

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՌ-ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՇԽԱՏԵՄԻԱՅԻ

ՏԵԴԵԿԱԳԻՐ ԻՅՎԵՏԻՅԱ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ՏԵԽՆԻԿԱԿԱՆ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՍԵՐԻԱ.
СЕРИЯ ТЕХНИЧЕСКИХ НАУК

ԽՐԱԿՐԱԿԱՆ ԿԱՆՑԻՈՒ

Ազոնց Հ. Տ., Ալեքսեևսկի Վ. Վ., Եզիազարյան Ի. Վ., Կասյան
Մ. Վ. (պատ. խմբագիր), Կազարով Ա. Դ., Սիմոնով Մ. Զ.,
Փիենաշյան Վ. Վ. (պատ. խմբագրի տեղակալ):

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ:

Адонц Г. Т., Алексеевский В. В., Езизаров И. В., Касьян
М. В. (ответ. редактор), Назиров А. Г., Пинаджян В. В.,
(зам.оти. редактора), Симонов Э. М.

А. К. АНАНИН

К МЕТОДИКЕ РАСЧЕТА СООРУЖЕНИЙ СЕВАН-РАЗДАНСКОГО КАСКАДА ГЭС РАБОТАЮЩИХ В ЗИМНИХ УСЛОВИЯХ НА ПОНИЖЕННЫХ ПОПУСКАХ

В настоящее время начато строительство комплекса энергетических и водохозяйственных объектов, после завершения которых разрешится проблема сохранения озера Севан на высокой отметке, а также проблема энергетики и ирригации для нашей республики на ближайшие годы. С 1965 года намечается довести ежегодные попуски из озера Севан до 500 млн. м³ в год. Из них 120 млн. м³ должны быть использованы в зимнее время для покрытия пиков электроснабжения. Задача исследования заключается в определении того минимального расхода воды, который необходимо пропускать зимой по каналам и трубопроводам каскада ГЭС для практического предотвращения образования шуги и льда. В первой части статьи излагается приближенная методика расчета теплового баланса потока в канале и в напорном трубопроводе ГЭС и предлагается способ определения расхода шуги в канале и толщины льда, образующегося на внутренних стенках напорного трубопровода. Во второй части статьи приводится конкретный расчет применительно к каналам и трубопроводам Севан—Разданского каскада с учетом местных гидрометеорологических условий.

1. Севан-Разданский каскад работает на попусках из высокогорного озера Севан. При расчетах, температура воды озера может быть принята, как заданная величина в начале деривации, независимо от объемов попусков. В условиях каскада имеет место чередование деривационных каналов и безнапорных тоннелей, довольно большой длины. Поэтому при расчете теплового режима в канале после тоннеля необходимо исходить из температуры воды при выходе потока из тоннеля. Как известно термический режим открытого водоема и канала формируется под воздействием теплообмена, который непрерывно происходит между водою и окружающей ее средой—атмосферой. Схематизируя рассмотрение термических процессов можно выделить два основных фактора: гидравлический, характеризуемый скоростью течения воды V или расходом Q воды и термический, характеризуемый интенсивностью изменения теплосодержания потока S .

В общем виде S определяется по формуле

$$S = S_1 + S_2 + S_3 + S_4 + S_5 + S_6 + S_7 + S_8 + S_9 + S_{10} \cdot \frac{\kappa \cdot \text{кал}}{\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{ц}^{\circ}} \quad (1)$$

где теплоотдача испарением (формула Зайкова)

$$S_1 = 0,0083 \rho (1 + 0,85 W') (f_{\text{ш}} - f); \quad (2)$$

теплоотдача конвекцией

$$S_2 = (2 + 10 \sqrt{W}) (t_{\text{воз}} - t_{\text{воз.н}}); \quad (3)$$

теплоотдача излучением (формула Девика)

$$S_3 = 4,66 \cdot 10^{-8} [T_{\text{воз.н}}^4 (1 - 0,9N)(0,253 + 0,322 \cdot 10^{-0,009 t}) + (T_{\text{воз}}^4 - T_{\text{воз.н}}^4)]; \quad (4)$$

суммарная прямая и рассеянная солнечная радиация без учета альбедо воды (формула Будыко)

$$S_4 + S_5 = S_0 [1 - (1 - K_L) N]; \quad (5)$$

теплообмен от работы сил внутреннего трения

$$S_6 = \frac{8430 Qi}{B}; \quad (6)$$

теплообмен между льдом и водой $S_7 \approx 4$; теплоприход от притока внешних вод

$$S_8 = \frac{3600 \cdot 10^3 Q_{\text{пр}} (t_{\text{воз}} - t_{\text{пр}})}{F}; \quad (7)$$

теплоприход от попадающих из атмосферы осадков

$$S_9 = \Delta_{\text{ос.пад}} = (t_{\text{ос.п}} - t_{\text{ос.л}}). \quad (8)$$

Когда $S > 0$ происходит охлаждение водотока. При этом в волновом потоке создаются условия для образования кристаллов внутриягодного льда. Когда $S = 0$ охлаждение водотока компенсируется притоком тепла от солнечной радиации. Когда $S < 0$ шугообразование не происходит.

Кроме приведенных условий необходимо учесть также и следующее обстоятельство. С целью принятия современных эксплуатационных мероприятий наибольший интерес для водохозяйственных и гидроэнергетических объектов, представляет предсказание хода шуги на ближайший период времени. Прогнозы Гидрометслужбы среднесуточной температуры воздуха должны быть использованы для установления вероятности появления шуги. Натурные исследования показали, что интенсивное шугообразование происходит тогда, когда среднесуточная отрицательная температура воздуха держится ниже определенного предела в течение соответствующего промежутка времени.

Опыты в натуральных условиях показали, что продолжительность непрерывного шугохода в каналах и реках совпадает с периодом стояния отрицательных температур воздуха в зоне от -10°C

до 15 С [1]. Эта температура должна держаться более двух-трех дней, а температура поверхности воды, должна приближаться к 0°C (при прочих одинаковых метеорологических условиях). Исследования [2] показали, что для образования шуги необходимо, чтобы сумма среднесуточной температуры воздуха превышала определенный предел. Зависимость числа шугоносных дней за месяц, от суммы среднесуточных отрицательных температур воздуха рекомендуется определять по формуле [2]

$$n = 0,35 [\Sigma (-T_{\text{сред}})]^{0,5}, \quad (9)$$

где n — число шугоносных дней, $\Sigma (-T_{\text{сред}})$ — сумма отрицательных среднесуточных температур воздуха. Формулой (9) рекомендуется пользоваться при $\Sigma (-T_{\text{сред}}) > 0$ так как только при этих условиях наблюдается образование шуги в природных условиях [2].

Кроме того, при расчетах рекомендуется сумму отрицательных температур воздуха принимать ниже определенного предела (например, ниже —4 С), принимая тем самым эту границу за условный нуль [1, 2].

После учета указанных выше условий расход шуги, который может образоваться в потоке с открытой водной поверхностью длиной L , шириной B и при теплоотдаче δ определяется по формуле

$$Q_{\text{ш}} = \frac{SBL}{80 \gamma_{\text{ш}}} \approx \frac{M^3}{4000}, \quad (10)$$

В этой формуле не учтена балльность шугохода, т. е. сплошность шугового ковра. В том случае когда поток проходит через тоннель довольно большой длины возможно, что произойдет некоторое повышение температуры воды. После выхода потока из тоннеля в открытый канал необходимо учитывать температуру воды на выходе из тоннеля.

Из условия теплового баланса на участке канала длиной L можно получить выражение для температуры воды в конце участка, если известна температура воды в его начале, а также величину теплоотдачи с открытой водной поверхности и удельный расход воды в канале [2]

$$t_{\text{кон}} = t_{\text{вод}}^0 - \frac{SL}{27 q}, \quad (11)$$

где $t_{\text{вод}}^0$ — температура воды в начальном сечении (например, на выходе из тоннеля).

Пользуясь формулой (11) можно установить расстояние сечения канала, в котором теплоотдача равняется тепл. притоку.

Зная местоположение сечения канала с нулевой температурой воды, расход шуги за этим сечением можно определить по формуле

$$Q_{ш} = \sum_{n} \frac{VS}{n} \Delta t \frac{m}{\text{м-сутки}}, \quad (12)$$

где Δt — элементарный интервал времени.

В том случае, когда метеорологические условия по длине канала меняются, расход шуги в рассматриваемом створе определяется по формуле:

$$Q_{ш} = Q_4 + \frac{SL}{r} \frac{m}{\text{м-сутки}}, \quad (13)$$

где $Q_{ш}$ — расход шуги в предшествующем расчетном створе;

l — длина между расчетными створами в метрах.

В формулах (10) и (12) не учитывается балльность шугохода и толщины слоя шуги. С учетом этих элементов расход шуги можно определить по формуле

$$Q_{ш} = \gamma B \delta V \alpha_0, \quad (14)$$

где α_0 — плотность шуги.

Обозначая свободную от шуги часть поверхности воды через $(1-\delta)$, расход шуги в канале шириной B можно выразить следующим образом:

$$Q_{ш} = \frac{SL}{r} B (1-\delta). \quad (15)$$

Приравнявая (14) и (15) получим следующую формулу выведенную К. Н. Россинским:

$$\delta = \frac{Q_4}{A + Q_4}, \quad (16)$$

где

$$A = \gamma AV \alpha_0; \quad \frac{SL}{r} = Q_4.$$

По натурным наблюдениям К. Н. Россинским установлено, что толщина слоя шуги изменяется в зависимости от балльности шугохода только до известного предела (рис. 1). При дальнейшем увеличении балльности толщина слоя шуги δ остается неизменной. При этом плотность шуги $\alpha_0 = 0,55$. Принимая $\gamma_m = 0,92 \text{ тн/м}^3$, а скорость потока V выражая в м/сут. формулу (15) можно представить в следующем виде (ф-ла К. Н. Россинского):

$$Q_{ш} = \frac{13100 BV Q_4}{13100V + Q_4} \text{ тн/сут.} \quad (17)$$

Этой формулой мы и будем пользоваться для расчета шуги в каналах каскада. Без учета балльности шугохода можно пользоваться и формулой (10).

2. При известных размерах трубопровода и заданных начальных условиях, температуру воды в любом сечении трубы можно определить по формуле [3]:

$$\ln \frac{K t_{\text{нач}} + \frac{rV}{427} - K t_0}{K t_{\text{кон}} - \frac{rV}{427} - K t_{\text{ок}}} = \frac{K l d_n}{Q \gamma_{\text{вод}}}, \quad (18)$$

где t_0 — средняя по сечению температура воды в начальном сечении трубопровода; $t_{\text{ок}}$ — то же в конечном сечении. Остальные обозначения известны.

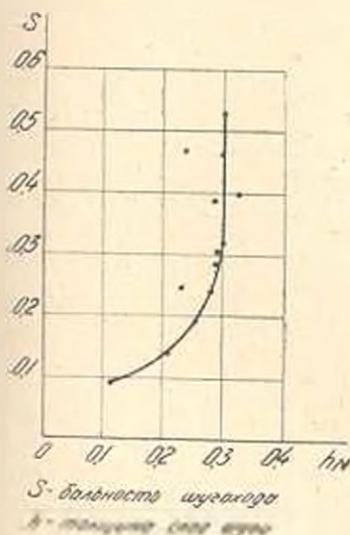


Рис. 1.

Общий суммарный коэффициент теплопроводности через многослойную стенку определяется по формуле

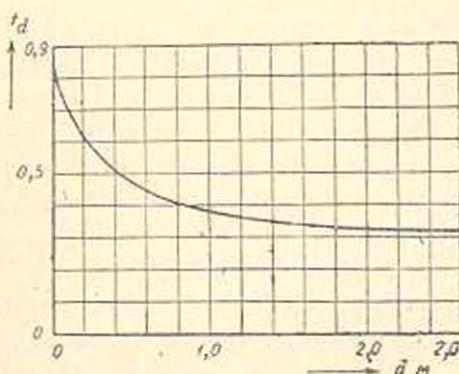


Рис. 2.

$$K = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{d_0}{\alpha_2 D} + d_n \left(\frac{1}{2r_{\text{ем}}} \ln \frac{D}{d_n} + \frac{1}{2r_{\text{из}}} \ln \frac{D_{\text{из}}}{D} \right)}. \quad (19)$$

В случае отсутствия изоляции второй член, стоящий в скобках знаменателя (19) обращается в нуль. Коэффициент отдачи тепла от воды к стенке трубопровода определяется по формуле

$$\alpha_1 = 13600 f_d f_t V^{0,75}. \quad (20)$$

где f_d — коэффициент, зависящий от внутреннего диаметра трубы (рис. 2);

f_t — коэффициент, зависящий от температуры воды и внутренней поверхности стенок ($f_t = 0,212$, когда температура внутренней стенки трубы равняется 0 С).

Коэффициент теплоотдачи от наружной стенки трубы в атмосферу определяется по формуле

$$\alpha_2 = \frac{4 W^{0,3}}{D^{0,3}}. \quad (21)$$

Когда приток тепла к стенке трубопровода при низких температурах воды оказывается меньше теплопотерь в окружающую среду, на внутренней стенке трубы начинается образование льда. Это условие выражается следующим неравенством [4]

$$z_1 t_{\text{возд}} < K t_{\text{вод}} \quad (22)$$

Решая выражение (22) относительно $t_{\text{вод}}$, получим температуру воды в начале льдообразования. При дальнейшем понижении температуры следует ожидать появление льда уже на стенках трубопровода. Обозначим эту температуру через t_2 . Тогда можем написать:

$$t_2 < \frac{K}{z_1} t_{\text{возд}} \quad (23)$$

Нарастание толщины льда в данном сечении трубопровода за время Δt определяется по формуле

$$\Delta \delta = \frac{K t_{\text{вод}} - z_1 t_2}{\gamma L} \Delta t \quad (24)$$

3. Основные исходные данные для расчета были взяты из многочисленных наблюдений: по температуре и влажности воздуха, скорости ветра, радиационному балансу водной поверхности, облачности зимнего периода, температуре воды и других гидрометеорологических элементов, полученных на стационарных станциях (Севан, Раздан, Фонтан) Управлением Гидрометслужбы. Эти данные опубликованы в ежегодниках ГМГС. Кроме того, были использованы результаты многолетних наблюдений по температуре воды и воздуха, а также шуговых явлений, по трассе Севан-Разданского каскада, выполненных Энергоуправлением СНХ Армянской ССР.

Перечисленные выше гидрометеорологические элементы тщательно измерены в январе 1964 г. Отметим, что зима 1963—1964 года была холодная, поэтому данные для расчета зимнего режима каскада являются характерными. Институтом водных проблем АН АрмССР дополнительно измерялись температуры воды и воздуха, а также абсолютная и относительная влажность воздуха и скорость ветра в различных пунктах деривации каскада. Результаты приведены в табл. 1.

Таблица 1

Температуры воздуха, воды и влажность воздуха по длине Севан-Разданского каскада ГЭС, измеренные 8 II 1964 г. в дневное время*

Створ	$t_{\text{возд}}$ °C	$t_{\text{вод}}$ °C	Абсолютная влажность	
			по воде мм	по воздуху мм
Плотина „Ахта“, начало канала Гюмуш ГЭС	-5,3	0,5	2,7	4,9
Лусаван, мост на канале	-5,8	0,3	2,5	4,8
Напорный бассейн Гюмуш ГЭС	-5,9	0,3—0,4	2,5	3,2
Арзни - канала (Чаткаран)	-3,3 [†]	0,3	3,2	4,8

* Скорость ветра 2—3 м/сек. облачность 10 баллов (снегопад).

Результат измерения температуры воды и воздуха у водоприемника и у выходного портала отводящего тоннеля Севанской ГЭС приведены в табл. 2.

Таблица 2

Температуры воздуха и воды в °С у водоприемника и на выходе из тоннеля (длина тоннеля 5200 м) Севанской ГЭС, измеренные 15.11.1964 г. в дневное время

Среда	Водоприемник Севанской ГЭС	Выходной портал тоннеля Севанской ГЭС	Раздан (мост)
Воздух	-12	-7	-5,8
Вода	0,4	0,6	0,3

Из данных таблицы 2 видно, что после прохождения Севанской воды по тоннелю длиной 5200 м температура ее с 0,4 °С повышается до 0,6 °С. После прохождения этой же воды по руслу реки Раздан, температура снижается до 0,3 °С.

В табл. 3 приведены значения средне-многолетних скоростей ветра на гидрометеорологических постах Фонтан, Раздан и Севан. В табл. 4 приведены значения облачности (в долях единицы) на посту Раздан измеренные Гидрометслужбой в январе 1964 г. В табл. 5 приведены значения прямой и рассеянной радиации водной поверхности

Таблица 3

Средне-многолетняя скорость ветра (м/сек) на высоте флюгера

Пункт наблюдения	Месяцы					
	I	II	III	X	XI	XII
с. Фонтан (1935—1964) высота флюгера 8,8 м	2,4	2,6	2,9	2,3	2,3	2,3
г. Раздан (1929—1964) высота флюгера 6 м	2,1	2,7	2,7	2,2	2,2	2,2
г. Севан (1927—1964) высота флюгера 8 м	4,2	4,3	3,8	2,7	3,3	4,0

Таблица 4

Облачность (в долях единицы) измеренная в январе 1964 г. на посту Раздан

Облачность	Декады (январь)	Часы наблюдений				Ср.	Примечание
		1	7	13	19		
N	I	0,59	0,48	0,16	0,32	0,4	Средняя облачность N 0,5
	II	0,44	0,56	0,70	0,56	0,56	
	III	0,45	0,43	0,64	0,51	0,51	

на Севане. Для расчета зимнего режима канала Атарбекьянской ГЭС исходные данные взяты по данным постов Севан и Раздан. Для рас-

Таблица 5

Суммарная радиация подной поверхности, измеренная на Севзше*

Суммарная радиация	Г о д ы									
	1958		1959		1960		1961		1962	
	I	XII	I	XII	I	XII	I	XII	I	XII
S_{1-2}	81,5	71	93,0	73	91,5	90	93	70	109	77,0

* Средняя радиация в январе $91 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час}}$ Средняя радиация в декабре

$$\frac{70}{10} \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час}}$$

чета зимнего режима деривации и напорного трубопровода Гюмушской ГЭС исходные данные взяты по постам Раздан и Канакер.

4. Ниже приводится расчет для канала Атарбекянской ГЭС, как наиболее характерного участка деривации каскада. Основная задача расчета заключается в определении минимального расхода воды, при котором образование шуги практически исключается. Поставленная задача решается методом последовательного приближения. Задаемся несколькими значениями расхода воды в канале. Для каждого заданного расхода определяем термический режим потока по длине канала и устанавливаем возможность образования шуги.

Исходные данные расчета: Температура воздуха $t_{\text{воз}} = -14^\circ \text{C}$; температура воды в канале после выхода потока из тоннеля $t_{\text{вк}} = 0,5^\circ \text{C}$; упругость паров содержащихся в воздухе $f_{\text{в}} = 4,9 \text{ мм}$; упругость паров отвечающих температуре водной поверхности $f = 2,7 \text{ мм}$; скорость ветра $W = 1,0 \text{ м/сек}$; облачность зимнего периода $N = 0,5$; скрытая теплота парообразования $\gamma = 595 \text{ ккал/кг}$; удельный вес шуги $\gamma_{\text{ш}} = 920 \text{ кг/м}^3$; длина канала $L = 3700 \text{ м}$, уклон дна канала $i = 0,0004$; ширина канала по верху $B = 5,3 \text{ м}$.

В первом приближении задаемся минимальным расходом $Q = 1,7 \text{ м}^3/\text{сек}$. Проверим будет ли при этом расходе иметь место шугообразование в канале.

По формулам (2)–(8) определяем элементы теплового баланса воды в канале (S_1 и S_2 в виду их малости не учитываются). В результате получаем теплосодержание S равным:

$$S = S_3 + S_4 + S_5 - S_6 - S_7 = 33 + 320 + 116,5 - 94 - 4 - 10,5 = 361 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^3 \cdot \text{час}}$$

При расчете значение $S_4 + S_5$ взято из табл. 5. То, что $S > 0$ означает, что образование шуги при расходе $Q = 1,7 \text{ м}^3/\text{сек}$ возможно.

Гидравлические элементы потока при $Q = 1,7 \text{ м}^3/\text{сек}$ равны:

$$H=0,5 \text{ м}; \omega=2,4 \text{ м}; B=\frac{\omega}{H}=4,3; V=6100 \text{ м}^3/\text{сут}; q=\frac{Q}{B}=0,354.$$

Расстояние сечения канала (считая от выходного портала тоннеля), в котором теплоотдача уравновешивается теплопритоком (ниже которого устанавливается нулевая температура воды) согласно (11) при $t_{\text{вот}}=0$ будет

$$L_s = \frac{\omega q \tau}{S} = \frac{1 \times 0,5 \times 0,354 \times 1000 \cdot 3600}{361} = 1750 \text{ м} < 3700 \text{ м}.$$

Здесь $L_s < L$ канал имеет достаточную длину и следовательно шуга будет образовываться. Расход шуги согласно (17):

$$Q_s = \frac{13100 \times 61000 \times 5,3 \times 210}{13100 \times 61000 + 210} = 1120 \text{ м}^3/\text{сут}, = 0,013 \text{ м}^3/\text{сек}.$$

Во втором приближении задаемся расходом $Q=3 \text{ м}^3/\text{сек}$. В этом случае расчеты показывают, что створ канала с нулевой температурой воды отодвигается ниже по течению на расстояние 4400 м, считая от выходного портала тоннеля. Таким образом, при расходе $Q=3 \text{ м}^3/\text{сек}$ шугообразование в канале не возможно, так как поток на протяжении 3700 м не успевает охладиться в той степени, которая необходима для образования шуги. Аналогичные результаты получаются и для остальных деривационных каналов каскада. Следовательно, минимальный расход, который необходимо пропускать по деривации Севан-Разданского каскада, чтобы не образовывалась шуга, равен $3 \text{ м}^3/\text{сек}$.

5. Произведен расчет для напорного трубопровода Гюмушской ГЭС, так как этот трубопровод зимой находится в более тяжелых условиях.

Установим минимальный расход воды, при котором обрызгание льда из внутренних стенок трубопровода практически исключается.

Исходные данные расчета: Температура воздуха $t_{\text{воз}}=-17^\circ\text{C}$; температура воды во входном сечении трубы $t_{\text{вот}}=0,5^\circ\text{C}$; скорость ветра $V=4 \text{ м}/\text{сек}$; коэффициент теплопроводности стенки трубопровода

$$k_{\text{ст}} = 1,2 \frac{\text{ккал}}{\text{гр} \cdot \text{м}}; \text{ теплоемкость воды } c = 1 \text{ ккал}/\text{кг} \cdot \text{град}; \text{ скрытая теп-}$$

лота таяния льда $r_1 = 80 \text{ ккал}/\text{кг}$; объемный вес льда $\gamma_1 = 920 \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$; дли-

на трубопровода $L=900 \text{ м}$ (число труб четыре); наружный диаметр трубопровода $D=2,67 \text{ м}$; внутренний диаметр трубопровода $d_1=2,62 \text{ м}$; трубопровод не имеет изоляции. Задачу решаем методом последовательного приближения. Проверим возможность образования льда на внутренних стенках трубопровода при расходе воды $Q=1 \text{ м}^3/\text{сек}$. При этом расходе скорость воды в трубопроводе получается равной $V=0,185 \text{ м}/\text{сек}$.

Расчеты, выполненные по формулам (23) и (27), дают:

$$\alpha_1 = 256 \text{ ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{гр}; \alpha_2 = 7,9 \text{ ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{гр}; K = 12,8 \text{ ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{ч} \cdot \text{гр}.$$

Температуру воды $t_{\text{кон}}^*$ в конце трубопровода длиной $L = 900$ м определяем по формуле (18) (работой силы трения пренебрегаем, ввиду малости ее величины):

$$\ln \frac{0,5 + 17}{t_L + 17} = 12,8 \frac{3,14 \times 300 \times 2,62}{1 \times 3600 \times 1000 \times 1} \quad \text{откуда } t_L = 0,05 \text{ } ^\circ\text{C.}$$

Следовательно, в конце трубопровода длиной 900 м температура воды достигает 0,05 °С, если температура воды в начале трубопровода равняется 0,5 °С.

Температура льдообразования

$$t_A = \frac{K \cdot t_{\text{вод}}}{a_1} = \frac{12,8 \times 17}{256} = 0,85 \text{ } ^\circ\text{C.}$$

Толщина льда, которая может образоваться в течение одних суток на внутренней стенке трубопровода:

$$\Delta z_1 = \frac{(K \cdot t_{\text{вод}} - a_1 t_A) \Delta \tau_1}{80 \gamma_{\text{лн}}} = \frac{12,8 \times 17 - 256 \cdot 0,5}{80 \times 920} = 0,03 \text{ м.сут.}$$

Для определения толщины льда, образовавшегося за вторые сутки, должны определить коэффициенты K и a_1 для внутреннего диаметра трубы с поправкой на толщину льда Δz_1 .

Из приведенных выше расчетов видно, что при расходе $Q = 1$ м³/сек будет иметь льдообразование во внутренних стенках трубопровода.

Во втором приближении задаемся расходом $Q = 2,5$ м³/сек, при этом расходе скорость потока получается равной $V = 0,465$ м/сек. Проверим при этом расходе, будет иметь место льдообразование или нет.

По формулам (19)–(21) получается:

$$\alpha_1 = 505 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}}; \quad \alpha_2 = 7,9 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}}; \quad K = 7,88 \frac{\text{ккал}}{\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}}.$$

Температура льдообразования $t_A = \frac{K \cdot t_{\text{вод}}}{a_1} = \frac{7,88 \times 17}{505} = 0,265$ °С. Расстояние, на котором температура воды достигает t_A , определяется по формуле

$$\ln \frac{t_{\text{вод}} - t_{\text{кон}}}{t_A - t_{\text{кон}}} = K \frac{\pi d_2 L}{Q \sigma_1} \quad \text{или} \quad \ln \frac{0,5 + 17}{0,265 + 17} = 7,88 \frac{3,14 \times 2,62 \times L_1}{2,5 \times 3600 \times 1000 \times 1}.$$

Откуда $L_1 = 150$ м.

Температура воды в конце трубопровода

$$t_L = t_A \exp \left[- \frac{\pi_2 d_2 (L - L_1)}{Q \sigma_1} \right] = \\ = 0,265 \exp \left[- \frac{3,14 \times 505 \div 2,62}{2,5 \times 3600 \times 1000 \times 1} (900 - 150) \right] = 0,25 \text{ } ^\circ\text{C.}$$

Толщина льда, которая может образоваться в конце трубопровода, на ее внутренней стенке в течение одних суток будет:

$$\Delta t_{\text{в}} = \frac{K t_{\text{вода}} - \alpha_1 t_{\text{г}}}{\gamma_{\text{л}} r_{\text{л}}} = \frac{7,88 \times 17 - 505 \times 0,25}{920 \times 80} \times 24 = 0,0015 \text{ м.}$$

Таким образом можно принять, что при расходе воды $Q = 2,5 \text{ м}^3/\text{сек}$ льдообразования на внутренней стенке трубопровода, практически не будет. Если условно принимать, что отрицательная температура воздуха в течение 10 дней будет держаться в пределах $t_{\text{возд}} > -12^\circ\text{C}$ (кроме того необходимо, чтобы в предшествующие дни температура воздуха была $t_{\text{возд}} = -6^\circ\text{C}$), то из условия защиты трубопровода от льдообразования, необходимо минимальные попуски из озера довести до $10 \cdot 3600 \cdot 24 \cdot 2,5 = 2,15 \cdot 10^6 \text{ м}^3$ для работы одной турбины. Для работы четырех турбин потребный минимальный объем будет $8,6 \cdot 10^6 \text{ м}^3$. Если продолжительность отрицательных температур воздуха будет держаться больше 10 дней, то соответствующим образом изменится и объем попусков.

Из приведенных выше расчетов видно, что для обеспечения нормальных условий эксплуатации каскада в зимнее время диктующим являются трубопроводы ГЭС, так как потребность расхода для предотвращения льдообразования (для двух и больше напорных трубопроводов ГЭС) получается больше $5 \text{ м}^3/\text{сек}$.

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

- W — скорость ветра в $\text{м}/\text{сек}$;
- $f_{\text{п}}$ — давление паров, насыщающих пространство при температуре воды в мм ;
- f — упругость паров, находящихся над водной поверхностью, в мм ;
- q — скрытая теплота парообразования в $\text{ккал}/\text{кг}$;
- $q_{\text{л}}$ — скрытая теплота таяния льда (снега) в $\text{ккал}/\text{кг}$;
- $t_{\text{вод}}$ — температура воды в $^\circ\text{C}$;
- $t_{\text{возд}}$ — температура воздуха в $^\circ\text{C}$;
- $t_{\text{пр}}$ — температура приточных вод в $^\circ\text{C}$;
- $T_{\text{вод}}$ — абсолютная температура воды;
- $T_{\text{возд}}$ — абсолютная температура воздуха;
- N — облачность в долях единицы (0—1);
- K_0 — коэффициент, определяющий долю действительной радиации от возможной при полной облачности;
- c — теплоемкость воды, равная $1 \text{ ккал}/\text{кг} \cdot \text{град}$;
- $c_{\text{л}}$ — теплоемкость снега, равная теплоемкости льда;
- γ — удельный вес воды в $\text{кг}/\text{м}^3$;
- $\gamma_{\text{л}}$ — удельный вес льда в $\text{кг}/\text{м}^3$;
- $\lambda_{\text{ст}}$ — коэффициент теплопроводности стенки трубопровода в $\text{ккал}/\text{град} \cdot \text{м} \cdot \text{час}$;
- $\lambda_{\text{л}}$ — коэффициент теплопроводности льда;
- α_1 — коэффициент отдачи тепла конвекцией от воды к внутренней поверхности трубы — $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}$;
- α_2 — коэффициент отдачи тепла конвекцией от наружной поверхности трубопровода к окружающей среде — $\text{ккал}/\text{м}^2 \cdot \text{час} \cdot \text{град}$;

- K — коэффициент суммарной теплопроводности через многослойную стенку;
- h — толщина льда;
- D — наружный диаметр трубопровода;
- $D_{\text{н}}$ — наружный диаметр трубы с изоляцией;
- $d_{\text{в}}$ — внутренний диаметр трубопровода;
- Q — расход воды в $\text{м}^3/\text{сек}$;
- V — средняя скорость потока в $\text{м}/\text{сек}$;
- i — уклон свободной поверхности и пьезометрический уклон;
- ω — площадь живого сечения в м^2 ;
- F — площадь зеркала в м^2 ;
- B — ширина потока по верху в м ;
- R — гидравлический радиус в м ;
- $q = \frac{Q}{B}$ — удельный расход воды.

Ա. Կ. ԱՆՅԱՆ

ՍԵՎԱՆ — ՀՐԱՉՊԱՆ ԿԱՍԿԱԳԻ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔՆԵՐԻ ՀԱՇՎԱՐԿԸ ՊԻՆՈՒՅԻՆ ԳԱՀՈՒՆՆԵՐՈՒՄ, ՓՈՔՐԱՏՎԱԾ ԹՈՂՔՆԵՐԻ ԴՍՊԵՐՈՒՄ

Ա. մ փ ո փ ս ո ս

Հողվածում բերված է Սևան—Հրազդան կասկադի դերիվացիայի (ջրանցքներ, խողովակներ) մինիմալ ելքերի որոշման մեթոդը, ելնելով սղին և մասույց շտապանալու պայմաններից:

Սևանա լճի մակարդակը հնարավոր բարձր նիշի վրա պահելու նպատակով նախատեսված է 1965 թվականից պլանիչում պահպանելու լճից բաց թողնվող ելքերը: Այս կասկադից մյուս անհրաժեշտ է ստացին հերթին հետագուսել հիդրոէլեկտրակայանների աշխատանքի սեփումները ձմռան պայմաններում:

Հողվածի առաջին բաժնում շարադրված են մեթոդական հարցեր և բերված են բանաձևեր, որոնց օգնությամբ կարելի է հաշվել ջրանցքներում և խողովակներում հոսող ջրի ջերմային բալանսը: Բերված են նաև ջրաօթերևույթաբանական ավյալներ, ինչպես նաև ջրանցքներում և թունելներում ջրի ջերմաստիճանները, որոնց հիման վրա կատարվում են ջերմային սեփումների հաշվարկները:

Հողվածի երկրորդ բաժնում բերված են թվային հաշվարկներ Աթարբեկյանի, Կանապի և Պլումուշի հիդրոէլեկտրակայանի խողովակի համար: Այդ հաշվարկների ժամանակ հաշվի են առնվել ջրի ջերմաստիճանի հնարավոր փոփոխությունները, որոնք կարող են անցի ունենալ երկար թունելներում:

Կատարված հաշվարկումները ցույց են տալիս, որ ձմեռվա ջուրը օրերին սղինի առաջացումը ջրանցքներում կանխկա համար վերջինիս մինիմալ էլքը պետք է լինի ոչ պակաս 3-3,5մ³ վրկ-ից: Խողովակի պատերի սառչակա-

լումը կանխելու համար յարարանշյուր խողովակով հասող միևիմայ ելքը պետք է լինի ոչ պակաս $2,5 \text{ մ}^3/\text{վրկ-ից}$:

Նողովակների սեփմաները պետք է թիվադրող հանդիսանան կասկածի անհասկին նորմայ շահագործումը ապահովելու խնդրում :

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Д. Н. Бибиков, Н. Н. Петруничев. Ледовые запружения на гидростанциях. Госэнергоиздат, 1950.
2. С. Я. Вартазаров. Эксплуатационные режимы гидротехнических сооружений термивационных гидроэлектростанций. Госэнергоиздат, 1950.
3. А. М. Естифеев. Регулирование шугового потока на гидростанциях. Госэнергоиздат, 1958.
4. Н. Крицкий, М. Ф. Менкель, К. И. Россинский. Зимний термический режим водохранилищ, рек и каналов. Госэнергоиздат, 1947.



Մ. Գ. ԲԱՐՄԱԿՅԱՆ

К ВОПРОСУ О ПРИМЕНЕНИИ МАТЕМАТИЧЕСКИХ МЕТОДОВ ОБРАБОТКИ РЕЖИМНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ГАЗОПОТРЕБЛЕНИЯ

В крупных энергетических системах Советского Союза в последние годы регулирование режима работы газопотребления возложено на тепловые электростанции. Такое положение объясняется тем, что удельный вес природного газа в топливно-энергетическом балансе страны из года в год повышается, а в стране отсутствуют необходимое количество и объем газохранилищ для регулирования этого режима. В связи с этим, тепловые электростанции крупных промышленных центров Советского Союза переходят на использование в качестве топлива бросового природного газа, который образуется вследствие неравномерного газопотребления в народном хозяйстве. Следовательно, для регулирования режима работы энергетической системы возникла необходимость изучения режимов газопотребления в народном хозяйстве. Доказано, что в исследованиях по регулированию режима потребления газа целесообразно и даже необходимо применить методику, разработанную в области энерго-экономических и водохозяйственных расчетов [1]. Автор полагает, что эту методику можно применить при исследовании графиков и режимных характеристик газопотребления.

Различные категории потребителей используют газ со свойственными им коэффициентами неравномерностей [2]. Исследования автора показали, что режимы потребления газа и режимные характеристики находятся в зависимости от очень многих факторов и местных условий, не поддающихся точному учету и обобщению. Эти факторы носят случайный характер.

Поэтому автором сделана попытка применить методику статистической обработки в практику режимов газопотребления, представляя суточные расходы газа как статистический ряд случайных дискретных чисел. В данной статье режимы газопотребления рассматриваются на основе фактического материала диспетчерских управлений газовых свойств трех промышленных центров, расположенных в Европейской части СССР и на Кавказе. Эти режимы отражают все факторы, possessing случайный характер. Предметом исследования послужило общее газопотребление крупнейшими городами, расположенными на разных

географических широтах, имеющие различные климатические условия: северная, средняя и южная. Рассматриваются колебания расходов газа в месячном, недельном разрезах с применением математических методов обработки наблюдаемых величин¹ (расходов газа).

Отношение суточного расхода газа к среднесуточной величине газопотребления обозначим через

$$\alpha = \frac{G_{\text{сут.}}}{G_{\text{ср. сут.}}}$$

В водно-энергетических расчетах широко применяется подобный ему коэффициент, называющийся модульным [3, 4]. Применение модульного коэффициента α вместо расхода G дает возможность сравнивать характер потребления газа между различными сутками независимо от абсолютных значений расхода газа. Вероятность появления тех или иных отклонений от величины среднемесячного расхода выражается при помощи кривых распределения. Нами определены значения модульных коэффициентов по всем дням недели и месяца зимнего и летнего сезонов. Величина α получилась для некоторых дней меньше единицы, а для некоторых — больше, т. е. пределы колебаний следующие:

$$0 < \alpha < 1.$$

Однако, все модульные коэффициенты будут различными, т. е. каждое численное значение α будет наблюдаться один раз. Но если даже есть повторяющиеся значения α , то они повторяются очень редко.

Нами отмечалось, что режим потребления газа представляет собой случайный процесс, а суточные расходы газа — как ряд дискретных случайных величин, принимающих лишь конечное множество значений. Но при этом необходимо множество чисел (частот, вероятностей) P_i подчинить условию [5]:

$$\sum_{i=1}^n P_i = 1.$$

поскольку сумма всех вероятностей должна быть равна единице.

Результаты наблюдений приведены в виде статистического ряда в табл. 1 — в недельном разрезе и табл. 2 — в месячном разрезе.

Таблица 1

Интервалы отношения суточных расходов к средне недельному	Частота n	Частоты P
0,85 : 0,90	1	0,048
0,90 : 0,95	2	0,096
0,95 : 1,00	8	0,380
1,00 : 1,05	8	0,380
1,05 : 1,10	2	0,096
	$\Sigma n = 21$	$\Sigma P = 1,000$

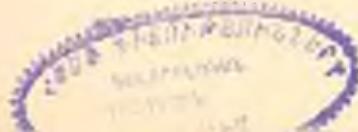


Таблица 2

Интервалы отношений суточного расхода к среднемесячному	Частота n	Частоты p
0,80 : 0,85	4	0,044
0,85 : 0,90	4	0,044
0,90 : 0,95	14	0,153
0,95 : 1,00	18	0,193
1,00 : 1,05	28	0,308
1,05 : 1,10	15	0,165
1,10 : 1,15	7	0,066
1,15 : 1,20	2	0,022
	$\Sigma n = 91$	$\Sigma p = 1,000$

Для двух случаев (см. табл. 1 и 2) значения математического ожидания и среднего квадратического отклонения будут следующими:
 в недельном разрезе: $M = 0,994$; $\sigma = \pm 0,0475$;
 в месячном разрезе: $M = 0,997$; $\sigma = \pm 0,0775$.

На рисунках 1 и 2 сплошной линией изображены кривые потребления, или распределения зимнего сезона, а пунктирной — летнего газопотребления. Кривая может иметь различный характер в зависи-

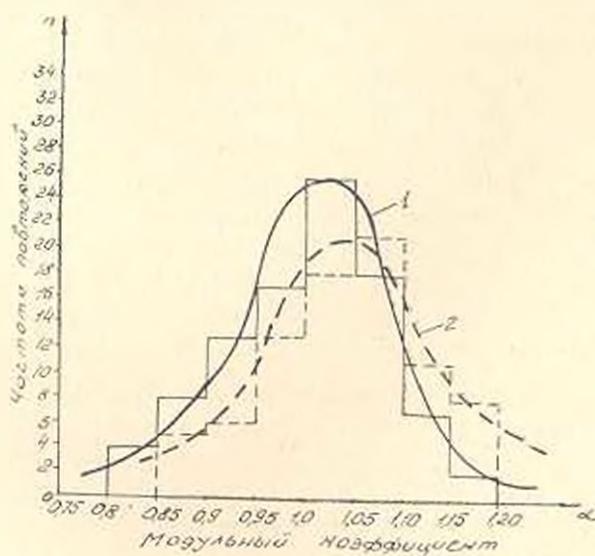


Рис. 1 Кривые распределения суточных расходов газа в месячном разрезе промышленного узла северной полосы. 1 — зимний режим. 2 — летний режим.

мости от характера распределения отклонений суточных расходов от среднесуточной величины в недельном, месячном разрезах.

Так как, суточные расходы газа были представлены как случайные явления, то к явлениям случайным применим закон больших чи-

сел, из которого вытекает, что чем больше отклонение какого-либо значения в данном ряду от среднего, тем меньше вероятность появления такой величины.

Для оценки обеспеченности эмпирических точек была использована следующая формула [4]:

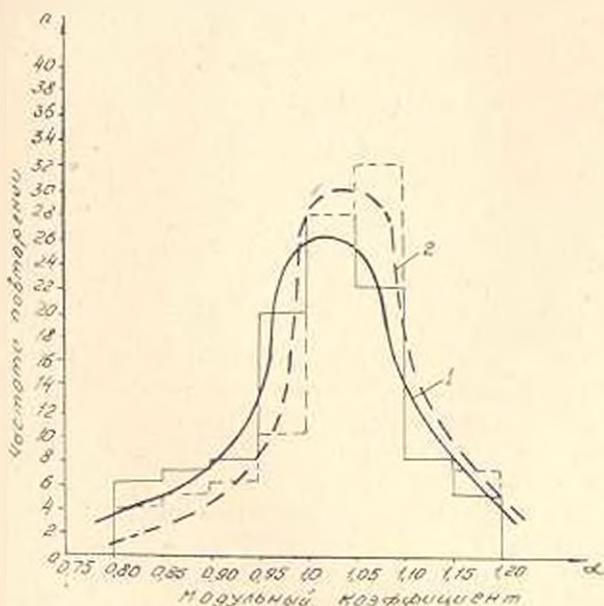


Рис. 2. Кривые распределения суточных расходов газа в месячном разрезе промышленного узла средней полосы: 1 — зимний режим; 2 — летний режим.

$$p = \frac{m - 0,3}{n + 0,4} \cdot 100\%$$

где p — обеспеченность эмпирической точки в процентах;

m — порядковый номер члена ряда наблюдаемых величин, расположенных в убывающем порядке;

n — общее число членов ряда (дни месяца).

Кривую обеспеченности строят в простых координатах, причем в этом случае верхняя и нижняя части кривой имеют крутые подъемы. Для построения кривых обеспеченностей на оси абсцисс откладываем значения обеспеченности в $\%$, а на оси ординат соответствующие им значения модульных коэффициентов.

На рис. 3 представлены кривые обеспеченностей суточных расходов газа в месячном разрезе зимнего режима для трех промышленных узлов. Кривые обеспеченности суточных расходов газа в месячном разрезе летнего режима представлены на рис. 4.

Для максимального значения α обеспеченность будет равна нулю, для минимального значения — 100% или 1.

Кривая дает возможность определить, например, величину минимального расхода, имеющего вероятность 95—99%.

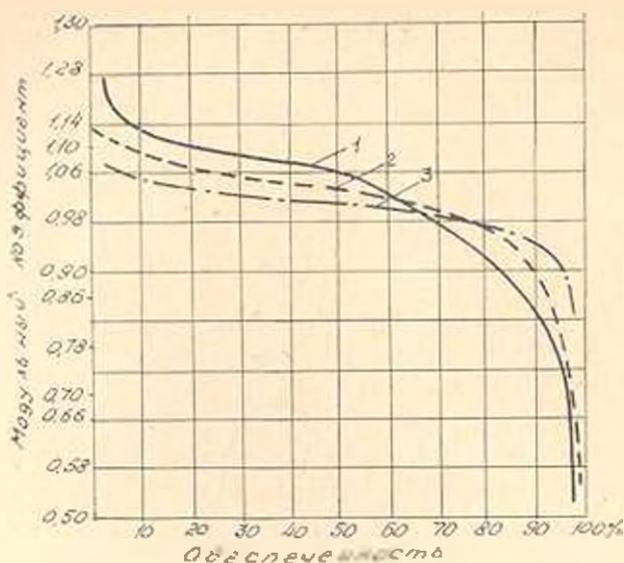


Рис. 3. Кривые обеспеченности суточных расходов газа в месячном разрезе для зимнего режима. 1—промышленный узел северной полосы; 2—промышленный узел средней полосы; 3—промышленный узел южной полосы.

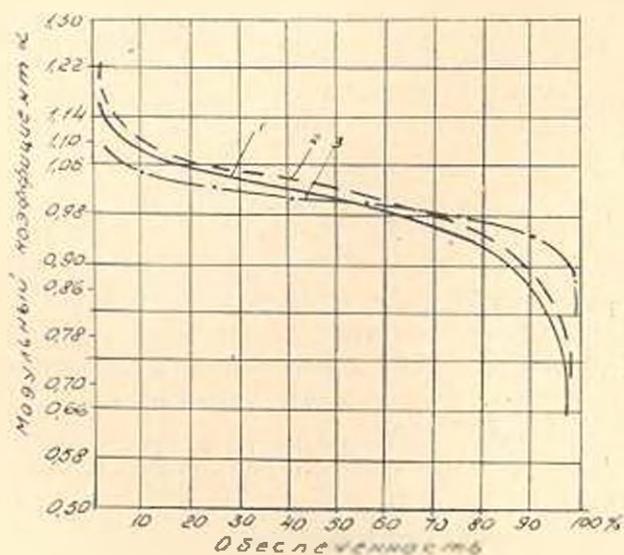


Рис. 4. Кривые обеспеченности суточных расходов газа в месячном разрезе для летнего режима. 1—промышленный узел северной полосы; 2—промышленный узел средней полосы; 3—промышленный узел южной полосы.

Анализ кривых обеспеченностей суточных расходов газа тремя промышленными узлами приводит к следующему значению величины α при $\lambda = 95\%$:

для промышленного узла северной полосы

0,60—0,70 (зимний режим)

0,50—0,55 (летний режим)

для промышленного узла средней полосы

0,70—0,80 (зимний режим)

0,55—0,65 (летний режим)

для промышленного узла южной полосы

0,80—0,85 (зимний режим)

0,90—0,92 (летний режим).

При 10% обеспеченности имеем следующие значения α :

для промышленного узла северной полосы

1,10—1,15 (зимний режим)

1,12—1,20 (летний режим)

для промышленного узла средней полосы

1,08—1,12 (зимний режим)

1,10 (летний режим)

для промышленного узла южной полосы

1,05—1,08 (зимний режим)

1,04 (летний режим).

При регулировании подачи и потребления газа возникает необходимость использования кривых обеспеченностей суточных расходов газа с учетом специфики газоснабжения. Как известно, поступление газа по магистральному газопроводу происходит по ровному графику, а его использование отдельными потребителями — неравномерно. Не всегда возможно добычу, а следовательно и подачу газа подчинить графику его потребления.

Целесообразно произвести регулирование между поступлением газа и режимом его использования различными потребителями. Научно обоснованным является метод, в котором режим добычи газа и его потребления рассматриваются комплексно. При соблюдении этого условия можно добиться сопоставимости вариантов топливно-энергетических балансов экономических районов с разным удельным весом газового топлива [1]. Для решения этой задачи используем кривые обеспеченности. На кривой обеспеченности рассмотрим следующие три варианты (рис. 5):

Первый вариант. Газ поступает по газопроводу с максимальной величиной потребления при

$$G_{\text{max}} = \alpha_{\text{max}} \cdot G_{\text{р. сут.}}$$

Второй вариант. Газ поступает по газопроводу с минимальным значением потребления при

$$G_{\text{min}} = \alpha_{\text{min}} \cdot G_{\text{г. сул.}}$$

Третий вариант. Газ поступает по газопроводу с загрузкой равной

$$G_1 = \alpha_1 \cdot G_{\text{г. сул.}}, \text{ где } \alpha_{\text{max}} > \alpha_1 > \alpha_{\text{min}}.$$

Первый вариант газоснабжения является неэкономичным, хотя потребление газа полностью покрывается поступлением по газопроводу. Несмотря на это, первый вариант не рекомендуется, так как имеет низкий коэффициент использования установленной мощности оборуду-

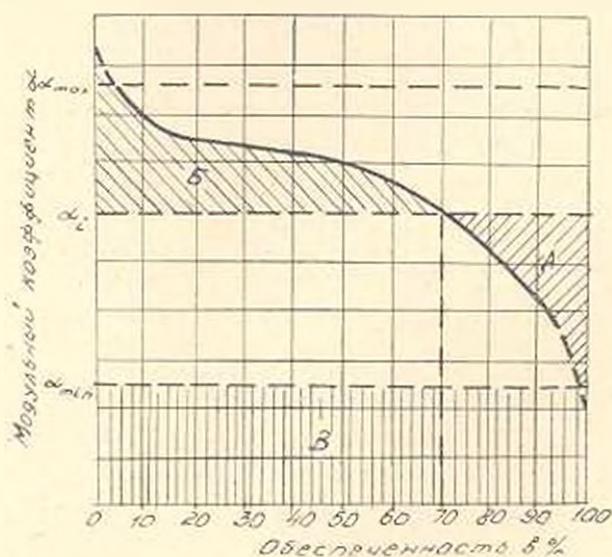


Рис. 5. Регулирование подачи и потребления газа.

ования и магистрального газопровода, рассчитанных на максимальный расход газа; вызывает перебои в газоснабжении при остановках магистрального газопровода на профилактический ремонт и при внезапных остановках во время аварий.

Второй вариант рассматривает наибольшую величину обеспеченности ($p = 95\%$) при минимальном расходе газа. Часть потребления в топливе покрывается за счет газа (площадь *B* на рис. 5). Эта площадь имеет наибольшую обеспеченность в покрытии потребности газовым топливом. Для покрытия в потребности топливом остальной части, расположенной выше значения α_{min} (рис. 5) до границ самой кривой, возникает необходимость перевода потребителей на другой вид топлива.

Третий вариант рассматривает поступление газа в объеме, колеблющемся между максимальной и минимальной величиной. При этом варианте получается определенный объем излишка газа, который необходимо аккумулировать в хранилище (площадь *A* на рис. 5) для

покрытия потребности (площадь B на рис. 5). Однако, необходимо рассчитать с какой расчетной обеспеченностью экономически целесообразнее подать газ, чтобы соблюдать равенство объемов, т. е.

$$V_{\text{пл.}} = V_{\text{ведост.}}$$

При обеспечении этого условия имеем равномерную загрузку газопровода, высокий коэффициент использования оборудования и магистрального газопровода. При значениях обеспеченности, отличающейся от расчетной, возникает вопрос об определении необходимого количества заменяющего топлива для покрытия потребности в топливе. В этих условиях, т. е. при $G_i < G_{\text{расч}}$ возникают дополнительные затраты на устройства для складского хозяйства, хранения и транспортировку до потребителей твердого или жидкого топлива. Таким образом, кривые обеспеченности газопотребления помогают решению вопроса о регулировании подачи и потребления газа или двойным топливоснабжением, или подземным газохранилищем в зависимости от величины модульного коэффициента и значения обеспеченности.

АриНИИЭ

Поступило 7.VII 1964.

Ե Պ ԲԱՐՈՒՐՈՒՄԱՆ

ԳԱՋԻ ՍՊԱՌՈՒՄԱՆ ԻՆՏԵՆՍԻՎՆԵՐ ԵՆՈՒԹՎՈՒՄԵՐԵՐԻ ՄՇԱԿՄԱՆ
ՄԱՌԵՄԱՏԻՎԱԿԱՆ ԴԵՔՐՈՒՄՆԵՐԻ ԿՐԻՏԻՑԱՆ ԸՈՐՑԻ ՇՈՒՐՋԸ

Ս մ փ ո Վ ո ռ լ մ

Վերջին ժամանակներս զազումատակարարման սխեմա մի աշխատանքի սեփմի կարգավորումը դիտվում է չերմային էլեկտրակայանների վրա դազավարանների անհրաժեշտ ծավալի բացակայություն պատճառով:

Չերմային էլեկտրակայանները անցնում են ավելցուկ բնական դազի սզատագործմանը, սրը գտնանում է ժողովրդական տնտեսությունում դազի անհամատարաչափ սզատագործման հետևանքով: Այդ պատճառով էներգոսխեմա մի աշխատանքի սեփմի կարգավորման համար անհրաժեշտ է լինում ուսումնասիրել զազատագոծման սեփմները:

Հողվածում դիտարկվում են ժողովրդական տնտեսությունում դազի սզատման կորերի և բաշխման հավանականությունների ֆունկցիաների սրոշման հարցերը: Սովետական Միության երեք արդյունարերական կենտրոնների հաջմիջ դազի փառտացի ծախսերի ուսումնասիրման հիման վրա կառուցված են մոդուլային զործակիցների բաշխման կորերը, սրոնք բուսիազրում են ամսվա լննիազրում դազի սրական ծախսի հարարերությունը միջին սրականին: Ճեխնիկա-տնտեսական հաշվարքնեւի գիտական մեթոդը հանգում է դազի հանույթի և նրա սզատագործման սեփմի կոմպլեքսային գիտարկմանը:

Գազի մատուցումն և սզումման կարգավորման խնդրի լուծման ժամանակ կարող են սզատագործվել ապահովության կորերը, սրոնք կառուցված են երեք արդյունարերական կենտրոնների ձմեռային և ամառային սեփմների համար:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. *Осепин А. М.* Применение методов энерго-экономических расчетов в регулировании режима газоснабжения. Сб. "Экономика транспорта, хранения и использования газа", Изд. "Недра", М., 1964.
2. *Бархударян И. Г.* Годовые и суточные графики газопотребления различными отраслями промышленности (на примере Еревана). Сб. "Экономика транспорта, хранения и использования газа", Изд. "Недра", М., 1964.
3. *Морозов А. А.* Использование водной энергии. Госэнергоиздат, 1948.
4. *Воскресенский К. П.* Гидрологические расчеты при проектировании сооружений на малых реках, ручьях и временных водотоках. Гидрометиздат, М., 1956.
5. *Романовский В. Н.* Применение математической статистики в опытном деле. Гостехиздат, 1947.

М. В. КАСЬЯН, И. А. ТЕР-АЗАРЬЕВ

ТЕПЛОВЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ РЕЗАНИИ КАМНЯ

1. Тепловые явления при резании камня мало изучены, несмотря на то, что в определенных условиях температура инструмента достаточно высокая. Известно, что с увеличением температуры твердость вольфрамо-кобальтовых твердых сплавов понижается [1, 2], следовательно, при достаточно высоких значениях температуры его режущие свойства ухудшаются, что приводит к резкому возрастанию износа инструмента, особенно при резании прочных и абразивных пород. В существующей литературе имеется лишь несколько работ, освещающих вопросы температуры инструмента при резании природного камня или горных пород [3, 4]. Однако, во всех случаях рассмотрены лишь отдельные стороны вопроса.

В экспериментальной части проведенной авторами работы учтены имеющиеся недостатки. Замер температуры осуществлялся медно-константановыми термопарами, схема закрепления которых представлена на рис. 1. Опыты проводились на различных породах, основные физико-механические свойства которых приведены в табл. 1.

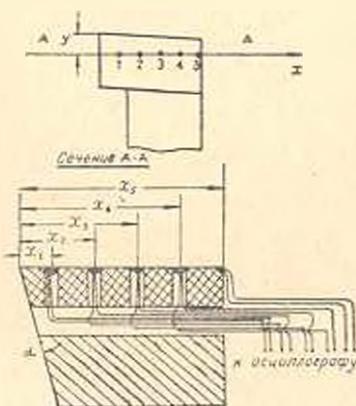


Рис. 1.

Таблица 1

Наименование породы	Физико-механические свойства	
	прочность σ кг/см ²	объемный вес γ т/м ³
Гуф арктического типа	115	1,67
Гуф ереванского типа	165	1,64
то-же	190	1,66
Гуф андийского типа	180	1,31
Гуф фельзитовый	180	1,88
Базальт	1200	2,64

Прежде чем перейти к выполнению основной части работы по выявлению влияния режимов резания на температуру режущей зоны реза и особенно температуры режущей кромки, необходимо было решить вопрос стабильности состояния инструмента в работе и его влияние на температурные данные, а также вопрос влияния времени работы на температуру и период, после которого имеет место установившийся тепловой поток.

Известно, что состояние инструмента в работе не остается стабильным вследствие абразивного действия породы на его режущую зону. Указанное обстоятельство определенным образом отражается на температуре, что наглядно видно из данных рис. 2 при точении базальта.

Характерным является то, что с ростом износа линейно растет температура каждой точки, а с приближением точки к режущей кромке интенсивность влияния износа на температуру повышается. Такая же картина воздействия износа на температуру наблюдается при резании всех других пород (табл. 1).

На рис. 3 приведена одна серия кривых влияния времени работы инструмента на температуру его режущей зоны, из которых вид-

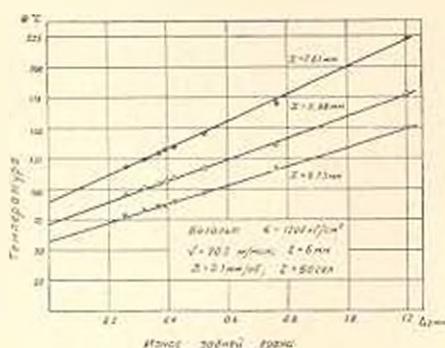


Рис. 2.

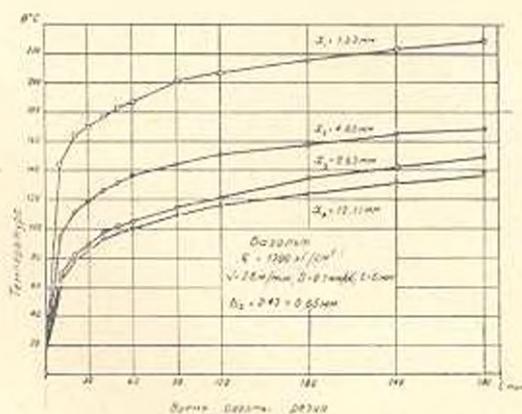


Рис. 3.

но, что интенсивный рост температуры наблюдается в первые 20–30 секунд его работы, хотя, вследствие нарастания износа инструмента, температура и в дальнейшем продолжает расти, но уже с меньшей интенсивностью. Указанное дает основание при выявлении влия-

ния режимов резания на температуру, ограничиться временем каждого опыта в 30—60 секунд.

2. Наибольший интерес представляет влияние скорости резания на температуру потому, что скорость является важным технологическим фактором повышения производительности процесса, а также и потому, что из теории резания металлов известно о наиболее интенсивном влиянии скорости на температуру [5, 6, 7].

На рис. 4 в логарифмической сетке приведены данные по влиянию скорости резания на температуру различных удаленных от режущей кромки точек резца при обработке базальта. Из приведенного видно, что зависимость может быть представлена в виде:

$$t = C_1 v^k,$$

В табл. 2 приведены величины C_1 и K .

Таблица 2

Наименование породы	Расстояние (точка от режущей кромки) λ , мм	Режимы работы			Питание S , мм	C_1	K
		S , мм об	f , мм	v , сек			
Туф арктического типа	1,51	0,1	6	60	0,65	12,6	0,54
	5,27					10,3	
Туф ерванского типа	1,7	0,1	6	60	0,78	15,8	0,51
	5,15					13,2	
Туф ерванского типа	2,31	0,1	6	30	0,7	14,0	0,53
	5,7					11,25	
Туф фельзитный	2,17	0,2	6	60	0,72	20,2	0,54
	5,84					16,25	
Базальт	2,5	0,1	6	60	0,58	26,6	0,56
	5,87					21,7	
	8,62					17,6	

Данные представленные в табл. 2 показывают, что интенсивность влияния скорости на температуру не зависит от свойств обрабатываемой породы.

Влияние подачи на температуру характеризуется относительно малой интенсивностью и имеет вид:

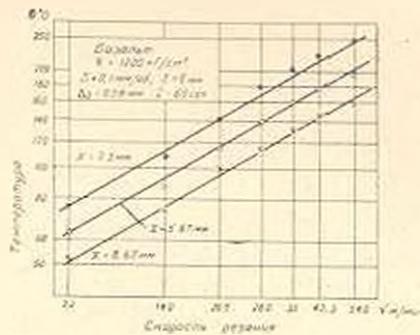


Рис. 4.

$$b = C_2 s^m.$$

Значения m для разных пород приведены ниже в табл. 3.

Наименование пород	Значение m
Туф ерванского типа	0,12 0,13
Туф аниского типа	0,15
Туф фельзитовый	0,14
Базальт	0,14

Аналогичной зависимостью выражается влияние глубины резания на температуру:

$$b = C_3 l^n,$$

где среднее значение показателя степени $n \approx 0,5$.

Таким образом, зависимость температуры любой точки режущей зоны реза, отстоящей от режущей кромки на расстоянии x , от режима резания имеет вид:

$$t_x = CV^k S^m l^n,$$

где величиной коэффициента C определяется влияние всех остальных факторов на температуру.

В приведенной зависимости важно, то что значения m и n , так же как и k не зависят от свойства обрабатываемой породы.

Второе обстоятельство, обращающее на себя внимание — это соотношение значений показателей степеней k , m и n , резко отличающиеся от таковых при резании металла. Если влияние скорости резания на температуру, примерно, такое же как для металла, то влияние S и l прямо противоположные. При этом необходимо отметить, что малое влияние S на температуру вполне закономерно, так как известно, что с изменением подачи сила, действующая на заднюю грань инструмента не изменяется [8], а следовательно не изменяется и интенсивность теплового источника, действующего по задней грани. Некоторый рост температуры с увеличением подачи происходит вследствие увеличения работы разрушения передней гранью. Для суждения о режущих свойствах инструмента, необходимо знать не температуру произвольно взятой точки, а температуру режущей кромки. Имея температуру нескольких точек, различно удаленных от режущей кромки, методом экстраполяции можно получить температуру на режущей кромке. Однако, такой подход является формальным.

Проанализировав полученные данные и сопоставив их с существующими представлениями по распределению температуры вдоль стержня конечной длины, один из концов которого имеет температуру $t_0 \geq t_b$ [9], по температуре в точке контакта движущихся пар на основе теории движущихся источников тепла [10, 11], можно прийти к выводу, что расчетные данные отличаются от экспериментальных.

Наилучшие показатели получаются при расчете температуры по методу Ф. Боудена и Д. Тейбора [12], уточненный для случая работы резцом М. Тененбаумом [4].

Уравнение теплового баланса при контакте пластинки твердого сплава с породой будет:

$$S_0 \lambda_2 \frac{d^2 \theta}{dx^2} = (2\Delta_2 \tau_1 + t \tau_1 + \tau_2)(\theta - \theta_0),$$

где S_0 — площадь сечения твердого сплава в m^2 ;

λ_2 — коэффициент теплопроводности твердого сплава в $ккал/м \cdot час \cdot град.$;

θ_0 — начальная температура;

θ — температура;

τ_1 — интенсивность излучения тепла пластинкой твердого сплава в $ккал/м^2 \cdot час \cdot град.$;

τ_2 — интенсивность теплоотдачи от твердого сплава к державке в $ккал/м^2 \cdot час \cdot град.$;

Δ_2 — износ задней грани в $м.м.$;

t — глубина резания $м.м.$

Решением приведенного выше уравнения теплового баланса при $\theta_1 = 0$ и заданных граничных условиях будет:

$$\theta = \frac{\theta_0 \tau_2}{2} [e^{x(\lambda_2 - \tau_2)} + e^{x(\lambda_2 - \tau_1)}].$$

Это уравнение разрешает по замеренной температуре двух точек определить τ_1 и следовательно и θ .

Данные табл. 2 показывают, что абсолютное значение температуры изменяется с изменением свойств обрабатываемой породы. Однако, для строгого подхода к этому необходимо сделать значения C_1 сопоставимыми, т. е. привести их к одинаковым значениям x и Δ_2 . Сопоставимые значения C_1 приведены в табл. 4.

Таблица 4

№№ пород	Прочность : $кг/см^2$	Значения C_1	№№ пород	Прочность $кг/см^2$	C_1
1	115	10	5	480	16,05
2	165	11,5	6	1200	25,9
3	190	11,5			

Анализ полученных данных показывает, что между C_1 и x существует зависимость:

$$C_1 = 0,266 x^{0,1}.$$

Таким образом, зависимость температуры от скорости резания и прочности породы может быть описана формулой:

$$\theta = C_1' V^k s^{0,4}.$$

Условие равенства температур при обработке различных пород будет:

$$\left(\frac{V_1}{V_2}\right)^k = \left(\frac{\tau_2}{\tau_1}\right)^{0,4}.$$

Приняв $k = 0,54$ (табл. 2) получим:

$$v_2 = v_1 \left(\frac{\tau_1}{\tau_2}\right)^{0,75}.$$

В этом случае в кривой „износ—время“ может наблюдаться зона катастрофического нарастания износа.

7. При принятии в основу определения оптимальных скоростей резания различных пород условие равенства температуры режущей кромки, полученный относительный ряд дает хорошее совпадение с рядом, полученным при изучении износа инструмента.

НИИКС

Поступило 1.IV 1965.

Մ. Վ. ԿԱՍԻԱՆ, Ի. Ա. ՏԵՐ-ԱԶԱՐՅԵՎ

ԶԵՐՐԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅՑՆԵՐԸ ՔԱՐԻ ԿՏՐՄԱՆ ԺԱՐՁԱՆԱԿ

Ո Վ Փ Ո Փ Ա Ն Մ

Տարբեր պայմաններում քարերի կարման պրոցեսի ուժային ցուցանիշները և գործիքի մաշման ուսումնասիրությունը ցույց է տալիս, որ աչք երևույթները պարզարանելու համար նշանակության ունի կորիչի կտրուց դնելի ջերմաստիճանը:

Եթե մետաղների կարման ժամանակ կորիչի ջերմաստիճանի վերաբերյալ կան շատ աշխատանքներ, ապա քարերի կարման ժամանակ կորիչի ջերմաստիճանի հարցը դրեթև գրականության մեջ չի լուսարանված:

Բերված աշխատանքում տրված են տարբեր ֆուկտորների ազդեցության ֆորմուլան տվյալները կորիչի կտրուց դնելի ջերմաստիճանի վրա. արագություն, խորություն, մատուցման, գործիքի մաշման, աշխատաժամանակի, բարի ամրության և այլն:

Առհի անկյան ջերմաստիճանային բաշխման ուսումնասիրությունը հետազոտություն է տալիս որոշելու անմիջական կտրուց եզրի ջերմաստիճանը:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Бетанели А. П. Твердость сталей и твёрдых сплавов при повышенных температурах, М., 1958.
2. Казаков Н. Ф. Радиоактивные изотопы в исследовании износа режущего инструмента, М., 1960.
3. Смородинов М. И. Износостойкие инструменты для стронтовых машин, М., 1963.
4. Теневбаум М. М. Износостойкость деталей и долговечность горных машин, 1950.
5. Беспрозванный И. М. Физические основы учения о резании металлов, М., 1941.
6. Данильян А. М. Теплота в износе инструмента и процесс резания металлов, Машгиз, 1954.
7. Тер-Азарьян И. А. Некоторые особенности оценки температуры режущей кромки при точении, Известия АН Армянской ССР, т. III, № 1, 1950.
8. Тер-Азарьян И. А. Динамика процесса резания камня, Ереван, 1959.
9. Лыков А. В. Теория теплопроводности, М., 1952.

10. *Негер Д. К.* Движущиеся источники тепла и температура трения. Прикладная механика и машиностроение, № 6, 1952.
11. *Блок Г.* Исследования теплового режима при трении. Сб. „Машиностроение“, № 3 (33), 1955.
12. *Бойден Ф., Тейбор Л.* Температура поверхности трущихся тел. Сб. „Трение и граничная смазка“, М., 1953.

ИЗМЕРИТЕЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Г. И. ТЕР-СТЕПАНЯН

О ПОЛОЖЕНИИ ПЬЕЗОМЕТРИЧЕСКОГО УРОВНЯ
 В РЕГУЛЯТОРАХ НАПОРА

Регуляторы напора являются одним из распространенных лабораторных приборов, находящихся, в частности, применение в практике исследования фильтрации: эти регуляторы иногда называются сосудами Мариота. Регулятор напора представляет собой сосуд обеспечивающий постоянство уровня жидкости в сообщающемся с ним резервуаре; это позволяет создавать постоянный или перемежающийся расход жидкости из резервуара, при постоянном напоре. Такой регулятор состоит из бутылки с трубкой внизу, через которую жидкость имеет возможность перетекать в резервуар для пополнения ее расхода. (рис. 1а). Верхнее отверстие бутылки закрыто пробкой, через которую

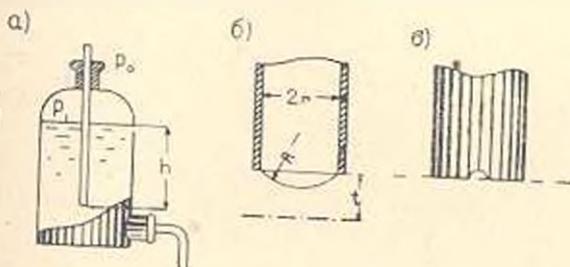


Рис. 1.

пропущена вертикальная стеклянная трубка, не достигающая до дна бутылки. Через эту трубку в регулятор поступает воздух, замещающий расходуемую жидкость.

Уровень нижнего конца воздушной трубки номинально соответствует пьезометрическому уровню, который поддерживает регулятор напора; обозначим глубину погружения нижнего конца трубки относительно поверхности жидкости в регуляторе напора через h . В области, расположенной над уровнем жидкости в регуляторе образуется разрежение воздуха; обозначим давление воздуха в этой полости через p_1 , а атмосферное давление через p_0 . Пусть в некоторый момент времени имеется такое соответствие между всеми упомянутыми величинами и характеристиками жидкости, которое обеспечивает равновесие всей системы.

При расходе жидкости из регулятора, поверхность ее у нижнего конца воздушной трубки прогибается: здесь образуется мениск.

кривизна которого постепенно увеличивается; по достижении некоторого предела, от нижнего конца трубки отрывается пузырек воздуха, который всплывает вверх, а мениск вновь делается плоским или почти плоским. Рассмотрим условия равновесия этого мениска.

Пусть R — радиус кривизны вогнутого мениска; эта величина определяется из условий равенства давлений действующих на поверхность мениска с обеих сторон.

Давление сверху равно атмосферному давлению p_0 . Гидростатическое давление снизу равно $p_1 - \rho g h$, где ρ — плотность жидкости, и g — ускорение силы тяжести. Добавочное давление, возникающее вследствие кривизны мениска составляет $\frac{2\alpha}{R}$, где α — поверхностное натяжение жидкости. Оно направлено вверх, к центру мениска (рис. 16).

Условие равновесия требует:

$$p_1 + \rho g h - \frac{2\alpha}{R} = p_0$$

или

$$h + \frac{\alpha^2}{R} = \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \quad (1)$$

где $\alpha^2 = \frac{2\alpha}{\rho g}$ есть капиллярная постоянная жидкости (постоянная Пуассона); для воды при 20° капиллярная постоянная равна 14,8 мм².

Разность $p_0 - p_1$ представляет собой величину вакуума в регуляторе напора. Отношение величины этого вакуума к объемному весу жидкости очевидно будет соответствовать положению пьезометрического уровня; это отношение выражено правой стороной уравнения (1). Пусть пьезометрический уровень расположен на глубине z от поверхности жидкости в регуляторе напора.

Тогда

$$z = \frac{p_0 - p_1}{\rho g} \quad (2)$$

Обозначим через t расстояние указанного пьезометрического уровня от нижнего конца воздушной трубки регулятора, $t = z - h$; тогда, учитывая (1) и (2), получаем

$$t = \frac{\alpha^2}{R} \quad (3)$$

т. е. пьезометрический уровень жидкости в регуляторе напора располагается ниже воздушной трубки на глубину равную отношению капиллярной постоянной этой жидкости к радиусу мениска.

При работе регулятора напора, т. е. в процессе расхода жидкости из него, происходит непрерывное образование пузырьков воздуха. Рассмотрим, как изменяется при этом положение пьезометрического уровня.

В начале, когда поверхность мениска у нижнего конца воздушной трубки плоская, то $R \rightarrow \infty$ и $l = 0$, т. е. пьезометрический уровень совпадает с нижним концом воздушной трубки, что соответствует нулю. Затем, по мере убыли воды из регулятора, у конца воздушной трубки образуется вогнутый мениск, радиус R которого постепенно уменьшается; согласно уравнения (3), соответственно понижается пьезометрический уровень жидкости в регуляторе. Наибольшее опускание имеет место, когда мениск приобретает форму полушеры; тогда радиус мениска равняется внутреннему радиусу r воздушной трубки, $R = r$ и пьезометрический уровень отстоит от нижнего конца воздушной трубки на расстоянии

$$l_{\max} = \frac{a^2}{r}. \quad (4)$$

В дальнейшем, объем мениска продолжает увеличиваться, радиус его также увеличивается, что ведет к уменьшению l , т. е. пьезометрический уровень регулятора несколько поднимается. В момент отрыва воздушного пузырька от нижнего конца воздушной трубки пьезометрический уровень регулятора скачкообразно поднимается до своего верхнего положения. Как указывалось, если при этом мениск делается плоским, то пьезометрический уровень регулятора достигает нижнего конца воздушной трубки.

Величина смещения пьезометрического уровня вследствие образования пузырьков воздуха, может быть значительной. Так, если воздушная трубка имеет диаметр $2r = 3$ мм, то максимальное опускание пьезометрического уровня в воде при 20°C согласно (4), может составить $l_{\max} = 9,9$ мм. Поэтому применение узких стеклянных трубок в регуляторах напора не может быть рекомендовано.

Для повышения точности регуляторов напора рекомендуется применение стеклянных трубок большего диаметра. Еще лучшие результаты могут быть получены, если у нижнего конца стеклянной трубки будет сделана выточка для выпуска пузырьков воздуха (рис. 1в). В этом случае изменение кривизны мениска практически не происходит: изменение положения пьезометрического уровня определяется отношением объема воздушного пузырька к площади поперечного сечения трубки.

При соответствующем подборе диаметра d воздушной трубки и размеров выточки, изменение положения пьезометрического уровня будет незначительным. Так, при $d = 10$ мм и диаметре воздушного пузырька равном 3 мм, колебание пьезометрического уровня составит менее 0,2 мм.

Գ. Կ. ՏԵՐ-ՍՅԵՓԱՆՅԱՆ

ՊՅԵԶՈՒԲԵՏՐԻԿ ՄԱԿԱՐԳԱԿԻ ԳԻՐՔԸ ԱՆՇԱՍՅԱՆ ԿԱՐԳԱՎՈՐԻՉՆԵՐՈՒՄ

Ա մ փ ո փ ու մ

Ճնշության կարգավորիչները (նկ. 1ա) լայն կիրառում ունեն լարորատորիաներում: Հոգվածում ցույց է տրված, որ այդ կարգավորիչներում հեղուկի պլեզմոնետրիկ մակարդակը գտնվում է օդային խողովակի ծայրից ցած է խորության վրա (նկ. 1Ե): Այդ խորությունը հավասար է հեղուկի α -մազանթային հաստատունի հարարերություն մենիսկի R շառավղին (բանաձև 3): Կարգավորիչի աշխատանքի բնթացքում փոխվում է մենիսկի R շառավիղը և համապատասխանորեն՝ χ խորությունը: Պլեզմոնետրիկ մակարդակը հասնում է χ_{\max} մեծություն խորության, երբ մենիսկի շառավիղը հավասարվում է օդային խողովակի R շառավղին (բանաձև 4): Այդ ատանումները նվազեցնելու համար առաջարկվում է մեծացնել օդային խողովակի տրամագիծը և ակոստաշել նրա ներքին ծայրը (նկ. 1Ե):

Л И Т Е Р А Т У Р А

- Դ. Դ. Թեր-Տեբանյան. Об условиях равновесия жидкости в капиллярной системе. ИАН АрмССР 1951, 13 (1).

СТРОИТЕЛЬНЫЕ КОНСТРУКЦИИ

С. А. БАГДАСАРЯН

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕСУЩЕЙ
СПОСОБНОСТИ СЖАТЫХ СТЕРЖНЕЙ ИЗ АЛЮМИНИЕВОГО
СПЛАВА Д 16—Т*

1. В 1961 году в Центральной испытательной лаборатории Армянского НИИ строительных материалов и сооружений было произведено испытание внецентренно сжатых стержней из алюминиевого сплава Д16—Т. Испытания имели целью оценить степень соответствия действительной несущей способности элементов, работающих на внецентренное сжатие с расчетной, определяемой на основании [1] и сопоставление экспериментальных данных с результатами известных теоретических исследований [2], [3], [4].

В данной статье приводятся результаты исследования стержней прямоугольного сечения. В следующем сообщении будут опубликованы результаты исследования стержней П-образного, таврового и инвертированного сечений. Образцы были изготовлены из заводских брусьев прямоугольного сечения размерами 67,3 × 31,7 мм, полученных с Каменно-Уральского завода. Из брусьев были изготовлены также контрольные образцы в виде цилиндров диаметром 20 мм и высотой 60 мм для испытания на сжатие и полоски для испытания на растяжение. Торцы цилиндров были отполированы и перпендикулярность их к оси проверена угольником первого класса. С целью устранения возможности повреждения подушек пресса и лучшей центровки цилиндров между подушками и торцами контрольных образцов устанавливались специальные стальные прокладки в виде усеченных конусов с полированными торцами. Деформации цилиндров при сжатии определялись при помощи двух тензометров ТА—2 с базой 20 мм.

На рис. 1 показан цилиндр с прокладками и тензометрами во время испытания на сжатие.

Испытания цилиндров проводились на прецизионном гидравлическом прессе фирмы „Рейли“. Каждый цилиндр предварительно центрировался так, чтобы разность отсчетов по тензометрам при нагрузке до 0,5 от ориентировочного предела пропорциональности не превышала 5%. Нагрузка на образец давалась ступенями по 1000 кг до достижения предела пропорциональности и по 100–200 кг в области упруго-

* Научный руководитель проф. В. Пикаджян.

пластических деформаций. Отсчеты по тензомертам брались после стабилизации деформаций.

В табл. 1 приводятся результаты испытаний цилиндров из сплава Д16—Т на сжатие.

Физико-механические характеристики материала при растяжении определялись согласно

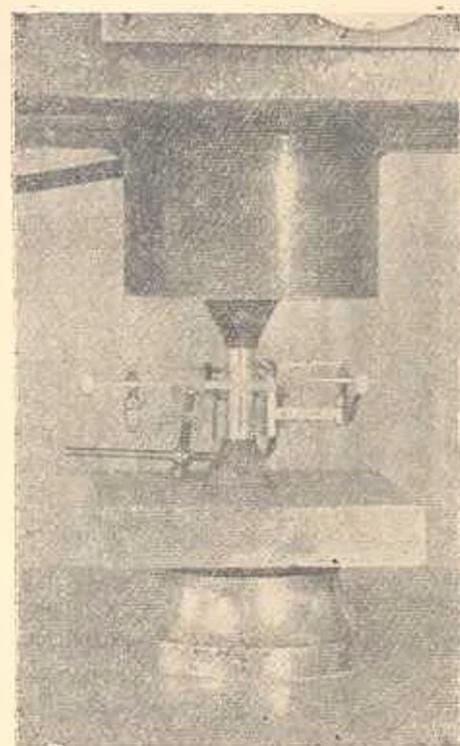


Рис. 1. Испытание цилиндра для определения диаграммы $\sigma - \epsilon$ сжатия сплава Д16—Т.

ГОСТ 1497—61. Испытания этих образцов производились на гидропрессе ГМС—20. В табл. 2 приведены результаты испытаний полос из сплава Д16—Т на растяжение. Как видно из табл. 1 и 2, физико-механические характеристики всех контрольных образцов мало отличаются друг от друга, что свидетельствует об однородности материала в брусках. На рис. 2 представлены диаграммы $\sigma - \epsilon$ сжатия и растяжения сплава Д16—Т, построенные по результатам испытаний. Модуль продольной упругости алюминиевого сплава Д16—Т, на основании результатов прямых измерений оказался в среднем равным: при сжатии $E^c = 7,67 \text{ т/мм}^2$ с изменением этой величины от 7,60 до 7,71 т/мм^2 , при растяжении $E^r = 7,72 \text{ т/мм}^2$ с изменением от 7,65 до 7,77 т/мм^2 . Условный предел текучести при остаточной деформации 0,2% оказался в среднем

равным: при сжатии $\sigma_{0,2}^c = 42,5 \text{ кг/мм}^2$ с изменением этой величины от 41,0 до 45 кг/мм^2 , при растяжении $\sigma_{0,2}^r = 45,4 \text{ кг/мм}^2$ с изменением от 44,8 до 46,1 кг/мм^2 .

Предел пропорциональности оказался равным при сжатии $\sigma_p^c = 30,2 \text{ кг/мм}^2$ с изменением в пределах от 29,5 до 32,4 кг/мм^2 и при растяжении $\sigma_p^r = 36,6 \text{ кг/мм}^2$ с отклонением в интервале от 35,0 до 38,0 кг/мм^2 .

Следует отметить, что как предел пропорциональности, так и условный предел текучести при растяжении оказались выше, чем при сжатии. Модуль упругости сплава Д16—Т при сжатии и растяжении можно считать практически одинаковым. Отношение $\frac{\sigma_p^r}{\sigma_p^c}$ при сжатии

Таблица 1

Физико-механические характеристики образцов из сплава А16—Т при испытании на сжатие

№№ п/п	Клеймо образца	$\sigma_{0,2}$ кг/мм ²	$\sigma_{0,2}$ кг/мм ²	E^p т/мм ²	$\frac{\sigma^p}{\sigma_{0,2}}$
1	1—1С	31,0	41,0	7,70	0,756
2	1—2С	31,8	41,2	7,63	0,713
3	1—3С	31,3	42,4	7,65	0,737
4	2—1С	31,7	41,0	7,64	0,721
5	2—2С	30,0	44,5	7,70	0,674
6	2—3С	32,0	41,0	7,70	0,781
7	3—1С	30,5	43,5	7,63	0,702
8	3—2С	32,4	43,3	7,71	0,748
9	3—3С	30,2	44,0	7,60	0,887
10	4—1С	30,8	42,0	7,65	0,767
11	4—2С	29,5	41,5	7,68	0,711
12	4—3С	32,3	42,1	7,67	0,768
13	5—1С	31,4	41,9	7,67	0,750
14	5—2С	30,5	42,2	7,67	0,723
15	5—3С	32,3	42,0	7,65	0,770
16	6—1С	29,8	45,0	7,69	0,663
17	6—2С	29,0	42,1	7,70	0,690
18	6—3С	31,0	41,4	7,65	0,750
	средн.	30,2	42,5	7,67	0,711

Таблица 2

Физико-механические характеристики образцов из сплава А16—Т при испытании на растяжение

№№ п/п	Клеймо образца	$\sigma_{0,2}$ кг/мм ²	$\sigma_{0,2}$ кг/мм ²	E^p т/мм ²	$\frac{\sigma^p}{\sigma_{0,2}}$
1	1—1Р	37,0	45,6	7,73	0,811
2	1—2Р	36,5	46,0	7,71	0,794
3	2—1Р	36,3	45,4	7,75	0,800
4	2—2Р	34,9	44,9	7,68	0,777
5	3—1Р	36,0	45,0	7,75	0,843
6	3—2Р	36,0	45,9	7,68	0,785
7	4—1Р	35,5	45,5	7,65	0,781
8	4—2Р	37,4	45,7	7,75	0,819
9	5—1Р	35,0	46,1	7,77	0,760
10	5—2Р	34,8	45,4	7,70	0,853
11	6—1Р	36,5	44,8	7,77	0,815
12	6—2Р	37,3	45,0	7,76	0,810
	средн.	36,6	45,4	7,72	0,806

меньше, чем при растяжении, что указывает на наличие у диаграммы сжатия более развитой переходной кривой.

2. Программой данной серии предусматривалось испытание 18 образцов прямоугольного сечения с гибкостями 40, 60, 100 на внецентренное сжатие с относительными эксцентриситетами приложения нагрузки 0,5, 1 и 3. Торцы стержней были обработаны с точностью до 0,005 мм и перпендикулярность их к оси стержня проверена

угольником первого класса. Начальная кривизна образцов была менее 1/1000 их длины.

Для испытания образцов были использованы пожевые шарнирные приспособления, сконструированные инж. С. Г. Нонинским.

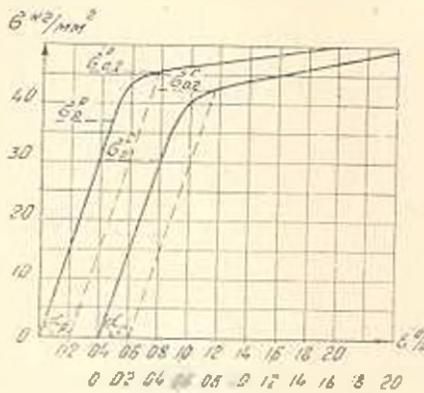


Рис. 2. Первичные диаграммы напряжение—деформация сплава 116—Т при растяжении и сжатии.

меров ПАО—б. Испытания образцов гибкостью 40 и 60 производились на гидравлическом прессе фирмы „Рейли“, а образцов гибкостью 100—на прессе ГМС—20, так как наибольшее расстояние между траверсами пресса „Рейли“ не позволяло установку образцов гибкостью 100.

На рис. 3 показан стержень во время испытания на внецентренное сжатие. В результате испытаний для каждого внецентренно-сжатого образца прямоугольного сечения из сплава Д16—Т были определены следующие параметры: деформации наружных и внутренних волокон в середине и в четверти расчетной длины стержня; прогибы оси стержня в середине и четверти расчетной длины; укорочение стержня; критическая нагрузка.

Предварительно образец центрировался при нагрузке 0,25 : 0,3 от предполагаемой критической силы при помощи специальных устройств. Геометрическая ось образца считалась совпадающей с осью приложения силы, когда показания тензодатчиков сопротивления по всему сечению не отличались более чем на 5%. После центрировки образец при помощи микрометрических винтов и лимбов сдвигался на величину необходимого эксцентриситета. Нагрузка на образец давалась ступенями до 10% от предполагаемой критической силы до появления пластических деформаций. Следующие ступени приращений нагрузки составляли уже 4—6% от $P_{кр}$. Нагрузка измерялась силовыми измерителями прессов с точностью до 1%.

В табл. 3 приведены величины критических сил испытанных образцов.

На рис. 4 показан график относительных деформаций крайних волокон среднего сечения испытанных образцов гибкостью 40 в зави-

Каждая шарнирная головка была снабжена двумя микрометрическими винтами с лимбами, работающими в противоположных направлениях. Центрирующие устройства шарнирных головок позволяли осуществлять желаемый эксцентриситет приложения нагрузки с точностью до 0,01 мм. Деформации внецентренно сжатого стержня определялись при помощи датчиков сопротивления с базой 20 мм для сечений в середине и четверти пролета. Прогибы образца в середине и четверти длины, а также укорочение определялись при помощи прогибо-

сности от нагрузки. Чем меньше была гибкость стержня, тем большей величины достигали деформации в среднем сечении к моменту потери устойчивости.

С уменьшением гибкости и увеличением эксцентриситета было зафиксировано увеличение величины деформации в растянутой зоне

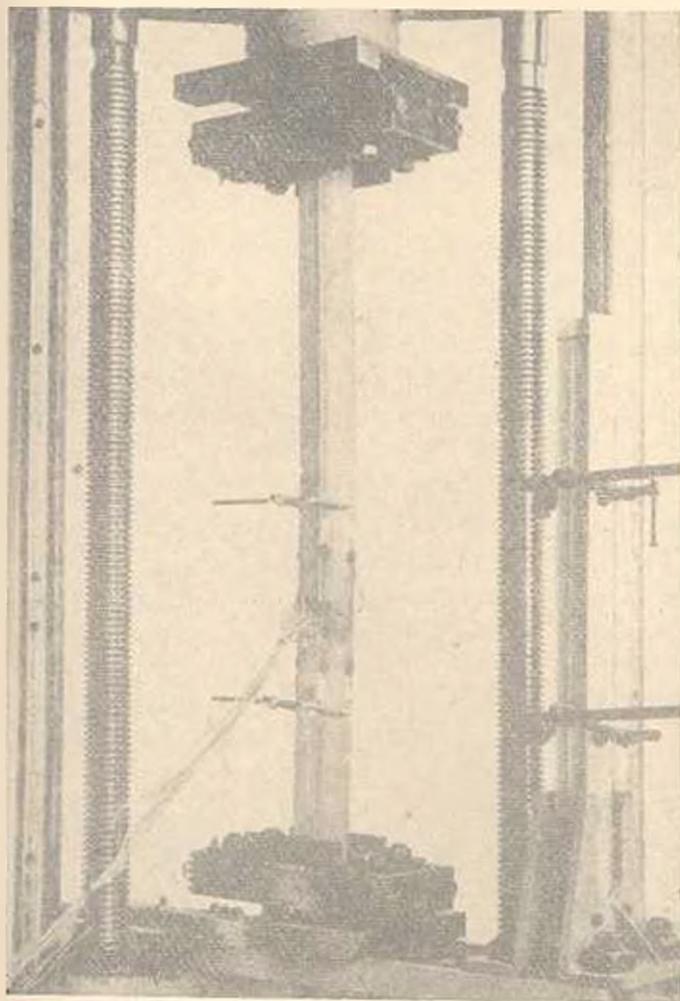


Рис. 3. Испытание стержня прямоугольного сечения на эксцентричное сжатие.

сечения, хотя деформации растянутых волокон никогда не достигали величины деформации сжатых. Из сравнения графиков деформаций в середине и четверти одного и того же образца отмечено, что деформации в среднем сечении всегда были больше деформации в сечении четверти, и что в сжатых волокнах сечений середины и четверти всегда наступали пластические деформации. Пригибы образцов гибкостью 60 в зависимости от нагрузки представлены на рис. 5.

Здесь, как и следовало ожидать, с увеличением эксцентриситета приложения нагрузки и гибкости, выгибы внецентренно сжатого стержня возрастали.

Таблица 3

Результаты испытания внецентрично сжатых стержней прямоугольного сечения из сплава Д16—Т.

№№ п/п	Класс образца	$\frac{l_p}{r_s}$	$m = \frac{dF}{W_x}$	$P_{кр}$ в кг	$\sigma_{кр}$ кг/мм ²	$\sigma = \frac{P_{кр}}{F_0}$	η
1	4-05-1	40,20	0,5	47800	22,44	0,569	
2	4-05-2	40,20	0,5	46900	22,02	0,557	0,563
3	4-1-1	39,97	1,0	38400	18,50	0,468	
4	4-1-2	40,08	1,0	39900	18,73	0,474	0,471
5	4-3-1	40,10	3,0	24650	11,57	0,293	
6	4-3-2	40,25	3,0	24300	11,41	0,289	0,291
7	6-05-1	60,58	0,5	31000	14,64	0,371	
8	6-05-2	60,13	0,5	30650	14,39	0,364	0,368
9	6-1-1	59,98	1,0	26400	12,58	0,319	
10	6-1-2	60,20	1,0	26600	12,53	0,317	0,318
11	6-3-1	60,10	3,0	17500	8,23	0,208	
12	6-3-2	59,95	3,0	17800	8,36	0,212	0,210
13	10-05-1	100,10	0,5	14600	6,85	0,174	
14	10-05-2	100,10	0,5	14500	6,80	0,172	0,173
15	10-1-1	100,15	1,0	12800	6,01	0,152	
16	10-1-2	100,13	1,0	13100	6,16	0,156	0,154
17	10-3-1	100,10	3,0	10500	4,93	0,124	
18	10-3-2	100,10	3,0	10300	4,83	0,123	0,124

3. Экспериментальные данные исследований были сопоставлены с результатами расчета по СН 113—60 [1], а также с результатами расчета по методу предельных состояний [2].

Как известно, расчет внецентрично сжатых стержней по СН 113—60 основан на работах Вейнгольда [5], [6], в которых приняты следующие допущения: поперечные сечения во время деформации стержня остаются плоскими; прогибы по сравнению с длиной стержня малы, напряжения по сечению распределяются согласно диаграмме $\sigma - \epsilon$ материала; диаграмма $\sigma - \epsilon$ при сжатии идентична диаграмме $\sigma - \epsilon$ при растяжении; влияние сдвигающих

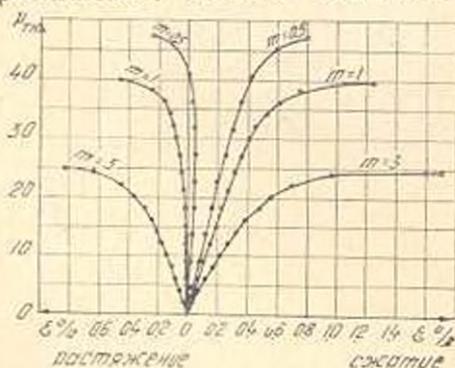


Рис. 4. Деформации крайних волокон среднего сечения стержней гибкостью 40.

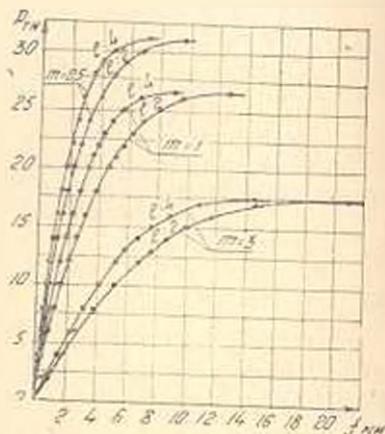


Рис. 5. Прогибы стержней гибкостью 60 в середине и четверти расчетной длины.

сил не учитывается: крутильные деформации в стержне отсутствуют. Зависимость между деформациями и напряжениями Вейнгольд при-

нимает в виде сложной экспоненциальной функции. За условный предел пропорциональности принимается $0,5 \sigma_{0,2}$.

По методу, предложенному [2], приняты те же допущения, однако зависимость между напряжениями и деформациями линеаризована и представлена в виде двух наклонных прямых. В связи с этим графо-аналитическое решение в [2] удается заменить аналитическим. При этом в случае правильной аппроксимации истинной диаграммы материала удастся получить более точные результаты.

На рис. 6 представлена действительная диаграмма алюминиевого сплава А16—Т, аппроксимированная кривая Вейнгольца и линеаризованная диаграмма, учитывающая упрочнение материала. Наклонные прямые в этом случае проведены так, чтобы $F_1 = F_2$.

На рис. 7 пунктирными линиями показаны графики коэффициентов φ внецентрично сжатых стержней из сплава А16—Т, вычисленные в соответствии с СН 113—60 и сплошными линиями, вычисленные по осциляции метода [2] с использованием линеаризованной диаграммы $\sigma - \epsilon$, представленной на рис. 6. Кружочками на графике показаны экспериментальные результаты. Из графика видно, что при расчете внецентрично сжатых стержней прямоугольного сечения гибкостью $\lambda = 40 : 100$ из сплава А16—Т и относительными эксцентриситетами приложения нагрузки $m \approx 0,5$ результаты предлагаемого метода расчета лучше согласуются с экспериментальными, чем данные, вычисленные по методике СН 113—60.

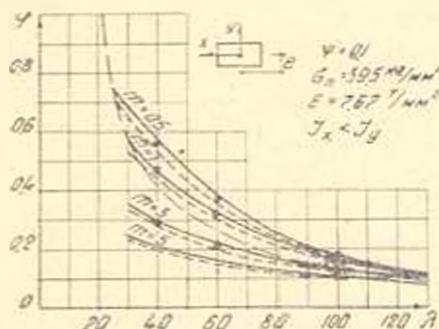
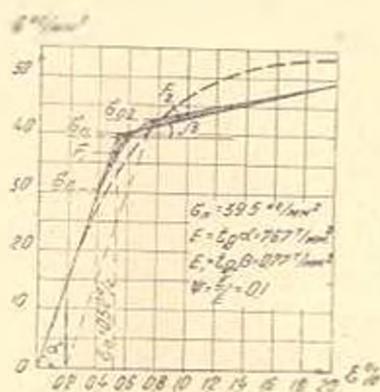


Рис. 6. Диаграммы сжатия сплава А16—Т: — действительная диаграмма сплава; - - - аппроксимированная кривая Вейнгольца; — диаграмма линеаризованная при помощи двух наклонных прямых.

Рис. 7. Сравнение экспериментальных результатов с теоретическими.

Величины φ , вычисленные по СН 113—70, дают заниженные (до 10%) результаты по сравнению с экспериментальными данными и с предлагаемой методикой.

Армянский НИИ строительных материалов и сооружений

Получено 31.1963

ՈՒՂՎԱԿԱՆՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄ

ԱՆՅՈՒՄՆԵՆ Բ 16—Դ ՀԱՐԱԶՈՒԹՅԱՆՈՒՅ ՊԱՏՐԱՍՏՎԱՆ ԱՊԱԿԵՆՏՐՈՆ
ՍԵՂՎՈՒՄ ԶՈՂՆԵՐ ԿՐՈՂՈՒՆԱԿՈՒԹՅԱՆ ԷՐՈՊԵՐՈՒԹՅԱՆ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒ
ՐՅՈՒՄԸ

Ա Մ Փ Ո Ւ Ն Ո Ւ Մ

Սույն աշխատանքը նվիրված է սպլումինը՝ Դ 16—Դ համաձայնությանը պատրաստված ուղղանկյուն համաձայն ունեցող սպակինտրոն սեղմված ձողերի էրոպերիմենտայ հետազոտությունը, որ կատարված է Հայկական Միջուկային և կառուցվածքների գիտահետազոտական ինստիտուտի փորձարկումների կենտրոնական շարքաատրիայում: Նյութի սեղման և ձգման σ — ϵ իրական գիսագրամների որոշման համար պատրաստված էին և փորձարկված հատուկ գրաններ և ձողաշրտեր: Ապակինտրոն սեղման համար ձողանմուշները պատրաստված էին 40, 60 և 100 միլիմետրային և փորձարկվել են բեռի կիրառման 0,5, 1 և 3 հարարերական սպակինտրոնացմամբ: Ապակինտրոն սեղման ձողերի փորձարկման արդյունքները բաղադրվել են հաշվարկային մեծությունների հետ, որոնք ստացվել են բառ ՇՈ 113—60-ի և բառ սահմանային մեծակի մեթոդի [3]:

Բազազրման հիման վրա նշված է, որ էրոպերիմենտայ սվյալները ավելի մաս են հաշվարկային մեծություններին, որոնք ստացվում են սահմանային մեծակի մեթոդից, բան բառ ՇՈ 113—60-ի ստացված մեծություններին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Технические условия проектирования конструкций из алюминиевых сплавов (СН 113—60). Госстройиздат, 1961.
2. Паниджян В. В. Некоторые вопросы предельного состояния сжатых элементов стальных конструкций. Изд-во АН АрмССР, Ереван, 1956.
3. Геммерлинг А. В. Несущая способность стержневых стальных конструкций. Госстройиздат, 1958.
4. Стралецкий И. С. Работа сжатых стоек. Материалы к курсу стальных конструкций, вып. 2. Госстройиздат, 1959.
5. Weinholt I. Tragspannungen von Druckbiegestäben aus Aluminium. Aluminium, 1958, II 3, Dusseldorf.
6. Бройде В. И., Чувикин Г. М. Обоснование некоторых способов расчета на устойчивость в СН 113—60. Сб. ЦНИИСК «Строительные конструкции из алюминиевых сплавов», Госстройиздат, 1962.
7. Лейтес С. Д. Устойчивость сжатых стальных стержней. Госстройиздат, 1954.
8. Шелестенко А. И., Ингевич Ю. М. Исследование физико-механических свойств алюминиевых сплавов II—Т, АМ—61, 116—А (гк) Сб. ЦНИИСК «Строительные конструкции из алюминиевых сплавов» Госстройиздат, 1962.
9. Jezek K., Die Festigkeit von Druckstäben aus Stahl, Wien, 1937.
10. Kollbrunner C. F. und Meister M. Kntcken, Berlin, 1955.

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

С. М. ИСААКЯН, А. М. ГАСПАРЯН

О МЕХАНИЗМЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ТВЕРДЫХ ТЕЛ
 С ВЯЗКОЙ ЖИДКОСТЬЮ В ДВУХФАЗНОМ ПОТОКЕ

Сообщение 1.

Решение некоторых практически важных вопросов гидродинамики двухфазного потока требует выяснения механизма взаимодействия твердых частиц и жидкости при их совместном движении. Работа Гаспаряна А. М. и Заминяна А. А. [1] посвящена предварительному исследованию этих вопросов. В этом сообщении рассмотрено совместное падение двух одинаковых шариков в вязкой жидкости при ламинарном режиме.

1. Рассмотрим вопрос взаимодействия одного шарика с вязкой жидкостью при их относительном движении. Известное решение задачи Стокса о падении одного шарика в вязкой жидкости, полученное посредством интегрирования линеаризированных уравнений (без инерционных членов) Навье-Стокса для бесконечной области вокруг твердого непроницаемого шарика, приводит к полю скоростей, выраженному компонентами v_r , v_θ следующим образом (обозначения приведены в конце статьи):

$$v_r = \frac{1}{2} U_0 \cos^2 \theta \left(\frac{a^3}{r^3} - 3 \frac{a}{r} \right); \quad (1)$$

$$v_\theta = \frac{1}{4} U_0 \sin^2 \theta \left(\frac{a^3}{r^3} + 3 \frac{a}{r} \right), \quad (2)$$

графическое представление которых (рис. 1а) показывает кинематику движения жидкости вокруг шара при его ламинарном падении. По этому решению имеет место: а) полная симметрия абсолютных величин скоростей относительно экваториальной плоскости шарика; б) падение этих скоростей с удалением от него. Эюры нормальных составляющих скоростей (v_r) показывают притягивание жидкости к шару выше его экваториальной плоскости и отталкивание от него ниже этой плоскости. На экваторе жидкость не притягивается и не отталкивается шаром. Касательные-же составляющие скорости (v_θ) получают максимальное значение в экваториальной плоскости, а в полюсах превращаются в ноль.

Нормальные и касательные напряжения, соответственно получают значения

$$p_{rr} = 3\mu \frac{U_0 \cos \theta}{r} \left(\frac{3a}{2r} - \frac{a^3}{r^3} \right), \quad (3)$$

$$p_{\theta\theta} = -\frac{3}{2} \mu \frac{U_0 \sin \theta}{r} \cdot \frac{a^3}{r^3}. \quad (4)$$

Если давление считать положительным по положительному направлению r , то выражение нормальных напряжений показывает давление жидкости на шар с лобовой стороны шарика и, разрежение — в

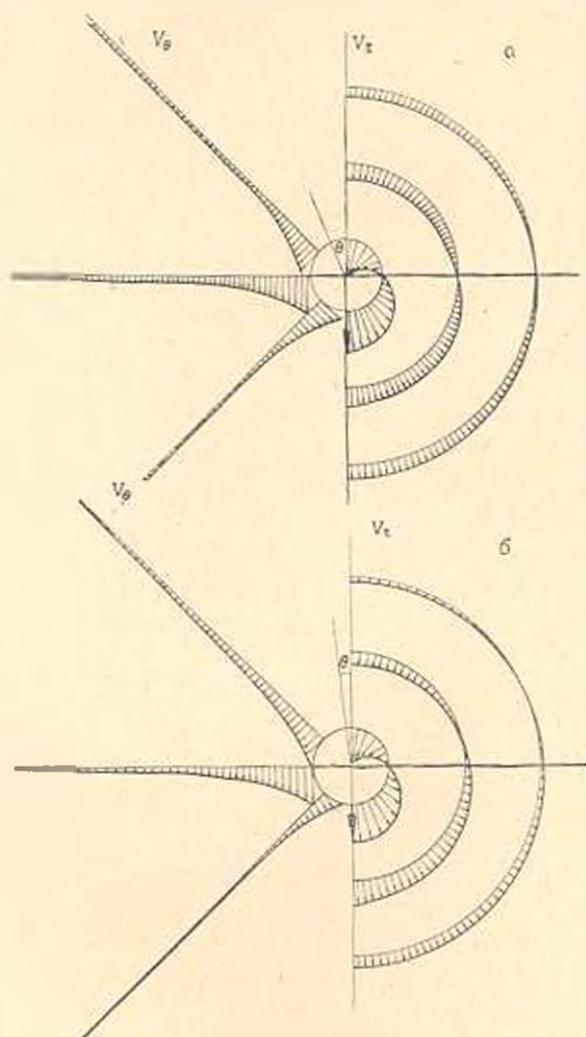


Рис. 1. Элюры скоростей по Стоксу и Озсену

его тыловой части. В экваториальном сечении, как и нужно было ожидать (рис. 1), шарик не испытывает нормального напряжения. Тангенциальные напряжения, направленные против движения шарика, имеют максимальное значение в экваториальной плоскости и, нулевые значения в полксях. Сопротивление жидкости движению шара, представляющее значения на поверхности шара проекций на направление

движения нормальных и тангенциальных напряжений, имеет постоянное значение $W_{\text{дв}} = \frac{3}{2} \mu \frac{U_0}{a}$ на единице поверхности шара. Сумма сопротивлений во поверхности шара

$$W_0 = 2\pi a^2 \left(\int_0^\pi p_{rr} \sin^2 \theta \cos \theta d\theta - \int_0^\pi p_{\theta\theta} \sin^2 \theta d\theta \right) = 2\pi\mu U_0 a + 4\pi\mu U_0 a = 6\pi\mu U_0 a. \quad (5)$$

Две трети этой величины образуются от трения и одна треть от давления жидкости на шар. Это обобщенный закон сопротивления Стокса.

Качественно новый результат получается при решении уравнений Навье-Стокса с сохранением одного из инерционных членов, как это сделал Озеен в 1910 г. В этом случае воздействие жидкости на шар получается несимметричным относительно экваториальной плоскости. Оно сильнее выражено в лобовой части шарика и, слабее — в тыловой части. На рис. 16 представлено поле скоростей вокруг падающего шарика, полученное Озееном: слева тангенциальные, справа нормальные составляющие скорости. Как видно из рис. 16, в отличие от решения Стокса, в экваториальном сечении имеются нормальные скорости и соответствующие напряжения. Причем, нормальная скорость в переднем полусе имеет большее значение, чем в заднем.

Сопротивление шара, вычисленное по Озееном

$$W_0 = 6\pi\mu U_0 a \left(1 + \frac{3}{8} Re \right), \quad (6)$$

в отличие от решения Стокса, зависит также от числа Рейнольда. Здесь, как и в решении Стокса, две трети сопротивления образуются от сил трения, одна треть от давления.

Движение двух шариков в вязкой жидкости, рассмотрено также приведенными двумя методами: Стокса (Смолуховский [2], Факсен, Даль [3], Стимсон и Джефри [4], Кивч [5]) и Озеена [3]. Сложность удовлетворения граничных условий в этом случае заставляла авторов прибегнуть к методу отражения, как это сделал Ламб при решении задачи об обтекании двух шариков идеальной жидкостью. В зависимости от числа отражений, примененных разными авторами при решении этой задачи, оно доведено до определенной точности.

Так как решения первой группы авторов в основном являются уточнением решения Смолуховского с помощью увеличения числа отражений, то приводим здесь только результаты, полученные Смолуховским [2].

Сопротивление шарика 1 в присутствии шарика 2 по Смолуховскому выражается следующим образом:

$$W_1 = 6\pi\eta Ua \left[1 - \frac{3}{4} \frac{a_2}{l} \left(1 + \frac{l_2^2}{l} \right) + \frac{9}{16} \frac{a_1 a_2}{l^2} \left(1 + 3 \frac{l_2^2}{l^2} \right) \right]. \quad (7)$$

Тогда, при параллельном движении ($l_2 = 0$) двух одинаковых шариков ($a_1 = a_2 = a$) сопротивление каждого из них

$$W = 6\pi\eta Ua \left(1 - \frac{3}{2} \frac{a}{l} + \frac{9}{4} \frac{a^2}{l^2} \right). \quad (8)$$

При движении шариков друг за другом ($l_2 = l$) сопротивление каждого из них

$$W = 6\pi\eta Ua \left(1 - \frac{3}{2} \frac{a}{l} - \frac{9}{4} \frac{a^2}{l^2} \right). \quad (9)$$

Нетрудно убедиться, что в (8) и (9) множитель в скобках всегда меньше единицы, поэтому в обоих случаях сопротивление шарика при наличии второго уменьшается. Причем, когда они падают друг за другом сопротивление каждого из них меньше, чем при их параллельном падении, и, при параллельном падении меньше, чем при свободном падении ($l = \infty$).

Имея в виду, что при установившемся падении шариков их сопротивление уравновешивается силой тяжести, являющейся постоянной величиной, сказанное выше означает, что скорость совместного падения шариков соответствующим образом больше скорости свободного падения.

Вычисленный Смолюховским действующий на шарик 1 момент вращения от присутствия шарика 2, если движение происходит по оси x (при $a_1 = a_2 = a$) будет равен:

$$M = 4\pi\eta U \frac{a^3}{l^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{x^2}{l^2} \right) \sqrt{y^2 + z^2}, \quad (10)$$

где x , y , z координаты центра второго шарика, когда начало координат в центре первого. Тогда, при параллельном движении двух шариков ($x = 0$) в плоскости x , y ($z = 0$, $y = l$) момент вращения, действующий на каждый шарик:

$$M = 4\pi\eta U \frac{a^3}{l^2}. \quad (11)$$

В случае, когда второй шарик находится на одной вертикали с первым ($x = l$, $y = z = 0$) момент вращения, действующий на шарик равен нулю.

Следовательно, при совместном падении двух одинаковых шариков всегда имеет место вращение шариков вместе с поступательным движением, кроме случая их движения друг за другом. Поэтому, решения задачи о поступательном движении двух шариков без учета их вращения могут быть рассмотрены только применительно к случаю движения двух шариков друг за другом.

Вычислив для этого случая сопротивление каждого из двух совместно падающих шариков в зависимости от расстояния их центров по методам Смолуховского, Даля, Факсена, Стимсона и Джеффрипри-

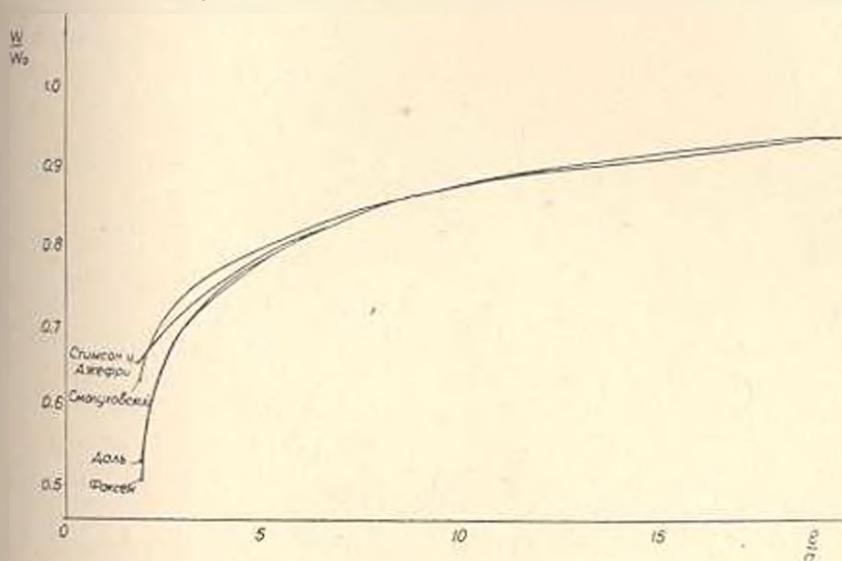


Рис. 2. Сравнительный график зависимостей сопротивления двух шариков от их расстояния, полученных разными авторами интегрированием линейризованных уравнений Навье-Стокса.

водим их величины в графической зависимости $\frac{W}{W_0} = f\left(\frac{l}{a}\right)$, приведенной на рис. 2.

Сопоставление решений этих авторов показывает их удовлетворительную согласованность за пределами $\frac{l}{a} = 10$ и расхождение, до-

ходящее до 30%, при $\frac{l}{a} = 2$. Эти же кривые на рис. 2 показывают,

что сопротивление шарика при совместном движении может уменьшаться до двух раз по сравнению с таковым при его свободном движении ($\frac{l}{a} \approx 2$) и, почти исчезает влияние второго шарика, когда

$\frac{l}{a} = 20-30$. Подытоживая решения авторов, пользовавшихся методом

Стокса отметим, что по этим решениям совместное падение двух одинаковых шариков совершается с одинаковой скоростью, следовательно, без изменения расстояния между ними — как в жесткой системе.

Другой результат получил Озеел [3] при рассмотрении задачи поступательного движения двух шариков с учетом одного инерционного члена в уравнениях Навье-Стокса.

Как было установлено анализом решения Смолуховского, совместно падающие два шарика движутся поступательно только при их

расположении на одной вертикали (момент вращения равен 0). Поэтому решение Озеена рассматривается для такого-же случая, считая это наиболее соответствующим постановке задачи Озеена. При этом сопротивление шарика, движущегося спереди по Озеену получает значение:

$$W = 6\pi\mu U_1 a \left(1 - \frac{3}{4} \frac{a}{l} e^{-2\mu l/a} \right), \quad (12)$$

а для следующего шарика:

$$W = 6\pi\mu U_2 a \left(1 - \frac{3}{4} \frac{a}{l} \right). \quad (13)$$

Из (12) и (13) следует, что при одинаковых сопротивлениях шариков скорость впереди движущегося шарика всегда меньше, чем второго шарика и, чем больше число Рейнольдса, тем больше эта разница.

Так, например, при $Re \rightarrow 0$ $U_1 = U_2$; при $Re = 0,01$ $\frac{U_2 - U_1}{U_2} = 1,01$; при

$Re = 1$ это отношение равно 1,25, при $\frac{a}{l} = 0,5$ и 1,02, при $\frac{a}{l} = 0,1$.

Следовательно, согласно (12) и (13) два шарика должны двигаться с убывающим расстоянием между ними.

Резюмируя изложенное отметим, что имеется противоречие между постановкой задачи и результатом рассмотренных решений линейризованных уравнений Навье-Стокса, выраженное в неучете при поступательном движении вращательного момента, наличие которого установлено этими-же решениями. Кроме этого в решении Озеена (при учете одного инерционного члена) появляется второе противоречие: неучет нестационарности движения шариков, вытекающий из результата решения.

Единственным критерием для оценки имеющихся решений остается эксперимент. Однако, в существующих экспериментальных работах данные неполные и выводы противоречивы. Вследствие визуально поставленных опытов одни авторы [5, 6] подтверждают правильность теоретических решений первой группы авторов, другие [7] утверждают противоположное.

2. Для экспериментирования авторами был избран случай ламинарного падения шариков по одной вертикали.

Опыты были проведены с тщательно отобранными по весу и размерам ($\gamma = 7,76 \text{ г/см}^3$, $d = 1 \text{ мм}$) двумя стальными шариками, падающими по оси цилиндра диаметром 88 мм и длиной 600 мм, заполненного глицерином, или его водными растворами разных концентраций. Пуск шариков совершался расположенным на оси цилиндра медицинским шприцем, снабженным изконечником, позволяющим регулировать расстояние шариков перед пуском в среду, а также поддерживать шарика, или освободить их по необходимости. Во избежание прилипания пузырьков воздуха шаричи предварительно отмачивались средой, а также хранились и переносились всегда в среде. В целях

термостатирования измерительный цилиндр помещался в кожух из органического стекла диаметром в 110 мм, по которому циркулировала вода, подаваемая из ультратермостата. Опыты начинались после достижения заданной постоянной температуры содержимого цилиндра. В течение одной серии опытов колебания температуры не превышали 0,05 С. Рядом с измерительной установкой прикреплялся секундомер с ценой делений в 0,1 сек. Для увеличения точности чтения его показаний пользовались увеличительной лупой, покрывающей всю поверхность циферблата. Во избежание излишней вычислительной работы при обработке экспериментального материала, линейный масштаб на оси цилиндра был перенесен в наружу с учетом оптических эффектов среды и стен установки. В нижней части цилиндра было два последовательно соединенных стеклянных крана, с помощью которых можно было доставать шарики со дна цилиндра после каждого опыта, без потери жидкости и без возмущения среды.

На описанной выше экспериментальной установке можно было получить непрерывную зависимость скоростей шариков от расстояния между ними с фиксацией всей траектории их совместного падения вместе со временем, киноаппаратом.

Определив скорости падения шариков по разностям координат и времени в последующих кадрах с их 15-кратным увеличением при обработке, авторы пришли к выводу о колебательном характере скорости падения как двух шариков, так и одного шарика.

Последовательным проектированием на бумагу всех кадров опыта при падении одного шарика был выявлен характер движения шарика по винтовой траектории. Это дало возможность объяснить наблюдаемое нами ранее периодическое сближение и удаление двух шариков при их совместном падении.

В свете изложенного и, во избежание громоздкой статистической обработки экспериментального материала, был применен осредненный метод измерения скоростей шариков посредством фотографирования положений шариков и стрелок секундомера в начале и в конце рабочего участка, что осуществлялось следующим образом. Шарики набивались в наконечник шприца и устанавливались в нем на определенном расстоянии друг от друга. При готовности пускателя и фотоаппарата шарики отправлялись в цилиндр, затем фиксировались время и их положение в начале и в конце рабочего участка (длиной 20—25 см) фотографированием. Полученные два снимка по одному опыту изображали картину при нахождении шариков в некотором начальном положении, и в конечном. Причем, в начале шарики бывали на большем расстоянии друг от друга, чем в конце. Обработка такого экспериментального материала заключалась в чтении времени и координат шариков в увеличенном масштабе, доведенном до натуральной величины.

При точности чтения координат $\pm 0,5$ мм и времени $\pm 0,05$ сек была достигнута точность определения скорости падения шариков $\pm 0,5\%$.

Было проведено 30 серий опытов в диапазоне чисел Рейнольдса от 0,0035 до 0,5. Каждая серия состояла из 10–15 измерений по совместному падению двух шариков с различными начальными расстояниями между ними и, нескольких измерений скоростей падения одиночного шарика, принимаемой за скорость свободного падения в условиях данной серии опытов. В целях контроля, скорости свободного падения обоих шариков определялись в начале, в середине и в конце серии. В табл. 1 приведены, в качестве примера, результаты одной серии опытов, соответствующих $Re = 0,037$.

Таблица 1

$Re = 0,037$, $U_0 = 1,463$ см/сек

№	l_0 см	l_1 см	l_{10} см	L_1 см	L_2 см	U_1 см/сек	U_2 см/сек	U_1 U_0	U_2 U_0	$\frac{U_1 - U_2}{U_0}$
1	—	—	—	17,8	—	1,471	—	—	—	—
2	0,35	0,15	0,20	12,05	12,25	1,827	1,358	1,247	1,268	0,021
3	0,55	0,20	0,375	19,6	19,95	1,735	1,735	1,163	1,184	0,021
4	0,60	0,25	0,425	20,15	20,50	1,668	1,695	1,137	1,157	0,020
5	0,80	0,50	0,650	20,10	20,40	1,559	1,580	1,053	1,079	0,016
6	0,90	0,60	0,765	19,85	20,12	1,590	1,610	1,065	1,099	0,014
7	1,00	0,70	0,850	18,35	18,65	1,610	1,635	1,089	1,115	0,016
8	1,45	0,20	1,325	20,25	20,40	1,522	1,535	1,039	1,048	0,009
—	—	—	—	20,0	—	1,490	—	—	—	—
—	—	—	—	19,6	—	1,462	—	—	—	—
1	1,00	0,700	0,850	19,55	20,15	1,582	1,565	1,067	1,081	0,014
2	1,14	0,85	0,995	14,54	14,85	1,65	1,595	1,069	1,089	0,020
3	1,25	0,90	0,075	20,20	20,55	1,519	1,545	1,036	1,051	0,016
4	1,50	1,25	1,375	20,10	20,35	1,490	1,508	1,017	1,028	0,011
5	1,73	1,45	1,59	19,52	19,8	1,485	1,515	1,020	1,033	0,013
—	—	—	—	19,1	—	1,472	—	—	—	—
—	—	—	—	19,1	—	1,459	—	—	—	—

Анализ экспериментального материала показывает независимость относительной скорости верхнего шарика от числа Рейнольдса. С достаточной точностью она аппроксимируется функцией от расстояния шариков по формуле:

$$\frac{U_2}{U_0} = 1 + 2 \left(\frac{a}{l} \right)^{0,68} \quad (14)$$

показанной сплошной кривой на рис. 3. Относительная скорость нижнего шарика является функцией как расстояния шариков, так и числа Рейнольдса (см. рис. 4а, 4б). Анализ экспериментального материала привел авторов к выводу о целесообразности представления этой зависимости линейной функцией $\frac{l}{a}$ вида

$$\frac{U_2 - U_1}{U_0} = b_0 + K \frac{l}{a} \quad (15)$$

где

$$b_0 = 0,261 Re^{0,738};$$

$$K = -5,37 \cdot 10^{-3} Re^{0,8}. \quad (16)$$

Каждая из экспериментальных точек на рис. 4 представляет результат целой серии опытов с заданной величиной Re , поэтому наблюдаемый разброс точек относительно кривых (16) невелик. В свете выложенного и в силу (15) и (16) получаем:

$$\frac{U_2 - U_1}{U_0} = 0,261 \cdot Re^{0,728} - 5,37 \cdot 10^{-3} Re^{0,8}. \quad (17)$$

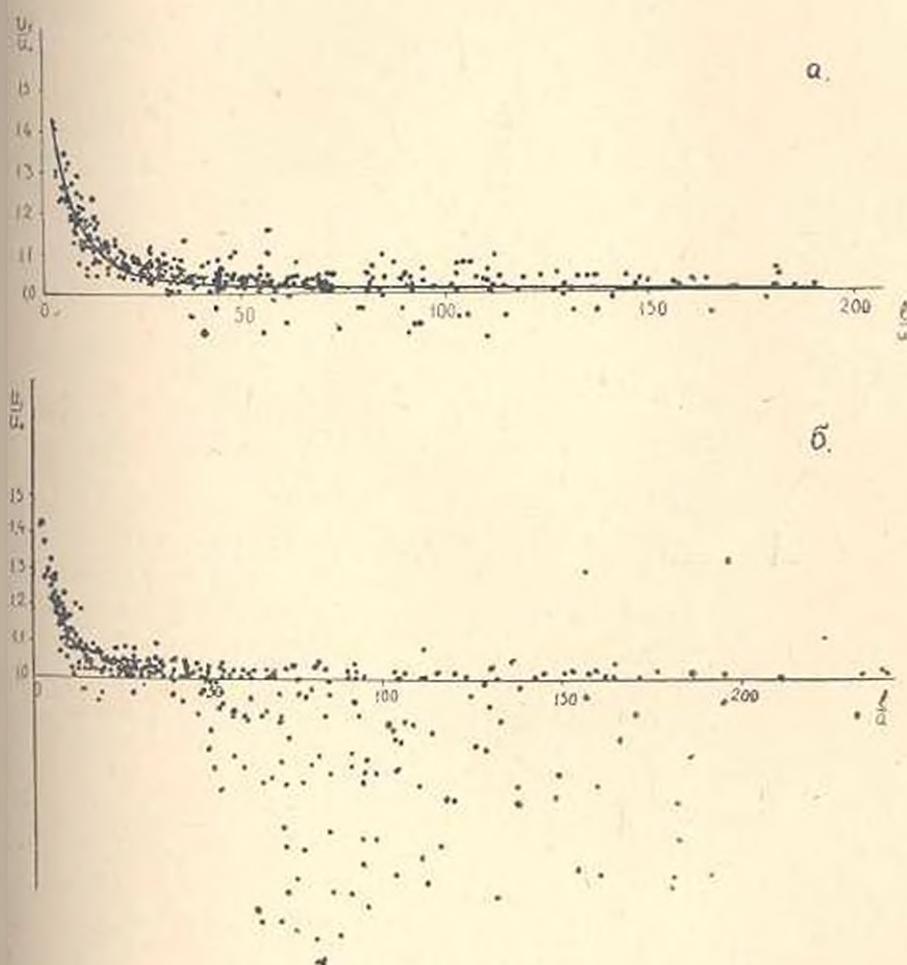
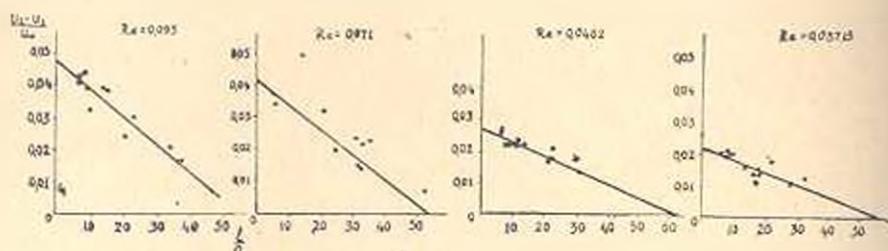


Рис. 3. Зависимость $\frac{U_1}{U_0} = f\left(\frac{l}{a}\right)$ и $\frac{U_2}{U_0} = f\left(\frac{l}{a}\right)$ для всех опытов.

В отличие от формулы (14), формула (17) предлагается применять в области $\frac{l}{a} \leq 50$. При $\frac{l}{a} = 200$ скорость обоих шариков стремится к значению скорости свободного падения. Обе формулы (14) и (17) являются обобщением опытов в области $Re = 0,037 \div 0,5$.

3. Анализ результатов 536 опытов, показывает, что при совместном падении двух одинаковых шариков по одной вертикали имеют

место сокращение расстояния между ними. Этот вывод опровергает результаты решения, полученных методом Стокса и качественно подтверждает правильность решения Озеена. Величины относительных скоростей верхнего и нижнего шариков по решению Озеена и по формуле (17) приводятся в табл. 2.



а)

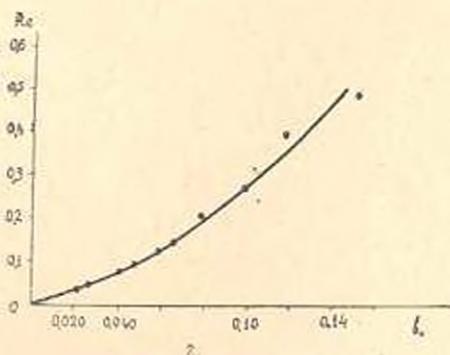
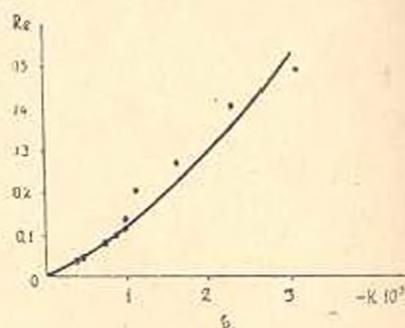
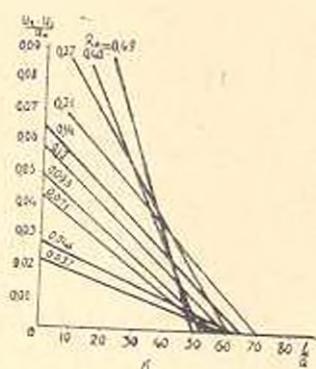


Рис. 4. а) Графические зависимости $\frac{U_2 - U_1}{U_0} = f\left(\frac{l}{a}\right)$ при разных значениях Re ;

б) Зависимость $\frac{U_2 - U_1}{U_0} = f\left(\frac{l}{a}, Re\right)$ в параметрической форме;

в) $K = -5,37 \cdot 10^{-3} \cdot Re^{0,8}$; г) $b_0 = 0,261 \cdot Re^{0,728}$.

Из табл. 2 видно, что при малых величинах числа Рейнольдса решение Озеена дает завышенные значения скоростей двух шариков; по сравнению с формулой (17), а при больших значениях числа Рейнольдса наблюдается обратная картина. Это свидетельствует о том,

Таблица 2

Re	0,05				0,5			
	5	10	25	50	5	10	25	50
$\frac{\Delta U}{U_0}$ по (17)	0,0267	0,0243	0,0170	0,0047	0,1421	0,1267	0,0805	0,0035
$\frac{\Delta U}{U_0}$ по Озеена	0,045	0,032	0,0213	0,013	0,0880	0,0800	0,025	0,015

что влияние числа Рейнольдса в теоретическом решении Озеена отражено слабо.

Рассматривая изменение тех-же величин с изменением расстояния шариков от $\frac{l}{a} = 5$ до $\frac{l}{a} = 50$ замечаем, что оно также слабее выражено в решении Озеена, чем в результатах эксперимента. Это особенно сильно выражено при $\frac{l}{a} \geq 50$, когда падение нижнего шарика в присутствии верхнего шарика происходит медленнее по сравнению со свободным падением. Этот качественный результат не находится в соответствии с существующими теоретическими решениями.

Возможность такого случая может быть выявлена из исследования Кинча [5] о совместном падении трех и более шариков, согласно которым при числе шариков, больше двух, падение совершается со стремлением сближения шариков по вертикали.

В ы в о д ы

1. Экспериментальными исследованиями авторов показано, что во всей ламинарной области два одинаковых шарика падая по одной вертикали, приближаются друг к другу. Скорости их падения зависят от взаимного расстояния и от числа Рейнольдса и, в области экспериментов с $Re = 0,037 \div 0,5$, $\frac{l}{a} = 3 \div 50$ выражаются эмпирическими формулами (14) и (17).

Этот вывод опровергает теоретические решения задачи о двух шариках методом Стокса и качественно подтверждает решение Озеена. При этом выявляется количественно слабое отражение в последнем как влияния числа Рейнольдса, так и отдаления шариков, на разность скоростей падения двух шариков.

2. Обнаружено, что в пределах $\frac{l}{a} = 50 \div 150$ имеет место торможение нижнего шарика верхним по сравнению со скоростью сво-

бодного падения, тогда как верхний шарик всегда падает быстрее скорости свободного падения. Этот вывод не вытекает из существующих теоретических решений задачи о двух шариках.

3. Подтверждено, что шарики падают по одной вертикали одновременно вращаясь.

4. Показано наличие двух внутренних противоречий в решении Озеена (неучет в постановке задачи нестационарности движения шариков и момента вращения).

УСЛОВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ

ρ, ρ_0 — плотность материала шарика и жидкости;

$$\rho' = \rho - \rho_0$$

γ, μ — кинетический и динамический коэффициенты вязкости жидкости;

a, d — радиус и диаметр шарика;

a_1, a_2 — радиусы первого и второго шариков;

l — расстояние центров двух шариков;

l_z — проекция l по направлению движения шариков;

r, θ — полярные координаты при расположении начала системы в центре шара;

l_0 — начальное расстояние шариков;

l_n — конечное расстояние шариков;

$$l_{cp} = \frac{l_0 + l_n}{2} \text{ — среднее расстояние шариков;}$$

U_0 — скорость свободного падения шара;

$U_1 - U_2$ — скорости совместного падения нижнего и верхнего шариков;

$$\Delta U = U_2 - U_1;$$

U — скорость совместного падения шариков;

V_r, V_θ — компоненты поля скоростей жидкости вокруг падающего шарика;

σ_n, σ_t — нормальное и касательное напряжения в жидкости при падении в ней шара;

W — сопротивление жидкости падению шара при совместном падении двух шаров;

W_0 — сопротивление при свободном падении одного шара;

M — момент вращения, действующий на шар от присутствия второго;

$$Re = \frac{aU}{\nu} \text{ — число Рейнольдса, отнесенное к радиусу шара;}$$

$$Re_1 = \frac{Ul}{\nu} = \frac{l}{a} Re \text{ — число Рейнольдса, отнесенное к расстоянию шариков.}$$

Ս. Մ. ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ, Ա. Մ. ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ

ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ
ՓՈՒԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ ԿՐԻՏԻԿԱԿԱՆ

Հ ա զ զ ա զ զ ա զ զ

Ա. Ա. Մ. Մ. Մ. Մ. Մ.

Երկու գնդիկների համաստեղ շարժման խնդիրը մաթեմատիկ միջավայրում
գիտված է մի շարք հեղինակների կողմից, որոնցից մեծ մասը (Սմոլուխովս-
կի [2], Չախալի, Գալ [3], Ստրանսոն և Ջեֆրի [4], Կիլն [5]) հիմք է ընդունել
Ստորսի հավասարումները: Տարբեր մասախորհրդանուններով ինտեգրելով,
կրաներ $Re \ll 1$ փորույթի համար ստացել են, որ, ա) անկախ իրենց փոխա-
զարծ դիրքից, երկու հավասար գնդիկներն ունեն հավասար գիմագրություն
բ) Համընթաց ուղղադիրժ շարժման ժամանակ միջավայրի կողմից գնդիկները
վրա ազդում է պտտող մամենա, որը դրս է միայն, երբ գնդիկներն ընկնում
են նույն ուղղահայացով:

Նույն է արված, որ (1ա)-ն բխում է նույն մեթոդով ստացված մեկ գնդիկի
անկման խնդրի լուծումից, որի համաձայն գնդիկի հասարակածային հա-
վածքի նկատմամբ արագությունների ու շարվածությունների դաշտը սիմետ-
րիկ է:

Ենդրի լուծման մյուս մեթոդը ստացարկված է Պոլենի կողմից [3], որի
հիմքում գրված են Նալի-Ստորսի հավասարումները՝ մեկ ինտեգրան տեղամի
մոտավոր ընդգրկումով: Ստացված է, որ, ա) երկու հավասար գնդիկներ հա-
մաստեղ ընկնելիս տարբեր ուժերով են ազդում միմյանց վրա և արագացումներ
առաջացնում: բ) Հասարակածային կարվածքում գնդիկի վրա ազդող նորմալ
լարվածությունները գրո չեն, ուստի հարեան գնդիկներն ըստ հորիզոնականի
երար հրում են:

Որակապես տարբեր այս երկու լուծումները դեմատակիս նկատում ենք,
ս, կրաներ իրենց մեծ պարունակում են ներքին հակասություններ:

Առաջին դեպքում խնդրի դրվածքում բացակայում է գնդիկի պտտման
պայմանը, իսկ արդյունքում ստացվում է պտտման մամենա, որ ընդհանուր
ամամբ տարբեր է զրոյից (բացի վերահիշյալ $Re \ll 1$):

Երկրորդ դեպքում խնդրի հիմքում գրված է գնդի հաստատված ուղղա-
գծային շարժում, իսկ արդյունքում երկու գնդիկի համառեղ շարժումն արա-
ագում է պարունակում:

Ենդրի ճշգրիտ լուծման իրական նախադրյալների բացակայության պատ-
հասով վերահիշյալ երկու մեթոդներով ստացված լուծումները գնահատելու
համար դիմել ենք փորձնական ստուգման, բանի որ դրակամության տվյալնե-
րի համաձայն կային տարբեր այս երկու լուծումներն էլ փորձնական հաստա-
տում են գտել տարբեր հեղինակների կողմից [6, 7]:

Այս փորձնական ստուգումներով լուծումները երկու հավասար գնդիկների
համաստեղ անկման վերաբերյալ ցույց են տվել, որ.

1. նույն ուղղահայացով ընկնելիս $Re = 0,0035 - 0,5$ փորույթում, գնդիկ-

ների հեռավորության փոփոխության $\frac{l}{a} = 3,0-200$ սահմաններում անկման հանապարհին նրանք մոտենում են իրար: Դա որակապես հաստատում է Սդեննի լուծման առավելությունը և բնդգծում առաջին խմբի հեղինակների սապատ արդյունքների անհիմն լինելը:

2. Նկատված է, որ գնդիկների մեծ հեռավորության դեպքում ($\frac{l}{a} > 50$) տեղի է ունենում ներքևի գնդիկի անկման արագության փոքրացում ազատ անկման համեմատությամբ այն ժամանակ, երբ վերևի գնդիկը միշտ բնկնում է ազատ սնկումից արագ: Սա չի բխում գոյություն ունեցող ոչ մի տեսական լուծումից:

Գնդիկների արագության շափումները կատարված են մեծ ճշտությամբ՝ գնդիկների նախնական ու վերջնական կոորդինատների ֆոտո նկարահանման միջոցով, բնդգրկելով նաև ժամանակի ցուցմունքը:

Արդյունքներն ամփոփված են (14) և (17) էմպիրիկ բանաձևերով: Արդյունքների քանակական վերլուծությունը ցույց է տալիս, որ դիտված տիրույթում Սդեննի լուծման մեջ ինչպես Ռեյնոլդսի թվի, այնպես էլ գնդիկների հեռավորության ազդեցությունը թույլ են արտահայտված համատեղ անկման արագության մեջ:

Նկատի ունենալով նազիև—Ստուքսի հավասարումների միանգամայն անփերիությունը լամինար շարժման համար պալիս ևնք այն եզրակացության, որ Սդեննի կողմից թույլ տված մոտավորություններն անընդունելի են խնդրի լուծման համար: Գրանք, ըստ կրկույթին, վերարերում են ինչպես շարժման սապրոնարացման, այնպես էլ համընթացության պայմաններին:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. А. М. Гаспарян, А. А. Золотниц, «О механизме падения частиц в вязкой среде» ДАН, АрмССР, т. XXVI, № 1, 1958.
2. M. Smoluchowsky, Bulletin Int. del Academie des Sciences de Cracovie, Cl. des Sc. Math. et Nat., Serie A, 1911, 28—29.
3. Handbuch der Experimental Physik, b. 4, 1, teil 206.
4. M. Stimson and G. B. Jeffery, Proc. Roy. Soc. A, 111, 1926 pp. 110—116.
5. G. I. Kynch, The slow motion of two or more Spheres through a viscous Fluid, Fluid Mech., 5, 1959, pp. 193—208.
6. Eveson, Hall and Ward, Brit. J. Appl. Phys., 1959, 10, N. 31, pp. 43—47.
7. H. W. Matthews, F. B. Smith, Brit. J. Appl. Phys., 1960, 11, № 2, pp. 87—88.

ХИМИЧЕСКАЯ ТЕХНОЛОГИЯ

А. А. ФАРХАДОВ, А. М. БАЛАЯН, В. Г. АСАТЯН

ИССЛЕДОВАНИЕ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ
 КАТОДНОЙ ЗАЩИТЫ УГЛЕРОДИСТОЙ СТАЛИ
 МАРКИ Ст-3 В УКСУСНОЙ КИСЛОТЕ

Уксусная кислота является одним из основных видов сырья в химической промышленности. Она применяется в производстве ацетатов целлюлозы, красителей, гербицидов, винилацетата, в медицине, в пищевой промышленности и в других областях народного хозяйства.

Наиболее экономичным и доступным материалом для изготовления емкостей, используемых при производстве уксусной кислоты является обычная углеродистая сталь марки Ст-3. С целью широкого применения этого материала в производстве уксусной кислоты авторы ставили перед собой задачу исследовать основные вопросы электрохимической защиты углеродистой стали марки Ст-3 в уксусной кислоте различной концентрации и температуры и дать соответствующие

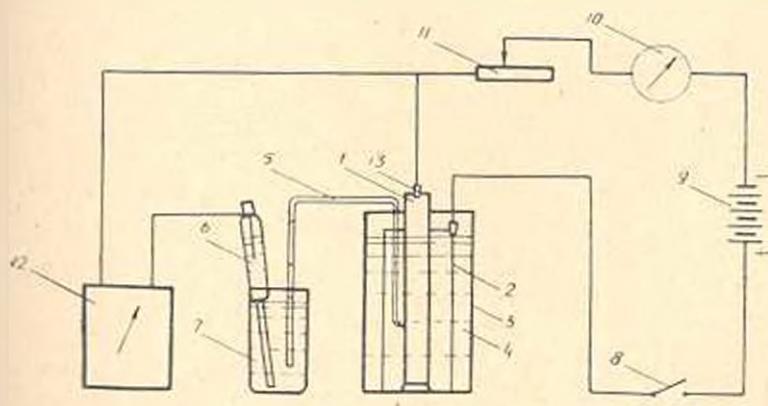


Рис. 1. Схема лабораторной установки для изучения поляризации стальных электродов. 1—исследуемый образец; 2—стальной патр; 3—стеклянный стакан; 4—уксусная кислота; 5—агар-агаровый мостик; 6—насыщенный каломельный электрод; 7—раствор; 8—выключатель; 9—аккумулятор; 10—миллиамперметр; 11—сопротивление; 12—потенциометр; 13—зажим.

рекомендации. Так как степень поляризуемости электрода дает возможность судить о протекании коррозионного электрохимического процесса [1—4], нами для определения степени коррозионной агрессивности уксусной кислоты различной концентрации, изучалась поляризацион-

ная характеристика образцов стали марки Ст-3 в уксусной кислоте при температурах 20°C и 50°C.

Принципиальная схема установки для изучения поляризации стальных электродов приведена на рис. 1.

Образец, который подвергался исследованию, представлял из себя цилиндр из стали марки Ст-3 диаметром 25 мм и длиной 140 мм. Он вставлялся в патрубок из такого же материала, который погружался в стеклянный стакан с уксусной кислотой. Питание током и измерение его величины производилось с помощью аккумулятора и миллиамперметра. Сила тока в цепи регулировалась магазином сопротивления. Измерение потенциалов образца осуществлялось с помощью потенциометра, относительно насыщенного каломельного электрода сравнения. На описанной установке снимались катодные и анодные поляризационные кривые. До начала опыта образцы полировались и обезжировались. Для стабилизации начального потенциала образца, последний до соединения с источником тока выдерживался в испы-

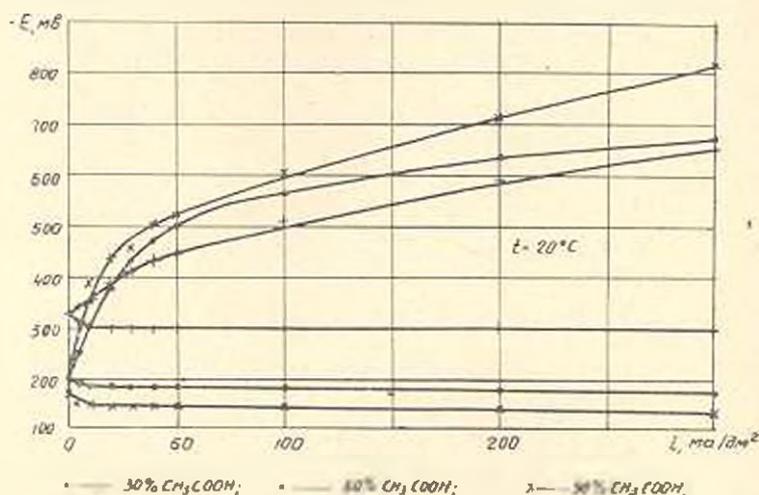


Рис. 2. Поляризационные кривые образцов из стали Ст-3 в уксусной кислоте при температуре 20°C.

туемой уксусной кислоте в течение 1 часа. Затем подключался полярирующий ток и производилось измерение потенциала при заданной плотности тока.

Поляризационные кривые снимались для уксусной кислоты 30, 50 и 90 процентной концентрации при температурах 20°C и 50°C (рис. 2 и рис. 3). Как видно из представленных рисунков, анодные кривые, вследствие отсутствия поляризации, имеют очень пологий вид. Кривые катодной поляризации во всех случаях имеют относительно большую крутизну. Это указывает на возможность приостановления или значительного торможения процесса коррозии образца при ее катодной поляризации. Катодная поляризуемость стали марки Ст. 3 в 30% уксусной кислоте при температуре 20°C меньше, чем в 50% и 90% кисло-

те при той же температуре. С повышением температуры, катодная поляризуемость образцов для всех концентраций уксусной кислоты падает.

Для определения параметров катодной защиты стали Ст-3 и уксусной кислоте (минимальные защитная плотность тока и потенциал)

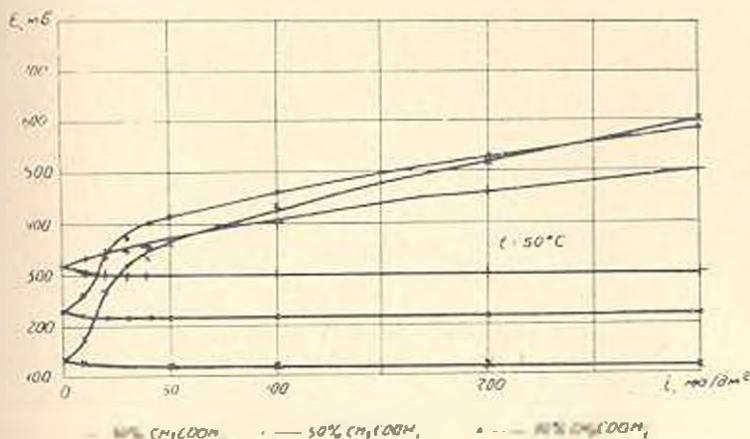


Рис. 3. Поляризационные кривые образцов из стали Ст-3 в уксусной кислоте при температуре 50°C.

была проведена серия опытов по снятию катодных поляризационных кривых при более низких величинах плотности поляризующего тока. Катодные поляризационные кривые были сняты для уксусной кислоты 30, 50 и 90 процентной концентрации при температуре 20, 30, 40, 50 и 60°C. Для каждого среднего значения потенциала была определена средняя катодная поляризуемость.

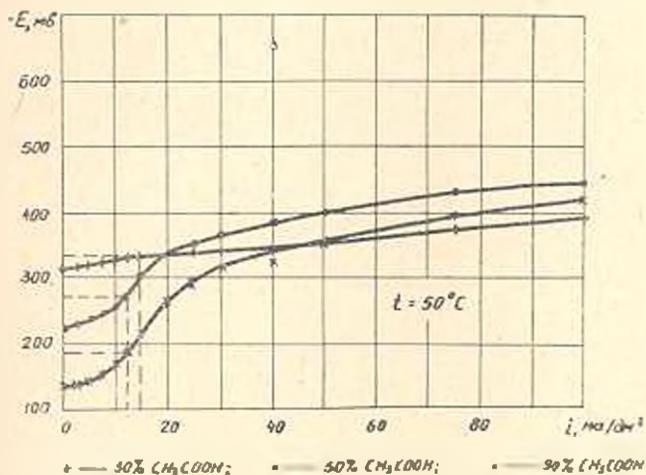


Рис. 4. Катодные поляризационные кривые образцов из стали Ст-3 в уксусной кислоте при температуре 50°C.

Катодные поляризационные кривые при температуре 50°C приводятся на рис. 4. На этих кривых пунктирами выделены точки, соответствующие защитным плотностям тока и потенциалам.

Данные о величинах защитных токов стали Ст-3 приведены в табл. 1.

Таблица 1

Температура С	Концентрация кислоты (% / 10)		
	30	50	90
	Оптимальная плотность тока. мк.д.м ²		
20	7,5	5	
30	10	7,5	4
40	12,5	10	4
50	15	12,5	10
60	15	15	12,5

Из полученных данных видно, что при постоянной температуре минимальный защитный ток получается наибольшим для 30% уксусной кислоты. С повышением температуры плотность тока растет для всех концентраций кислоты. Это указывает на то, что с повышением температуры увеличивается агрессивность кислоты.

Для проверки полученных значений оптимальной защитной плотности тока, полученных по катодным кривым были проведены эксперименты по осуществлению катодной защиты образцов стали марки Ст-3 в этих условиях. При этом значения плотности тока, при которых достигается эффективная защита образцов несколько больше защитных плотностей тока, полученных по кривым катодной поляризации.

Изучение поляризационных кривых стали Ст-3 в уксусной кислоте показывает, во-первых, разную степень агрессивности уксусной кислоты различной концентрации и температуры, во-вторых, возможность осуществления катодной защиты, предотвращающей коррозию стали.

Выводы

1. В лабораторных условиях установлены параметры катодной защиты стали Ст-3 в уксусной кислоте различной концентрации и температуры. Установлено, что с повышением температуры оптимальная защитная плотность тока увеличивается, что объясняется повышением агрессивности уксусной кислоты, вследствие интенсификации процесса деполяризации.

2. Величина плотности тока равная 4—5 мк.д.м² (при защитном потенциале -0,55 в относительно водородного электрода) позволяет защитить углеродистую сталь марки Ст-3 в 30% растворе уксусной кислоты при температуре 60 С.

Результаты исследований могут быть полезными при рассмотрении вопроса замены нержавеющей сталей (применяемых в настоящее

время в производстве искусственной углеродистой сталью марки СТ-3, с одновременной ее катодной поляризацией.

АрхИИХИМПРОЕКТ

Получено 31.XI 1964

Ա. Ա. ՅԱՐԿԱՆՈՎ, Ա. Դ. ԲԱՂՅԱՆ, Վ. Կ. ԽԱՏՐՅԱՆ

СТ-3 ԿԱՐԿԱՅԻ ԱՇԽԱՏՆԱՅԻՆ ՊՈԳՊԱՆԻ ԿԱՏՈՒԱՅԻՆ ՊԱՇՏՊԱՆՈՒԹՅԱՆ ՊԱՐԱՄԵՏՐՆԵՐԻ ՌԻՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՔԱՅԱՆԱԹՎԻ ՄԵՋ

Ա մ փ ո փ ո լ մ

Հայտնի է, որ մինչ այժմ քաղախաթթվի արդյունաբերության մեջ, որպես կոնստրուկցիոն նյութ օգտագործում են բարձր լեգիրացված պողպատներ և գունավոր մետաղներ [2, 3]:

Քաղախաթթվի արդյունաբերության մի շարք պայմաններում օգտագործելու համար առաժամ ամենից էժան և հեշտ ճարվող նյութ է հանդիսանում հասարակ ածխածնային СТ-3 մարկայի պողպատը: Այս աշխատանքում հետևանքները ուսումնասիրել են СТ-3 մարկայի պողպատի պոլարիզացիոն բնութագրերը և կատոդային պոլարիզացիոն բնութագրերով որոշել են անհրաժեշտ պաշտպանիչ հոսանքի չափը:

Նկարագրվում է սարքավորման սխեման, որի օգնությամբ հանված և պոլարիզացիոն կորեր: Կատոդային պոլարիզացիոն կորերը ստացվում են քաղախաթթվի 30, 50, 90% խտությունների համար՝ 20--60°C ջերմաստիճանի ժամանակ:

Ստացված օպտիմալ պաշտպանիչ հոսանքի չափը ստուգելու համար յուրորտոր պայմաններում կատոդային պաշտպանության փորձեր են կատարված, որանդից և դուրս են բերված հետևյալ հետևությունները.

1. Թթվի ջերմաստիճանը ավելացնելու դեպքում օպտիմալ պաշտպանիչ հոսանքի չափը ավելանում է, դա քաղախաթթվում է քաղախաթթվի ազդեցությունը ավելանալու պատճառով:

2. Հոսանքի խտության մեծությունը 4,0—5,0 ա/մ² լինելու դեպքում ածխածնային հասարակ պողպատը հնարավոր է լինում պաշտպանել 30% քաղախաթթվի մեջ 60°C ջերմաստիճանի ժամանակ:

3. Անոդազրած աշխատանքը թույլ է տալիս կրակացություն անել, որ հնարավոր է լեգիրացված դեֆիցիտ պողպատները այժմ օդապորձից քաղախաթթվի արդյունաբերության մի շարք պայմաններում, փոխարինել հասարակ պողպատով, միաժամանակ նրան պաշտպանելով կատոդային հոսանքով:

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Фархабов А. А. Катодная защита стальных сооружений в морской воде. Гостоптехиздат, 1962
2. Под редакцией Томишова Н. Д. Коррозия и защита сталей. Машгиз, 1959.
3. Кликов Н. М. Коррозии химической аппаратуры и коррозионностойкие материалы. Машгиз, 1960.
4. Томишов Н. Д. Теория коррозии и защиты металлов, Изд. АН СССР, 1959.

Ր Ո Վ Ա Ն Գ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Հիպոսեխնիկոս

Ա. Գ. Անույան, Մեան-Հրապարան կառնադր կառուցվածքների հազմարկը Չժեռային պայմաններում, փոքրացված թողարկի շեղում 1

Էներգետիկոս

Բ. Վ. Բարխուդարյան, Գազի-պատման սեփմային բնութագրերի մշակման մասին-մասնագիտան ձևաչաների կիրառման հարցի շուրջը 18

Մեխանոգիստրուս

Ս. Վ. Կոստյան, Ի. Ա. Տեր-Ազարյեկ, Ջերմային երևույթները թարթի կտրման մասանակ 22

Ճարտարական սեխնիկոս

Գ. Թ. Տեր-Մուսկախյան, Պեղումներին մակարդակի գիբրը Չնշառյան կարգավորել-չեքում 24

Շինարարական կոնստրուկցիաներ

Ս. Ա. Բարդասարյան, Այլու-մինև համաձայնվածքից պատրաստված ապակենարուն սեղմված ձողերի կրողունակութան էրակերիմենտալ հետազոտությունը 29

Վիճիական սեխնիկոս

Ս. Մ. Իսանակյան, Ա. Մ. Դասարյան, ԵրկՖոզ հասանքում պինդ մասնիկների և մա-ժուրիկ հեղուկի փոխազդեցության մեխանիզմի մասին (հաղորդում 1) 42

Ա. Ա. Չարխազով, Ա. Մ. Բարխուդյան, Է. Գ. Անուսարյան, Մ. Յ. Մարկոսի սմիտմային պողպատի կառուցային պարամետրյան պարամետրերի ուսումնասիրումը ընթացիակարգի մեջ 49

СОДЕРЖАНИЕ

	Стр.
Гидротехника	
<i>А. К. Ананян.</i> К методике расчета сооружений Севано-Разданского каскада ГЭС, работающих в зимних условиях на пониженных подпусках	3
Энергетика	
<i>И. Г. Бархударян.</i> К вопросу о применении математических методов обработки режимных характеристик газопотребления	16
Машинноеведение	
<i>М. В. Касьян, И. А. Тер-Азарьев.</i> Тепловые явления при резании камня	25
Измерительная техника	
<i>Г. И. Тер-Степанян.</i> О положении пьезометрического уровня в регуляторах напора	33
Строительные конструкции	
<i>С. А. Багдасарян.</i> Экспериментальное исследование несущей способности сжатых стержней из алюминиевого сплава Д16—Т	37
Химическая технология	
<i>С. М. Исаакян, А. М. Гаспарян.</i> О механизме взаимодействия твердых тел с вязкой жидкостью в двухфазном потоке (Сообщение I)	45
<i>А. А. Фархадов, А. М. Балаян, В. Г. Асатрян.</i> Исследование основных параметров катодной защиты углеродистой стали марки Ст-3 в уксусной кислоте	59