*Записки Ленинградского орденов Ленина и Трудового Красного Знамени горного института им. Г. В. Плеханова, т. XXXIX, вып. 1, 1959 г.*

# КРИТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ К ТЕОРИИ ПНЕВМОМОЛОТКОВ

*Ю. Н. Попов*

**Краткий обзор основных теорий рабочих процессов и методов расчета пневматических молотков.** Основной целью теории рабочих процессов пневматических молотков является установление зависимостей работы и числа ударов расхода воздуха от давления сжатого воздуха и конструктивных размеров молотка, а также от физических свойств разрушаемой молотком горной породы.

К наиболее глубоким исследованиям процессов пневматических молотков на начальной стадии их изучения относится теория А. П. Германа [3]. За основу рабочего процесса принято движение свободного поршня в цилиндре под давлением сжатого воздуха, который изотермически расширяется. Уравнение движения поршня решается методом последовательного приближения. Однако вследствие громоздкости расчет не нашел распространения. Принципиальные недостатки построенных А. П. Германом индикаторных диаграмм давлений в рабочих камерах — отсутствие учета политропичности процессов и отскока поршня.

Почти через 20 лет после исследований А. П. Германа появились труды И. С. Кассациера [5] и В. М. Мосткова [9]. Хотя к этому времени техника экспериментальных исследований была усовершенствована и открылась возможность с помощью осциллографа записывать достаточно надежные индикаторные диаграммы, И. С. Кассациер и В. М. Мостков ограничились лишь теоретическими рамками. Они охарактеризовали рабочие процессы в цилиндре молотка системой дифференциальных уравнений энергетического баланса, движения свободного поршня, состояния газа и уравнением истечения, что явилось дальнейшим шагом в развитии теории рабочих процессов молотков.

При всем этом работе В. М. Мосткова присущи следующие недостатки:

1. Истечение газа (обратный ход поршня) он рассматривает в подкритическом режиме, хотя в действительности здесь имеет место надкритический режим истечения.

2. При решении дифференциальных уравнений он выбрал не самый точный способ упрощения, что при определении зависимости давления в камерах цилиндра привело к завышенным результатам (до 33%).

3. В. М. Мостков рассматривает общую потерю напора как простую сумму потерь напора, вызываемых каждым сопротивлением в отдельности. Это справедливо лишь в том случае, когда расстояние

между местными сопротивлениями больше 20—50 диаметров трубы [7]. В молотках этот случай не имеет места.

4. Для расчета давления в нижней камере он использует формулу, справедливую только для паровых машин.

Впервые серьезное внимание экспериментальному изучению рабочих процессов молотков уделил Б. В. Суднишников [11]. Он интегрирует не систему, а одно дифференциальное уравнение движения поршня в предположении, что давление в верхней камере в зависимости от времени меняется по линейному закону. Этот закон выявлен Б. В. Суднишниковым экспериментально. Однако решение только одного дифференциального уравнения из упомянутой системы привело к отсутствию в конечных формулах хода и диаметра золотника.

Из работ иностранных авторов наибольший интерес представляет исследование Р. Кэйе [6], теоретический уровень которого однако не превосходит уровня работы А. П. Германа.

**О недостатках учебной литературы по пневматическим молоткам.** Материал, помещенный в учебном пособии А. М. Терпигорева, в значительной мере устарел. В книге, вопреки выводам практики, утверждается, что целесообразно стремиться к созданию молотков с сильными, но редкими ударами [12].

В. Г. Яцких расчет отбойного молотка основывает на неправильном представлении о постоянстве давления в рабочей полости цилиндра [13].

При описании принципа работы молотка ОМСП-5 оба пособия недостаточно характеризуют состояние золотника после открытия канала *с*. Как установлено Б. В. Суднишниковым, при прямом ходе, после открытия этого канала, золотник из равновесного состояния сразу переходит в движение [10].

Г. И. Бернадский и Д. И. Судакович при расчете потерь давления в воздушном тракте рекомендуют определять общие потери как сумму потерь давления на отдельных участках [1]. Ошибочность подобной рекомендации для коротких воздухопроводов отмечена выше. Отвечающий опытным данным пример расчета получен неверной подстановкой в формулы И. С. Кассациера избыточного давления вместо абсолютного.

**О «теории» И. С. Кассациера.** «Теория» И. С. Кассациера сводится в основном к следующему [5].

Записываются дифференциальные уравнения, отражающие процессы, происходящие в цилиндре пневматического молотка:

уравнение состояния

$$pv = G_x RT, \tag{1}$$

где $p$, $v$, $G_x$, $T$ — переменные давление, объем, вес и температура воздуха;
$R$ — газовая постоянная воздуха;

уравнение движения поршня

$$\frac{d^2h}{dt^2} = \frac{S}{m}(p - p_н) + g, \tag{2}$$

где $m$, $h$, $S$ — масса, путь и сечение поршня;
$t$ — время движения поршня;
$g$ — ускорение силы тяжести;
$p_н$ — давление в нижней камере, равное 1,03 *ата*;

уравнение истечения

$$\frac{dG_x}{dt} = \mu f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_0}{v_0} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}\,^{*}, \tag{3}$$

где $\mu$ — коэффициент истечения;

$p_0$, $v_0$ — давление и удельный объем воздуха в шланге;

$k$ — показатель адиабаты;

уравнение энергетического баланса

$$G_x O_v dT = pdV + dG_x C_v (T - T'), \tag{4}$$

где $C_v$ — теплоемкость при постоянном объеме;

$T - T'$ — приращение температуры воздуха в цилиндре.

Вводятся следующие безразмерные переменные:

отношение переменного давления к начальному

$$y = \frac{p}{p_0}; \tag{5}$$

отношение переменного пути поршня к некоторой части его полного пути

$$x = \frac{h - h_0}{(h_{\max} - h_0) A^2}, \tag{6}$$

где $h_{\max}$ — максимальный путь поршня от верхней мертвой точки до конца наполнения;

$h_0$ — вредное пространство;

конструктивный коэффициент

$$A = \frac{\mu f}{S} \sqrt{2g \frac{k}{k-1} RT \frac{m}{Sp_0 (h_{\max} - h_0)}}; \tag{7}$$

отношение давления в нижней камере $p_н$ к давлению воздуха в подводящем шланге

$$B = \frac{p_н}{p_0} \approx 0{,}2;$$

отношение переменного времени к некоторой масштабной единице времени

$$\tau = \frac{t}{At_0}; \quad t_0 = \sqrt{\frac{m (h_{\max} - h_0)}{Sp_0}},$$

где $\tau$ — безразмерное время движения поршня;

$t_0$ — относительная единица измерения времени.

В безразмерном виде уравнения (2) и (4) примут вид

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = y - B; \tag{8}$$

$$y \frac{dx}{d\tau} + (x + \beta) \frac{dy}{d\tau} = y \sqrt{1 - y^{\frac{2}{7}}}, \tag{9}$$

где

$$\beta = \frac{h_0}{(h_{\max} - h_0) A^2}.$$

---

* Автор должен был отметить, что член $\frac{c_0^2}{2g}$ в исходном уравнении Бернулли можно отбросить как постоянную величину, так как уравнения (1) — (4) затем преобразуются в безразмерный вид.

Для интегрирования в первом приближении И. С. Кассациером сделаны следующие предположения. Так как путь поршня в процессе наполнения достаточно велик, а падение давления сравнительно мало, то можно предположить, что поршень движется равноускоренно под влиянием постоянной усредненной силы с усредненным ускорением

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = a_y. \tag{10}$$

Вторым членом левой части уравнения (9) можно пренебречь. После интегрирования выражений (10) и (9) получим

$$x = a_y \frac{\tau^2}{2}; \tag{11}$$

$$y = \sqrt{(1 - 2a_y^2\tau^2)^7}. \tag{12}$$

Работа удара

$$L = a_y S p_0 (h_{\max} - h_0), \tag{13}$$

где $a_y$ — некоторый коэффициент, который показывает и учитывает основной фактор процесса — падение давления по ходу поршня. И. С. Кассациер называет его коэффициентом мощности.

Требуется выяснить вид функции $a_y$ от параметров молотка. Максимальный путь в конце наполнения обозначается через

$$x_{\max} = a_y \frac{\tau_{\max}^2}{2}, \tag{14}$$

где $\tau_{\max}$ — время периода наполнения.

Введем новую переменную

$$z_{\max} = 1{,}4 a_y \tau_{\max};$$

тогда

$$z_{\max}^2 = 2a_y^2\tau_{\max}^2$$

и из выражения (14) следует, что

$$\tau_{\max} = \sqrt{\frac{2x_{\max}}{a_y}} \quad \text{и} \quad z_{\max}^2 = 4x_{\max}a_y,$$

где

$$z_{\max} = 2\sqrt{a_y x_{\max}}. \tag{15}$$

Следовательно,

$$a_y = \frac{z_{\max}^2}{4x_{\max}}. \tag{16}$$

Обозначим

$$\alpha = \frac{1}{4x_{\max}}, \tag{17}$$

тогда

$$a_y = \alpha z_{\max}^2 \quad \text{и} \quad z_{\max} = \sqrt{\frac{a_y}{\alpha}}. \tag{18}$$

Составим выражение

$$F\tau_{\max} = \int_0^{\tau_{\max}} (y - B)\, d\tau.$$

По существу интеграла это есть площадь $F_1$. Затем построим площадь $F_2 = a_y \tau_{max}$. Согласно допущенному, $F_1 = F_2$.

Следовательно

$$a_y \tau_{max} = \int_0^{\tau_{max}} y d\tau - \int_0^{\tau_{max}} B d\tau$$

и

$$a_y = \frac{1}{\tau_{max}} \int_0^{\tau_{max}} y d\tau - B$$

или

$$a_y = \frac{1}{\tau_{max}} \int_0^{\tau_{max}} \left(\sqrt{1 - z^2}\right)^7 d\tau - B.$$

Так как

$$dz = 1{,}4 a_y d\tau, \text{ то } d\tau = \frac{dz}{1{,}4 a_y}.$$

Следовательно,

$$a_y = \frac{1}{z_{max}} \int_0^{z_{max}} \left(\sqrt{1 - z^2}\right)^7 dz - B. \tag{19}$$

Учитывая выражения (16) и (19),

$$\frac{z_{max}^2}{4x_{max}} = \frac{1}{z_{max}} \int_0^{z_{max}} \left(\sqrt{1 - z^2}\right)^7 dz - B, \tag{20}$$

откуда и определится коэффициент мощности. Действительно уравнение (20) перепишется так:

$$\frac{1}{4x_{max}} = \frac{1}{z_{max}^3} \int_0^{z_{max}} \left(\sqrt{1 - z^2}\right)^7 dz - \frac{B}{z_{max}^2}.$$

Если

$$\alpha = \frac{1}{4x_{max}},$$

то

$$\alpha = \frac{1}{z_{max}^3} \int_0^{\arcsin z_{max}} \cos^8 u du - \frac{B}{z_{max}^2}.$$

Введя обозначение $z = \sin u$, окончательно получим

$$\alpha = \frac{1}{\sin^3 u} \int_0^{\arcsin z_{max}} \cos^8 u du - \frac{B}{\sin^2 u}. \tag{21}$$

По вычислении этого уравнения получим

$$\alpha = \frac{F(u)}{\sin^3 u}, \tag{22}$$

где

$$F(u) = \frac{35}{128}u + \frac{7}{32}\sin 2u + \frac{7}{128}\sin 4u +$$

$$+ \frac{1}{96}\sin 6u + \frac{1}{1024}\sin 8u - 0{,}2\sin u. \qquad (23)$$

С другой стороны,

$$z_{\max} = \sqrt{\frac{a_y}{\alpha}}.$$

Следовательно,

$$z_{\max} = \sin u = \sqrt{\frac{a_y}{\alpha}} \text{ или } \alpha = \frac{a_y}{\sin^2 u}, \qquad (24)$$

поэтому

$$\frac{a_y}{\sin^2 u} = \frac{F(u)}{\sin^3 u} \text{ и } a_y = \frac{F(u)}{\sin u}. \qquad (25)$$

Для удобства вычисления функции $a_y = F(\alpha)$ И. С. Кассациер дает эмпирическую формулу

$$a_y = 0{,}8\frac{\alpha}{\alpha + 0{,}96}, \qquad (26)$$

где

$$\alpha = \frac{A^2}{4}. \qquad (27)$$

Вводится величина безразмерного расхода воздуха

$$\lambda = \frac{Q_x - Q_0}{Q_м - Q_0},$$

где

$$Q_м - Q_0 = \frac{p_0 S (h_{\max} - h_0)}{RT_0},$$

$(Q_x - Q_0)$ и $(Q_м - Q_0)$ — расход воздуха при переменной и постоянной температуре.

Тогда уравнение (3) примет вид

$$d\lambda = A^2\sqrt{y^{\frac{2}{k}} - y^{\frac{k+1}{k}}}\,d\tau. \qquad (28)$$

Если учесть выражение (12) и произвести интегрирование при $k = 1{,}4$, то

$$\lambda = 0{,}1\frac{A^2}{a_y}\left[1 - \sqrt{(1 - 2a_y^2\tau^2)^7}\right]. \qquad (29)$$

Если ввести в уравнение (29) равенства (14), (26) и (27), то

$$\lambda_{\max} = 0{,}5(\alpha + 0{,}96)\left[1 - \sqrt{\left(1 - \frac{0{,}8}{\alpha + 0{,}96}\right)^7}\right]. \qquad (30)$$

Замечания к «теории» И. С. Кассациера. 1. Основной недостаток метода И. С. Кассациера заключается в том, что автор приходит лишь к эмпирическим формулам (26) и (30) и объясняет это стремлением дать более простые расчетные зависимости. В действительности же он и не мог поступить иначе, так как уравнение (25) содержит и в правой части искомую величину $a_y$. Выразить ее в явном виде через $\alpha$ с по-

мощью уравнения (25) невозможно, ибо уравнение записано в неявном, неразрешимом относительно $a_y$ виде. Такая нерациональная форма уравнений явилась следствием стремления автора производить практические расчеты с точностью, превосходящей точность измерений. Так, при определении $a_y$ нет необходимости во всех случаях пользоваться первой теоремой Коши о среднем. Эту величину можно определить как полусумму начального и конечного давлений.

Таким образом, вместо выражения (26) можно записать

$$a_y \approx \frac{y_0 + y_{max}}{2} - B. \tag{31}$$

Равенство (12) в более общем виде

$$y = (1 - 2a_y^2\tau^2)^{\frac{n}{n-1}}, \tag{32}$$

где $n$ — показатель политропы.

Полагая $\frac{n}{n-1} \approx 4$, а также учитывая, что $\tau_0 = \frac{1}{A}$,

$$x_{max} = \frac{1}{A^2}, \quad \tau_{max} = \sqrt{\frac{2x_{max}}{a_y}} = \frac{1}{A}\sqrt{\frac{2}{a_y}},$$

получим

$$y_0 = \left(1 - 2\frac{a_y^2}{A^2}\right)^4; \quad y_{max} = \left[1 - 2a\left(\frac{1}{A}\sqrt{\frac{2}{a_y}}\right)^2\right]^4.$$

Подставив эти значения в формулу (31), будем иметь

$$a \approx \frac{\left(1 - 2\frac{a_y^2}{A^2}\right)^4 + \left(1 - 4\frac{a_y}{A^2}\right)^4}{2} - B \approx \frac{1 + \left(1 - \frac{a_y}{\alpha}\right)^4}{2} - B.$$

Пренебрегая по сравнению с единицей алгебраической суммой членов разложения, кроме члена $2\frac{a_y}{\alpha}$, и величиной $B$ (что справедливо лишь при $p_0 \geqslant 5$ *ama*), получим

$$a = 1 - 2\frac{a_y}{\alpha},$$

откуда

$$a_y = \frac{\alpha}{\alpha + 2}. \tag{33}$$

Формулу (29) можно упростить

$$\lambda_{max} = 0{,}4\frac{\alpha}{a_y}\left[1 - \left(1 - \frac{a_y}{\alpha}\right)^4\right] = 0{,}4(\alpha + 2)\left[1 - \left(1 - \frac{1}{\alpha + 2}\right)^4\right]. \tag{34}$$

Предлагаемые нами формулы, естественно, вытекают из исходных дифференциальных уравнений, что выгодно отличает их от эмпирических зависимостей И. С. Кассациера. В качестве примера произведем расчет отбойного молотка ОМСП-5.

Имеем

$$A = \frac{0{,}825 \cdot 0{,}65}{11{,}4}\sqrt{2\frac{1{,}41}{1{,}41 - 1}\,8{,}3 \cdot 10^5\,\frac{0{,}95}{11{,}4 \cdot 5{,}4 \cdot 11{,}0}} = 4{,}27;$$

$$\alpha = \frac{4{,}27^2}{4} = 4{,}55; \quad a_y = \frac{4{,}55}{4{,}55 + 2} = 0{,}695.$$

Работа удара (принимаем неучтенные потери давления 0,6 $кГ/см^2$)

$$L = 0{,}695 \cdot 5{,}4 \cdot 11{,}4 \cdot 11{,}0 \cdot 10^{-2} = 4{,}67 \ кГм;$$

по опытным данным $L = 4{,}4$ $кГм$.

Как показывают результаты вычислений, расчеты по нашим формулам отличаются большей точностью, чем по эмпирическим формулам И. С. Кассациера (например, расчет расхода воздуха молотка РМ-1, по И. С. Кассациеру может дать погрешность до 14,5%).

2. Величина $a_y$, названная И. С. Кассациером коэффициентом мощности, по существу одновременно является средним безразмерным ускорением и средним безразмерным давлением, энергетически эквивалентным реальному. Численное совпадение этих величин может быть достигнуто соответствующим подбором относительных единиц измерения, так как сила и ускорение по закону Ньютона связаны прямой пропорциональностью.

3. При $\alpha$ значительно меньше трех, — отмечает И. С. Кассациер, — применять формулу $a_y = 0{,}8\frac{\alpha}{\alpha + 0{,}96}$ нельзя и в этом случае расчет надо вести по точному интегральному выражению, приведенному в исследовании.

Последняя рекомендация неверна, во-первых, потому, что при $\alpha \ll 3$, по признанию самого автора, кривая попадает в «нереальную область», где молотков вообще не существует. Во-вторых, если $\alpha \ll 3$, то $a_y < 0{,}528 = a_{кр}$, т. е. кривая переходит в область надкритического истечения, а формулы получены путем интерполяции интеграла уравнения подкритического истечения.

4. Так как И. С. Кассациером получены лишь эмпирические зависимости, анализ функции $a_y = F(\alpha)$, основанный на использовании этих формул, принципиально неправилен. Если, например, масса поршня будет стремиться к бесконечности, то $\alpha \to \infty$ и в силу все большего уменьшения скорости движения ударника (при горизонтальном положении молотка) давление в цилиндре должно приближаться к давлению в шланге, т. е. $a_y \to 1$, а не к 0,8, как это получено И. С. Кассациером.

5. И. С. Кассациер считает, что при $a_y = 0{,}5$ габариты молотка будут все же спроектированы достаточно «экономно». Однако $a_y$ есть среднее безразмерное давление, равное в современных молотках 0,75. Зачем же снижать его до 0,5? Кроме того, габариты молотка здесь совсем не причем, ибо можно уменьшить $a_y$ до нуля, сократив например, входное сечение и не изменяя габаритов. Заметим также, что при $a_y = 0{,}5$ кривая переходит в надкритическую область, а график $a_y = F(\alpha)$ выведен для подкритического истечения.

**О расчете работы удара пневматических молотков.** И. С. Кассациер не смог решить систему уравнений без эмпирической формулы для определения безразмерного среднего ускорения $a_y$, т. е. той функции, которую и надлежало определить путем интегрирования исходной системы уравнений. Это обстоятельство вообще сводит на нет преимущества использования дифференциальных уравнений, так как эта эмпирическая формула могла бы быть получена чисто опытным путем.

Изложим другой метод интегрирования уравнений, который также позволяет избежать применения эмпирических формул.

Считаем, что давление в верхней камере меняется по линейному закону

$$y = y_0 - c\tau^*, \tag{35}$$

где $y_0$ — начальное давление в верхней камере;

$$c = \frac{y_0 - y_к}{\tau_{max}}, \tag{36}$$

где $y_к$ — давление в конце наполнения.

Подставляя выражение (35) в формулу (8), получим

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = y - c\tau,$$

откуда

$$\frac{dx}{d\tau} = y_0\tau - \frac{c\tau^2}{2}$$

и

$$x = y_0\frac{\tau^2}{2} - c\frac{\tau^3}{6}. \tag{37}$$

Величина $a_y$ определяется по первой теореме Коши о среднем

$$a_y = \frac{1}{\tau_{max} - \tau_0}\int_{\tau_0}^{\tau_{max}} y d\tau$$

или на основании выражений (9) и (35)

$$a_y = \frac{1}{\tau_{max} - \tau_0}\int_{\tau_0}^{\tau_{max}}\left[ y_0 + \right.$$

$$\left. + \int_{\tau_0}^{\tau}\frac{(y_0 - c\tau)\sqrt{1 - (y_0 - c\tau)^{\frac{n-1}{n}} - n\left(y_0\tau - \frac{c\tau^2}{2}\right)}}{\frac{y_0\tau^2}{2} - \frac{c\tau^3}{6} + \beta} d\tau\right] d\tau. \tag{38}$$

Формула (38) справедлива и для бурильных молотков, если под величиной $a_y$ понимать безразмерное индикаторное усилие.

Однако вычисления $a_y$ по формуле (38) трудоемки. Необходимо найти более простое, хотя может быть и менее точное решение.

Перепишем уравнение (9) в следующем виде:

$$ny\left[y_0\tau - \frac{c\tau^2}{2}\right] + \left\{\left[y_0\frac{\tau^2}{2} - \frac{c\tau^3}{6}\right] + \beta\right\}\frac{dy}{d\tau} = y\sqrt{1 - y^{\frac{n-1}{n}}}. \tag{39}$$

Так как оно в конечном виде не интегрируется, то примем $n = 1$.

Отличие политропического процесса от изотермического учитывается определяемым из осциллограммы постоянным для подобных молотков коэффициентом $c$.

---

* Это условие Б. В. Суднишников успешно применял, к сожалению, для решения лишь одного уравнения — движения поршня.

В этом случае

$$y\left(y_0\tau - \frac{c\tau^2}{2}\right) + \left[\left(y_0\frac{\tau^2}{2} - \frac{c\tau^3}{6}\right) + \beta\right]\frac{dy}{d\tau} = 0, \tag{40}$$

откуда

$$y = y_0 e^{\int_{\tau_0}^{\tau_{max}} \frac{\frac{c\tau^2}{2} - y_0\tau}{\beta + y_0\frac{\tau^2}{2} - c\frac{\tau^3}{6}}}.$$

Считая, что давление меняется по линейному закону,

$$a_y \approx \frac{y_0 + y_{max}}{2} - B. \tag{41}$$

Но в первом приближении $a_y$ можно найти проще. Так как при выбранных относительных единицах измерения параметров совпадают безразмерные величины среднего давления $y_{ср}$ и среднего ускорения $a_y$, то без учета противодавления

$$a_y \approx y_{ср} = \frac{1}{\tau_{max}}\int_0^{\tau_{max}} y d\tau = y_0 - \frac{c}{2}\tau_{max}. \tag{42}$$

Подставив $\tau_{max} = \frac{1}{A}\sqrt{\frac{2}{a_y}}$ в выражение (42), получим

$$a_y = y_0 - \frac{c}{2A}\sqrt{\frac{2}{a_y}}. \tag{43}$$

Для отбойных молотков типа ОМСП-5

$$c = \frac{y_0 - y_k}{\tau_{max}} = (y_0 - y_k)A\sqrt{\frac{a_y}{2}} =$$

$$= (y_0 - y_k)\frac{\mu f}{S}\sqrt{2g\frac{k}{k-1}RT_0\frac{m}{Sp_0(n_m - n_0)}} \times$$

$$\times\sqrt{\frac{1}{2}\left(\frac{y_0 + y_k)}{2}\right)} \approx 1{,}1;\ y_0 = 0{,}9.$$

Подставляя это значение в формулу (43), получим

$$0{,}9 - a_y = \frac{1}{A}\sqrt{\frac{2}{a_y}} \cdot 0{,}55.$$

После несложных преобразований, получим квадратное уравнение относительно $a_y$

$$a_y^2 - 1{,}8a_y + \left(0{,}81 - \frac{1}{A^2}\right) = 0,$$

так как

$$\frac{2 \cdot 0{,}55^2}{a_y} \approx 1,$$

откуда

$$a_y = 0{,}9 - \frac{1}{A}. \tag{44}$$

Для ОМСП-5 (при 5 *ата*)

$$A = 3{,}68; \quad a_y = 0{,}9 - \frac{1}{3{,}68} = 0{,}628;$$

$$L = 0{,}628 \cdot 11{,}3 \cdot 4{,}4 \cdot 11{,}0 = 3{,}44 \ кГм.$$

По опытным данным $L = 3{,}5$ *кГм*.

Аналогичный метод можно разработать и для бурильных молотков, но с возможностью дальнейшего упрощения.

Из анализа осциллограмм молотков типа Т-10 следует, что энергия удара в основном накапливается лишь в течение впуска воздуха в верхнюю полость. Считаем, что Т-10 является моделью ПР-23. Из осциллограммы модели найдено

$$a_y = \left(\frac{p_1 + p_2}{2}\right) \cdot \frac{1}{p_0} = \frac{7ата + 5ата}{2\,(7ата)} = 0{,}86,$$

где $p_1$ и $p_2$ — давление в начале и конце наполнения верхней полости.

Найдем $L$ при $p_0 = 6$ *ата*.

1. Для модели

$$L = 0{,}86 \cdot 6 \cdot 72{,}2 \cdot 1{,}2 = 4{,}5 \ кГм.$$

По опытным данным $L = 4{,}8$ *кГм*.

2. Для модели и проектируемого молотка безразмерные величины должны быть численно одинаковыми, поэтому для ПР-23 принимаем $a_y = 0{,}86$. Тогда

$$L = 0{,}86 \cdot 6 \cdot 78 \cdot 1{,}2 = 4{,}85 \ кГм.$$

По каталогу $L = 5$ *кГм*. *

**Об одной особенности осциллограмм** p — t. Исследованиями Западно-Сибирского филиала АН СССР установлено, что давление над ударником изменяется по линейному закону во времени при прямом ходе [10].

Путем анализа безразмерных дифференциальных уравнений, характеризующих рабочие процессы отбойных молотков [2], дадим обоснование подмеченной особенности диаграмм

$$\frac{d^2x}{d\tau^2} = y = y_0 - z_1 **; \tag{45}$$

$$n\frac{dx}{d\tau^2} = \sqrt{1 - (y_0 - z_1)^{\frac{n}{n-1}}}, \tag{46}$$

где $y_0$ — безразмерное давление в начале движения поршня;

$z_1$ — падение давления;

$n \approx 1{,}35$.

Полагая $\frac{n}{n-1} \approx 4$, получим

$$n\frac{dx}{d\tau} = \sqrt{1 - (y_0 - z_1)^4} \approx \sqrt{1 - (1 - z_1)^4} \approx$$

$$\approx \sqrt{1 - (1 - 2z_1)^2} \approx \sqrt{1 - (1 - 4z_1)} \approx 2\sqrt{z_1} = 2\sqrt{1 - y}.$$

* Как показывают расчеты высокочастотных молотков, значительная часть энергии сжатого воздуха идет на преодоление противодавления. По-видимому, в этом случае нецелесообразно предусматривать впуск воздуха в нижнюю полость цилиндра.

** Противодавлением пренебрегаем.

Дифференцируя это равенство по $\tau$ и учитывая выражение (45), получим

$$\frac{nd^2x}{d\tau^2} = ny = \frac{d}{d\tau}(2\sqrt{1-y}) \approx \frac{d}{d\tau}\left[2\left(1-\frac{1}{2}y\right)\right] = \frac{d}{d\tau}(2-y) = -\frac{dy}{d\tau}$$

или

$$\frac{dy}{y} = -nd\tau. \tag{47}$$

Интегрируя уравнение (47), получим

$$\ln y = c_1 - n\tau.$$

Произвольную постоянную $c_1$ найдем с помощью начальных условий

$$\tau = \tau_0 = \frac{1}{A};\ y = y_0;\quad \ln y_0 = c_1 - \frac{n}{A};$$

$$c_1 = \ln y_0 + \frac{n}{A}.$$

Следовательно,

$$\ln y = \ln y_0 + \frac{n}{A} - n\tau,$$

откуда

$$y = y_0 e^{n\left(\frac{1}{A}-\tau\right)}. \tag{48}$$

Разлагая показательную функцию выражения (48) в ряд и ограничиваясь двумя первыми членами, получим

$$y = y_0\left[1 + n\left(\frac{1}{A}-\tau\right)\right] = y_0\left[1 - n\left(\tau - \frac{1}{A}\right)\right]. \tag{49}$$

Таким образом, равенство (49) действительно дает для давления $y$ прямолинейную зависимость.

Для проверки безразмерное давление $y_k$ в конце наполнения верхней камеры цилиндра для ОМСП-5 (при $p_0 = 5$ *ата*).

Имеем

$$y_0 = 0{,}9;\quad \tau_{max} = \frac{1}{A}\sqrt{\frac{2}{a_y}};\quad a_y = 0{,}7;$$

$$\tau_0 = \frac{1}{A} = \frac{1}{3{,}68} = 0{,}272;\quad \tau_{max} = \frac{1}{3{,}68}\sqrt{\frac{2}{0{,}7}} = 0{,}46;$$

$$y_k = 0{,}9\,[1 - 1{,}4\,(0{,}46 - 0{,}272)] = 0{,}663.$$

По данным ЗСФАН СССР, $y_k = 0{,}6 \div 0{,}7$.

## ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА


1. Бернадский Г. И., Судакович Д. И. Пневматический ручной инструмент. Машгиз, 1951.
2. Ворошилин И. Р. Механизация горных работ. Металлургиздат, 1952.
3. Герман А. П. Применение сжатого воздуха в горном деле. Горгеолнефтеиздат, 1933.
4. Кассациер И. С. Теория и расчет строительных пневматических инструментов. Канд. диссертация. Рукопись. Фонды Ленингр. инженерно-строит. ин-та, 1948.

5. Кассациер И. С. Теория и расчет пневматических машин ударного действия с золотниковым распределением. ДАН СССР, 1950, т. 71, № 5 и Научн. тр. Ленингр. инженерно-строит. ин-та, 1950, вып. 9.
6. Кэйе Р. Исследование цикла ударного бурения. Углетехиздат, 1956.
7. Латышев А. М., Лобачев В. Г. Гидравлика. Гостехиздат, 1956.
8. Литвин А. М. Техническая термодинамика, Госэнергоиздат, 1956.
9. Мостков В. М. Основы теории пневматического бурения. Углетехиздат, 1952.
10. Суднишников Б. В. Приближенная теория распределительного устройства пневматического молотка. Сб. ЗСФАН СССР «Машины ударного действия». Новосиб. книжн. изд-во, 1953.
11. Суднишников Б. В. Некоторые зависимости, вытекающие из особенностей индикаторных диаграмм пневматических молотков. Сб. ЗСФАН «Машины ударного действия», Новосиб. книжн. изд-во, 1953.
12. Терпигорев А. М., Демидов П. Н., Протодьяконов М. М. Горные машины для выемки пластовых полезных ископаемых. Углетехиздат, 1949.
13. Яцких В. Г., Розенберг Б. Л., Подколаин П. С., Максимов В. Л., Имас А. Д., Бычков Б. М. Горные машины для выемки пластовых полезных ископаемых. Углетехиздат, 1950.