

УДК 628.112

РАСЧЕТ ПУЛЬСАЦИЙ ПРОДУКТОВ СФЕРИЧЕСКОГО ПОДВОДНОГО ГАЗОВОГО ВЗРЫВА В СКВАЖИНЕ

Канд. техн. наук, доц. ИВАШЕЧКИН В. В.,
канд. физ.-мат. наук, доц. ВЕРЕМЕНЮК В. В.

Белорусский национальный технический университет

Подводный газовый взрыв нашел свое применение при восстановлении снизивших дебит скважин [1]. Фильтры скважин обрабатывают поинтервально взрывами водородно-кислородной газовой смеси, которую накапливают в открытой снизу стальной взрывной камере с отражателем. В связи с малым интервалом активного воздействия на фильтр из-за ограниченной площади излучающей поверхности открытой камеры, больших теплотерь при прямом контакте перегретого пара с холодной жидкостью и трудностей при производстве взрывов в реагентах, перспективным представляется применение замкнутых цилиндрических и сферических взрывных камер, образованных эластичными оболочками.

Целью настоящей работы является теоретический расчет пульсаций сферической взрывной камеры в скважине.

Рассмотрим процесс пульсаций в фильтре скважины сферической взрывной камеры с продуктами взрыва. Расчетная схема пульсаций представлена на рис. 1.

Скорость расширения продуктов подводного газового взрыва в скважине невелика по сравнению со скоростью звука c в жидкости, поэтому жидкость можно считать несжимаемой [2, 3].

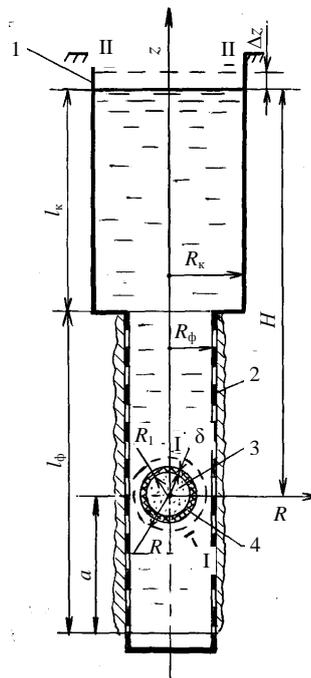


Рис. 1. Расчетная схема пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины: 1 – обсадная колонна; 2 – фильтр; 3 – сферическая взрывная камера; 4 – оболочка

Пусть в фильтре скважины имеется сферическая взрывная камера с наружным радиусом R_1 , имеющая снаружи тонкостенную упругую оболочку толщиной δ . Толщина тонкостенной оболочки согласно [4] должна составлять менее $0,1R_1$, тогда принимают, что напряжения в оболочке распределены равномерно по ее толщине.

Полость сферической взрывной камеры радиусом $R_1 - \delta$ заполнена газообразным энергоносителем. Начальное давление p_0 в полости принимаем одинаковым по всей длине и равным абсолютному давлению $p_{абс}$ в жидкости на уровне центра шара $p_0 = p_{абс} = p_{атм} + \rho gH$.

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 радиально расширяется, вытесняя жидкость по кольцевому зазору в ствол скважины.

Будем считать, что согласно первому закону термодинамики начальная энергия продуктов взрыва \mathcal{E}_1 расходуется на увеличение их внутренней энергии $W_{(R-\delta)}$, работу A над окружающей жидкостью и работу $A_{об}$ растяжения тонкостенной упругой оболочки. Уравнение, описывающее движение заполненной продуктами взрыва сферической камеры, 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.

$$\mathcal{E}_1 = W_{(R_1-\delta)} = \frac{4mp_0\pi(R_1 - \delta)^3}{3(n-1)}, \quad (2)$$

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

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

Внутренняя энергия $W_{(R-\delta)}$ в процессе расширения $W_{(R-\delta)} = \frac{p4\pi(R-\delta)^3}{3(n-1)}$.

С учетом (3) получим

$$W_{(R-\delta)} = \frac{mp_0 4\pi (R_1 - \delta)^{3n} (R - \delta)^{3(1-n)}}{3(n-1)}. \quad (4)$$

Работа, затрачиваемая продуктами взрыва на упругую деформацию сферической оболочки, равна потенциальной энергии деформированного тела и с учетом закона Гука [4] составляет

$$A_{об} = 8\pi E\delta(R - R_1)^2. \quad (5)$$

Работа продуктов взрыва против сил внешнего давления при увеличении объема взрывной камеры от V_1 до V

$$A = \int_{V_1}^V p_1 dV = \int_{4/3\pi R_1^3}^{4/3\pi R^3} p_1 dV, \quad (6)$$

где 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 поверхностью сферической оболочки и сечения II–II, проходящего по уровню воды в скважине (рис. 1). Плоскость сравнения проводим через центр шара.

Используем следующие допущения: жидкость несжимаема; стенки скважины абсолютно жесткие и непроницаемые; давление продуктов взрыва по всему объему полости одинаково.

Уравнение имеет вид

$$Z_I + \frac{p_I}{\rho g} + \frac{\alpha_I v_I^2}{2g} = Z_{II} + \frac{p_{II}}{\rho g} + \frac{\alpha_{II} v_{II}^2}{2g} + h_{тр_{I-II}} + h_{ин_{I-II}}, \quad (7)$$

где Z_i , p_i и v_i – соответственно геометрическая высота положения центра тяжести сечения над плоскостью сравнения, давление в центре тяжести сечения и средняя скорость в сечении; $h_{тр_{I-II}}$ – потери напора на трение между сечениями; $h_{ин_{I-II}}$ – инерционный напор. Тогда:

$$Z_I = 0; v_I = \frac{dR}{dt}; Z_{II} = H + \Delta Z = H + \frac{4(R^3 - R_1^3)}{3R_k^2};$$

$$p_{II} = p_{атм}; v_{II} = v_k = \frac{4R^2}{R_k^2} \frac{dR}{dt}, \quad (8)$$

где ΔZ – повышение уровня жидкости в скважине; R_k и v_k – радиус и скорость в обсадной колонне.

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

$$h_{ин_{I-II}} = h_{ин.ф} + h_{ин.к} = \frac{4}{g} \left(\frac{l_\phi - a}{R_\phi^2} + \frac{l_k}{R_k^2} \right) d \left(R^2 \frac{dR}{dt} \right). \quad (9)$$

Потери на трение $h_{\text{тр-п}} = h_{\text{о.ш.}} + h_{\text{дл.ф}} + h_{\text{дл.к}} + h_{\text{м.с}}$, где $h_{\text{к.з}}$ – потери напора в кольцевом зазоре (отверстии) между взрывной камерой и стенкой фильтра; $h_{\text{дл.ф}}$ – то же в фильтре; $h_{\text{дл.к}}$ – то же в колонне; $h_{\text{м.с}}$ – то же на переходе колонны и фильтра.

Потери напора $h_{\text{к.з}}$ определим из известной формулы расхода Q [5, 6] при истечении через дроссельную диафрагму в трубопроводе. Распространив формулу на кольцевое отверстие, получим

$$Q = \mu \omega_{\text{к.з}} \sqrt{\frac{2\Delta p_{\text{к.з}}}{\rho \left[1 - \left(\frac{R_{\text{ф}}^2 - R^2}{R_{\text{ф}}^2} \right) \right]}}, \quad (10)$$

где $\omega_{\text{к.з}}$ – площадь кольцевого отверстия, $\omega_{\text{к.з}} = \pi(R_{\text{ф}}^2 - R^2)$; $\Delta p_{\text{к.з}}$ – потери давления в кольцевом зазоре, $\Delta p_{\text{к.з}} = \rho g h_{\text{к.з}}$; μ – коэффициент расхода отверстия.

Учитывая, что через отверстие протекает примерно половина расхода, проходящего через живое сечение фильтровой колонны, и выразив $h_{\text{к.з}}$, получим

$$h_{\text{к.з}} = \frac{2R^4 \left[1 - \left(\frac{R_{\text{ф}}^2 - R^2}{R_{\text{ф}}^2} \right)^2 \right]}{g\mu^2 (R_{\text{ф}}^2 - R^2)^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (11)$$

Потери напора по длине в фильтре и колонне определяются по формуле Дарси – Вейсбаха:

$$h_{\text{дл.ф}} = \lambda_{\text{ф}} \frac{l_{\text{ф}} - a}{2R_{\text{ф}}} \frac{v_{\text{ф}}^2}{2g} = \lambda_{\text{ф}} \frac{4(l_{\text{ф}} - a)}{gR_{\text{ф}}^5} R^4 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2; \quad (12)$$

$$h_{\text{дл.к}} = \lambda_{\text{к}} \frac{l_{\text{к}}}{2R_{\text{к}}} \frac{v_{\text{к}}^2}{2g} = \lambda_{\text{к}} \frac{4l_{\text{к}}}{gR_{\text{к}}^5} R^4 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2, \quad (13)$$

где $\lambda_{\text{ф}}$, $\lambda_{\text{к}}$ – коэффициенты гидравлического трения внутренних поверхностей фильтра и обсадной колонны.

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

$$h_{\text{м.с}} = \left(\frac{\omega_{\text{к}}}{\omega_{\text{ф}}} - 1 \right)^2 \frac{v_{\text{к}}^2}{2g} = \left(\frac{R_{\text{к}}^2}{R_{\text{ф}}^2} - 1 \right)^2 \frac{8}{gR_{\text{к}}^4} R^4 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2. \quad (14)$$

При подстановке (8), (9), (11)–(14) в (10) получим

$$p_1 = \rho g \left[H + \frac{p_{\text{атм}}}{\rho g} + \frac{4}{3} \frac{R^3 - R_1^3}{R_{\text{к}}^2} + \frac{\alpha}{g} \left(\frac{8R^4}{R_{\text{к}}^4} - \frac{1}{2} \right) \right] \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 +$$

$$\begin{aligned}
& + \frac{2R^4 \left[1 - \left(\frac{R_\phi^2 - R^2}{R_\phi^2} \right)^2 \right]}{g\mu^2 (R_\phi^2 - R^2)^2} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 + \frac{4 \left(\frac{l_\phi - a}{R_\phi^2} + \frac{l_\kappa}{R_\kappa^2} \right)}{g} \frac{d \left(R^2 \frac{dR}{dt} \right)}{dt} + \\
& + \frac{4 \left(\lambda_\phi \frac{l_\phi - a}{R_\phi^5} + \lambda_\kappa \frac{l_\kappa}{R_\kappa^5} + \frac{2 \left(\frac{R_\kappa^2}{R_\phi^2} - 1 \right)^2}{R_\kappa^4} \right)}{g} R^4 \left(\frac{dR}{dt} \right)^2.
\end{aligned} \tag{15}$$

Окончательно, подставив выражения (2), (4)–(6) в (1), получим уравнение

$$\begin{aligned}
& \int_{4/3\pi R_1^3}^{4/3\pi R^3} p_1 dV + 8\pi E \delta (R - R_1)^2 + \frac{4mp_0 \pi (R_1 - \delta)^{3n}}{3(n-1)} (R - \delta)^{3(1-n)} = \\
& = \frac{4mp_0 \pi (R_1 - \delta)^3}{3(n-1)},
\end{aligned} \tag{16}$$

где p_1 определяется по (15).

Используя соотношения:

$$V = \frac{4\pi R^3}{3}; \quad \frac{dV}{dt} = 4\pi R^2 \frac{dR}{dt}; \quad V_1 = \frac{4\pi R_1^3}{3}; \quad S_\kappa = \pi R_\kappa^2; \quad S_\phi = \pi R_\phi^2, \tag{17}$$

приводим уравнение (16) к виду (для сокращения записи положено $K_\pi = \sqrt[3]{3/4\pi}$)

$$\begin{aligned}
& \rho \int_{V_1}^{V(t)} \left[\frac{p_0}{\rho} + g \frac{V - V_1}{S_\kappa} + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{1}{S_\kappa^2} - \frac{V^{-4/3}}{6\sqrt[3]{6\pi^2}} \right) \left(\frac{dV}{dt} \right)^2 + \right. \\
& + \left(\frac{l_\phi - a}{S_\phi} + \frac{l_\kappa}{S_\kappa} \right) \frac{d^2 V}{dt^2} + \frac{1}{4} \left(\frac{S_\phi^{-2}}{2\mu^2} \left(\left(1 - \left(\frac{K_\pi \sqrt[3]{V}}{R_\phi} \right)^2 \right)^{-2} - 1 \right) + \right. \\
& \left. + \frac{\lambda_\kappa l_\kappa}{R_\kappa S_\kappa^2} + \frac{\lambda_\phi (l_\phi - a)}{R_\phi S_\phi^2} + \frac{2 \left(\frac{S_\kappa}{S_\phi} - 1 \right)^2}{S_\kappa^2} \right) \left(\frac{dV}{dt} \right)^2 \text{sign} \frac{dV}{dt} \Big] dV = \\
& = \text{const} - 8\pi E \delta K_\pi^2 \left(\sqrt[3]{V} - \sqrt[3]{V_1} \right)^2 - \frac{4\pi mp_0}{3} \frac{(R_1 - \delta)^{3n}}{n-1} \left(K_\pi \sqrt[3]{V} - \delta \right)^{3(1-n)},
\end{aligned}$$

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

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

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

$$\tilde{V} = \frac{V}{V_1}; \quad \frac{d\tilde{V}}{dt} = \frac{1}{V_1} \frac{dV}{dt} \quad (18)$$

и после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение

$$\begin{aligned} A \frac{d^2\tilde{V}}{dt^2} = & C_0 - B_1\tilde{V} + B_2 \left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}} \right) + B_3 \frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1} \right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \left(D_1 - \frac{D_2}{\sqrt[3]{\tilde{V}^4}} \right) \left(\frac{d\tilde{V}}{dt} \right)^2 - \\ & - \left(D_3 + D_4 \left(\left(1 - \left(\frac{R_1 \sqrt[3]{\tilde{V}}}{R_\phi} \right)^2 \right)^{-2} - 1 \right) \right) \left(\frac{d\tilde{V}}{dt} \right)^2 \operatorname{sign} \frac{d\tilde{V}}{dt}, \end{aligned} \quad (19)$$

где

$$A = \rho V_1 \left(\frac{l_\phi - a}{S_\phi} + \frac{l_k}{S_k} \right); \quad C_0 = \rho g \frac{V_1}{S_k} - p_0; \quad B_1 = \rho g \frac{V_1}{S_k}; \quad B_2 = 4E \frac{\delta}{R_1};$$

$$B_3 = m p_0 \left(1 - \frac{\delta}{R_1} \right)^{3n}; \quad D_1 = \frac{\rho \alpha}{2} \left(\frac{V_1}{S_k} \right)^2; \quad D_2 = \frac{\rho \alpha R_1^2}{18};$$

$$D_3 = \frac{\rho}{4} \left(\lambda_\phi \frac{l_\phi - a}{R_\phi} \left(\frac{V_1}{S_\phi} \right)^2 + \lambda_k \frac{l_k}{R_k} \left(\frac{V_1}{S_k} \right)^2 + 2 \left(\frac{V_1}{S_k} \right)^2 \left(\frac{S_k - 1}{S_\phi} \right)^2 \right);$$

$$D_4 = \frac{\rho}{8\mu^2} \left(\frac{V_1}{S_\phi} \right)^2.$$

Начальные условия для требуемого решения: $\tilde{V}(0) = 1$; $\tilde{S}'(0) = 0$. Из (17) и (18) следует, что реальный радиус и скорость его изменения пересчитываются по формулам:

$$R(t) = R_1 \sqrt[3]{\tilde{V}}; \quad \frac{dR}{dt} = \frac{R_1}{3\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} \frac{d\tilde{V}}{dt}. \quad (20)$$

Уравнение (19) не допускает решения в квадратурах. Поэтому для нахождения решения $\tilde{V}(t)$ использовались численные методы (а именно метод Рунге – Кутты – Мерсона).

Надо отметить, что (19) имеет стационарное решение $\tilde{V} \equiv V_0$, которое

$$\text{определяется по формуле } -B_1\tilde{V} + B_2 \left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}} \right) + B_3 \frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1} \right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} = -C_0.$$

Это уравнение легко решается методом половинного деления. Численный эксперимент показывает, что точка $(V_0; 0)$ для уравнения (19) является притягивающим фокусом (т. е. $\tilde{V}(t) \rightarrow V_0$ и $\tilde{V}'(t) \rightarrow 0$ при $t \rightarrow \infty$).

Рассмотрим вопрос получения оценки для R_{\max} – максимально возможного значения радиуса пузыря. Исследуем промежуток времени $[0; t_1]$, на котором $\tilde{V}'(t) > 0$, если $0 < t < t_1$, и $\tilde{V}'(t_1) = 0$. Момент времени t_1 как раз соответствует значению R_{\max} . В уравнении (19) делаем подстановку

$$\psi = \left(\frac{d\tilde{V}}{dt} \right)^2; \quad \frac{d^2\tilde{V}}{dt^2} = \frac{1}{2} \frac{d\psi}{d\tilde{V}}$$
 и получаем уравнение 1-го порядка

$$\begin{aligned} \frac{1}{2} \frac{d\psi}{d\tilde{V}} = & c_0 - b_1\tilde{V} + b_2 \left(\frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \frac{1}{\sqrt[3]{\tilde{V}}} \right) + b_3 \frac{\left(\sqrt[3]{\tilde{V}} - \frac{\delta}{R_1} \right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{\tilde{V}^2}} - \\ & - \psi \left(\tilde{d} - \frac{d_2}{\sqrt[3]{\tilde{V}^4}} + d_4 \left(\left(1 - \left(\frac{R_1 \sqrt[3]{\tilde{V}}}{R_\phi} \right)^2 \right)^{-2} - 1 \right) \right), \end{aligned}$$

где $c_0 = C_0/A$; $b_1 = B_1/A$ и т. д., а $\tilde{d} = (D_1 + D_3)/A$. Надо найти решение с начальным значением $\psi(1) = 0$.

Используя стандартные методы, находим это решение: $\psi(\tilde{V}) = u(\tilde{V})v(\tilde{V})$, где

$$u(\tilde{V}) = e^{2(d_4 - \tilde{d})\tilde{V} - 6d_2\tilde{V}^{-1/3}} \left(\frac{1 + k\sqrt[3]{\tilde{V}}}{1 - k\sqrt[3]{\tilde{V}}} \right)^{\frac{3d_4}{2k^3}} e^{\frac{2d_4}{k^2} \frac{\sqrt[3]{\tilde{V}}}{1 - k^2\sqrt[3]{\tilde{V}^2}}}, \quad k = \frac{R_1}{R_\phi},$$

и

$$v(\tilde{V}) = 2 \int_1^{\tilde{V}} \left(c_0 - b_1 y + b_2 \left(\frac{1}{\sqrt[3]{y}} - \frac{1}{\sqrt[3]{y^2}} \right) + b_3 \frac{\left(\sqrt[3]{y} - \frac{\delta}{R_1} \right)^{2-3n}}{\sqrt[3]{y^2}} \right) \frac{dy}{u(y)}. \quad (21)$$

Обозначим $\tilde{V}_{\max} = \tilde{V}(t_1) = \left(\frac{R_{\max}}{R_1} \right)^3$. Тогда $\psi(\tilde{V}_{\max}) = 0$. Будем считать,

что $R_{\max} < R_\phi$ (т. е. пузырь не достигает стенки фильтра). Тогда $u(\tilde{V}_{\max}) \neq 0$ и, следовательно, $v(\tilde{V}_{\max}) = 0$. Так как для реальных объектов значения \tilde{d} , d_2 и d_4 малы (d_2 и d_4 имеют порядок 10^{-4} , а \tilde{d} – порядок 10^{-3}), в интеграле (21) можно считать, что $u(y) \approx 1$. Это дает возможность оценить данный интеграл в явном виде, и равенство $v(\tilde{V}_{\max}) = 0$ превращается в уравнение

$$F(\tilde{V}_{\max}) = F(1), \quad (22)$$

где $F(y) = C_0 y - \frac{B_1 y^2}{2} + B_2 (3\sqrt[3]{y} - 1,5\sqrt[3]{y^2}) + \frac{B_3}{1-n} \left(\sqrt[3]{y} - \frac{\delta}{R_1} \right)^{3(1-n)}$. Решая уравнение (22) методом половинного деления, мы можем оценить значение $R_{\max} = R_1 \sqrt[3]{\tilde{V}_{\max}}$. При этом если получено значение $R_{\max} > R_\phi$, то следует положить $R_{\max} = R_\phi$. Численный эксперимент показывает, что относительная погрешность при нахождении R_{\max} с использованием уравнения (22) и при непосредственном интегрировании уравнения (19) составляет менее 2 %.

Результаты численных расчетов по уравнению (19) пульсаций сферической взрывной камеры, снабженной герметичной эластичной оболочкой при различных соотношениях между R_{\max} и R_ϕ , представлены на рис. 2 и 3.

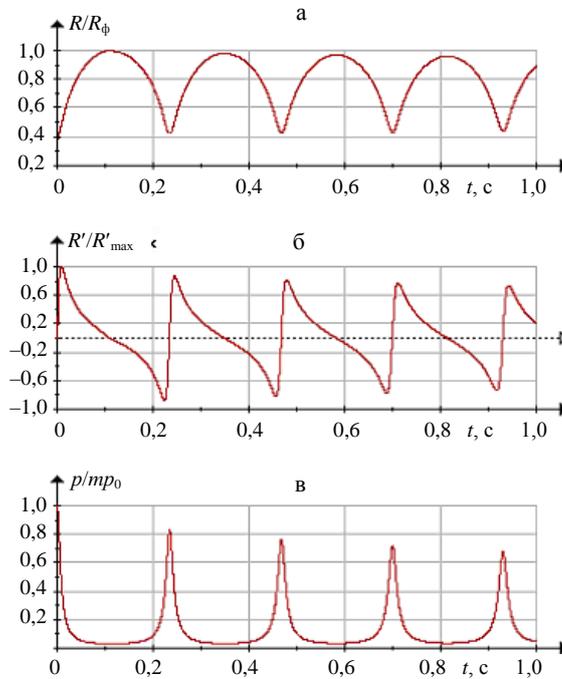


Рис. 2. Характер пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины при $R_{\max} < R_\phi$: $R_1 = 3,9$ см; $R_\phi = 10$ см; $R_k = 15$ см; $a = 0$ м; $L_\phi = 4$ м; $L_k = 30$ м; $m = 10$; $n = 1,21$; $\mu = 0,62$; $\delta = 1$ мм. Вычисленное значение $R'_{\max} = 1,457$ м/с. Стационарное решение $R_1 = 6,8$ см; $R_{\max} = 9,97$ см, что меньше R_ϕ

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

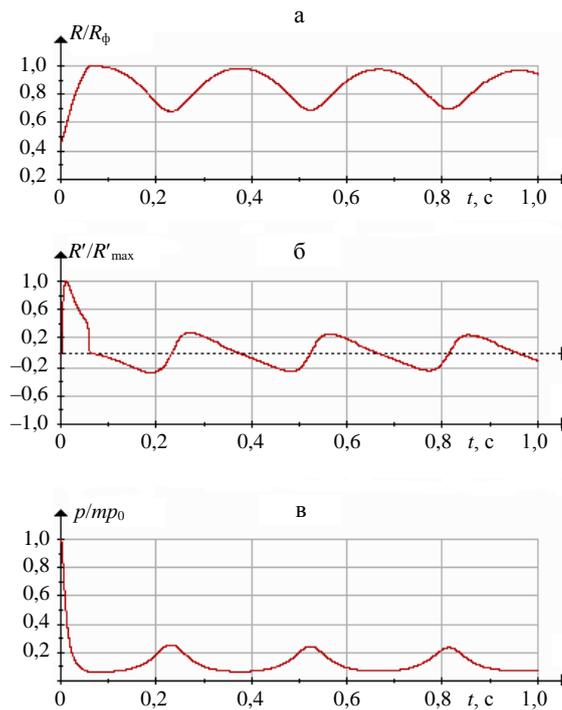


Рис. 3. Характер пульсаций сферической взрывной камеры в фильтре скважины при $R_{\max} = R_{\phi}$; $R_1 = 4,7$ см; $R_{\phi} = 10$ см; $R_k = 15$ см; $a = 0$ м; $L_{\phi} = 4$ м; $L_k = 30$ м; $m = 10$; $n = 1,21$; $\mu = 0,62$; $\delta = 1$ мм. Вычисленное значение $R'_{\max} = 1,337$ м/с. Стационарное решение $R = 8,3$ см

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 на стенке фильтра напротив взрывной камеры будет меньше давления в продуктах взрыва p на величину удельной кинетической энергии в этом сечении 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 волн давления в кольцевой зоне между наружной поверхностью камеры и фильтра. Предельной по диаметральному размеру взрывной камерой из условия недопущения ее касания стенки фильтра при максимальном расширении является камера, у которой $R_{\max} \approx R_{\phi}$.

Из рис. 3 следует, что при $R_{\max} \approx R_{\phi}$ радиус оболочки в процессе расширения возрастает до R_{\max} (рис. 3а), при этом резко возрастает сопротивление течению жидкости в кольцевом отверстии и увеличиваются затраты энергии продуктов взрыва на преодоление этого сопротивления, в связи с чем скорость движения оболочки в последующей пульсации резко падает (рис. 3б), давление p в продуктах взрыва во 2-й и последующих пульсациях также уменьшается (рис. 3в).

При оценке действия взрыва на кольматирующие отложения, помимо максимального давления на фронте волны, которое в основном определя-

ется 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 величина импульса давления I .

Для определения величины импульса давления I с помощью программы решения уравнения (19) по формуле Симпсона вычислялось значение

$$I = \int_0^{t_1} p(t)dt, \quad (23)$$

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 $E = 4$ мПа). Для получения формулы был использован метод наименьших квадратов.

Эта формула для импульса давления I имеет вид

$$I = mp_0 k_n k_\phi \left(\frac{R_1}{R_\phi} \right)^{0.7} \frac{(l_\phi - a)^{0.015} (l_\phi + l_k - a)^{0.08} (1 + \delta)^{20}}{R_k^{0.79}}, \quad (24)$$

где $k_n = 1,57 - 0,51n + 0,032n^2$ – коэффициент, учитывающий влияние коэффициента политропы n , $k_\phi = 0,00164 - 0,006R_\phi + 0,43R_\phi^2 - 0,86R_\phi^3$. Значения переменных следует задавать в метрах. Ограничения на использование формулы следующие: $R_\phi \in [0,08; 0,25]$; $0,35R_\phi \leq R_1 \leq 0,55R_\phi$; $R_\phi \leq R_k \leq 2R_\phi$; $(l_\phi - a) \in [2; 18]$; $l_k \in [20; 100]$; $\delta \in [0,001; 0,005]$; $n \in [1,17; 1,81]$. При данных ограничениях результаты, полученные с использованием (24), отличаются от соответствующих результатов вычисления интеграла (23) с использованием формулы Симпсона не более чем на 6 % (а для часто встречающихся конструкций скважин – менее чем на 3 %). Ограничения на величину R_1 вполне естественны, так как при $R_1 < 0,35R_\phi$ значение I очень мало (что малоинтересно с точки зрения практического приложения), а при $R_1 > 0,55R_\phi$ происходит «залипание» пузыря на стенке фильтра, и он не совершает колебаний.

Анализ формулы (24) показывает, что импульс давления I имеет практически линейный рост при возрастании длины фильтра и колонны (поскольку от них линейно зависят глубина H и соответственно давление p_0 , а множители $(l_\phi - a)^{0.015}$ и $(l_\phi + l_k - a)^{0.08}$ вносят несущественный вклад), уменьшается с увеличением R_k и n , но увеличивается с ростом δ .

ВЫВОДЫ

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

2. Для описания пульсаций продуктов сферического подводного газового взрыва в закольматированном фильтре скважины 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 $R(t)$, $v(t)$, $p(t)$ 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. Электрические разряды в воде / К. А. Наугольных, Н. А. Рой. – М.: Наука, 1971. – 155 с.

3. К о у л, Р. Подводные взрывы / Р. Коул. – М.: Изд-во иностр. лит., 1950. – 418 с.

4. К о ч е т о в, В. Т. Сопротивление материалов / В. Т. Кочетов, А. Д. Павленко, М. В. Кочетов. – Ростов на/Д.: Феникс, 2001. – 366 с.

5. 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.

6. Б а ш т а, Т. М. Гидропривод и гидропневмоавтоматика / Т. М. Башта. – М.: Машиностроение, 1972. – 320 с.

Представлена кафедрой
гидравлики

Поступила 6.06.2007