

Гидродинамические характеристики процесса расширения цилиндрической камеры в скважине зависят от соотношения между тремя пространственными масштабами: длиной камеры l , ее начальным радиусом R_1 и глубиной погружения H .

Будем рассматривать цилиндрическую камеру, длина которой $R_1 \ll l \ll H$. Согласно классификации [2] такую камеру можно отнести к коротким цилиндрам, у которых длина l лежит на отрезке $R_1 \ll l \ll \lambda$, где величина λ равна произведению скорости волны c на длительность процесса расширения полости τ , т. е. $\lambda = c\tau$. Скорость расширения продуктов подводного газового взрыва в скважине невелика по сравнению со скоростью звука c в жидкости, поэтому жидкость можно считать несжимаемой.

Пусть в фильтре скважины имеется цилиндрическая взрывная камера с наружным радиусом R_1 , имеющая снаружи тонкостенную упругую оболочку толщиной δ , которая согласно [3] должна составлять менее $1/20$ наружного диаметра цилиндрической камеры или менее $1/10 R_1$. Тогда принимают, что напряжения в оболочке распределены равномерно по ее толщине.

Полость цилиндрической взрывной камеры радиусом $(R_1 - \delta)$ заполнена газообразным энергоносителем. Так как в задаче рассматриваем «короткий цилиндр» по сравнению с глубиной погружения H , у которого $l \ll H$, начальное давление p_0 в полости принимаем одинаковым по всей длине и равным абсолютному давлению $p_{абс}$ в жидкости на уровне центра цилиндра $p_0 = p_{абс} = p_{атм} + \rho gH$.

Пусть в энергоносителе произошло быстрое химическое превращение – взрыв. Учитывая высокую скорость распространения взрыва, камера практически мгновенно оказывается заполненной продуктами взрыва с одинаковым и равным по всему объему давлением $p_1 = mp_0$, где m – степень возрастания давления. Камера аксиально расширяется, вытесняя жидкость по кольцевому зазору в ствол скважины.

Будем считать, что начальная энергия продуктов взрыва \mathcal{E}_1 расходуется на увеличение их внутренней энергии $W_{(R-\delta)}$, на работу A над окружающей жидкостью и на работу $A_{об}$ растяжения тонкостенной упругой оболочки. Уравнение, описывающее движение заполненной газом цилиндрической камеры в скважине, имеет вид

$$W_{(R-\delta)} + A + A_{об} = \mathcal{E}_1. \quad (1)$$

Начальная энергия \mathcal{E}_1 продуктов взрыва равна внутренней энергии $W_{(R_1-\delta)}$ продуктов взрыва перед расширением, т.е.

$$\mathcal{E}_1 = W_{(R_1-\delta)} = \frac{mp_0 \pi (R_1 - \delta)^2 l}{n - 1}, \quad (2)$$

где n – среднее значение показателя политропы продуктов взрыва в процессе пульсаций.

Предполагаем, что при расширении полости изменение состояния продуктов взрыва происходит по политропной зависимости. Поэтому связь между давлением газов p в полости и ее текущим радиусом R имеет вид

$$p = p_1 \left(\frac{R_1 - \delta}{R - \delta} \right)^{2n}. \quad (3)$$

Внутренняя энергия $W_{(R-\delta)}$ в процессе расширения равна $W_{(R-\delta)} = \frac{p\pi(R-\delta)^2 l}{n-1}$. С учетом (3) получим

$$W_{(R-\delta)} = \frac{mp_0 \left(\frac{R_1 - \delta}{R - \delta} \right)^{2n} \pi(R-\delta)^2 l}{n-1}. \quad (4)$$

Работа, затрачиваемая продуктами взрыва на упругую деформацию цилиндрической оболочки, равна потенциальной энергии деформированного тела, и ее найдем как половину произведения силы давления продуктов взрыва на радиальное перемещение $\Delta R = R - R_1$ [4]

$$A_{об} = 0,5 p_1 2\pi R_1 l (R - R_1). \quad (5)$$

В соответствии с законом Гука [3] радиальное перемещение цилиндрической оболочки

$$R - R_1 = \frac{R_1}{E} (\sigma_2 - \mu\sigma_1), \quad (6)$$

где E – модуль упругости материала оболочки; σ_1 , σ_2 – соответственно меридианальные и кольцевые напряжения в оболочке от действия равномерного внутреннего давления p_1 ; μ – коэффициент Пуассона.

Напряжения σ_1 и σ_2

$$\begin{aligned} \sigma_1 &= \frac{p_1 R_1}{2\delta}; \\ \sigma_2 &= \frac{p_1 R_1}{\delta}. \end{aligned} \quad (7)$$

Подставив (7) в (6), выразим p_1 и, подставив его в (5), приняв коэффициент Пуассона для резины $\mu = 0,5$, получим

$$A_{об} = \frac{4\pi E l \delta (R - R_1)^2}{3R_1}. \quad (8)$$

Работу продуктов взрыва против сил внешнего давления при увеличении объема взрывной камеры от V_1 до V определим по формуле

$$A = \int_{V_1}^V p_1 dV = l \int_{S_1}^S p_1 dS, \quad (9)$$

где S – площадь поперечного сечения взрывной камеры; p_1 – давление на оболочку со стороны жидкости в скважине в процессе движения.

Давление p_1 найдем из уравнения Д. Бернулли на случай неустановившегося движения, записанного для сечения I–I, совпадающего с наружной боковой поверхностью оболочки, и сечения II–II, проходящего по уровню

воды в скважине (рис. 1). Плоскость сравнения проводим по нижнему днищу взрывной камеры.

Используем следующие допущения:

- жидкость несжимаема;
- стенки скважины абсолютно жесткие и непроницаемые;
- давление продуктов взрыва по всему объему полости одинаково;
- инерционными силами в кольцевом зазоре пренебрегаем.

Уравнение имеет вид

$$Z_I + \frac{P_I}{\rho g} + \frac{\alpha_I v_I^2}{2g} = z_{II} + \frac{P_{II}}{\rho g} + \frac{\alpha_{II} v_{II}^2}{2g} + h_{\text{трI-II}} + h_{\text{инI-II}}, \quad (10)$$

где z_i , p_i и v_i – соответственно геометрическая высота положения центра тяжести сечения над плоскостью сравнения, давление в центре тяжести сечения, средняя скорость в сечении; $h_{\text{трI-II}}$ – потери напора на трение между сечениями; $h_{\text{инI-II}}$ – инерционный напор.

Тогда имеем:

$$z_I = \frac{l}{2}; \quad v_I = \frac{dR}{dt}; \quad z_2 = \frac{l}{2} + H + \Delta z = \frac{l}{2} + H + l \frac{R^2 - R_1^2}{R_k^2};$$

$$P_{II} = P_{\text{атм}}; \quad v_{II} = \frac{2Rl}{R_k^2} \frac{dR}{dt}, \quad (11)$$

где Δz – повышение уровня жидкости в скважине; R_k – радиус обсадной колонны.

Инерционный напор на участке I–II равен сумме инерционных напоров в фильтре $h_{\text{ин.ф}}$ и обсадной колонне $h_{\text{ин.к}}$

$$h_{\text{инI-II}} = h_{\text{ин.ф}} + h_{\text{ин.к}} = \frac{2l}{g} \left(\frac{l_{\text{ф}} - l - a}{R_{\text{ф}}^2} + \frac{l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}^2} \right) d \left(R \frac{dR}{dt} \right). \quad (12)$$

Потери на трение составляют $h_{\text{трI-II}} = h_{\text{дл.к.уч}} + h_{\text{дл.ф}} + h_{\text{дл.к}} + h_{\text{м.с}}$, где $h_{\text{дл.к.уч}}$ – потери напора на кольцевом участке между стенками взрывной камеры и фильтра; $h_{\text{дл.ф}}$ – потери в фильтре; $h_{\text{дл.к}}$ – в колонне; $h_{\text{м.с}}$ – потери в местном сопротивлении при переходе колонны и фильтра.

Потери напора на участке кольцевого поперечного сечения неравномерно распределены по его длине l . Это обусловлено переменной скоростью жидкости v_z по длине участка, которая линейно возрастает от $v = 0$ при $z = 0$ до $v = v_{\text{max}}$ при $z = l$.

Связь осевой скорости v_z в кольцевом зазоре на расстоянии z от начала отсчета с радиальной скоростью цилиндрической камеры $\frac{dR}{dt}$ найдем из уравнения неразрывности, записанного для цилиндрического и кольцевого сечений: $2\pi R z \frac{dR}{dt} = \pi (R_{\text{ф}}^2 - R^2) v_z$, откуда

$$v_z = \frac{2Rz}{R_\phi^2 - R^2} \frac{dR}{dt}. \quad (13)$$

При $z = l$

$$v_{z=l} = \frac{2Rl}{R_\phi^2 - R^2} \frac{dR}{dt}. \quad (14)$$

Воспользуемся известной формулой для расчета потерь напора $h'_{\text{дл.к.уч}}$ на участке кольцевого поперечного сечения [5, 6] при постоянной скорости по длине участка, т. е. когда $v = v_{\text{к.с}} = \text{const}$, имеем

$$h'_{\text{дл.к.уч}} = k_n \lambda_\phi \frac{l}{R_\phi - R} \frac{v_\phi^2}{4g}, \quad (15)$$

где k_n – поправочный коэффициент; λ_ϕ – коэффициент гидравлического сопротивления фильтра; v_ϕ – средняя скорость за кольцевым сечением (в фильтре). Выразив v_ϕ через постоянную скорость в кольцевом сечении, получим

$$h'_{\text{дл.к.уч}} = k_n \frac{\lambda_\phi}{4g} \left(\frac{R_\phi^2 - R^2}{R_\phi^2} \right) \frac{l}{R_\phi - R} v_{\text{к.с}}^2.$$

Учитывая, что на рассматриваемом участке кольцевого сечения длиной l (рис. 1) происходит движение жидкости с переменной массой, т. е. наблюдается непрерывный приток жидкости по длине участка от нуля в начале до максимального значения в конце участка, определим потери напора $dh_{\text{дл.к.уч}}$ на элементарном участке длиной dz на расстоянии z от начала отсчета по формуле

$$dh_{\text{дл.к.уч}} = \frac{k_n \lambda_\phi}{4g} \left(\frac{R_\phi^2 - R^2}{R_\phi^2} \right) \frac{dz}{(R_\phi - R)} v_z^2. \quad (16)$$

Подставив выражение (13) в (16), получим $dh_{\text{дл.к.уч}} = \frac{k_n \lambda_\phi}{g} \frac{R^2}{R_\phi^4 (R_\phi - R)} \times \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 z^2 dz$. Интегрируя от $z = 0$ до $z = l$ (для всего кольцевого участка),

получим $h_{\text{дл.к.уч}} = \frac{k_n \lambda_\phi}{g} \frac{R^2}{R_\phi^4 (R_\phi - R)} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \int_0^l z^2 dz$, или

$$h_{\text{дл.к.уч}} = \frac{k_n \lambda_\phi l^3}{3g R_\phi^4} \frac{R^2}{R_\phi - R} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (17)$$

Потери напора в фильтре определим по формуле Дарси–Вейсбаха $h_{\text{дл.}\phi} = \lambda_{\phi} \frac{l_{\phi} - a - l}{2R_{\phi}} \frac{v_{\phi}^2}{2g}$, Учитывая, что из уравнения неразрывности

$v_{\phi}\omega_{\phi} = v_{\text{к.с.}z=l}\omega_{\text{к.с.}}$, где $v_{\text{к.с.}z=l}$ определим по (14), после преобразований получим

$$h_{\text{дл.}\phi} = \lambda_{\phi} \frac{(l_{\phi} - a - l)l^2}{gR_{\phi}^5} R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (18)$$

Потери напора в колонне также определяем по формуле Дарси–Вейсбаха:

$$h_{\text{дл.к}} = \lambda_{\text{к}} \frac{l_{\text{к}}}{2R_{\text{к}}} \frac{v_{\text{к}}^2}{2g},$$

или

$$h_{\text{дл.к}} = \lambda_{\text{к}} \frac{l_{\text{к}}l^2}{gR_{\text{к}}^5} R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (19)$$

Потери напора на переходе колонны и фильтра найдем по формуле Борда для резкого расширения

$$h_{\text{м.с}} = \left(\frac{\omega_{\text{к}}}{\omega_{\phi}} - 1 \right)^2 \frac{v_{\text{к}}^2}{2g} = \left(\frac{d_{\text{к}}^2}{d_{\phi}^2} - 1 \right)^2 \frac{2l^2}{gR_{\text{к}}^4} R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (20)$$

При подстановке (11), (12), (17) – (20) в (10) получим

$$\begin{aligned} p_1 = \rho g \left\{ H + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + l \frac{R^2 - R_1^2}{R_{\text{к}}^2} - \frac{\alpha}{2g} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{2l}{g} \left(\frac{l_{\phi} - l - a}{R_{\phi}^2} + \frac{l_{\text{к}}}{R_{\text{к}}^2} \right) \times \right. \\ \left. \times \frac{d \left(R \frac{dR}{dt} \right)}{dt} + \frac{k_{\text{н}} \lambda_{\phi} l^3}{3gR_{\phi}^4} \frac{R^2}{R_{\phi} - R} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \right. \\ \left. + \left(\frac{\lambda_{\phi} (l_{\phi} - a - l)l^2}{gR_{\phi}^5} + \frac{2\alpha l^2}{gR_{\phi}^4} + \frac{\lambda_{\text{к}} l_{\text{к}} l^2}{gR_{\text{к}}^5} + \frac{2l^2}{gR_{\text{к}}^4} \left(\frac{R_{\text{к}}^2}{R_{\phi}^2} - 1 \right) \right) R^2 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 \right\}. \quad (21) \end{aligned}$$

Окончательно, подставив выражения (2), (4), (8), (9) в (1), получим

$$l \int_{\pi R_1^2}^{\pi R^2} p_1 dS + \frac{4\pi E I \delta (R - R_1)^2}{3R_1} + \frac{m p_0 \pi (R_1 - \delta)^{2n} l}{n - 1} (R - \delta)^{2(1-n)} = \frac{m p_0 \pi (R_1 - \delta)^2 l}{n - 1}, \quad (22)$$

где p_1 определяется по выражению (21).

Сокращая уравнение (22) на l и используя соотношения

$$S = \pi R^2; \quad \frac{dS}{dt} = 2\pi R \frac{dR}{dt}; \quad S_1 = \pi R_1^2; \quad S_{\text{к}} = \pi R_{\text{к}}^2; \quad S_{\phi} = \pi R_{\phi}^2, \quad (23)$$

приводим его к виду

$$\int_{S_1}^{S(t)} \left[\frac{p_0}{l\rho} + \frac{g}{S_k} (S - S_1) + \frac{\alpha}{l} \left(\frac{l^2}{2S_k^2} - \frac{1}{8\pi S} \right) \left(\frac{dS}{dt} \right)^2 + \left(\frac{l_\phi - l - a}{S_\phi} + \frac{l_k}{S_k} \right) \frac{d^2 S}{dt^2} + \right. \\ \left. + \frac{l}{4} \left(\frac{dS}{dt} \right)^2 \operatorname{sign} \frac{dS}{dt} \left(\frac{\lambda_k l_k}{R_k S_k^2} + \frac{\lambda_\phi (l_\phi - l - a)}{R_\phi S_\phi^2} + \frac{\lambda_\phi k_n l \sqrt{\pi}}{3S_\phi^2} \frac{1}{\sqrt{S_\phi} - \sqrt{S}} + \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{2}{S_k^2} \left(\frac{S_k}{S_\phi} - 1 \right)^2 \right) \right] dS = - \frac{4mp_0 \pi (R_1 - \delta)^{2n}}{3l\rho(n-1)} \left(\sqrt{\frac{S(t)}{\pi}} - \delta \right)^{2-2n} - \\ - \frac{E\delta\sqrt{\pi} (\sqrt{S(t)} - \sqrt{S_1})^2}{l\rho \sqrt{S_1}} + \text{const},$$

где $\operatorname{sign} \frac{dS}{dt} = \begin{cases} -1 & \text{при } \frac{dS}{dt} < 0; \\ 1 & \text{при } \frac{dS}{dt} > 0. \end{cases}$ Этот множитель введен для учета того фак-

та, что действие сопротивлений всегда направлено в сторону, противоположную направлению движения.

Дифференцируем это интегральное уравнение по времени и сокращаем на $\frac{dS}{dt}$. Вводим в рассмотрение безразмерную величину:

$$\tilde{S} = \frac{S}{S_\phi}; \quad \frac{d\tilde{S}}{dt} = \frac{1}{S_\phi} \frac{dS}{dt} \quad (24)$$

и после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение

$$A \frac{d^2 \tilde{S}}{dt^2} = C_0 + \left(\frac{B_1}{\sqrt{\tilde{S}}} + B_2 \frac{1 - \frac{k_\delta}{\sqrt{\tilde{S}}}}{(\tilde{S} - k_\delta)^{2n}} - B_3 \tilde{S} \right) - \left(D_1 - \frac{D_2}{\tilde{S}} \right) \left(\frac{d\tilde{S}}{dt} \right)^2 - \\ - \left(D_3 + \frac{D_4}{1 - \sqrt{\tilde{S}}} \right) \left(\frac{d\tilde{S}}{dt} \right)^2 \operatorname{sign} \frac{d\tilde{S}}{dt}, \quad (25)$$

где

$$A = l_\phi - l - a + l_k \frac{S_\phi}{S_k}; \quad C_0 = g \frac{S_1}{S_k} - \frac{p_0}{l\rho} - \frac{4E\delta}{3l\rho R_1}; \quad B_1 = \frac{4E\delta}{3l\rho R_\phi}; \\ B_2 = \frac{mp_0}{l\rho} \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\phi} \right)^{2n};$$

$$k_{\delta} = \frac{\delta}{R_{\phi}}; \quad B_3 = g \frac{S_{\phi}}{S_{\kappa}}; \quad D_1 = \frac{\alpha l}{2} \left(\frac{S_{\phi}}{S_{\kappa}} \right)^2; \quad D_2 = \frac{\alpha R_{\phi}^2}{8l};$$

$$D_3 = \frac{l}{4} \left(\lambda_{\phi} \frac{l_{\phi} - l - a}{R_{\phi}} + \lambda_{\kappa} \frac{l_{\kappa}}{R_{\kappa}} \left(\frac{S_{\phi}}{S_{\kappa}} \right)^2 + 2 \left(1 - \frac{S_{\phi}}{S_{\kappa}} \right)^2 \right); \quad D_4 = \lambda_{\phi} \frac{k_{\mu} l^2}{12 R_{\phi}}.$$

Начальные условия для требуемого решения: $\tilde{S}(0) = \frac{S_1}{S_{\phi}}$; $\tilde{S}'(0) = 0$. Из (23) и (24) следует, что реальный радиус и скорость его изменения пересчитываются по формулам: $R(t) = R_{\phi} \sqrt{\tilde{S}(t)}$; $\frac{dR}{dt} = \frac{R_{\phi}}{2\sqrt{\tilde{S}(t)}} \frac{d\tilde{S}}{dt}$.

Уравнение (25) не допускает решения в квадратурах. Поэтому для нахождения решения $\tilde{S}(t)$ использовались численные методы (а именно, метод Рунге–Кутты–Мерсона).

Надо также отметить, что (25) имеет стационарное решение $\tilde{S} \equiv S_0$, ко-

торое определяется из уравнения $\frac{B_1}{\sqrt{\tilde{S}}} + B_2 \frac{1 - \frac{k_{\delta}}{\sqrt{\tilde{S}}}}{(\tilde{S} - k_{\delta})^{2n}} - B_3 \tilde{S} = -C_0$. Это урав-

нение легко решается методом половинного деления.

Система в вариациях уравнения (25) для решения $\tilde{S} \equiv S_0$ имеет чисто мнимые характеристические показатели. Поэтому точка $(S_0; 0)$ для (25) может являться либо центром (вокруг которого вращаются точки $(\tilde{S}(t), \tilde{S}'(t))$), либо фокусом. Численное моделирование показывает (рис. 2), что эта точка является притягивающим фокусом (т. е. $\tilde{S}(t) \rightarrow S_0$ и $\tilde{S}'(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$).

Рассмотрим вопрос получения оценки для R_{\max} максимально возможного значения радиуса пузыря. Исследуем промежуток времени $[0; t_1]$, на котором $\tilde{S}'(t) > 0$, если $0 < t < t_1$, и $\tilde{S}'(t_1) = 0$. Момент времени t_1 как раз соответствует значению R_{\max} . В (25) делаем подстановку $\psi = \left(\frac{d\tilde{S}}{dt} \right)^2$;

$\frac{d^2 \tilde{S}}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d\psi}{d\tilde{S}}$ и получаем уравнение 1-го порядка

$$\frac{1}{2} \frac{d\psi}{d\tilde{S}} = c_0 + \frac{b_1}{\sqrt{\tilde{S}}} + b_2 \frac{1 - \frac{k_{\delta}}{\sqrt{\tilde{S}}}}{(\tilde{S} - k_{\delta})^{2n}} - b_3 \tilde{S} - \psi \left(\tilde{d} - \frac{d_2}{\tilde{S}} + \frac{d_4}{1 - \sqrt{\tilde{S}}} \right),$$

где $c_0 = C_0 / A$; $b_1 = B_1 / A$ и т. д., а $\tilde{d} = (D_1 + D_3) / A$. Начальное значение для решения: $\psi(\tilde{S}_0) = 0$, где $\tilde{S}_0 = S_1 / S_{\phi}$.

Используя стандартные методы, находим искомое решение

$$\psi(\tilde{S}) = u(\tilde{S})v(\tilde{S}),$$

где $u(\tilde{S}) = \tilde{S}^{2d_2} e^{-2\tilde{d}\tilde{S} + 4d_4\sqrt{\tilde{S}}} (1 - \sqrt{\tilde{S}})^{4d_4}$ и

$$v(\tilde{S}) = 2 \int_{\tilde{s}_0}^{\tilde{s}} \left(c_0 + \frac{b_1}{\sqrt{y}} + b_2 \frac{1 - \frac{k_\delta}{\sqrt{y}}}{\left(y - 2k_\delta\sqrt{y} + k_\delta^2\right)^n} - b_3 y \right) \frac{dy}{u(y)}. \quad (26)$$

Обозначим $\tilde{S}_{\max} = \tilde{S}(t_1) = \left(\frac{R_{\max}}{R_\phi}\right)^2$. Тогда $\psi(\tilde{S}_{\max}) = 0$. Будем считать,

что $\tilde{S}_{\max} < 1$ (т. е. пузырь не достигает стенки фильтра). Тогда $u(\tilde{S}_{\max}) \neq 0$ и, следовательно, $v(\tilde{S}_{\max}) = 0$. Так как для реальных объектов значения \tilde{d} , d_2 и d_4 малы (d_2 и d_4 имеют порядок 10^{-3} , а \tilde{d} – порядок 10^{-2}), то в интеграле (26) можно считать, что $u(y) \approx 1$. Это дает возможность оценить этот интеграл в явном виде, и равенство $v(\tilde{S}_{\max}) = 0$ превращается в уравнение

$$F(\tilde{S}_{\max}) = F(\tilde{S}_0), \quad (27)$$

где $F(y) = c_0 y + 2b_1\sqrt{y} + \frac{b_2}{1-n} \left(y - 2k_\delta\sqrt{y} + k_\delta^2\right)^{1-n} - \frac{b_3 y^2}{2}$. Решая (27) методом половинного деления, мы можем оценить значение $R_{\max} = R_\phi \sqrt{\tilde{S}_{\max}}$.

Погрешность при нахождении \tilde{S}_{\max} с помощью уравнения (27) возрастает, если истинное значение $\tilde{S}_{\max} \approx 1$ (это происходит из-за того, что при $y \approx 1$ нельзя считать, что $u(y) \approx 1$). Но численный эксперимент показывает, что если истинное значение $\tilde{S}_{\max} < 0,99$, то относительная погрешность менее 3 %.

Результаты численных расчетов по (25) пульсаций цилиндрической взрывной камеры, снабженной герметичной эластичной оболочкой, представлены на рис. 2.

Из рис. 2 следует, что радиус оболочки в процессе расширения возрастает до R_{\max} (рис. 2а), при этом скорость вначале растет, а затем к концу расширения уменьшается до нуля (рис. 2б), давление $p(t)$ в продуктах взрыва, высчитанное по (3), при этом достигает минимального значения (рис. 2в). Вследствие потерь энергии пульсации продуктов взрыва имеют затухающий характер.

Характер изменения давления во времени на стенке фильтра будет таким же, как и в продуктах взрыва. В рамках рассматриваемых здесь приближений можно считать, что давление в сечении с координатой z на стенке фильтра напротив взрывной камеры будет меньше давления в продуктах

взрыва p на величину удельной кинетической энергии в этом сечении $\alpha \rho v_z^2 / 2$ в соответствующие моменты времени. Указанное имеет место, когда применяются взрывные камеры, радиус которых соизмерим с радиусом фильтра. Применение взрывных камер малых диаметров нецелесообразно из-за затухания давления в кольцевой зоне между наружной поверхностью камеры и фильтра. Предельной по диаметальному размеру взрывной камерой из условия недопущения ее касания стенки фильтра при максимальном расширении является камера, у которой $R_{\max} \approx R_{\phi}$.

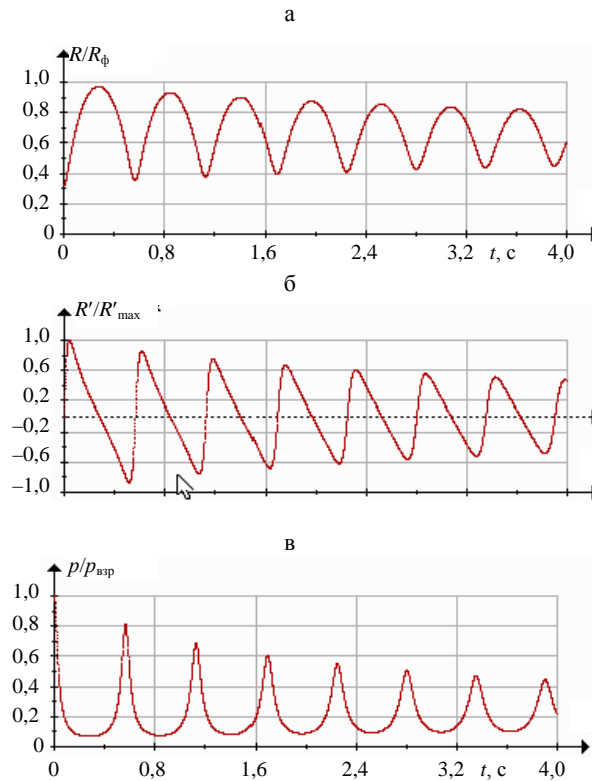


Рис. 2. Характер пульсаций цилиндрической взрывной камеры в фильтре скважины при: $R_1 = 0,04$ м, $R_{\phi} = 0,125$ м, $R_k = 0,25$ м, $l = 2$ м, $\delta = 0,002$ м, $l = 8$ м, $l_k = 8$ м, $m = 10$, $n = 1,21$; а – R/R_{ϕ} ; б – R'/R'_{\max} ; в – $p/p_{\text{взр}}$

При оценке действия взрыва на кольматирующие отложения, помимо максимального давления на фронте волны, которое в основном определяется глубиной воды в скважине H , к разрушающим факторам относится импульс давления I , который определяется как интеграл $I = \int_0^t p(t) dt$. Эффективность декольматации фильтра будет тем выше, чем больше будет величина импульса давления I .

Для определения величины импульса давления I с помощью программы решения уравнения (25) по формуле Симпсона вычислялось значение

$$I = \int_0^{t_1} p(t) dt, \quad (28)$$

где t_1 – момент времени, когда радиус пузыря принимает максимальное значение R_{\max} , а $p(t)$ определяется по формуле (3). Обработка результатов вычислений при различных геометрических размерах взрывных камер, скважин и условиях подводного взрыва позволила предложить формулу для расчета импульса давления I для стадии расширения продуктов взрыва (при $m = 10$ и $E = 6$ МПа). Для получения формулы был использован метод наименьших квадратов.

Эта формула для импульса давления I имеет вид:

$$I = 0,213mp_0 \frac{l^{0,49} R_1^{1,09} (l_\phi + 8 - a)^{0,053} (l_\phi + l_k - a)^{0,08} k_n}{R_\phi^{0,26} R_k^{0,8} (2 + \delta)^{0,13}}, \quad (29)$$

где $k_n = 0,285 + 0,98n^{-1,7}$ – коэффициент, учитывающий влияние коэффициента политропы n . Значения переменных l , R_1 , R_ϕ , R_k , l_ϕ и l_k следует задавать в метрах, толщину оболочки δ – в миллиметрах. Ограничения на использование формулы следующие: $l \in [0,2; 2]$, $R_1 \in [0,02; 0,07]$, $R_\phi \in [0,08; 0,25]$, $R_k \in [0,08; 0,3]$, $(l_\phi - a) \in [2; 18]$, $l_k \in [25; 100]$, $\delta \in [1; 5]$, $n \in [1,2; 2]$. При данных ограничениях результаты, полученные с использованием формулы (29), отличаются от соответствующих результатов вычисления интеграла полученных по (28) с использованием формулы Симпсона не более чем на 5 % (а для часто встречающихся конструкций скважин – не более чем на 3 %). Надо также отметить, что использование формулы (29) имеет смысл, если $R_{\max} \leq R_\phi$, что можно проверить, используя (27).

Анализ формулы (29) показывает, что импульс давления I линейно возрастает с увеличением давления взрыва $p_{\text{взр}} = mp_0$, практически пропорционален корню квадратному из длины взрывной камеры $\sim \sqrt{l}$, имеет рост порядка $R_1^{1,09}$ при возрастании начального радиуса взрывной камеры, имеет практически линейный рост при возрастании длины фильтра и колонны (поскольку от них линейно зависит глубина H и соответственно давление p_0 , а множители $(l_\phi + 8 - a)^{0,053}$ и $(l_\phi + l_k - a)^{0,08}$ вносят несущественный вклад) и уменьшается с увеличением R_ϕ , R_k , n и δ .

ВЫВОДЫ

1. На основе анализа недостатков газоимпульсной регенерации фильтров с помощью открытых снизу стальных взрывных камер предложено использование герметичных цилиндрических взрывных камер с эластичными оболочками.

2. Для описания пульсаций продуктов цилиндрического подводного газового взрыва в закольматированном фильтре скважины на основе 1-го

закона термодинамики составлено уравнение закона сохранения энергии для процесса расширения газовой полости в оболочке внутри заполненной жидкостью вертикальной трубы с учетом сил трения и инерции.

3. Полученное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка решалось численным методом, в результате составлена программа расчета, которая позволяет получить зависимости $R(t)$, $\frac{dR}{dt}$, $p(t)$ и значения импульса давления I при различных параметрах скважины и взрывной камеры.

4. Для определения максимального радиуса взрывной камеры R_{\max} получено выражение, которое решается численным методом.

5. Для расчета импульса давления I получена формула, которую можно использовать для проектирования взрывных камер, обеспечивающих заданные режимы обработки фильтров.

ЛИТЕРАТУРА

1. И в а ш е ч к и н, В. В. Газоимпульсная технология восстановления пропускной способности фильтров водозаборных скважин / В. В. Ивашечкин; под ред. А. Д. Гуриновича. – Минск: БНТУ, 2005. – 270 с.
2. Н а у г о л ь н ы х, К. А. Энергетические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. – М.: Наука, 1971. – 155 с.
3. К о ч е т о в, В. Т. Сопротивление материалов / В. Т. Кочетов, А. Д. Павленко, М. В. Кочетов. – Ростов н/Д.: Феникс, 2001. – 366 с.
4. Г и д р а в л и к а, гидравлические машины и гидравлические приводы / Т. М. Башта [и др.]; под ред. Т. М. Башта. – М.: Машиностроение, 1970. – 504 с.
5. И д е л ь ч и к, И. Е. Справочник по гидравлическим сопротивлениям / И. Е. Идельчик. – 2-е изд. – М.: Машиностроение, 1975. – 559 с.
6. А л ь т ш у л ь, А. Д. Гидравлика и аэродинамика / А. Д. Альтшуль, П. Г. Киселев. – 2-е изд. – М.: Стройиздат, 1975. – 215 с.

Представлена кафедрой
гидравлики

Поступила 28.12.2006