

УДК 628.112

ГИДРОДИНАМИКА ПОДВОДНОГО ГАЗОВОГО ВЗРЫВА В ПОЛУЗАМКНУТОЙ КАМЕРЕ, НАХОДЯЩЕЙСЯ В СКВАЖИНЕ

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

Белорусский национальный технический университет

Цель настоящей работы – теоретический расчет гидродинамики подводного газового взрыва в полузамкнутой взрывной камере, находящейся в скважине.

Подводный газовый взрыв водородно-кислородной смеси в открытых снизу стальных взрывных камерах с отражателями нашел свое применение при восстановлении снизивших дебит скважин [1]. Основными разрушающими факторами газоимпульсной регенерации являются импульс давления и гидроток, которые воздействуют на закольматированный фильтр в процессе пульсаций продуктов взрыва в камере и производят его очистку.

Рассмотрим процесс пульсаций продуктов взрыва газовой смеси в открытой снизу цилиндрической взрывной камере. 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.

В фильтре скважины жестко закреплена взрывная камера с внутренним радиусом R_1 и длиной l . Толщиной стенки камеры пренебрегаем по сравнению с ее радиусом. Полость взрывной камеры частично заполнена газообразным энергоносителем. Начальное давление p_0 в полости одинаково по всей длине и равно абсолютному давлению $p_{абс}$ в камере на границе «газ – вода» (плоскость 0–0) на глубине H , т. е. $p_0 = p_{абс} = p_{атм} + \rho g H$. Пусть в энергоносителе произошло быстрое химическое превращение – взрыв.

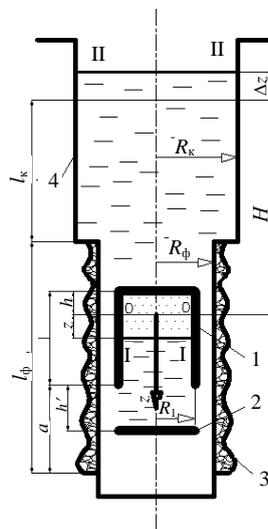


Рис. 1. Расчетная схема пульсаций продуктов газового взрыва в открытой снизу недеформируемой цилиндрической взрывной камере, находящейся в скважине: 1 – взрывная камера; 2 – отражатель; 3 – фильтр; 4 – колонна

В силу высокой скорости распространения взрыва газовая полость практически мгновенно оказывается заполненной продуктами взрыва с одинаковым и равным по всему объему давлением $p_1 = mp_0$, где m – степень повышения давления. Продукты взрыва аксиально расширяются, вытесняя жидкость по кольцевому зазору в ствол скважины.

Согласно первому закону термодинамики начальная энергия продуктов взрыва \mathcal{E}_1 расходуется на увеличение их внутренней энергии W и на работу A над окружающей жидкостью. Уравнение, описывающее движение продуктов взрыва в открытой снизу взрывной камере, имеет вид

$$W + A = \mathcal{E}_1. \quad (1)$$

Начальная энергия \mathcal{E}_1 продуктов взрыва равна внутренней энергии W_1 продуктов взрыва перед расширением

$$\mathcal{E}_1 = W_1 = \frac{mp_0\pi R_1^2 h}{n-1}, \quad (2)$$

где n – показатель политропы продуктов взрыва, который зависит от природы энергоносителя.

Предполагаем, что при расширении полости изменение состояния продуктов взрыва происходит по политропной зависимости со средним значением показателя политропы продуктов взрыва в процессе пульсаций n . Поэтому связь между давлением газов p в полости и ее текущей высотой $h+z$ имеет вид

$$p = p_1 \left(\frac{h}{h+z} \right)^n. \quad (3)$$

Внутренняя энергия в процессе расширения составляет $W = \frac{p\pi R_1^2 (h+z)}{n-1}$. С учетом (3) получим

$$W = \frac{mp_0\pi R_1^2 (h+z)^{1-n} h^n}{n-1}. \quad (4)$$

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

$$A = \int_{V_1}^V p_1 dV = \int_{\pi R_1^2 h}^{\pi R_1^2 (h+z)} p_1 dV, \quad (5)$$

где p_1 – давление на продукты взрыва со стороны жидкости в скважине в процессе движения.

Давление p_1 найдем из уравнения Д. Бернулли на случай неустановившегося движения, записанного для сечений: I–I, проходящего по подвижной границе «газ – вода» в камере и II–II, проходящего по уровню воды в скважине (рис. 1). Плоскость сравнения проводим через начало отсчета (плоскость 0–0). Используем следующие допущения:

- жидкость несжимаема;
 - стенки скважины и фильтра абсолютно жесткие и непроницаемые;
 - давление продуктов взрыва по всему объему полости одинаково.
- Уравнение имеет вид

$$z_I + \frac{p_I}{\rho g} + \frac{\alpha_I v_I^2}{2g} = z_{II} + \frac{p_{II}}{\rho g} + \frac{\alpha_{II} v_{II}^2}{2g} + h_{трI-II} + h_{инI,II}, \quad (6)$$

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

$$z_I = -z; \quad v_I = \frac{dz}{dt}; \quad z_{II} = H + \Delta z = H + z \frac{R_1^2}{R_k^2}; \quad p_{II} = p_{атм}; \quad v_{II} = v_k = \frac{R_1^2}{R_k^2} \frac{dz}{dt}, \quad (7)$$

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

Инерционный напор на участке I–II равен сумме инерционных напоров соответственно в фильтре $h_{ин.ф}$, обсадной колонне $h_{ин.к}$, кольцевом зазоре $h_{ин.к.з}$ и взрывной камере $h_{ин.в.к}$

$$\begin{aligned} h_{инI-II} &= h_{ин.ф} + h_{ин.к} + h_{ин.к.з} + h_{ин.в.к} = \\ &= \frac{R_1^2}{g} \left(\frac{l_\phi - a - l}{R_\phi^2} + \frac{l_k}{R_k^2} + \frac{l}{R_\phi^2 - R_1^2} + \frac{l + h' - h - z}{R_1^2} \right) \frac{d^2 z}{dt^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Потери на трение равны $h_{трI-II} = h_{к.з} + h_{к.п} + h_{дл.ф} + h_{дл.к} + h_{м.с}$, где $h_{к.з}$ – соответственно потери напора в кольцевом зазоре; $h_{к.п}$ – на кольцевом повороте; $h_{дл.ф}$ – в фильтре; $h_{дл.к}$ – в колонне; $h_{м.с}$ – на переходе колонны и фильтра.

Потери напора в кольцевом зазоре определим по известной формуле [3, 4]

$$h_{к.з} = \zeta_{к.з} \frac{v_\phi^2}{2g} = k_\pi \lambda_\phi \frac{l}{4R_\phi g} \left(\frac{R_1}{R_\phi} \right)^4 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2, \quad (9)$$

где v_ϕ – средняя скорость потока в фильтре, $v_\phi = \frac{R_1^2}{R_\phi^2} \frac{dz}{dt}$; k_π – поправочный коэффициент;

$\zeta_{к.з} = k_\pi \lambda_\phi \frac{l}{2R_\phi}$ – коэффициент сопротивления кольцевого зазора [2]; $\lambda_\phi = 0,11 \left(\frac{\Delta_\phi}{2R_\phi} \right)^{0,25}$ – коэффициент гидравлического трения стенок фильтра шероховатостью Δ_ϕ .

Потери напора кольцевого поворота $h_{к.п}$

$$h_{к.п} = \zeta_{к.п} \frac{1}{2g} \left(\frac{dz}{dt} \right)^2, \quad (10)$$

где $\zeta_{к.п}$ – коэффициент сопротивления кольцевого поворота на угол 180° [4].

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

$$h_{дл.ф} = \lambda_{\phi} \frac{l_{\phi} - a}{2R_{\phi}} \frac{v_{\phi}^2}{2g} = \lambda_{\phi} \frac{(l_{\phi} - a)}{4gR_{\phi}} \left(\frac{R_1}{R_{\phi}} \right)^4 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2; \quad (11)$$

$$h_{дл.к} = \lambda_{к} \frac{l_{к}}{2R_{к}} \frac{v_{к}^2}{2g} = \lambda_{к} \frac{l_{к}}{4gR_{к}} \left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^4 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2, \quad (12)$$

где $\lambda_{к}$ – коэффициент гидравлического трения в обсадной колонне; $v_{к}$ – средняя скорость потока в колонне, $v_{к} = \frac{R_1^2}{R_{к}^2} \frac{dz}{dt}$.

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

$$h_{м.с} = \left(\frac{R_{к}^2}{R_{\phi}^2} - 1 \right)^2 \frac{v_{к}^2}{2g} = \left(\frac{R_{к}^2}{R_{\phi}^2} - 1 \right)^2 \frac{1}{2g} \left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^4 \left(\frac{dz}{dt} \right)^2. \quad (13)$$

При подстановке (7)–(13) в (6) получаем

$$\begin{aligned} \frac{p_1}{\rho g} = \frac{p_0}{\rho g} + z \left(1 + \left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^2 \right) + \frac{\alpha}{2g} \left(\left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^4 - 1 \right) \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \\ + \frac{1}{2g} \left(\zeta_{к.п} + \frac{\lambda_{\phi}}{2R_{\phi}} \left(\frac{R_1}{R_{\phi}} \right)^4 (k_{п}l + l_{\phi} - a - l) + \left(\frac{\lambda_{к}l_{к}}{2R_{к}} + \left(\frac{R_{к}^2}{R_{\phi}^2} - 1 \right)^2 \right) \left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^4 \right) \left(\frac{dz}{dt} \right)^2 + \\ + \frac{1}{g} \left(l_{к} \left(\frac{R_1}{R_{к}} \right)^2 + (l_{\phi} - a - l) \left(\frac{R_1}{R_{\phi}} \right)^2 + l \frac{R_{\phi}^2}{R_{\phi}^2 - R_1^2} + h' - h - z \right) \frac{d^2z}{dt^2}. \end{aligned} \quad (14)$$

Окончательно подставив выражения (2), (4), (5) в (1), получим

$$\int_{\pi R_1^2 h}^{\pi R_1^2 (h+z)} p_1 dV + \frac{mp_0 \pi R_1^2 h^n (h+z)^{1-n}}{n-1} = \frac{mp_0 \pi R_1^2 h}{n-1}, \quad (15)$$

где p_1 определяется по выражению (14).

Дифференцируя обе части (15) по времени, сокращаем на $\pi R_1^2 \rho g \frac{dz}{dt}$.

Вводим в рассмотрение безразмерную величину:

$$\tilde{z} = \frac{h+z}{h}; \quad \frac{d\tilde{z}}{dt} = \frac{1}{h} \frac{dz}{dt} \quad (16)$$

и после несложных преобразований получаем дифференциальное уравнение

$$(A - \tilde{z}) \frac{d^2 \tilde{z}}{dt^2} = -B_0 - B_1 \tilde{z} + \frac{B_2}{\tilde{z}^n} + D_1 \left(\frac{d\tilde{z}}{dt} \right)^2 - D_2 \left(\frac{d\tilde{z}}{dt} \right)^2 \operatorname{sign} \frac{d\tilde{z}}{dt}, \quad (17)$$

где

$$A = \frac{1}{h} \left[l_{\kappa} \left(\frac{R_1}{R_{\kappa}} \right)^2 + (l_{\phi} - a - l) \left(\frac{R_1}{R_{\phi}} \right)^2 + l \frac{R_{\phi}^2}{R_{\phi}^2 - R_1^2} + h' \right];$$

$$B_1 = \frac{g}{h} \left(1 + \left(\frac{R_1}{R_{\kappa}} \right)^2 \right); \quad B_0 = \frac{p_0}{\rho h^2} - B_1; \quad B_2 = \frac{mp_0}{\rho h^2}; \quad D_1 = \frac{\alpha}{2} \left(1 - \left(\frac{R_1}{R_{\kappa}} \right)^4 \right);$$

$$D_2 = \frac{1}{2} \left[\zeta_{\kappa, \Pi} + \frac{\lambda_{\phi}}{2R_{\phi}} \left(\frac{R_1}{R_{\phi}} \right)^4 (k_{\Pi} l + l_{\phi} - a - l) + \left(\frac{\lambda_{\kappa} l_{\kappa}}{2R_{\kappa}} + \left(\frac{R_{\kappa}^2}{R_{\phi}^2} - 1 \right)^2 \right) \left(\frac{R_1}{R_{\kappa}} \right)^4 \right].$$

$$\text{Множитель } \operatorname{sign} \frac{d\tilde{z}}{dt} = \begin{cases} -1 & \text{при } \frac{d\tilde{z}}{dt} < 0; \\ 1 & \text{при } \frac{d\tilde{z}}{dt} > 0 \end{cases} \quad \text{в (17) введен для учета того фак-}$$

та, что действие сопротивлений всегда направлено в сторону, противоположную направлению движения. Начальные условия для искомого решения $\tilde{z}(0) = 1$; $\frac{d\tilde{z}(0)}{dt} = 0$. В силу (16) после решения уравнения (17) надо

делать пересчет по формулам $z(t) = h(\tilde{z}(t) - 1)$, $\frac{dz}{dt} = h \frac{d\tilde{z}}{dt}$.

Уравнение (17) не допускает решения в квадратурах. Так как коэффициенты A , B_0 и B_2 могут быть очень велики (порядка 10^4 и выше), для более эффективного применения методов численного интегрирования имеет смысл сделать еще одну замену:

$$\tilde{z} = AZ; \quad \frac{d\tilde{z}}{dt} = A \frac{dZ}{dt}. \quad (18)$$

Уравнение (17) примет вид

$$(1 - Z) \frac{d^2 Z}{dt^2} = -\bar{B}_0 - \bar{B}_1 Z + \frac{\bar{B}_2}{Z^n} + D_1 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 - D_2 \left(\frac{dZ}{dt} \right)^2 \operatorname{sign} \frac{dZ}{dt}, \quad (19)$$

где $\bar{B}_0 = \frac{B_0}{A^2}$, $\bar{B}_1 = \frac{B_1}{A}$, $\bar{B}_2 = \frac{B_2}{A^{2+n}}$. Начальные условия для искомого реше-

ния $Z(0) = \frac{1}{A}$, $Z'(0) = 0$. Из (16) и (18) следует, что после решения (19)

надо делать пересчет по формулам $z(t) = h(AZ(t) - 1)$; $\frac{dz}{dt} = Ah \frac{dZ}{dt}$.

Результаты численных расчетов пульсаций полости по (19) представлены на рис. 2. Как видно из рисунка, на начальном этапе времени сразу после взрыва длина полости z в процессе расширения возрастает до некоторого значения z_{\max} (рис. 2а). При этом скорость $v = \frac{dz}{dt}$ вначале растет до значения v_{\max} (для дальнейших выкладок значение z , при котором скорость принимает значение v_{\max} , обозначим z_M), а затем уменьшается и к концу этапа расширения, т. е. в момент времени t_0 , когда $z(t_0) = z_{\max}$, становится равной 0 (рис. 2б). Давление p в продуктах взрыва, вычисленное по (3), монотонно убывает и в момент времени t_0 достигает минимального значения (рис. 2в). Далее мы видим, что продукты взрыва совершают пульсации. Но вследствие потерь энергии эти пульсации имеют затухающий характер. Эффективность декольматации фильтра будет тем выше, чем больше величина импульса давления I , который определяется как интеграл $I = \int_0^{t_0} p(t)dt$,

где $p(t)$ можно найти по (3).

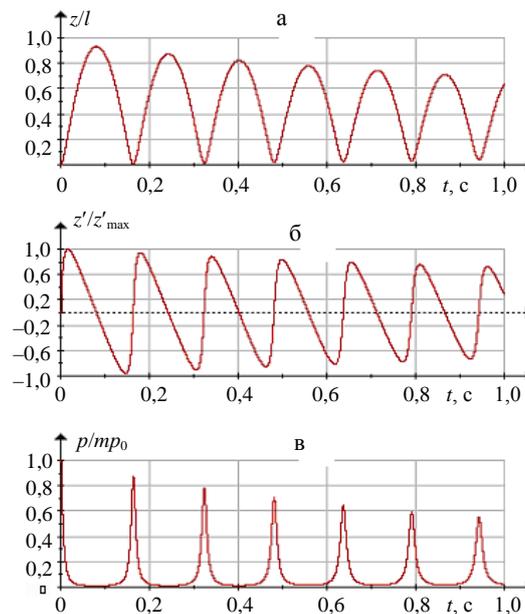


Рис. 2. Пульсации продуктов газового взрыва в открытой снизу недеформируемой цилиндрической взрывной камере: а – $z/l = f(t)$; б – $z'/z'_{\max} = f(t)$; в – $p/mp_0 = f(t)$ при $R_1 = 0,10$ м; $R_{\phi} = 0,12$ м; $R_k = 0,12$ м; $L_{\phi} = 10$ м; $L_k = 60$ м; $a = 0$; $l = 1$ м; $h = 0,1$ м; $h_1 = 0,05$ м; $m = 10$; $n = 1,9$. Вычисленные значения: $Z'_{\max} = 3,87$ м/с при $Z_M = 22,7$ см; $Z_{\max} = 93,3$ см

Обработка результатов численного интегрирования уравнения (19) с точностью 10^{-9} с использованием метода Рунге – Кутты – Мерсона при раз-

личных геометрических размерах взрывных камер, скважин и условиях подводного взрыва с помощью метода наименьших квадратов позволила предложить следующие формулы для определения параметров z_M , v_{\max} , z_{\max} и I :

$$z_M = \frac{2,482R_k^{0,145}(0,003 + 2,53h - 1,4h^2 + 6,2h^2R_\phi)}{R_1^{0,18}R_\phi^{1,27}n^{1,61}}; \quad (20)$$

$$v_{\max} = \frac{21,9R_\phi^{0,27}R_k^{0,88}h^{0,5}(1 - 0,035l)}{(l_k + l_\phi - a)^{0,068}R_1^{1,13}n^{0,67}}; \quad (21)$$

$$z_{\max} = \frac{2,02R_\phi^{0,04}R_k^{0,11}(l_k + l_\phi - a)^{0,04}(0,03 + 10,3h - 6h^2 + 19h^2R_\phi)}{R_1^{0,15}n^{1,54}}; \quad (22)$$

$$I = \frac{0,1094mp_0 \left(1 + \left(\frac{R_1}{R_\phi}\right)^3\right) R_k^{0,787}(l_k + l_\phi - a)^{0,074}h^{0,5}(1 + 0,03l)}{R_\phi^{0,793}n^{0,966}}. \quad (23)$$

Использование формул (20)–(23) имеет смысл при следующих ограничениях на параметры скважины и взрывной камеры (все данные, кроме параметра n , указаны в метрах):

$$\begin{cases} R_\phi \in [0,1; 0,16], 0,75R_\phi \leq R_1 \leq 0,93R_\phi, 0,75R_k \leq R_\phi \leq R_k; \\ l \in [0,45; 1], h \in [0,1; 0,4], n \in [1,75; 2,05]; \\ l_\phi \in [3; 15], l_k \in [20; 100], l_\phi \geq l + a, l_\phi + l_k - a \geq 24. \end{cases} \quad (24)$$

При соблюдении данных ограничений относительная погрешность формул (20)–(23) по отношению к значениям соответствующих параметров, найденных при численном решении уравнения (19) с точностью 10^{-9} , не превышает 3,5 % (причем для часто встречающихся конструкций скважин – менее чем на 2 %). Эти же формулы можно использовать и при небольшом отклонении от границ изменения параметров, указанных в (24), и относительная погрешность не превысит 6–8 %.

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 между отражателем и нижним срезом камеры будет меньше давления в продуктах взрыва p на величину удельной кинетической энергии в этом сечении $\alpha r v_z^2 / 2$ в соответствующие моменты времени. Указанное имеет место, когда применяются взрывные камеры, радиус которых соизмерим с радиусом фильтра.

ВЫВОДЫ

1. Для описания гидродинамики подводного газового взрыва в закольцованном фильтре скважины составлено уравнение закона сохранения энергии для процесса расширения газовой полости в открытой снизу взрывной камере, находящейся внутри заполненной жидкостью скважины, с учетом сил трения и инерции при движении жидкости. Полученное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка решалось численным методом, в результате составлена программа расчета, которая позволяет получить зависимости $z(t)$, $v(t)$, $p(t)$ при различных параметрах скважин и взрывных камер и природе энергоносителя.

2. Для определения z_m , v_{max} , z_{max} и I получены теоретические выражения при различных геометрических размерах взрывных камер, скважин и условий подводного взрыва.

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. 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.
3. 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.
4. Г и д р а в л и ч е с к о е сопротивление кольцевых поворотов на 180° / И. Е. Идельчик, Я. Л. Гинзбург // Теплоэнергетика. – 1968. – № 4.

Представлена кафедрой
гидравлики

Поступила 10.10.2007