн изин галынлығына тә'сирини тә'јин етмәјә чәһд едилмиш вә бу галынлығын парлаглыгдан асылылығы үчүн дүзәлиш чәдвәли верилмишдир. Бу дүзәлиш нәзәрә алындыгдан сонра хәттин галан галынлығы јалныз атмосфер шәраитинин јүксәк тезликли титрәмәләринин нәтичәси олур.

Улдузларын титрэмэсинин тэдгигинә аид дәрч олунмуш ишләрин әксәријјәтиндә олдуғу кими, нәтичәләри (титрәмэнин гијмәтини) ашағы салмамаг үчүн гәбул едилмишдир ки, титрәмэни характеризә едән

$$A_{\text{ор}}^* \text{ амплитуду дејил, } \left(A_{\text{ор}}^* + \frac{1}{2} l'' \right) \text{ амплитудудур (бурада } l'' \text{ — хәттин}$$

галынлығыдыр).

Ишдә титрәмэнин орта амплитудунун зенит мәсафәсиндән, илин фәсилләриндән, кечә мүддәтиндә мүшаһидә вахтындан, бә'зи метеорологи характеристикалардан асылылығы, һабелә титрәмә амплитуду илә дифраксија мәнзәрәси көрүнүшүнүн визуал гијмәтләндирилмәси арасындакы коррелјасија ајдынлашдырылмышдыр.

Азербайжан ССР ЕА Шамахи Астрофизика Ресэдханасы үчүн алынған максимал амплитудлар Кисловодск дағ стансијасы вә Суворов стансијасы үчүн алынмыш максимал амплитудларла мүгајисә едилмишдир. Кисловодск вә Суворов стансијалары үчүн мә'луматлар Ш. Дарчијанын ишиндән көтүрүлмүшдүр.

Мүгајисәләр көстәрир ки, Шамахи Астрофизика Ресэдханасында вә Кисловодск стансијасында улдузларын титрәмэси тәғрибән ејнидир. Лакин Суворов стансијасындакы титрәмәдән хејли аздыр.

Азербайжан ССР ЕА Шамахи Астрофизика Ресэдханасында алынмыш титрәмәләрин амплитудларынын 94%-и $1'',50$ -дән кичикдир. Визу-

ал мүшәһидә нәтичәләри илә фотографик титрәмә арасында коррел-
јасија алынмамышдыр.

Титрәмә амплитудунун илин фәсилләриндән вә кечә мүддәтиндә
мүшәһидә вахтларындан асылылығы 1958—1959-чу илләрдә визуал
мүшәһидәдән алынған нәтичәләрә ујғун кәлир. Торпаг гаты үзәриндә-
ки күләјин сүр'әти илә титрәмәнин амплитуду арасында хәтти асылы-
лыг алынмышдыр. Лакин титрәмә амплитудунун һаванын тәзјиг вә
температуру арасындакы асылылығы ашқара чыхмыр.

Бизим алдығымыз нәтичәләр титрәмәнин амплитуду илә рәгс пери-
одунун дүз мүтәнасиб олдуғуну вә рәгс периодунун зенит мәсафәсин-
дән ашағыдакы кими асылы олдуғу һаггында И. Колчинскинин нәти-
чәләрини тәсдиг едир.

1. Титрәмәнин амплитуду 1:2 нисбәти кими—периодун азалмасы
илә азалыр.

2. Титрәмәнин периоду зенит мәсафәсинин бөјүмәси илә артма тен-
денсиясына маликдир.

1961-чи ИЛДӘ «АЗӘРБАҢҢАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН
ХӘБӘРЛӘРИ» ЖУРНАЛЫНДА (ФИЗИКА-РИЈАЗИЈАТ ВӘ ТЕХНИКА
ЕЛМЛӘРИ СЕРИЈАСЫ) ДӘРҢ ЕДИЛМИШ МӘҒАЛӘЛӘРИН КӨСТӘРИЧИСИ

Абасов М. Т., Гулијев А. М. Нефт-
га, јатаглары ишләnmәсинин гидродинамик
һесабламаларына даир. № 1, сәһ. 149.

Аббасов А. Ә. Лајдан нефтин гыз-
дырылмыш маје илә сыхышдырылмасы за-
маны температурун пәјланмасы. № 2,
сәһ. 121.

Абдинов М. А. Сементин фактик галх-
ма һүндүрлүјүнүн һесабланма һүндүрлүјүн-
дән фәргләnmәси мәсәләсинә даир. № 2,
сәһ. 109.

Абдуллајев Н. Б., Башшәлијев
Ә. А., Әлијев С. А., Әлијев Кәри-
мов И. К. Күкүрдлү, селенли вә теллур-
лү сүрмәнин истилик кечирмәси һаггында.
№ 5, сәһ. 55.

Ағајева Ф. М. Емүлсијанын дахили
јаначаг мүһәррикләриндә тәтбиги һаггында.
№ 6, сәһ. 57.

Ағајев Н. Н. Академик З. И. Хәлило-
вун елми вә елми педагожи фәалијәти.
№ 2, сәһ. 3.

Ағајев Н. Н. Сәрһәд мәсәләсинин зәиф
һәлләр синфиндә нормал һәлл едилмәсинә
даир. № 2, сәһ. 41.

Антонов В. Б., Нани Р. Н., Нәси-
ров Ј. Н. Тәбии кобальтин монокристалла-
рынын термоелектрик хәссәләринин тәдги-
ги. № 4, сәһ. 33.

Антонов В. Б., Нани Р. Х., Нәси-
ров Ј. Н. Уңгат јарымкечиричи бирләшмә-
ләрин физики хәссәләринин тәдгигинә даир.
№ 5, сәһ. 75.

Антонов В. Б., Нани Р. Н. Елек-
триккечирмәнин температурдан асылылы-
ғынын гыса мүддәтдә өлчүлмәси үчүн гур-
ғу. № 6, сәһ. 45.

Ахундова Г. В., Дарчија Ш. П. улдуз
әксләри кејфијјәтинин визуал мүшәһидәлә-
ринин илк нәтичәләри. № 1, сәһ. 167.

Ахундова Г. В., Әлијев Ә. Ә. Ул-
дузларын атмосфер титрәмәсинин Шамакы
астрофизика рәсәдханасында тәдгиг едил-
мәси. № 6, сәһ. 165.

Бағыров М. Ә. Полша Халг респуб-
ликасында јүксәк кәркиликләр техникасы
саһәсиндә апарылан елми-тәдгигат ишләри.
№ 2, сәһ. 129.

Бахышов А. Ә., Ахундов Г. Ә. InSe—Se
вентил фотоэлементин вә индийум селе-

нин фотоелектрик хәссәси һаггында. № 4,
сәһ. 45.

Бахышов А. Ә. InSe, TlSe тәбәғәли се-
лен фотоэлементләринин статик вә фотоелек-
трик хәссәләри. № 4, сәһ. 65.

Бәкиров М. Ј., Гасымов Р. Б. Се-
лен фотоэлементләриндә электрон-дешик
кечиди һаггында № 3, сәһ. 75.

Бәдәлов Р. А. Уңшарошкалы балта-
ларла дағ сүхурларының дағдылмасының
әсас ганунаујғунлуғлары. № 5, сәһ. 129.

Зоркинхәјев Х. Г., Әлијев Г. М.,
Абдуллајев Н. Б., Кәримов И. Г.
Галлиум ашгарларынын тәмиз селенин
електрик хәссәсинә тә'сири. № 3, сәһ. 63.

Гасымзадә М. С., Аккерман И. Д.
Сабит ахында ишләјән эффектли электро-
кинетик чевиричинин тәчрүби тәдгиги. № 5,
сәһ. 91.

Гасымзадә М. С. Дәјишән электро-
кинетик ахма потенциалынын тезликдән
асылылығы. № 6, сәһ. 79.

Гасымов Ә. Ф. Гумун чыхарылма һид-
равликасы вә онун нефт һасилаты мәсәлә-
ләринә тәтбиги. № 6, сәһ. 119.

Галустјан С. Б. Ен кәсији дәјишән
олан чубуғун енинә рәгсләри һаггында мә-
сәләјә даир. № 5, сәһ. 23.

Гәдиров Н. Б. Пистонлу компрессор-
ларын пистон һалгаларынын цилиндр дива-
рына сүртүнмәси вә онун сојудулмасы мә-
сәләсинә даир. № 1, сәһ. 109.

Гәдиров Н. Б., Исмајылзадә
Ш. М. Истиликдәјишмә апаратларынын дүз
һесабатынын дәгигләшдирилмиш графоа-
налитик методу. № 6, сәһ. 107.

Григорјан И. А. Газыма турбиннин
әјилмәсинин әјилмә бучағынын максимал
гүјмәтинә тә'сири һаггында. № 4, сәһ. 105.

Голубев И. Ф., Назијев Ј. М. Ат-
мосфер тәзјигиндә вә мүхтәлиф темпера-
турларда газ һалында олан дојмуш гидро-
карбонатларын истилик кечирмәси. № 5,
сәһ. 97.

Домшлак Ј. И. Банах фәзасында геј-
ри-мәһдуд операторлу еволүсион тәнлијин
һәлләринин тәбиәти һаггында. № 5, сәһ. 9.

Әбиллов Ә. Н. Атмосфер гурғусундакы
борулу собанын автоматик тәнзим системи-

нин оптимальн сазланмасынын хесапланмасы. № 2, сәһ. 77.

Әбиллов Ә. Н. Атмосфер гурғусундакы биркамералы ики ахымлы борулу собанын динамики характеристикаларынын тәчрүби тәдгиги. № 6, сәһ. 67.

Әлизадә А. С., Елдаров О. А. Шамакы районундакы илдырым һадисәләрини өйрәнән чөл лабораториясында 1960-чы илдин гасырға сезонунда ишләјән бәзи чиназлар һаггында. № 5, сәһ. 139.

Әлијев М. И., Вәлијев М. И., Кәримов И. К. Бисмут вә селенин истилик кечирмәси һаггында. № 1, сәһ. 79.

Әлијев Н. Ә., Мәһәррәмова Ф. Г., Мусазадә М. М. Дәликачан этан башлыгларынын бәрклијинин тәјини. № 2, сәһ. 55.

Әлијев Т. М., Једуш В. Ј., Нәбкјев М. Ә., Тер-Хачатуров А. А. Ичибош роторлу бучаг јердәјишмәси веричиси. № 3, сәһ. 81.

Әлијев Б. Д., Әлијев Г. М., Кәримов И. К. Бәзи метал ашгарларынын селенин электрик вә истилик хассәләринә тәсири. № 4, сәһ. 37.

Әлијев Б. Д., Әлијев Г. М., Кәримов И. К. Галлиум ашгарларынын вә температурун аморф вә кристал селенин истилик кечирмәсинә тәсири. № 5, сәһ. 39.

Әлијев Г. М., Әскәров Ч. М., Кәримов И. К. Күкүрд ашгарларынын селенин электрик кечирмәсинә тәсири. № 5, сәһ. 45.

Әлијев Н. Ә., Мәһәррәмова Ф. Г. Дәликачан стан башлыгларынын сәтһиндә јаранмыш галыг кәркинликләрин ох бојунча тәдгиги. № 5, сәһ. 83.

Әсәдов Ә., Таһиров Н. Мәсәмәли мүһитин минеральки таркибинин капилјар галхымына тәсири. № 2, сәһ. 101.

Әфәндизадә А. Ә., Паршина А. А. Фотомүгавимәтләр вәситәси илә боруларын узунлуғуну өлчән јарымсәнаје типли гурғун тәдгиги. № 2, сәһ. 69.

Әфәндијев В. С. Икитакты газ-дизел мүһәрикләринин күчүнүн һисапланмасынын тәдгиги. № 1, сәһ. 93.

Заманов Т. А. Фреше фәзасында һәлләрин дајаныглылыг хассәләриг сахламаг шәртләри һаггында. № 1, сәһ. 49.

Иманов Л. М., Гачар Ч. О. C_2H_2 ОН молекулунун микродалғадакы спектринин өйрәнилмәси. № 2, сәһ. 51.

Иманов Л. М., Аббасов Ј. М. Ашағы температур тәнзимедичиси. № 5, сәһ. 79.

Ибраһимов И. И., Чәфәров Ә. С. Сонлу дәрәчәли там функцијаларын төрәмәсинин гүјмәтләндирилмәси һаггында. № 3, сәһ. 3.

Ибраһимов И. Ә., Мәлик-Шаһнәзәров А. М., Шајн И. Л., Белкин И. Г. Дәјишән чәрәјаны өлчән автоматик дүзбучаглы координат компенсаторун электрон моделиндә тәдгиги. № 4, сәһ. 25.

Ибраһимов И. Ә., Савин В. В., Нағыјева Ф. М. Автоматик компара-

торун электрон моделиндә тәдгиги. № 5, сәһ. 33.

Јагубов С. Ј. Банах фәзасында тәсир едән 1—симметрик операторлар үчүн Гилберт-Шмидт нәзәријәси. № 1, сәһ. 39.

Јесман Б. И., Абдинов М. А., Габузов Г. Г. Килли мөһлул илә ишләдикдә дифманометр көстәришини чевирмәк үчүн формул. № 2, сәһ. 115.

Јесман В. И., Әлијев З. Г. Күләјин тәкраролунан иш сүрәтләринин режими. № 6, сәһ. 89.

Кәримов К. Ә. Бошалдычы енинә зәрбәләр үсулу илә динамик бошалма диаграммынын тәјини. № 3, сәһ. 23.

Келлер И. Х., Абдуллајев Н. Б., Кочин С. И., Әлијев М. Н. Јүксәкчәрәјанлы селен дүзләндиричи элементләри. № 4, сәһ. 51.

Келлер И. Х., Абдуллајев Н. Б., Кочин С. И., Әлијев М. Н. Јүксәк чәрәјанлы селен дүзләндиричи елементи. № 5, сәһ. 65.

Митјакин Б. С. Банах фәзасында кичик параметрли диференсиал тәнлик һаггында. № 1, сәһ. 23.

Мәммәдзадә Н. Ә. Јүкләрин СЕС вә ИЕС арасында пајланмасы үчүн номограм. № 6, сәһ. 103.

Мәммәдов Р. Н. Функцијаларын хәти мүсбәт операторларла јахынлашмасынын тәртиби асимптотик гүјмәти һаггында. № 2, сәһ. 27.

Мәммәдов Н. Н. Зирә саһәсиндә сәмәрәли газыма технолокијасы. № 2, сәһ. 91.

Мәммәдов Р. Н. Функцијаларын хәти интеграл операторлар вәситәси илә үмүмиләшмиш Лебег нөгтәләриндә јахынлашмасынын тәртиби һаггында. № 3, сәһ. 13.

Мәммәдов Рәшид. Функцијаларын мүсбәт хәтти операторларла јахынлашмасы тәртибинин кәсилмәзлик модулу илә гүјмәтләндирилмәси һаггында. № 4, сәһ. 3.

Мәммәдов Н. М. Енли астаналы суашыранын сәрф әмсалынын артырылмасы мәсәләсинә даир. № 6, сәһ. 149.

Мәммәдов Ч. Ә. Тәчрүбә профилли суашыран үзәриндә ахымын деформасија мәсәләсинә даир. № 6, сәһ. 157.

Мәммәдов Р. Н. Јүксәк тәртибдән диференсиалланан функцијаларын т-сингулар интеграллар вәситәси илә јахынлашмасынын асимптотик гүјмәти. № 6, сәһ. 3.

Мәммәдов И. А. Садә калибрләрдә јајма просесиндә металын пластик ахмасынын кинематикасы. № 6, сәһ. 25.

Мәммәдов И. А. Ен кәсији даирәви калибрдә јајма просесиндә кәркинлик вәзијјәтинин тәјини. № 6, сәһ. 31.

Мөвланов Ш., Гулијев Ә. А. Теллурун кристаллашмасы заманы чивәнин пајланмасына даир. № 3, сәһ. 55.

Мөвланов Ш., Гулијев Ә. А. Селен вә чивәнин маје теллулда диффузијасынын тәдгиги. № 6, сәһ. 49.

Мустафәјев Г. Ә. Голморф функцијалар үчүндә тәсир едән бир операторун үмуми шәкли. № 5, сәһ. 3.

Назијев Ј. М. Дәјишкән истилик селлиндә бош цилиндрләрдә температурун пајланмасы мәсәләсинә даир. № 3, сәһ. 107.

Назијев Ј. М. Мүстәви, цилиндрик вә күрәви бикалориметрләр үчүн хесаблама тәнликләри. № 6, сәһ. 137.

Намазов Г. К. Кәсилән әмсаллы икинч тәртиб пароболлик тәнликләр үчүн сәрһәд мәсәләләри. № 3, сәһ. 39.

Өмәров С. З. 700 мм-ли Абастуман рефлекторунда (Максудовун менискли системиндә) чәкилмиш алты лөвһәјә көрә объектив вәзијјәтинин тәјининдәки дәгиглијин тәдгиги. № 1, сәһ. 181.

Рәсулов М. М. Кичик вә орта күчлү синхрон генераторларын дросселли кәркинлик тәнзимләјичисини хесаблама үсулу. № 1, сәһ. 85.

Сатурјанс А. Б., Әсәдуллајева Н. Н. Конденсат таркибинин вә температурун конденсат системиндә конденсләшмәнин максимал тәзјигинә даир. № 1, сәһ. 161.

Топчубашов М. А., Әләкбәров А. А., Әбиллов Ә. Н., Әлијев М. Ә. Эксперимент мәгсәди илә гурулмуш борулу собанын статик вә динамик характеристикаларынын тәчрүби јолла чыхарылмасы вә тәдгиги. № 3, сәһ. 93.

Фәтәлијева В. Ә. Ректификасија просесинин автоматлашдырылмасы мәсәләсинә даир. № 4, сәһ. 85.

Фунтаков В. Н. Јарымохда өз-өзүнә гошма олмајан ихтијари чүттәртибли диференсиал операторун мәхсуси функцијаларына көрә ајрылышы һаггында. № 1, сәһ. 3.

Хасмәмәдов Ф. И. Боруду соба температуру тәнзимләнән автоматик объект кими. № 5, сәһ. 105.

Хәлилов Ә. Х. Исајев Ф. К. Активатор аннонларынын гәләви-һалокен кристаллофосфорларын ептик хассәләринә тәсиринин комплекс тәдгиги. № 1, сәһ. 61.

Хәлилов Ә. Х., Салајев Е. Ј. Бәзи монокристаллик фосфорларын термооптик хассәләринин комплекс тәдгиги. № 3, сәһ. 47.

Хәлилов Х. М. Ароматик карбоһидрогенләрин вә бензолун һалокен төрәмәләринин өзлүлүју. № 6, сәһ. 37.

Һачыјев Л. М. Газ гујуларында тәзјигин бәрпа олунмасы лај параметрләринин тәјин олунмасына даир. № 4, сәһ. 95.

Һачыјев С. Н., Нәчәфов Г. Б., Шәһчәфов К. Ә. Асанучу компонентли ја-

рымкечиричи бирләшмәләрин синтези. № 5, сәһ. 51.

Һәмидов Ш. Г. Сәрһәд әјрисин јахынлығында бензолун С истилик тутумунун тәдгиги. № 1, сәһ. 73.

Һәсәнова Ч. И., Таһиров Н. Ч. Капилјар гүввәләрин тәсири алтында нефтин мәсәмәли мүһитдә су илә сыхышдырылмасы. № 1, сәһ. 137.

Һәсәнов Ф. Г., Јунусов Ј. К. Гејри-чинсли нефть лајларынын ајры-ајрылыг да истисмарынын бәзи мәсәләләри. № 5, сәһ. 117.

Һүсәјибәјова А. М. Кәсилмәз бөјүк әмсаллы икинчи тәртиб өз-өзүнә гошма ади диференсиал операторун мәхсуси гүјмәт вә мәхсуси функцијаларын асимптотик тәфриги. № 2, сәһ. 13.

Һүсәјнов И. И. Кулон саһәси нүвәсинин релјатив һисәчикләринин сәпәләнмәси нәзәријәсинә даир. № 2, сәһ. 61.

Һүсәјнов Ф. Н., Һачыјев Т. Н. Енержисистемләри динамик тезлик характеристикалары. № 4, сәһ. 73.

Чәлилов К. Н. Бирчинсли олмајан лајын таван вә дабанынын кечиричилијинин мајенин һәрәкәтинә тәсиринин нәзәрә алынмасы. № 1, сәһ. 141.

Чәфәрова М. М. Гирл-јандын тач һадисәси јарадан елементләринин оиларын топланмасына тәсири. № 1, сәһ. 117.

Чәфәрова М. М., Чуварлы Ч. М. Тач һадисәсиндән изојаторларын мүһафизәси үчүн истифадә олунмасы һаггында. № 1, сәһ. 129.

Чәфәрли М. Ә. Квазихәтти күчлү еллиптик тәнликләр системләринә аид сәрһәд мәсәләләри. № 3, сәһ. 31.

Чәфәрли Г. М. Көкалма әмәлине көрә гапалы бәзи ортонормал мультипликатив функцијалар системи һаггында. № 6, сәһ. 11.

Чәфәров Ә. С. Сингулар интеграллар силләсинин јығылмасы һаггында. № 4, сәһ. 13.

Чуварлы Ч. М., Чәфәрова М. М. Тоз һисәчикләринин изојаторун дәјишән электрик саһәсиндәки һәрәкәтинә даир. № 1, сәһ. 125.

Чуварлы Ч. М., Чәфәрова М. М. Тоз һисәчикләринин электрик саһәсиндәки изојатор әтрафында һәрәкәтинә даир. № 2, сәһ. 65.

Шилкин А. И., Гулијев Ә. А. Маједән дартма јолу илә теллуру монокристалын и јетишдирилмәси. № 1, сәһ. 57.

УКАЗАТЕЛЬ

статей опубликованных в «Известиях Академии наук Азербайджанской ССР (серия физико-математических и технических наук)» за 1961 год

- Аббасов М. Т., Кулиев А. М. О гидродинамических расчетах разработки газонефтяных месторождений, № 1, стр. 149.
- Аббасов А. А. Распределение температуры при вытеснении нефти горячими жидкостями из пласта, № 2, стр. 121.
- Абилов А. Г. Расчет оптимальной настройки системы автоматического регулирования трубчатой печи атмосферной трубчатой установки, № 2, стр. 77.
- Абилов А. Г. Экспериментальное исследование динамических характеристик однокамерной двухпоточной трубчатой печи атмосферной установки, № 6, стр. 67.
- Абдинов М. А. К вопросу отклонения фактической высоты подъема цемента от расчетной, № 2, стр. 109.
- Абдуллаев Г. Б., Башшалиев А. А., Алиев С. А., Алиев М. И., Керимов И. Г. О теплопроводности сульфида, селенида и теллурида сурьмы, № 5, стр. 55.
- Агаев Г. К. О научной и научно-педагогической деятельности академика З. И. Халилова, № 2, стр. 3.
- Агаев Г. Н. О нормальной разрешимости краевой задачи в классе слабых решений, № 2, стр. 41.
- Агаева Ф. М. Применение эмульсии в двигателях с воспламенением от сжатия, № 6, стр. 57.
- Алиев М. И., Велиев М. И., Керимов И. Г. О теплопроводности висмута и селена, № 1, стр. 79.
- Алиев Н. А., Магеррамов Ф. Г., Мусазаде М. М. Определение твердости оправ прошивного стана, № 2, стр. 55.
- Алиев Т. М., Едуш В. Я., Набиев М. А., Тер-Хачатуров А. А. Датчик угловых перемещений с полым ротором, № 3, стр. 81.
- Алиев Б. Д., Алиев Г. М., Керимов И. Г. Влияние некоторых металлических примесей на электрические и тепловые свойства гексагонального селена, № 4, стр. 37.
- Алиев Б. Д., Алиев Г. М., Керимов И. Г. Влияние примеси галлия и температуры на теплопроводность аморфного и кристаллического селена, № 5, стр. 39.
- Алиев Г. М., Аскеров Ч. М., Керимов И. Г. Влияние примеси серы на электрические свойства селена, № 5, стр. 45.
- Алиев Н. А., Магеррамова Ф. Г. Исследование остаточных напряжений на поверхности оправок прошивного стана вдоль из осей, № 5, стр. 83.
- Али-заде А. С., Эльдаров О. А. О некоторых приборах, установленных в полевой лаборатории по изучению грозозовых процессов в районе г. Шемаха в грозозовом сезоне 1960 г., № 5, стр. 139.
- Асадов А. А., Таиров Н. О влиянии минералогического состава пористой среды на высоту капиллярной пропитки, № 2, стр. 101.
- Антонов В. Б., Нани Р. Х., Насиров Я. Н. Исследование термоэлектрических свойств природных монокристаллов кобальтина, № 4, стр. 33.
- Антонов В. Б., Нани Р. Х., Насиров Я. Н. Исследование физических свойств тройных полупроводниковых соединений, № 5, стр. 75.
- Антонов В. Б., Нани Р. Х. Установка для экспрессного определения температурной зависимости электропроводности полупроводников, № 6, стр. 45.
- Ахундова Г. В., Дарчия Ш. П. Предварительные результаты обработки визуальных качеств изображений звезд, № 1, стр. 167.
- Ахундова Г. В., Алиев А. А. Исследование атмосферных дрожаний звезд в Шемахинской Астрофизической обсерватории — за 1960—1961 гг., № 6, стр. 165.
- Багиров М. А. Научные исследования в области техники высоких напряжений в Польской народной республике, № 2, стр. 129.
- Бадалов Р. А. Основные закономерности разрушения пород трех шарошечными долотами, № 5, стр. 129.
- Бакиров М. Я., Гасымов Р. Б. Об электронно-дырочном переходе в селеновых фотоэлементах.

Баркинхаев Х. Г., Алиев Г. М., Керимов И. Г. Влияние примеси галлия на электрические свойства чистого селена, № 3, стр. 63.

Бахышов А. Э., Ахундов Г. А. О фотоэлектрических свойствах селенида индия и вентильных фотоэлементов Zn Se—Se, № 4, стр. 45.

Бахышов А. Э. Статические и фотоэлектрические характеристики селеновых фотоэлементов со слоями InSe, TlSe, № 4, стр. 65.

Галустян С. Б. К задаче о собственных поперечных колебаниях стержня переменного сечения, № 5, стр. 23.

Гамидов Ш. Г. Исследование теплоемкости С бензола вблизи пограничной кривой, № 1, стр. 73.

Гасанова Д., Таиров Н. К вопросу о капиллярном вытеснении нефти из пористой среды, № 1, стр. 137.

Геллер И. Х., Абдуллаев Г. Б., Кочин С. И., Алиев М. Г. Селеновые выпрямительные элементы на повышенную плотность тока, № 4, стр. 51.

Гаджиев С. Н., Наджафов Ю. Б., Шарифов К. А. Синтез полупроводниковых соединений с легколетучими компонентами, № 5, стр. 51.

Гасанов Ф. Г., Юнусов Я. К. Некоторые вопросы раздельной эксплуатации слоистых неоднородных пластов, № 5, стр. 117.

Геллер И. Х., Абдуллаев Г. Б., Кочин Г. И., Алиев М. Г. Селеновые выпрямительные элементы на повышенную плотность тока, № 5, стр. 65.

Гаджиев Л. М. К определению параметров пласта по восстановлению давления в газовых скважинах, № 4, стр. 95.

Григорян Н. А. О влиянии прогиба турбобура на величину возможного приращения угла искривления, № 4, стр. 105.

Голубев И. Ф., Назиев Я. М. Теплопроводность газообразных предельных углеводородов при атмосферном давлении и различных температурах, № 5, стр. 97.

Гусейнбекова А. М. Асимптотическое разложение собственных функций и собственных значений самосопряженного дифференциального оператора второго порядка с непрерывно большими коэффициентами, № 2, стр. 13.

Гусейнов И. И. К теории рассеяния релятивистских частиц кулоновским полем ядра, № 2, стр. 61.

Гусейнов Ф. Г., Гаджиев Т. Н. Динамические частотные характеристики энергосистем, № 4, стр. 73.

Джафарова М. М. Влияние коронирующих элементов гирлянд на их запаление, № 1, стр. 117.

Джафарова М. М., Джуварлы Ч. М. О коронной защите изоляторов, № 1, стр. 129.

Джамилев К. Н. Об учете влияния проницаемости кровли и подошвы не-

однородного пласта при течении в нем жидкости, № 1, стр. 141.

Джафарли М. А. Краевые задачи для квазилинейных сильно эллиптических систем, № 3, стр. 31.

Джафарли Г. М. О мультипликативных ортогональных системах функций, замкнутых относительно операции извлечения корня, № 6, стр. 11.

Джафаров А. С. О сходимости семейства сингулярных интегралов, № 4, стр. 14.

Домшляк Ю. И. О поведении на бесконечности решений эволюционного уравнения с неограниченным оператором, № 5, стр. 9.

Джуварлы Ч. М., Джафарова М. М. К вопросу о разрядных напряжениях изоляторов, № 1, стр. 125.

Джуварлы Ч. М., Джафарова М. М. К вопросу о движении пылевых частиц в электрическом поле изолятора, № 2, стр. 65.

Есьман Б. И., Абдинов М. А., Габузов Г. Г. Формула для перевода показаний дифманометров при работе с глинистым раствором, № 2, стр. 115.

Есьман В. И., Алиев З. Г. Режимы повторяемости рабочих скоростей ветра Азербайджана, № 6, стр. 89.

Заманов Т. А. Об условиях сохранения свойства устойчивости решений в пространствах Фреше, № 1, стр. 49.

Ибрагимов И. И., Джафаров А. С. Об оценке производной целой функции конечной степени, № 3, стр. 3.

Ибрагимов И. Э., Савин В. В., Нагиева Ф. М. Исследование автоматического компаратора на электронной модели, № 5, стр. 33.

Иманов Л. М., Аббасов Я. М. Терморегулятор низких температур, № 5, стр. 79.

Иманов Л. М., Каджар Ч. О. Изучение микроволнового спектра молекул C_2H_2 OH, № 2, стр. 51.

Ибрагимов И. Э., Мелик-Шахназаров А. М., Шайн И. Л., Белкин И. Г. Исследование автоматического прямоугольно-координатного компенсатора переменного тока на электронной модели, № 4, стр. 25.

Кадиров Н. Б. Основные уравнения, определяющие конкретные условия работы поршневого компрессора, № 1, стр. 109.

Кадыров Н. Б., Исмаил-заде Ш. М. Уточненный графоаналитический метод прямого расчета теплообменных аппаратов, № 6, стр. 107.

Касим-заде М. С., Аккерман И. Д. Экспериментальное исследование эффективности электрокинетического преобразователя на постоянном течении, № 5, стр. 91.

Касим-заде М. С. Частотная зависимость переменного электрокинетического потенциала протекания, № 6, стр. 79.

Касимов А. Ф. Гидравлика выноса песка и элементы применения ее в технологии нефтедобычи. № 6, стр. 119.

Керимов К. А. Определение динамической диаграммы разгрузки методом разгружающих поперечных ударов. № 3, стр. 23.

Мамедзаде Н. А. Номограмма для распределения нагрузок между тепловыми станциями и гидростанциями. № 6, стр. 103.

Мамедов Р. Г. О порядке и об асимптотическом значении приближения функций линейными положительными операторами. № 2, стр. 27.

Мамедов Н. Н. Эффективная технология бурения на площади Зыря. № 2, стр. 91.

Мамедов Р. Г. О порядке приближения функций линейными интегральными операторами в точках Лебега данного порядка. № 3, стр. 13.

Мамедов Рашид. Об оценке приближения функций линейными положительными операторами посредством модуля непрерывности. № 4, стр. 3.

Мамедов Р. Г. Асимптотическое значение приближения многократно дифференцируемых функций m -сингулярных интегралов. № 6, стр. 3.

Мамедов И. А. Кинематика течения металла при прокатке в простейших калибрах. № 6, стр. 25.

Мамедов И. А. Напряженное состояние при прокатке в круглом калибре. № 6, стр. 31.

Мамедов Н. М. К вопросу увеличения пропускной способности водослива с широким порогом. № 6, стр. 149.

Мамедов Д. А. К вопросу деформации потока на водосливе практического профиля. № 6, стр. 157.

Митягин Б. С. Дифференциальные уравнения с малым параметром в Банаховом пространстве. № 1, стр. 23.

Мовланов Ш., Кулиев А. А. О коэффициенте распределения ртути при кристаллизации теллура. № 3, стр. 55.

Мовланов Ш., Кулиев А. А. Изучение диффузии селена и ртути в жидком теллуре. № 6, стр. 49.

Мустафаев К. А. Общий вид одного оператора, действующего на пару голоморфных функций. № 5, стр. 3.

Назиев Я. М. К вопросу о распределении температуры в полых цилиндрах при переменном тепловом потоке. № 3, стр. 107.

Назиев Я. М. Расчетные уравнения теплопроводности для плоского, цилиндрического и шарового бикалориметров. № 6, стр. 137.

Намазов Г. К. Краевые задачи для параболического уравнения второго порядка с разрывными коэффициентами. № 3, стр. 39.

Омаров С. З. Исследование точности определения положения объекта по шести пластинкам, снятым на 700-миллиметровом абастуманском рефлекторе (менисковая система Максудова) № 1, стр. 181.

Расулов М. М. Методика расчета дроссельного регулятора напряжения для синхронных генераторов малой и средней мощности. № 1, стр. 85.

Топчибашев М. А., Алекперов А. А., Абилов А. Г., Алиев М. В. Экспериментальные исследования статистических и динамических характеристик опытной трубчатой печи. № 3, стр. 93.

Фунтаков В. Н. О разложении по собственным функциям несамосопряженного дифференциального четного порядка на полуоси. № 1, стр. 3.

Фаталиева В. А. К вопросу автоматизации процесса ректификации. № 4, стр. 85.

Халилов А. Х., Исаев Ф. К. Комплексное исследование влияния анонов активатора на оптические свойства щелочно-галлоидных кристаллофосфоров. № 1, стр. 61.

Халилов А. Х., Салаев Э. Ю. Комплексное исследование термооптических свойств некоторых монокристаллических KCl — фосфоров. № 3, стр. 47.

Халилов Х. М. Вязкость ароматических углеводородов и галлоидных производных бензола. № 6, стр. 37.

Хасмамедов Ф. И. Трубчатая печь как объект регулирования температуры. № 5, стр. 105.

Цатурянц А. Б., Асадуллаева Н. К. К оценке влияния состава конденсата и температуры на давление максимальной конденсации газоконденсатных систем. № 1, стр. 161.

Шилкин А. И., Кулиев А. А. Выращивание монокристаллов теллура вытягиванием из расплава. № 1, стр. 57.

Эфендиев В. С. Исследование регулирования мощности двухтактного газодизеля № 1, стр. 93.

Эфендизаде А. А., Паршина А. А. Исследование полупромышленной установки для измерения длины труб с использованием фотосопротивлений. № 2, стр. 69.

Якубов С. Я. Теория Гильберта-Шмидта для I -симметризуемых операторов действующих в Банаховом пространстве. № 1, стр. 39.

МҮНДӘРИҖАТ

Р. Н. Мәммәдов. Јүксәк тәртибдән дифференциалланан функцијаларын сингулјар интеграллар васитәсилә јахынлашмасынын асимптотик гүјмәти	3
Г. М. Чәфәрли. Көкалма әмәлине көрә гапалы бәзи ортонормал мультиплатив функцијалар системи һаггында	11
И. А. Мәммәдов. Садә калибрләрдә јайма просесиндә металын пластик ахмасынын кинематикасы	25
И. А. Мәммәдов. Ен кәсији даирәви калибрдә јайма просесиндә кәркинлик вәзијјәтинин тәјјини	31
Х. М. Хәлилов. Ароматик карбоһидрокенләрин вә бензолун һалокен терәләләринин өзлүлүјү	37
В. Б. Антонов, Р. Х. Нәни. Електриккечирмәнин температурдан асылыдыгынын гыса мүддәтдә өлчүлмәси үчүн гурғу	45
Ш. Мөвланов, Ә. А. Гулијев. Селен вә чивәнин маје теллурда диффузијасынын тәдгиги	49
Ф. М. Ағајева. Емүлсијанын дахили јаначаг мүһәррикләриндә тәтбиги һаггында	57
Ә. Н. Әбиллов. Атмосфер гурғусундакы биркамерли ики ахымлы борулү собанын динамики характеристикаларынын тәчрүби тәдгиги	67
М. С. Гасымзадә. Дәјишән электрокинетик ахма потенциалынын тезликдән асылылығы	79
В. И. Јесман, З. Г. Әлијев. Күләјин тәкраролунан иш сүрәтләринин режими	89
Н. Ә. Мәммәдзадә. Јүкләрин СЕС вә ИЕС арасында пәјланмасы үчүн номограм	103
Н. Б. Гәдиров, Ш. М. Исмајылзадә. Истиликдәјишмә апаратларынын дүз һесабатынын дәгигләшдирилмиш графоаналитик методу	107
Ә. Ф. Гасымов. Гумун чыхарылма һидравликасы вә онун нефт һасилаты мәсәләләринә тәтбиги	119
Ј. М. Назијев. Мүстәви, цилиндрик вә күрәви бикалориметрләр үчүн һесаблама тәһликләри	137
Н. М. Мәммәдов. Енли астаналы суашыранын сәрф әмсалынын артырылмасы мәсәләсинә даир	149
Ч. Ә. Мәммәдов. Тәчрүбә профилли суашыран үзәриндә ахымын деформасија мәсәләсинә даир	157
Г. В. Ахундова, Ә. Ә. Әлијев. Улдузларын атмосфер титрәмәсинин Шамахы Астрофизика Рәсәдханасында тәдгиг едилмәси	165
Мағаләләрин кәстәричиси	183

СОДЕРЖАНИЕ

Р. Г. Мамедов. Асимптотическое значение приближения многократно дифференцируемых функций m -сингулярными интегралами.	3
Г. М. Джафарли. О мультипликативных ортогональных системах функций, замкнутых относительно операции извлечения корня.	11
И. А. Мамедов. Кинематика течения металла при прокатке в простейших калибрах.	31
И. А. Мамедов. Напряженное состояние при прокатке в круглом калибре.	37
Х. М. Халилов. Вязкость ароматических углеводов и галоидных производных бензола.	45
В. Б. Антонов, Р. Х. Нани. Установка для экспрессного определения температурной зависимости электропроводности полупроводников.	49
Ш. Мовланов, А. А. Кулиев. Изучение диффузии селена и ртути в жидком теллуре.	57
Ф. М. Агаева. Применение эмульсии в двигателях с воспламенением от сжатия.	57
А. Г. Абилов. Экспериментальное исследование динамических характеристик однокамерной двухпоточной трубчатой печи атмосферной установки.	79
М. С. Касимзаде. Частотная зависимость переменного электрокинетического потенциала протекания.	89
В. И. Есьман, З. Г. Алиев. Режимы повторяемости рабочих скоростей ветра Азербайджана.	103
Н. А. Мамедзаде. Номограмма для распределения нагрузок между тепловыми станциями и гидростанциями.	107
Н. Б. Кадилов, Ш. М. Исмаилзаде. Уточненный графоаналитический метод прямого расчета теплообменных аппаратов.	119
А. Ф. Касимов. Гидравлика выноса песка и элементы применения ее в технологии нефтедобычи.	137
Я. М. Назиев. Расчетные уравнения теплопроводности плоского цилиндрического и шарового бикалориметров.	149
Н. М. Мамедов. К вопросу увеличения пропускной способности водослива с широким порогом.	157
Дж. А. Мамедов. К вопросу деформации потока на водосливе практического профиля.	165
Г. В. Ахундова, А. А. Алиев. Исследование атмосферных дрожаний звезд в Шемахинской астрофизической обсерватории за 1960—1961 гг.	183
Указатель статей	

Чапа имзаланмыш 30/1 1962-чи ил. Кағыз форматы 70×108¹/₁₆. Кағыз вәрәги 7,02. Чап вәрәги 14,04. Нәс.-нәшријјат вәрәги 14,62. ФГ 06813. Сифариш 849. Тиражи 760. Гіјмәти 80 гәп.

Азәрбајчан ССР Елмләр Академијасы Мәтбәәси, Бақы, Фәһлә проспекти, 96.

Азәрбајчан ССР Елмләр Академијасынын ашағыдакы журналларына 1962-чи ил үчүн АБУНӘ ГӘБУЛ ОЛУНУР „АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН МӘ'РУЗӘЛӘРИ“

Илдә 12 нөмрә чыхыр.
Иллик абунә гіјмәти 4 манат 80 гәпикдир.
Һәр нөмрәнин гіјмәти 40 гәпикдир.

„АЗӘРБАЈЧАН ССР ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫНЫН ХӘБӘРЛӘРИ“

„Азәрбајчан ССР
Елмләр Академијасынын Хәбәрләри“
ашағыдакы серијалар үзрә чыхыр:

1. Кеолокија-чографија елмләри вә нефт серијасы (илдә 6 нөмрә).
2. Физика-ријазиијат вә техника елмләри серијасы (илдә 6 нөмрә).
3. Биолокија вә тибб елмләри серијасы (илдә 12 нөмрә).
4. Ичтимаи елмләр серијасы (илдә 12 нөмрә).

Һәр нөмрәнин гіјмәти 80 гәпикдир.

„АЗӘРБАЈЧАН КИМЈА ЖУРНАЛЫ“

Илдә 6 нөмрә чыхыр.
Иллик абунә гіјмәти 4 манат 80 гәпикдир.
Һәр нөмрәнин гіјмәти 80 гәпикдир.

Абунә „Сојузпечат“ вә бүтүн почта
шө'бәләри тәрәфиндән гәбул олуноур.

АЗӘРБАЈЧАН ССР
ЕЛМЛӘР АКАДЕМИЈАСЫ НӘШРИЈАТЫ

ПРИНИМАЕТСЯ ПОДПИСКА

на 1962 год

на следующие журналы:

„ДОКЛАДЫ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР“

12 номеров в год.

Стоимость годовой подписки 4 руб. 80 коп.

Цена отдельного номера 40 коп.

„ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР“

**Журнал „Известия Академии наук
Азербайджанской ССР“**

выходит по сериям:

1. ГЕО ЛОГО-ГЕОГРАФИЧЕСКИХ НАУК И НЕФТИ (6 номеров в год)
2. Физико-математических и технических наук (6 номеров в год)
3. БИОЛОГИЧЕСКИХ И МЕДИЦИНСКИХ НАУК (12 номеров в год).
4. ОБЩЕСТВЕННЫХ НАУК (12 номеров в год).

Цена отдельного номера 80 коп.

„Азербайджанский химический журнал“

6 номеров в год.

Стоимость годовой подписки 4 руб. 80 коп.

Цена каждого номера 80 коп.

Подписка принимается уполномоченными „Союзпечати“ и во всех почтовых отделениях.

**ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК
АЗЕРБАЙДЖАНСКОЙ ССР**