


14  
Б-90

18



ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ ПРОБЛЕМ

Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин,  
В.Б. Флягин, П.В. Шляпников

P-1387

ГИДРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
МЕХАНИЗМА ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ  
БОЛЬШОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ

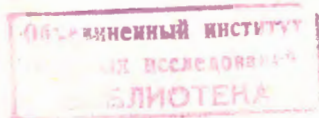
*ТТЭ, 1964, № 4, с. 56-65.*

Дубна 1963

Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин,  
В.Б. Флягин, П.В. Шляпников

P-1387

ГИДРОГАЗОДИНАМИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ  
МЕХАНИЗМА ИЗМЕНЕНИЯ ДАВЛЕНИЯ  
БОЛЬШОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ КАМЕРЫ



Дубна 1963

## 1. В в е д е н и е

В нашей предыдущей работе<sup>/1/</sup> было показано, что изменение давления  $P(t)$  внутри пузырьковой камеры, связанной посредством переходной горловины длиной  $L$  и внутренним сечением  $F$  с расширительным механизмом, давление в котором есть  $P_2(t)$ , описывается уравнениями колебаний

$$\ddot{P} + \omega^2 (P - P_2) = 0 \quad (1)$$

или

$$\ddot{P} + 2b\dot{P} + \omega^2 (P - P_2) = 0 \quad (2)$$

в зависимости от величины безразмерного параметра  $b/\omega$ , характеризующего влияние трения.

Уравнения (1) и (2) вытекают из рассмотрения пузырьковой камеры как своего рода резонатора<sup>x)</sup>, характеризующегося, в частности, набором частот собственных колебаний давления в жидкости, заполняющей камеру. Частота колебаний давления, соответствующая основному тону колебаний с периодом  $T = 2\pi/\omega$ , определяется выражением

$$\omega = (F/k_0 \rho_0 L V_0)^{1/4} \quad (3)$$

(здесь  $k_0$ ,  $\rho_0$ ,  $V_0$  - коэффициент сжимаемости, плотность и объем рабочей жидкости).

При наличии трения коэффициент затухания колебаний равен

$$b = \frac{2\lambda_{\Sigma}}{\pi^2} k_0 P_0 \frac{V_0}{D^3} \omega, \quad (4)$$

где  $P_0$  есть исходное давление в камере перед расширением,  $D$  - внутренний диаметр горловины, а  $\lambda_{\Sigma} = \lambda_0 + \frac{D}{L} \sum \lambda_i$  - суммарный коэффициент сопротивления потоку жидкости в горловине, складывающийся из линейного коэффициента сопротивления горловины  $\lambda_0$  и коэффициентов местных сопротивлений  $\lambda_i^{xx}$ .

Каждое из уравнений (1) или (2) содержит две неизвестные функции времени  $P(t)$  и  $P_2(t)$ . Задача состоит, следовательно, в том, чтобы дополнить (1) и (2) уравнениями, выражающими связь между  $P(t)$  и  $P_2(t)$ . Эти последние уравнения совместно с (1) и (2) образуют систему, полностью определяющую зависимость временных процессов изменения давления в камере и механизме расширения от их основных конструктивных параметров. В настоящей работе эта задача решена для метровой пузырьковой камеры<sup>/3,4/</sup> с расширительным устройством пневматического типа.

x) Более подробно этот подход излагается в работе<sup>/1/</sup>.

xx) Численные значения  $\lambda_i$  для местных сопротивлений различных типов можно найти в работе<sup>/2/</sup>.

Общее описание камеры и системы расширения

Метровая пузырьковая камера и ее механизм расширения были детально описаны ранее /3,4,5/; здесь приводятся лишь основные особенности их конструкции.

Чувствительный объем камеры  $V_0 = 200$  л помещен внутри заполненного дистиллированной водой защитного кожуха, который сообщается с механизмом изменения давления посредством расширительной горловины длиной  $L = 100$  см, сечением  $F = 300$  см<sup>2</sup>.

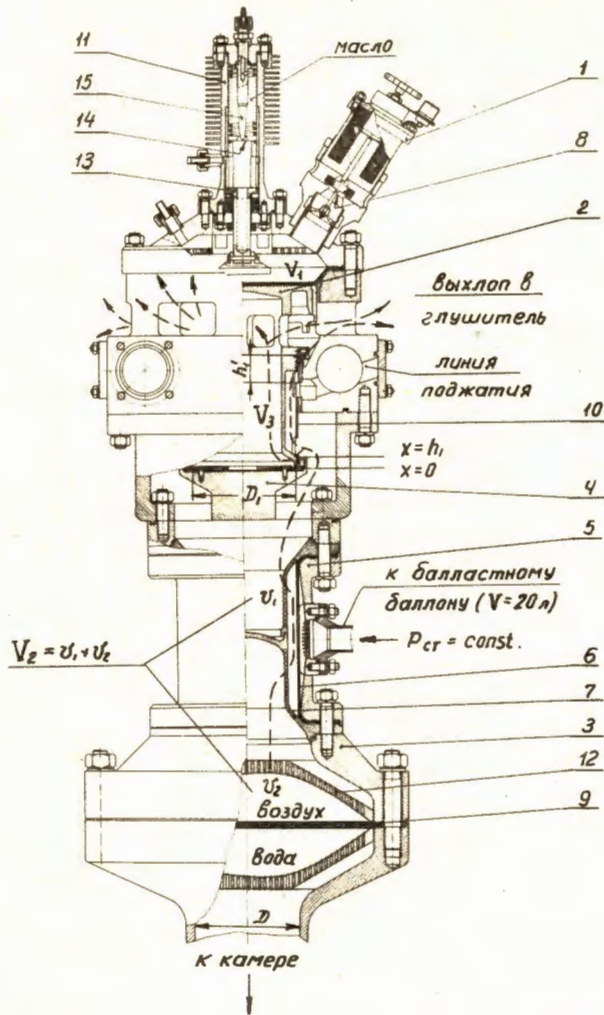


Рис. 1. Конструкция механизма изменения давления.

Механизм изменения давления (см. рис.1), выполненный на основе пневматического дифференциального клапана, управляется с помощью быстродействующего электромагнитного клапана (1). После выхлопа воздуха из объема  $V_1$  золотник (см.рис.1а) под воздействием нескомпенсированного давления  $P_2$  в объеме  $V_2$

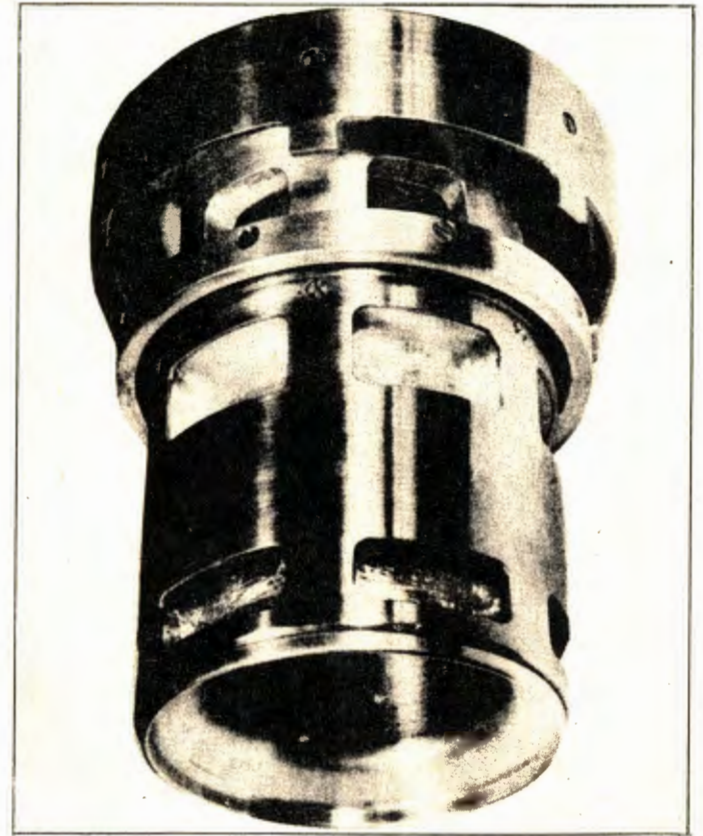


Рис. 1а.

расширителя (3) отходит от седловины (4), открывая один за другим два канала для выхлопа воздуха в глушитель: вначале через кольцевой зазор с площадью  $f_2 = \pi D_1(x - h_1)$ , где  $D_1$  - диаметр нижнего уплотняющего зуба золотника, а  $h_1$  - смещение золотника, отсчитываемое от плоскости  $x = 0$  седловины (4), а затем при  $x > h_1'$ , через прямоугольные отверстия с площадью  $f_3 = 6G(x - h_1')$ , расположенные в верхней части наружной стенки (10) золотника<sup>х)</sup> (здесь  $G$  - поперечный размер каждого из шести указанных отверстий).

Понижение давления  $P_2(t)$  воздуха в объеме  $V_2$  происходит лишь до тех пор, пока в момент  $t = t_3$  (см. рис. 2) оно не достигнет величины  $P_2(t_3) = P_{ст}$ .

<sup>х)</sup> В положении золотника, изображенном на рис. 1, эти же отверстия используются для впуска воздуха под давлением  $P_{02}$  в объем  $V_2$  при поджатии.

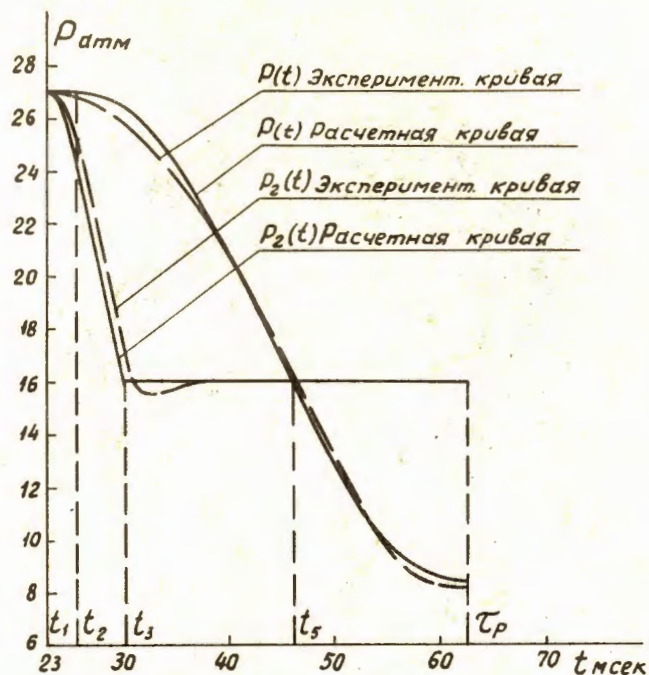


Рис. 2. Расчетные и экспериментальные зависимости изменения давлений в камере  $P(t)$  и расширительном устройстве  $P_2(t)$  от времени.

равной давлению в балластном баллоне стабилизатора (5). В этот момент диафрагма (6) стабилизатора опускается на его опорную решетку (7), поддерживая давление воздуха внутри  $V_1$  на постоянном уровне  $P_{ст.}$  до начала поджатия. Расширение жидкости в камере вначале осуществляется за счет разности давлений  $\Delta P = P(t) - P_2(t) > 0$  ( $P(t)$  — давление в камере) и затем, за время  $t_p - t_3$ , когда  $\Delta P < 0$ , давление в камере снижается до уровня  $P_{min}$  за счет кинетической энергии потока жидкости в горловине, накопленной к моменту  $t_3$ , при котором давления в камере и расширителе становятся равными.

Исходная величина объема  $\Delta V$  между диафрагмой (9) расширителя и его внешней опорной решеткой (12) выбирается так, чтобы увеличение объема  $\Delta V_0 = k_0 V_0 (P_0 - P_{min})$  жидкости внутри камеры удовлетворяло условию  $\Delta V_0 < \Delta V$ . Это означает, что поток жидкости в переходной горловине оказывается плавно заторможенным противодействием  $P_{ст.} - P(t)$  прежде, чем диафрагма расширителя дойдет до его внешней опорной решетки. Благодаря этому, полностью

исключается возможность возникновения гидравлического удара и связанных с ним значительных напряжений в материале конструкции <sup>1/8,4/</sup>.

Гидрогазодинамический расчет конструкции механизма изменения давления

1. Общая схема конструкции пузырьковой камеры и механизма изменения давления непосредственно связана с продолжительностью расширения рабочей жидкости. В рассматриваемом случае время расширения было выбрано равным  $t_p = 40$  мсек, поскольку, как это иллюстрируется приводимыми в таблице 1 данными, требование быстрого расширения в крупных пузырьковых камерах не является столь жестким условием, как в камерах небольшого объема. Понятно, что

Таблица 1

Объем камеры $V_0$ (литры)	[10]	[22]	[4]	[13]	[14]	[15]	[16]	[17]	[18]	[19]
	1	2,2	4	4	24	70	170	200	300	570
Время расширения $t_p$ (мсек)	3	7	5	7	10	45	20	30	20	70

указанная длительность расширения может быть реализована в случае, если время релаксации  $t = \frac{T}{2} = \frac{\pi}{\omega} = \pi(\rho \mu L/F)^{1/2} x$  удовлетворяет условию  $t \leq 30-40$  мсек. Выполнение последнего требования обеспечивается при значениях длины и сечения расширительной горловины, равных соответственно  $L=100$  см и  $F=300$  см<sup>2</sup>. Для указанных величин  $L$  и  $F$  время релаксации  $t = 35$  мсек.

Параметры конструкции механизма изменения давления должны быть теперь выбраны с таким расчетом, чтобы в условиях реального сброса давления в расширительном устройстве продолжительность расширения рабочей жидкости не слишком сильно превосходила собственное время расширения  $t = 35$  мсек.

2. Выбор уравнения колебаний, описывающего изменение давления в камере, определяется величиной безразмерного параметра  $b/\omega$ , устанавливаемой непосредственно из (4):

$$\frac{b}{\omega} = \frac{2}{\pi^2} \lambda_{\Sigma} k_0 \frac{P_0}{D^3}$$

x) В случае расширения с ограничением по давлению время релаксации определяется как продолжительность снижения давления в камере от начального уровня  $P_0$  до рабочего  $P_{min}$  при условии мгновенного сброса давления в расширительном механизме от  $P_{02} = P_0$  до  $P$ . В рассматриваемой конструкции  $\omega = (F/\rho \mu L)^{1/2}$ , где  $\mu = k V + k_B V_B$ , а  $k_B = 5 \cdot 10^{-5}$  ст.-1,  $V_B = 800$  л — плотность, коэффициент сжимаемости и объем воды, Формула (3), приведенная ранее, справедлива в случае заполнения камеры и горловины одной и той же жидкостью.

При выбранных размерах и форме горловины  $\lambda_{\text{г}} = 0,70$ ; имея в виду, что  $k_0 = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{кг}$  (пропан), а  $P_0 = 27 \text{ кг/см}^2$ <sup>xx</sup>, находим, что  $b/\omega = 0,12$ . В работе<sup>/1/</sup> показано, что если  $b/\omega \ll 1$ , то изменение давления в камере, по крайней мере на стадии расширения, может быть найдено из уравнения (1). Здесь это условие выполнено. Однако поскольку в этой работе будет рассматриваться полный цикл изменения давления в камере, то следует воспользоваться уравнением (2), т.е. рассмотреть процесс с трением.

3. Перейдем теперь к непосредственному выводу систем уравнений, последовательно описывающих процессы изменения давления в камере и механизме расширения на разных стадиях действия главного клапана и связывающих длительности этих процессов с основными параметрами конструкции.

Движение золотника главного клапана начинается после того, как давление  $P_1(t)$  в объеме  $V_1$  над золотником достигнет равновесного значения  $P_p = (S_2 P_a + S_1 P_{02})/S_1$ . ( $S_1$  - площадь верхнего торца золотника,  $P_{02}$  - начальное давление воздуха в объеме  $V_2$  расширителя, действующее на площадь  $S_2$  золотника, а  $P_a$  - атмосферное давление, действующее на площадь  $S_2 = S_1 - S_2$ ).

Изменение давления воздуха  $P_1(t)$  в I ступени от начального значения  $P_{01}$  до равновесного  $P_p$  определяется выражением

$$\frac{d m_1}{dt} = \frac{d(\rho_1 V_1)}{dt} = -Q, \quad (5)$$

в котором  $m_1$  и  $\rho_1$  - масса и плотность воздуха в объеме  $V_1$ , а  $Q$  - массовый расход воздуха в единицу времени через выхлопное отверстие (8) площадью  $f_1$  I ступени клапана. Поскольку при  $P_1(t) < P_p$  золотник покоится, и, стало быть,  $V_0 = V_{01} = \text{const}$ , то выражение (5) принимает вид:

$$V_{01} \dot{\rho}_1 = -Q. \quad (6)$$

Рассматривая изменение давления  $P_1(t)$  в объеме  $V_1$  как процесс адиабатического и квазистационарного истечения идеального газа<sup>/7/</sup>, представим правую часть уравнения (6) в форме

$$Q = f_1 \rho_1 \left( \frac{P_a}{P_1} \right)^{1/\gamma} \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} \left( 1 - \left( \frac{P_a}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right) \right]^{1/2} \quad \text{xx)}$$

где  $P_a$  - давление газа в месте истечения. Для определения этой величины воспользуемся основными закономерностями дозвукового и звукового режимов истечения.

Известно<sup>/7/</sup>, что если величина отношения  $\phi = P_{\text{внеш}}/P_{\text{внут}}$ , внешнего противодавления к внутреннему давлению в сосуде превосходит некоторый кри-

<sup>x)</sup> Все указанные в работе величины давлений даны в абсолютных атмосферах.

<sup>xx)</sup> Для воздуха  $\gamma = c_p/c_v = 1,43$ ,  $\phi_{\text{кр}} = 0,527$ .

тический предел  $\phi_{\text{кр}} = (2/(1+\gamma))^{1/(\gamma-1)}$ , то режим истечения называется докритическим и давление  $P_u$  в месте истечения устанавливается равным внешнему противодавлению:  $P_u = P_{\text{внеш}} = P_a$  (выхлоп из объема  $V_1$  происходит в атмосферу). Поэтому

$$Q = f_1 \rho_1 \left( \frac{P_a}{P_1} \right)^{1/\gamma} \left[ \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_1}{\rho_1} \left( 1 - \left( \frac{P_a}{P_1} \right)^{(\gamma-1)/\gamma} \right) \right]^{1/2}$$

В случае, когда  $\phi \leq \phi_{\text{кр}}$ , режим истечения называется критическим. При этом давление  $P_u$  в месте истечения устанавливается равным критическому давлению  $P_{\text{кр}} = P_1 \cdot \phi_{\text{кр}}$ , а расход  $Q$  определяется выражением

$$Q = f_1 \rho_1 \left( \frac{2}{1+\gamma} \right)^{1/(\gamma-1)} \left( \frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_1}{\rho_1} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

В рассматриваемом интервале изменения давления  $P_1(t)$  от  $P_{01} = 8,5$  атм. до  $P_p = 3,2$  атм режим истечения является критическим, поскольку равновесное давление превосходит давление  $P_a/\phi_{\text{кр}} = 1,8$  атм, при котором возможно изменение режима истечения. Подставляя (7) в исходное уравнение (6), получим после интегрирования:

$$-P_1(t) = P_{01} (1 + At)^{-1/n}, \quad (8)$$

где

$$n = (\gamma-1)/2\gamma, \quad A = \frac{f_1(\gamma-1)}{2V_{01}} \left( \frac{2}{1+\gamma} \right)^{1/(\gamma-1)} \left( \frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2}$$

Зависимость  $P_1(t)$ , вычисленная для интервала времени  $0 \leq t \leq t_0$  по формуле (8), показана на рис. 3.

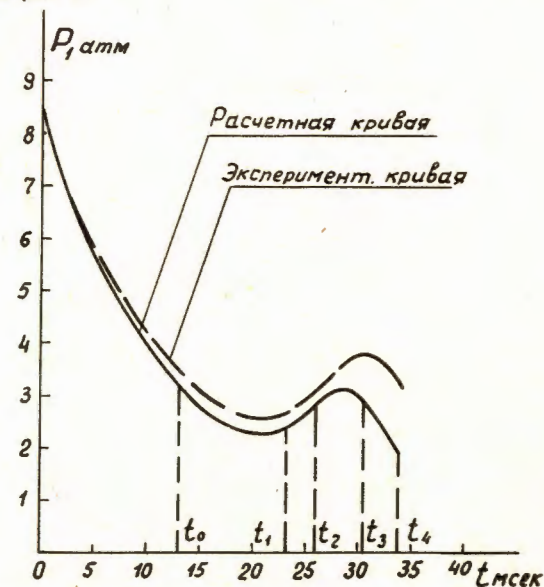


Рис. 3. Расчетные и экспериментальные зависимости изменения давлений  $P_1(t)$  в I ступени клапана от времени.

4. Золотник приходит в движение в момент  $t = t_0$ , когда  $P_1(t) > P_p$ . В соответствии с конструкцией главного клапана выхлоп воздуха из объема  $V_2$  начнется лишь после того, как золотник сдвинется на расстояние  $x(t) = h_1$ . Достаточное для того, чтобы его наружная стенка полностью перекрыла отверстия в корпусе клапана, сообщающиеся с источником высокого давления  $P_{02}$ .

Изменение давления воздуха  $P_1(t)$  в интервале  $t_0 \leq t \leq t_1$  определяется уравнением движения золотника  $\ddot{x}(t) = \frac{1}{m_0}(S_2 P_2 + S_n P_n - S_1 P_1)$  и выражением (5), в котором теперь  $V_1(t) = V_{01} - S_2 x$ , а расход  $Q$ , как и прежде, дается формулой (7). После несложных преобразований получим:

$$\begin{cases} \ddot{x} = a - \beta P_1; \\ \dot{P}_1 = \frac{a P_1 \dot{x} - c P_1^{n+1}}{V_{01} - S_2 x}; \end{cases} \quad (9)$$

где  $a = (S_2 P_{02} + S_n P_n) / m_0$ ;  $\beta = S_1 / m_0$ ;  $c = \gamma S_1$ ;  $\gamma = \frac{2}{I + \gamma} \cdot \frac{2\gamma}{I + \gamma} \cdot \left(\frac{P_n}{\rho_n}\right)^{1/2} P_{01}^{-n}$ ,

$m_0$  — масса золотника, а начальные условия таковы:  $x(t_0) = 0$ ,  $\dot{x}(t_0) = 0$ ,  $P_1(t_0) = P_p = 3,2$  атм. Зависимости  $P_1(t)$  и  $\dot{x}(t) = w(t)$ , вычисленные по (9) для интервала времени  $t_0 \leq t \leq t_1$ , иллюстрируются соответствующими кривыми на рис. 3 и рис. 4.

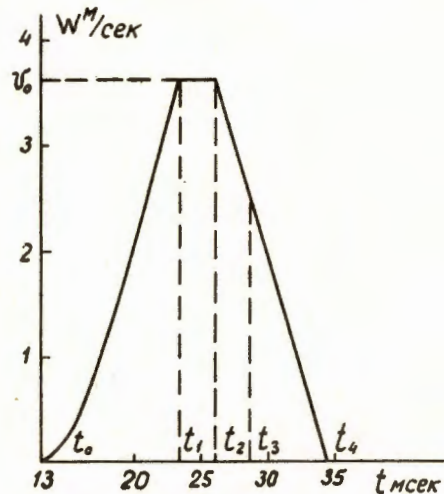


Рис. 4. Расчетная зависимость скорости  $w(t)$  золотника от времени.

5. Увеличение давления воздуха  $P_1(t)$  под золотником при выхлопе из объема  $V_2$  вызывает в случае отсутствия демпфера (11) (рис. 1) резкое возрастание скорости золотника, кинетическая энергия которого к моменту остановки

достигает 120–150 кгм, что приводит, как показывают расчеты, к недопустимым (пластическим) деформациям материала конструкции. Для устранения указанных деформаций в конструкцию расширительного устройства был введен гидравлический демпфер<sup>х)</sup>, уменьшающий скорость  $w(t)$  золотника до нуля при его подходе в момент  $t = t_4$  ( $x(t_4) = h_2$ ) к крышке клапана.

Для выполнения условия  $w(t_4) = 0$  зададим скорость золотника в какой-либо простой (например, линейной) форме:

$$w(t) = \begin{cases} w_0 = \text{const} & t_1 \leq t \leq t_2 \quad \text{xx)} \\ w_0 - \delta(t - t_2) & t_2 \leq t \leq t_4 \end{cases} \quad (10)$$

(здесь  $\delta = w_0^2 / 2(h_2 - h_1)$ ). Тогда

$$x(t) = \begin{cases} h_1 + w_0(t - t_1) & t_1 \leq t \leq t_2 \\ h_2 + w_0(t - t_2) - \delta(t - t_2)^2 / 2 & t_2 \leq t \leq t_4 \end{cases}$$

а давление  $P_M(t)$  масла во внутреннем объеме демпфера, при котором выполняется (10), получим из уравнения движения золотника:

$$(S_2 P_2 + S_3 P_3 + S_0 P_n - S_1 P_1 - S_{пл.} P_M) / m_0 = \begin{cases} 0 & t_1 \leq t \leq t_2 \\ -\delta & t_2 \leq t \leq t_4 \end{cases}, \quad (11)$$

в котором  $S_3$  — внутреннее сечение золотника,  $S_0 = S_1 - S_2 - S_3$ ,  $S_{пл.}$  — площадь плунжера (13) (см. рис. 1). Из (11) следует, что

$$P_M(t) = \begin{cases} a_1 P_2 + \beta_1 P_3 - \eta_1 P_1 + \nu_1 & t_1 \leq t \leq t_2 \\ a_1 P_2 + \beta_1 P_3 - \eta_1 P_1 + \nu_2 & t_2 \leq t \leq t_4, \end{cases} \quad (12)$$

где  $a_1 = S_2 / S_{пл.}$ ,  $\beta_1 = S_3 / S_{пл.}$ ,  $\eta_1 = S_1 / S_{пл.}$ ,  $\nu_1 = S_0 P_n / S_{пл.}$ ,  $\nu_2 = (S_0 P_n + \delta m_0) / S_{пл.}$

Сечение  $\Omega(t)$  дросселирующего отверстия (14) (см. рис. 1), необходимое для выполнения условия (12), находится из уравнения Бернулли  $P_M = \xi \rho_M w_M^2 / 2$  и соотношения неразрывности  $\rho_M w(t) S_{пл.} = \rho_M w_M(t) \Omega(t)$  для потока масла, которые дают:

$$\Omega(t) = (\xi \rho_M S_{пл.}^2 w^2(t) / 2 P_M)^{1/2}. \quad (13)$$

Здесь  $\rho_M = 0,88$  г/см<sup>3</sup> — плотность масла,  $\xi = 1,2$  — коэффициент, учитывающий трение<sup>197</sup>,  $w_M$  — скорость масла, выдавливаемого через кольцевой зазор между дросселирующим отверстием (14) демпфера и дроссельным штоком (15). Подставляя (10) в (13), получим окончательно, что

$$\Omega(t) = \begin{cases} \chi_1 P_M^{-1/4} & t_1 \leq t \leq t_2 \\ \chi_2 (w_0 - \delta(t - t_2)) P_M^{-1/4} & t_2 \leq t \leq t_4, \end{cases}$$

<sup>х)</sup> Более детальное изложение расчета демпфера приводится в работе<sup>18/</sup>; см. также<sup>197</sup>.

<sup>xx)</sup> Момент времени  $t = t_2$  ( $x(t_2) = h_2$ ) для удобства расчета выбран совпадающим с началом докритического режима истечения воздуха из объема  $V_2$  в объем  $V_3$ .

где  $\chi_1 = w_0 S_{пл.} (\xi \rho_M / 2)^{1/2}$ ,  $\chi_2 = S_{пл.} (\xi \rho_M / 2)^{1/2}$ .

Установим теперь зависимость от времени давления  $P_1(t)$ ,  $P_2(t)$  и  $P(t)$  при критическом режиме истечения воздуха из объема  $V_2$  в объем  $V_3$ .

Изменение давления  $P_2(t)$  воздуха в объеме  $V_2$  получим из выражения, аналогичного (5):

$$\frac{d(\rho_2 V_2)}{dt} = -Q_2 \quad (14)$$

в котором  $Q_2$  - расход воздуха через выхлопное отверстие  $f_2 = \pi D_1^2 (x - h_1)$ , определяемый по формуле, подобной (7). Величина производимой  $dV_2/dt$  в левой части (14) устанавливается из условия совместности изменений объемов воздуха и жидкостей <sup>1/1</sup>:

$$V_2 = \mu P \quad \text{и} \quad V_2(t) = V_{02} - \mu (P_{02} - P) \quad (15)$$

где  $V_{02}$  и  $P_{02}$  - начальные объем и давление воздуха. Замечая, что

$Q_2 = f_2 \rho_2 \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/\gamma-1} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma}$  и используя (15), уравнение (14) приведем к виду:

$$\dot{P} + (d+P) P_2 / \gamma P_2 = B(t-t_1) P_2^n$$

где  $d = (V_{02} / \mu) P_0$ ,  $B = -\frac{\pi D_1 w_0}{\mu} \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma} P_0^{-n}$ .

Изменение давления  $P_2(t)$  в объеме  $V_3$  под золотником находится обычным методом из выражения  $V_3 (dP_3/dt) = Q_2 - Q_3$  в котором

$Q_3 = \sigma \rho_3 \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/\gamma-1} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_3}{\rho_3}\right)^{1/\gamma}$  ( $\sigma$  - площадь выхлопных отверстий из объема  $V_3$ ):

$$\dot{P}_3 = E_1(t-t_1) P_2^m P_3^{2n} - H P_3^{n+1}$$

где  $E_1 = \frac{\pi D_1 w_0 \gamma}{V_3} \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma} P_0^m P_0^{-2n}$ ,  $H = \frac{\sigma \gamma}{V_3} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma} P_0^{-n}$ ,  $m = \frac{1+\gamma}{2\gamma}$ ,

а  $P_{03} = P_0$  - начальное давление воздуха в объеме  $V_3$ .

Изменение давления  $P_1(t)$  воздуха в I ступени получим из второго уравнения системы (9) подстановкой  $\dot{x}(t) = w_0$  и  $x(t) = h_1 + w_0(t-t_1)$ , что дает:

$$\dot{P}_1 = \frac{a w_0 P_1 - c P_1^{n+1}}{V_{01} - S_1 x}$$

Напомним, наконец, что для рассматриваемой здесь камеры изменение давления  $P(t)$  в рабочей жидкости описывается уравнением (2).

В результате полная система уравнений, определяющая изменение давлений внутри камеры и системы расширения, когда открыт лишь один канал для выхлопа воздуха из объема  $V_2$ , имеет вид:

$$\ddot{P} + 2b\dot{P} + \omega^2(P - P_2) = 0; \quad \dot{P}_1 = \frac{a w_0 P_1 - c P_1^{n+1}}{V_{01} - S_1 x} \quad (16)$$

$$\dot{P} + (d+P) P_2 / \gamma P_2 = B(t-t_1) P_2^n$$

$$\dot{P}_3 = E_1 P_2^m P_3^{2n} (t-t_1) - H P_3^{n+1}; \quad (16)$$

$$P_M = \alpha_1 P_2 + \beta_1 P_3 - \eta_1 P_1 + \nu_1$$

$$\Omega = \chi_1 P_M^{-1/2}; \quad x = h_1 + w_0(t-t_1)$$

Система (16) справедлива в интервале  $t_1 \leq t \leq t_1'$  при начальных условиях  $P(t_1) = P_2(t_1) = P_{02} = P_0 = 27$  атм.,  $P(t_1) = 0$ ,  $P_3(t_1) = P_0 = 1,0$  атм. и  $P_1(t_1) = 2,42$  атм.

При смещении золотника на расстояние  $x(t_1') = h_1'$  открывается второй канал с сечением  $f_3 = 6G(x - h_1')$  для выхлопа воздуха из объема  $V_2$  в глушитель; режим истечения при этом является критическим. Изменение давления  $P_2(t)$  на этом этапе движения золотника находится из уравнения  $\frac{d(\rho_2 V_2)}{dt} = -Q_2 - Q_2'$ ,

в котором, как и прежде  $Q_2 = f_2 \rho_2 \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma}$ , а  $Q_2' = f_3 \rho_2 \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/\gamma-1} \times \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma}$ :

$$\dot{P} + (d+P) P_2 / \gamma P_2 = B_1(\epsilon(t-t_1) - 1) P_2^n$$

где  $B_1 = -\frac{6G(h_1' - h_1)}{\mu} \left(\frac{2}{1+\gamma}\right)^{1/(\gamma-1)} \left(\frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_2}{\rho_2}\right)^{1/\gamma} P_0^{-n}$ ,  $\epsilon = \frac{\pi D_1 + 6G}{6G(h_1' - h_1)} w_0$ .

Полная же система уравнений, описывающая изменение давлений в камере и системе расширения такова:

$$\ddot{P} + 2b\dot{P} + \omega^2(P - P_2) = 0;$$

$$\dot{P} + (d+P) P_2 / \gamma P_2 = B_1(\epsilon(t-t_1) - 1) P_2^n; \quad (17)$$

$$\dot{P}_3 = E_1(t-t_1) P_2^m P_3^{2n} - H P_3^{n+1};$$

$$\dot{P}_1 = \frac{a w_0 P_1 - c P_1^{n+1}}{V_{01} - S_1 x};$$

$$P_M = \alpha_1 P_2 + \beta_1 P_3 - \eta_1 P_1 + \nu_1;$$

$$\Omega = \chi_1 P_M^{-1/2}; \quad x = h_1 + w_0(t-t_1)$$

Система (17) справедлива в интервале  $t_1' \leq t \leq t_2$ , где  $t_2$  - момент времени, при котором начинается докритический режим истечения из объема  $V_2$  в объем  $V_3$ . Начальные условия для системы уравнений (17):  $P(t_1')$ ,  $\dot{P}(t_1')$ ,  $P_1(t_1')$ ,  $P_2(t_1')$ ,  $P_3(t_1')$  получаются из решения системы (16) в момент времени  $t = t_1'$ .

Таким образом, зависимости давлений  $P(t)$ ,  $P_2(t)$ ,  $P_1(t)$ ,  $P_3(t)$ ,  $P_M(t)$  от времени, а также зависимость  $\Omega(t)$  при критическом режиме истечения из объема  $V_2$  в объем  $V_3$  определяются системами (16) и (17), решения которых иллюстрируются соответствующими кривыми на рис. 2, 3, 5, 6 и 7 в интервале  $t_1' \leq t \leq t_2$ .

6. Изменение режима истечения из объема  $V_2$  в объем  $V_3$  на докритический наступает в момент  $t = t_2$ , когда  $\phi(t_2) = P_3(t_2) / P_2(t_2) = \phi_{кр}$ . При  $t \geq t_2$



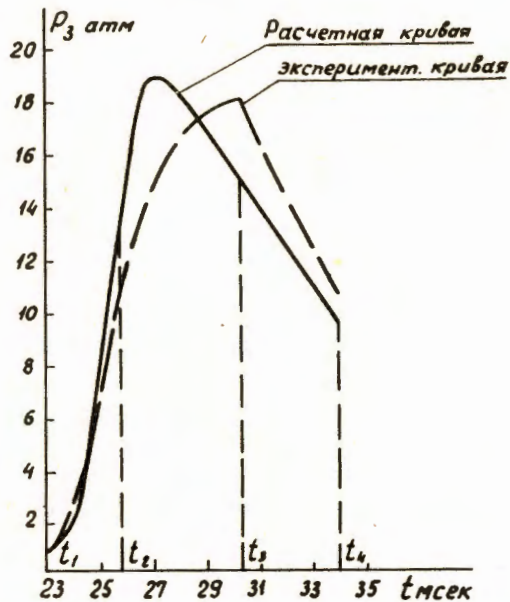


Рис. 5. Расчетная и экспериментальная зависимости изменения давлений  $P_3(t)$  под золотником от времени.

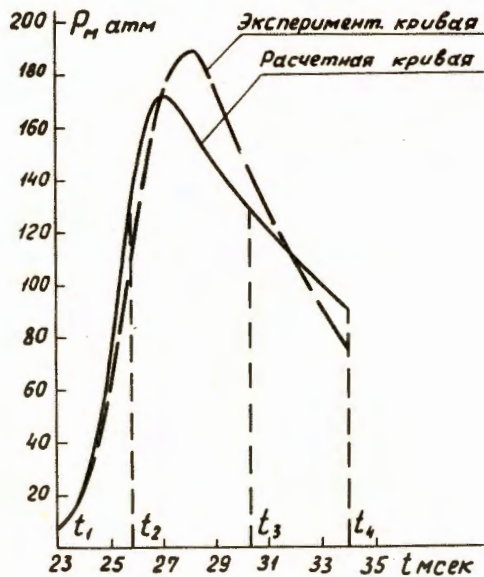


Рис. 6. Расчетная и экспериментальная зависимости изменения давлений  $P_m(t)$  в демпфере от времени.

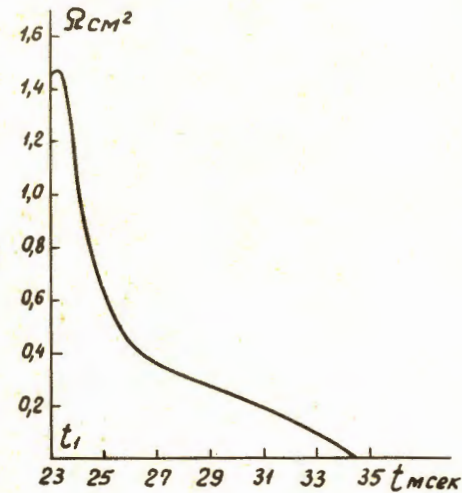


Рис. 7. Расчетная зависимость площади  $\Omega(t)$  дроссельного отверстия демпфера от времени.

движение золотника происходит в соответствии с условием (10), а зависимости давлений в камере и механизме расширения от времени находятся, как и прежде, из выражений типа (5). При этом расход воздуха из объема  $V_2$  в объем  $V_3$  равен  $Q_2 = \pi D_1(x-h_1) \cdot \rho_2 \cdot \left(\frac{P_2}{P_3}\right)^{1/\gamma} \left(\frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_2}{\rho_2} \left(1 - \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{2n}\right)\right)^{1/2}$ .

Опуская промежуточные выкладки, в основном аналогичные выполненным ранее, приведем полную систему уравнений для докритического режима истечения, справедливую до момента  $t = t_3$  начала стабилизации давления  $P_2$  в расширителе:

$$\begin{cases} \ddot{P} + 2bP + \omega^2(P - P_2) = 0; \\ P + (d+P)P_2 / \gamma P_2 = M_1(x-h_1) \left(1 - \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{2n}\right)^{1/2} P_3^{1/\gamma} P_2^{(\gamma-1)/2\gamma} + N_1(x-h_1) P_2^n; \\ P_3 = E_2(x-h_1) \left(1 - \left(\frac{P_3}{P_2}\right)^{2n}\right)^{1/2} P_3 P_2^n - H P_3^{n+1}; \\ \dot{P}_1 = \frac{\alpha P_1(w_0 - \delta(t-t_2)) - c P_1^{n+1}}{V_{01} - S_1 x}; \\ P_m = \alpha_1 P_2 + \beta_1 P_3 - \eta_1 P_1 + v_2; \\ \Omega = \chi_2 (w_0 - \delta(t-t_2)) P_m^{-1/2}; \\ x = h_2 + w_0(t-t_2) - \delta(t-t_2)^2/2 \end{cases} \quad (18)$$

$$\text{Здесь } M_1 = -\frac{\pi D_1}{\mu} \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_0^{-n}; N_1 = -\frac{6G}{\mu} \left( \frac{2}{1+\gamma} \right)^{1/2} \left( \frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_0^{-n}; E_2 = \frac{\pi D_1 \gamma}{V_3} \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_0^{-n} \cdot P_0^{2n}.$$

Начальные условия для системы (18) определяются из решений системы уравнений (17) при  $t = t_2$ . Решения системы (18)  $P(t)$ ,  $P_2(t)$ ,  $P_1(t)$ ,  $P_3(t)$ ,  $P_M(t)$ ,  $\Omega(t)$  иллюстрируются соответствующими кривыми на рис. 2, 3, 5, 6, 7 в интервале времени  $t_2 \leq t \leq t_3$ .

7. В момент времени  $t = t_3$  диафрагма стабилизатора /рис. 1/ отсекает часть  $v_1$  объема  $V_2$  II ступени, примыкающую к диафрагме расширителя, поддерживая в ней давление  $P_2$  на заданном уровне  $P_2 = P_{ст.} = 16$  атм. Изменение давления  $P_4$  в объеме  $v_2 = V_2 \pm v_1$  от момента  $t_3$  до остановки золотника при  $t = t_4$  найдем из выражения  $\frac{d(\rho_2 v_2)}{dt} = -\frac{d(\rho_2 v_1)}{dt} - Q_2 - Q_2'$ ,

в котором  $\rho_2$  и  $\rho_1$  - плотности воздуха в объемах  $v_1$  и  $v_2$ , а  $Q_2$  и  $Q_2'$  - численные обычным способом расходы воздуха из объема  $v_2$  через первый и второй каналы, соответственно. Замечая, что  $v_2 = \text{Const}$ ,  $\rho_2 = P_{ст.} \cdot \frac{\rho_a}{P_a}$  и  $\dot{v}_1 = \mu \dot{P}$ , перепишем (19) в виде:

$$V_2 \dot{\rho}_2 = -P_{ст.} \cdot \frac{\rho_a}{P_a} \cdot \mu \dot{P} - Q_2 - Q_2'. \quad (20)$$

Изменение давления  $P(t)$  в камере при постоянном противодействии  $P_2 = P_{ст.}$  описывается уравнением  $P + 2b\dot{P} + \omega^2(P - P_{ст.}) = 0$ , решение которого:

$$P(t) = (c_1 \cos \omega(t-t_3) + c_2 \sin \omega(t-t_3)) e^{-b(t-t_3)} + P_{ст.} \quad (21)$$

Здесь  $c_1 = P(t_3) - P_{ст.}$ ,  $c_2 = \frac{\dot{P}(t_3) + b(P(t_3) - P_{ст.})}{\omega}$ . Дифференцируя (21) по времени и подставляя полученное выражение в (20), после некоторых преобразований найдем:

$$\dot{P}_4 = M_2 P_4^{2n} [(c_1 \omega + b c_2) \sin \omega(t-t_3) - (c_2 \omega - b c_1) \cos \omega(t-t_3)] e^{-b(t-t_3)} - N_2 (x - h_1') P_4^{n+1} - L_2 (x - h_1) \left( 1 - \left( \frac{P_4}{P_a} \right)^{2n} \right)^{1/2} P_4^{2n} P_3^{1/\gamma},$$

где  $M_2 = \frac{\gamma \mu}{V_2} P_{ст.}^{1/\gamma}$ ,  $N_2 = \frac{6G\gamma}{V_2} \left( \frac{2}{1+\gamma} \right)^{1/2} \left( \frac{2\gamma}{1+\gamma} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_{ст.}^{-n}$ ,

$$L_2 = \frac{\pi D_1 \gamma}{V_2} \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_{ст.}^{-n}.$$

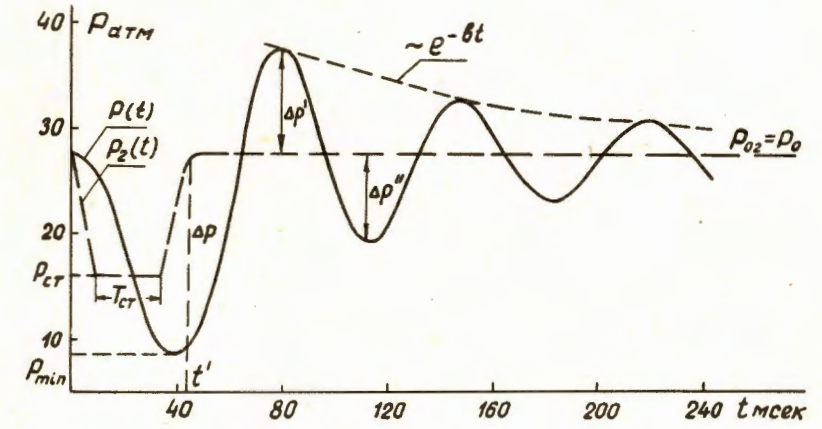
Полная же система уравнений, определяющая функции  $P_4(t)$ ,  $P_1(t)$ ,  $P_3(t)$ ,  $P_M(t)$  и  $\Omega(t)$ , имеет вид:

$$\begin{aligned} \dot{P}_4 &= M_2 [(c_1 \omega + b c_2) \sin \omega(t-t_3) - (c_2 \omega - b c_1) \cos \omega(t-t_3)] e^{-b(t-t_3)} P_4^{2n} - \\ &- N_2 (x - h_1') P_4^{n+1} - L_2 (x - h_1) \left( 1 - \left( \frac{P_4}{P_a} \right)^{2n} \right)^{1/2} P_4^{2n} P_3^{1/\gamma}; \\ \dot{P}_3 &= E_3 (x - h_1) \left( 1 - \left( \frac{P_4}{P_a} \right)^{2n} \right)^{1/2} P_3 \cdot P_4^n - H P_3^{n+1}; \end{aligned} \quad (22)$$

$$P_1 = \frac{a P_1 (w_0 - \delta(t-t_2)) - c P_1^{n+1}}{V - S_1 x}; \quad P_M = a_1 P_2 + b_1 P_3 - \eta_1 P_1 + v_2; \quad (22)$$

$$\Omega = \chi_2 (w_0 - \delta(t-t_2)) P_M^{-1/\gamma}; \quad x = h_2 + w_0(t-t_2) - \delta(t-t_2) \gamma/2$$

Здесь  $E_3 = \frac{\gamma \pi D_1}{V_3} \left( \frac{2\gamma}{\gamma-1} \frac{P_a}{\rho_a} \right)^{1/2} P_{ст.}^{-n} P_0^{2n}$ ,  $P_4(t_3) = P_{ст.} = 16$  атм., а начальные условия для  $P_1(t_3)$ ,  $P_3(t_3)$  находятся из решения системы (18) при  $t = t_3$ . Решения  $P_1(t)$ ,  $P_3(t)$ ,  $P_M(t)$ ,  $\Omega(t)$  системы (22) иллюстрируются соответствующими кривыми на рис. 3, 5, 6, 7 в интервале времени  $t_3 \leq t \leq t_4$ . Зависимость давления  $P(t)$  в камере от времени при стабилизированном давлении  $P_{ст.}$  в расширителе вычислена для  $t \geq t_3$  по формуле (21) и показана на рис. 2 и 8.



Р и с. 8

Расчетная зависимость изменения давления  $P(t)$  в камере при полном цикле изменения давления  $P_2(t)$  в механизме расширения.

Таким образом, на стадии расширения изменение давлений в расширительном устройстве и в камере со временем находятся последовательно из выражения (8), систем уравнений (9), (10), (17), (18), (22)<sup>x)</sup> и формулы (21) и иллюстрируются соответствующими кривыми на рис. 2, 3, 5, 6, 7.

Как видно из рис. 2, при выбранных параметрах механизма расширения и давлении  $P_{ст.} = 16$  атм давление  $P(t)$  в камере снижается до уровня  $P_{min}(t_p) = 8$  атм, при котором камера обладает необходимой чувствительностью.

Расчитанные зависимости  $P(t)$ ,  $P_2(t)$ ,  $P_1(t)$ ,  $P_3(t)$ ,  $P_M(t)$  весьма

<sup>x)</sup> Решения систем уравнений (9), (10), (17), (18), (22) получены на быстродействующей электронно-счетной машине ОИЯИ.

удовлетворительно согласуются с экспериментальными кривыми, показанными пунктирными линиями на соответствующих рисунках, что свидетельствует о справедливости изложенного здесь метода расчета.

8. Мы рассмотрели, таким образом, с гидрогазодинамической точки зрения расчет конструктивных параметров механизма изменения давления на стадии расширения. При выбранных сечениях выхлопных отверстий время выхлопа воздуха из расширителя от начального давления  $P_0 = 27$  атм до стабилизированного давления  $P_{ст.} = 16$  атм составляет  $\approx 7$  мсек, а время расширения рабочей жидкости  $\tau_p \approx 39$  мсек, что удовлетворяет поставленным требованиям.

На стадии поджатия расчет производится аналогичным образом. Здесь следует заметить, что мертвое время пузырьковой камеры существенным образом определяется быстротой нарастания давления в ней после окончания расширения и фотографирования следов. Пузырьки должны захлопываться по возможности ближе к месту своего образования, поскольку в этом случае уменьшается направленный перенос тепла в верхние слои рабочей жидкости. Основным параметром, определяющим возможность сокращения мертвого времени камеры, является величина производной  $dP/dt$ . В рассматриваемой камере необходимая величина  $dP/dt$  достигается за счет такого соотношения между  $P_{ст.}$  и  $T_{ст.}$  /см.рис.8/, при котором повышение давления воздуха до  $P_2 = P_0$  заканчивается в момент, когда жидкость находится еще в перегретом состоянии. Нетрудно видеть, что различие между давлением в камере и расширительном устройстве  $\Delta P$ , достигающее в момент  $t'$  значительной величины  $\Delta P(t') = P_0 - P(t') \approx 20$  атм, позволяет осуществить перекомпрессию рабочей жидкости до  $\approx 38$  атм за 36-38 мсек, так что полная конденсация газовой фазы происходит достаточно быстро, и, по крайней мере, через 1 сек после начала расширения в камере исчезают все видимые следы пузырьков (6).

Различие давлений  $\Delta P(t')$  является и причиной периодических осцилляций давления  $P(t)$  в камере, происходящих с частотой  $\omega = 90 \text{ сек}^{-1}$  и затухающих вследствие потерь на трение. Экспериментальное значение параметра  $(b/\omega)_3 = \frac{1}{\pi} \ln \frac{\Delta P''}{\Delta P'} \approx 0,11$  ( $b_3 \approx 10 \text{ сек}^{-1}$ ) удовлетворительно согласуется с его расчетной величиной  $b/\omega = 0,12$  ( $b = 10,8 \text{ сек}^{-1}$ ), что является существенным аргументом в пользу изложенного в работе (1) способа линеаризации уравнения колебаний давления жидкости в камере.

### З а к л ю ч е н и е

Изложенный выше метод расчета конструктивных параметров механизма расширения пузырьковых камер обладает в гидрогазодинамическом отношении достаточной общностью, поскольку положенные в его основу линеаризованное уравнение колебаний  $\ddot{P} + 2b\dot{P} + \omega^2(P - P_2) = 0$  и предположения об адиабатичности

и квазистационарности процессов изменения давления газа в системе пневмоустройств справедливы во всех случаях, имеющих практический интерес.

Гидрогазодинамический расчет наиболее целесообразно производить при разработке пузырьковых камер больших размеров, так как в этом случае при эмпирическом подходе наиболее трудно осуществить объективный выбор оптимальных временных и прочностных параметров конструкции.

### Л и т е р а т у р а

1. Ю.А. Будагов, В.П. Джелепов, В.Г. Иванов, Ю.Ф. Ломакин, В.Б. Флягин, П.В. Шляпников. О гидродинамике пузырьковых камер. ПТЭ /в печати/.
2. И.Е. Идельчик. Справочник по гидравлическим сопротивлениям. Гос.Энерг.издат, М-Л, 1960.
3. Yu.A.Budagov, V.P.Dzheleпов, N.I.Djakov, V.G.Ivanov, V.I.Moskalev, V.I.Lepilov, V.B.Flyagin, T.Shatet. Proc. Int. Conf. on High-Energy. Instrum., p.133, Berkeley, 1960.
4. А.В. Богомолов, Ю.А. Будагов, А.Т. Василенко, В.П. Джелепов, Н.И. Дьяков, В.Г. Иванов, В.С. Кладницкий, В.И. Лепилов, Ю.Ф. Ломакин, В.И. Москалев, В.Ф. Флягин, Т.И. Шетет, П.В. Шляпников. ПТЭ /в печати/.
5. Ю.А. Будагов, Н.И. Дьяков, Е.Д. Кохов, В.Б. Флягин, Т.И. Шетет. Препринт ОИЯИ Д-619, Дубна, 1960.
6. Yu.A.Budagov, V.P.Dzheleпов, V.G.Ivanov, Yu.F.Lomakin, V.B.Flyagin, P.V.Sblyapnikov. Nucl. Instr. and Meth., V. 20, p. 128 (1963).
7. И.П. Гинзбург. Прикладная гидрогазодинамика. Изд. Ленингр. университета, 1958.
8. П.В. Шляпников. Дипломная работа, Гидрогазодинамический расчет расширительного устройства большой пузырьковой камеры. МИФИ, 1961.
9. Е.М. Хаймович. Гидроприводы и гидроавтоматика станков, 1958.
10. Margaret H.Alston, B.Collinge, W.H.Evans, R.W.Newport, P.R.Williams. "Phil. Mag.", v. 2, No. 18, p. 820 (1957).
11. Е.В. Кузнецов, И.Я. Тимошин, ПТЭ, № 4, стр. 40 (1959).
12. А.Ф. Король. Дипломная работа, МИФИ, 1960.
13. Larry P.Oswald. Rev. Sci. Instr., v.28, No.2, p.80 (1957).
14. Ван Ган Чан, М.И. Соловьев, Ю.Н. Шкобин. Препринт ОИЯИ Р-129, Дубна, 1957.
15. Wilson M. Powell, William B.Towler, Larry O.Oswald. Rev. Sci. Instr., v.29, No.10 (1958).
16. A.G.Prodell, J.Steinberger. Rev. Sci. Instr., v.33, No. 12, p.1327 (1962).
17. М.Ф. Ломанов, А.Г. Мешковский, М.С. Хропов, В.А. Шеголев. ПТЭ, № 2, 1963.
18. M.Bloch, A.Lagarrigue, P.Ranson, A.Rousset. Rev. Sci. Instr., v.12, No.12, p.1302 (1961).
19. А.С. Алексанян, А.И. Алиханян, М.В. Веремеев, А.М. Гальпер, В.Г. Кириллов-Угрюмов, Л.П. Котенко, Л.А. Кузин, Е.П. Кузнецов, Г.И. Мерзон. Препринт ФИАН А-68, Москва, 1961.