

УДК 628.112

МЕТОДИКА РАСЧЕТА РАСПРОСТРАНЕНИЯ ИМПУЛЬСОВ ДАВЛЕНИЯ ПРИ ГАЗОИМПУЛЬСНОЙ РЕГЕНЕРАЦИИ ФИЛЬТРОВ ВОДОЗАБОРНЫХ СКВАЖИН

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

Белорусский национальный технический университет

В процессе эксплуатации водозаборных скважин в фильтрах и прифильтровых зонах из-за явлений химического кольматажа происходит образование кольматирующих отложений, которые в результате минерализации упрочняются и образуют цемент обрастания в отверстиях фильтров и порах гравийной обсыпки. Это приводит к повышению гидравлического сопротивления фильтров и прифильтровых зон, снижению динамического уровня, притока воды и дебита скважин. Возрастают энергозатраты при добыче воды и возникает необходимость в декольматации фильтров скважин.

При регенерации фильтров скважин импульсными методами в полости фильтра создают импульс давления, который в виде волны распространяется в радиальном направлении от импульсного источника. Для обеспечения разрушающего действия волны на отложения по всей глубине зоны кольматации необходимо знать закономерности затухания волны в скважине и пористой среде прифильтровой зоны.

В настоящее время для расчета распространения импульсов давления при регенерации фильтров [1] используются упрощенные зависимости, учитывающие затухание давления только на фронте сферической волны при создании электрогидравлического разряда и пневмовзрыва в полости очищаемого фильтра. Указанные зависимости не учитывают фильтрационные параметры грунта и его пьезопроводность и поэтому не могут быть применены для расчета распространения волн давления при использовании подводных газовых взрывов в открытых снизу цилиндрических полузамкнутых камерах, сферических и цилиндрических взрывных камерах с эластичными неразрушаемыми оболочками [2].

Целью настоящей работы являлось создание методики расчета распространения импульсов давления при подводных газовых взрывах в полости фильтра.

При инициировании взрыва в газовой смеси в указанных выше взрывных камерах происходит химическое превращение в виде взрывного горе-

ния или детонации. Здесь используется допущение о том, что газовая смесь во взрывной камере в начальный момент времени превращается в продукты с некоторым средним и одинаковым по всему объему давлением, равным $p_{\text{взр}}$, которое определяется по формуле [2]

$$p_{\text{взр}} = m'p_0, \quad (1)$$

где m' – степень роста давления при взрыве; p_0 – окружающее давление на глубине H в скважине, $p_0 = p_{\text{атм}} + \rho gH$.

Пульсации полости вызывают возмущение плотности в жидкости в виде расходящейся волны давления. По пути своего движения волна давления распространяется вначале в жидкой среде – в кольцевом зазоре между взрывной камерой и внутренней стенкой фильтра радиуса $R_{\text{ф}}$. При прохождении волной стенки фильтра давление на ее фронте снижается. Степень снижения давления определяется коэффициентом β , который зависит от конструкции фильтра, скважности и материала, из которого он изготовлен [1].

Амплитуду $\Delta p_{1\text{н}}$ первого пика давления на наружной поверхности фильтра можно определить, зная Δp_1 – амплитуду первого пика давления на внутренней поверхности фильтра, которую можно рассчитать по формуле [1]

$$\Delta p_{1\text{н}} = \beta \Delta p_1. \quad (2)$$

Далее волна распространяется и затухает в пористой водонасыщенной среде – в прифильтровой зоне. Таким образом, волна давления распространяется и затухает в различных средах, что предопределяет различия в интенсивности ее затухания.

Рассмотрим последовательно характер затухания волны на всех этапах ее распространения при инициировании газового взрыва в различных взрывных камерах.

Сферическая взрывная камера с тонкой эластичной оболочкой. Пусть внутри сферической взрывной камеры наружным радиусом R_1 с эластичной оболочкой толщиной δ , заполненной газовой смесью, произошел взрыв. Давление внутри оболочки сразу после взрыва $p_{\text{взр}}$ определяется по (1).

Образующаяся при пульсациях продуктов взрыва волна давления в жидкости имеет несколько пиков давления, чередующихся с фазами разрежения. Чтобы рассчитать параметры волны на внутренней поверхности фильтра, необходимо учесть затухание волны в кольцевом зазоре между взрывной камерой и внутренней стенкой фильтра, заполненной жидкостью. Закономерности распространения волн давления в жидкости от сферических и цилиндрических газовых источников с эластичными оболочками рассмотрены [3].

Согласно [3] амплитуду первого пика давления Δp_1 в дальней зоне газового взрыва на расстоянии R от центра сферической полости с эластичной оболочкой радиусом R_1 можно определить по формуле

$$\Delta p_1 = \frac{R_1}{R} (p_{\text{взр}} - p_0). \quad (3)$$

Дальняя зона взрыва соответствует расстояниям большим, чем двойной начальный радиус полости, т. е. $R > 2R_1$. Здесь давление в волне уменьшается пропорционально первой степени расстояния R . На более близких расстояниях от полости амплитуда давления падает быстрее, чем по акустическому закону [3]. С. А. Ловля указывает, что у твердых взрывчатых веществ в ближней зоне давление может падать в пределе пропорционально квадрату расстояния [4].

Поэтому для общего случая, когда внутренняя поверхность фильтра может находиться как в ближней, так и в дальней зонах взрыва, с учетом толщины δ эластичной оболочки и выражений (1)–(3), амплитуда $\Delta p_{1н}$ первого пика давления на наружной поверхности фильтра

$$\Delta p_{1н} = \beta \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\phi} \right)^s (m'p_0 - p_0), \quad (4)$$

где s – показатель степени, учитывающий интенсивность падения давления в зоне распространения волны. Если $R_\phi > 2R_1$, то значение $s = 1$, при $R_\phi \leq 2R_1$ показатель степени лежит в пределах $1 < s \leq 2$ и задается по данным экспериментов.

Для теоретического исследования процесса распространения волны давления в пласте, возникающей в результате применения сферической взрывной камеры, использовалось уравнение [5] в сферических координатах

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial R^2} + \frac{2}{R} \frac{\partial \Delta p}{\partial R}, \quad (5)$$

где R – расстояния точки пласта до центра взрыва; $\Delta p(t, R)$ – повышение (понижение) давления $p(t, R)$ в волне по отношению к давлению p_0 ; a – коэффициент пьезопроводности пласта.

Коэффициент пьезопроводности a пласта представляет собой отношение водопроводимости T к коэффициенту упругой водоотдачи μ [6]

$$a = \frac{T}{\mu}, \quad (6)$$

где водопроводимость T определяется как произведение коэффициента фильтрации k и мощности водоносного пласта m , т. е.

$$T = km. \quad (7)$$

Коэффициент μ вычисляется по формуле [6]

$$\mu = \rho g \left(\frac{n_0}{E_v} + \frac{1}{E_{пл}} \right) m, \quad (8)$$

где n_0 – начальная пористость пласта; E_v и $E_{пл}$ – модули деформации соответственно воды и пласта.

Значения коэффициентов пьезопроводности a пласта приведены в [6] в табличной форме для различных типов грунтов.

Уравнение (5) решается при следующих начальных и краевых условиях

$$\begin{cases} \Delta p(0, R) = 0, R \in [R_0; +\infty); \\ \Delta p(t, R_0) = f(t); \\ \Delta p(t, \infty) = 0, \end{cases} \quad (9)$$

где $R_0 = R_\phi + \delta_\phi$ – наружный радиус фильтра; $\Delta p(t, R_0)$ – заданное распределение давления на наружной стенке фильтра. Решение задачи (5), (9) с использованием преобразования Лапласа имеет вид

$$\Delta P(t, R) = \frac{R_0(R - R_0)}{2R\sqrt{a\pi}} \int_0^t \frac{f(z)}{\sqrt{(t-z)^3}} \exp\left(-\frac{(R - R_0)^2}{4a(t-z)}\right) dz. \quad (10)$$

Вычисление интеграла (10) проводилось по методу Симпсона с шагом $\Delta z = 10^{-4}$. Функция $f(t)$ определялась с учетом (4) и адиабатного закона изменения давления в продуктах взрыва

$$f(t) = \beta \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\phi} \right)^s \left(m' p_0 \left(\frac{R_1 - \delta}{R(t) - \delta} \right)^{3n} - p_0 \right), \quad (11)$$

где n – значение показателя адиабаты продуктов взрыва в процессе пульсаций; $R(t)$ – радиус взрывной камеры в момент времени t . Этот радиус рассчитывался как решение уравнения (20) [2].

Полузамкнутая открытая снизу цилиндрическая взрывная камера. Пусть внутри открытой снизу цилиндрической взрывной камеры длиной l и радиусом R_1 , частично заполненной газовой смесью с толщиной слоя h , произошел взрыв. Давление $p_{\text{взр}}$ внутри газовой полости сразу после взрыва определяется по (1). Образующаяся при пульсациях продуктов взрыва волна давления в жидкости имеет несколько пиков давления, чередующихся с фазами разрежения.

Как показали исследования [7], наибольшей излучающей способностью обладает взрывная камера, длина которой l равна диаметру камеры D_1 , т. е. $l = 2R_1$. При этом плоский отражатель размещается на расстоянии $l' = 2R_1$.

Согласно [7] при газовом взрыве в полузамкнутой взрывной камере амплитуда первого пика давления Δp_1 на внутренней поверхности фильтра радиусом R_ϕ определяем по формуле

$$\Delta p_1 = \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\phi} \right)^s \left(\frac{h}{l} \right)^\theta (p_{\text{взр}} - p_0), \quad (12)$$

где θ – показатель степени, учитывающий интенсивность падения давления при частичном заполнении взрывной камеры газовой смесью; по опытным данным при взрыве водородно-кислородной газовой смеси (ВКГС) $s = 1,3$, а $\theta = 0,76$.

Тогда амплитуда $\Delta p_{1н}$ первого пика давления на наружной поверхности фильтра с учетом (2) и (12)

$$\Delta p_1 = \beta \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\Phi} \right)^s \left(\frac{h}{l} \right)^\theta (p_{\text{взр}} - p_0). \quad (13)$$

Так как волна, излучаемая полуоткрытой взрывной камерой, мало отличается от сферической волны давления [3, 7], для исследования процесса распространения волн давления в пласте использовали уравнение (5) с начальными и краевыми условиями (9).

Функцию $f(t)$ определяли с учетом (13) и адиабатного закона изменения давления в продуктах взрыва

$$f(t) = \beta \left(\frac{R_1 - \delta}{R_\Phi} \right)^s \left(\frac{h}{l} \right)^\theta \left(m' p_0 \left(\frac{h}{h(t)} \right)^n - p_0 \right), \quad (14)$$

где $h(t)$ – толщина слоя продуктов взрыва во взрывной камере в момент времени t , определялась как решение уравнения (19) [8].

Цилиндрическая замкнутая взрывная камера с эластичной оболочкой. Пусть внутри замкнутой цилиндрической взрывной камеры длиной l и наружным радиусом R_1 , заполненной газовой смесью и снабженной эластичной оболочкой толщиной δ , произошел взрыв. Давление $p_{\text{взр}}$ внутри газовой полости сразу после взрыва определяется по (1).

Согласно исследованиям [3] амплитуду первого пика давления Δp_1 в жидкости в дальней зоне взрыва при расстоянии $R > 2R_1$ от центра цилиндрической полости с эластичной оболочкой можно найти по формуле

$$\Delta p_1 = \frac{l}{2R \ln \frac{l}{R_1}} (p_{\text{взр}} - p_0). \quad (15)$$

Для общего случая с учетом нелинейности затухания волны в ближней зоне ($R \leq 2R_1$) и толщины эластичной оболочки δ , а также выражений (1), (2), (15) амплитуда $\Delta p_{1н}$ первого пика давления на наружной поверхности фильтра равна

$$\Delta p_{1н} = \beta \left(\frac{l}{2R_\Phi \ln \frac{l}{R_1 - \delta}} \right)^s (m p_0 - p_0). \quad (16)$$

Показатель степени s задают так же, как в (4).

Для исследования процесса распространения волн давления в пласте, возникающих в результате цилиндрического взрыва в скважине, использовалось уравнение [5] в цилиндрических координатах

$$\frac{1}{a} \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = \frac{\partial^2 \Delta p}{\partial R^2} + \frac{1}{R} \frac{\partial \Delta p}{\partial R}. \quad (17)$$

Здесь R – расстояние точки пласта до оси взрыва, величины a и $\Delta p(t, R)$ имеют тот же смысл, что и для (5). Решение этого уравнения находим при начальных и граничных условиях (9).

Функцию $f(t)$ определяем

$$f(t) = \beta \left(\frac{l}{2R_\Phi \ln \frac{l}{R_1 - \delta}} \right)^s \left(mp_0 \left(\frac{R_1 - \delta}{R(t) - \delta} \right)^{2n} - p_0 \right), \quad (18)$$

где радиус $R(t)$ рассчитывался как решение (22) [9].

Решение задачи (17) и (9) с использованием преобразования Лапласа (аналогично [5]) представляется весьма нерациональным, так как получаем

интеграл типа свертки $\Delta p(t, R) = A \int_0^t f(z)g(t-z)dz$, в котором функция

$g(z)$ в отличие от (10) имеет более громоздкий вид, а именно [5] она выражается в виде несобственного интеграла от сложной комбинации функций Бесселя. В этом случае даже численное интегрирование становится весьма проблематичным (хотя бы с точки зрения затрат машинного времени).

Поэтому задача (17) и (9) решалась с использованием разностной схемы. Третье условие из (9) было заменено на $\Delta p(t, M) = 0$, где M – достаточно большое число. Так как численный анализ решения (10) для сферического случая показал, что $\Delta P(t, M) \approx 0$ при $M > 5$, для цилиндрического случая принимаем $M = 10$.

Рассмотрим сетку: $r_i = r_0 + ih$; $h = 0,01$; $i = 0, \dots, n$; $r_0 + nh = M$; $t_j = j\tau$; $j = 1, \dots$; $\tau = 10^{-4}$. Обозначим $u_{ij} = \Delta P(t_j, r_i)$. С использованием шаблонов [10, с. 609] уравнение (17) аппроксимируется конечно-разностным уравнением

$$\frac{1}{a} \frac{u_{ij} - u_{ij-1}}{\tau} = \frac{u_{i+1j} - 2u_{ij} + u_{i-1j}}{h^2} + \frac{1}{r_i} \frac{u_{i+1j} - u_{i-1j}}{h}.$$

Отсюда получаем неявную двухслойную разностную схему

$$\begin{cases} -\frac{h^2}{a\tau} u_{ij-1} = \left(1 - \frac{h}{2r_i}\right) u_{i-1j} - \left(2 + \frac{h^2}{a\tau}\right) u_{ij} + \left(1 + \frac{h}{2r_i}\right) u_{i+1j}; \\ u_{0j} = f(t_j), \\ u_{nj} = 0; \end{cases} \quad i = 0, \dots, n; \quad j = 1, \dots \quad (19)$$

Данная схема аппроксимирует задачу (17) и (9) с точностью $O(\tau + h^2)$ [10, с. 404]. Система (19) решается методом прогонки [11, с. 35]. Условия устойчивости для метода прогонки выполнены [11, с. 36]. Для контроля вычислений шаги сетки τ и h уменьшались в два раза. Колебания решений находились в пределах $3 \cdot 10^{-3}$.

Так как для всех трех задач требуется соблюсти начальные и граничные условия (9), должно быть выполнено равенство $f(0) = 0$, а также введена

в рассмотрение величина $t_0 = \frac{R_\Phi - R_1}{c_{\text{вод}}}$, где $c_{\text{вод}} = 1425$ м/с – скорость звука

в воде; время, за которое волна давления достигает стенки фильтра (для реальных конструкций $t_0 < 10^{-4}$). Второе из условий (9) заменим на

$$\Delta p(t, R_0) = \tilde{f}(t), \text{ где } \tilde{f}(t) = \begin{cases} 0 & \text{при } t = 0, \\ f(t - t_0) & \text{при } t \geq t_0, \end{cases} \text{ а функция } f(t) \text{ (в зависи-}$$

мости от рассматриваемой задачи) определяется (11), (14) или (18). Функцию $\tilde{f}(t)$ на участке $[0; t_0]$ можно считать линейно растущей от 0 до $f(0)$ (в случае, если шаг интегрирования для (10) или шаг τ по времени для разностной схемы выбирать меньше t_0).

С помощью составленных на ЭВМ программ расчета были построены графики, иллюстрирующие распространение волн гидродинамического давления в прифилтровой зоне, возникающих при газовых взрывах в различных взрывных камерах: сферической с эластичной оболочкой (рис. 1), полузамкнутой (рис. 2), цилиндрической с эластичной оболочкой (рис. 3).

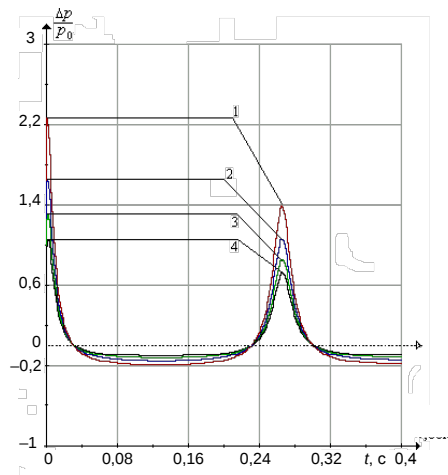


Рис. 1. Характер изменения относительного перепада давления $\Delta p/p_0 = f(t)$ в волне при распространении в прифилтровой зоне скважины на различных радиусах R от оси фильтра с наружным радиусом R_0 при взрыве в сферической камере с эластичной оболочкой: 1 – $R = R_0$; 2 – $R = R_0 + 5$ см; 3 – $R = R_0 + 10$ см; 4 – $R = R_0 + 15$ см при: $R_1 = 6,1$ см; $R_\phi = 12,5$ см; $R_k = 12,5$ см; $l_\phi = 10$ м; $l_k = 20$ м; $l_a = 0$; $n = 1,4$; $m' = 10$; $\delta = 3$ мм; $\delta_\phi = 10$ мм; $a = 10$ м²/с; $s = 1,3$; $\beta = 0,7$; $p_0 = 0,392$ МПа

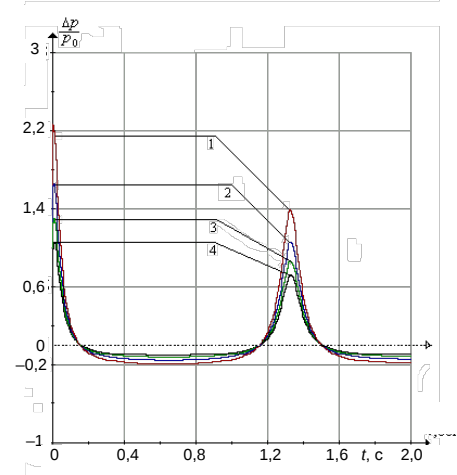
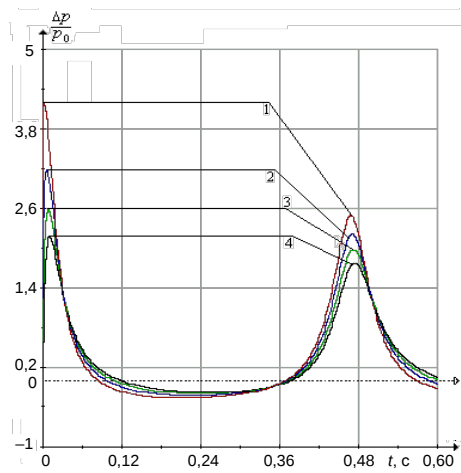


Рис. 2. Характер изменения относительного перепада давления $\Delta p/p_0 = f(t)$ в волне при распространении в прифилтровой зоне скважины на различных радиусах R от оси фильтра наружным радиусом R_0 при взрыве в полузамкнутой камере: 1 – $R = R_0$; 2 – $R = R_0 + 5$ см; 3 – $R = R_0 + 10$ см; 4 – $R = R_0 + 15$ см при: $R_1 = 12$ см; $h = 60$ см; $l = 60$ см; $R_\phi = 14$ см; $l_\phi = 10$ м; $l_k = 20$ м; $l_a = 2,6$ м; $n = 1,4$; $m' = 10$; $\delta_\phi = 8$ мм; $a = 10$ м²/с; $\beta = 0,7$; $s = 1,2$; $p_0 = 0,363$ МПа

Рис. 3. Характер изменения относительного перепада давления $\Delta p/p_0 = f(t)$ в волне при распространении в прифилтровой зоне скважины на различных радиусах R от оси фильтра наружным радиусом R_0 при взрыве в цилиндрической камере с эластичной оболочкой: 1 – $R = R_0$; 2 – $R = R_0 + 5$ см; 3 – $R = R_0 + 10$ см; 4 – $R = R_0 + 15$ см при: $R_1 = 4,2$ см; $l = 0,4$ м; $R_\phi = 12,5$ см; $R_k = 12,5$ см; $l_\phi = 10$ м; $l_k = 20$ м; $l_a = 0$; $m' = 10$; $\delta = 1,7$ мм; $\delta_\phi = 8$ мм; $a = 10$ м²/с; $\beta = 0,7$; $s = 1,13$; $p_0 = 0,392$ МПа



ВЫВОДЫ

В результате анализа исследований характера затухания волн давления в полости обрабатываемого фильтра и прифильтровой зоне скважины построена достаточно общая математическая модель процесса распространения волн давления, возникающих при подводных газовых взрывах в цилиндрических и сферических взрывных камерах с эластичными оболочками, а также в открытой снизу цилиндрической камере. Новизна модели заключается в возможности расчета амплитудно-временных параметров распространяющейся волны давления в полости фильтра и в грунте с учетом его фильтрационных характеристик. Модель может быть использована для расчета параметров волн давления в грунте для сферических и цилиндрических импульсных источников давления при известном характере $p = f(t)$ на внешней поверхности фильтра для данного источника. Модель позволила при известных конструктивных параметрах скважины и применяемой взрывной камеры разработать методику расчета характеристик создаваемых при взрывах волн давления внутри фильтра и в прифильтровой зоне. Для расчетов параметров волн использовались уравнения, описывающие процесс пульсаций продуктов взрыва в скважине, а также уравнения затухания давления в жидкой и пористых средах. На основе решения уравнений составлена программа расчета, позволяющая рассчитать амплитудно-временные параметры распространяющейся волны, по которым можно судить о степени разрушения колюматанта по всей глубине зоны импульсной обработки.

ЛИТЕРАТУРА

1. Щеголев, Е. Ю. Регенерация скважин на воду импульсными методами: автореф. ... дис. канд. техн. наук: 05.23.04 / Е. Ю. Щеголев; ВНИИВОДГео. – М., 1987. – 22 с.
2. Ивашечкин, В. В. Расчет пульсаций продуктов сферического подводного газового взрыва в скважине / В. В. Ивашечкин, В. В. Верemenюк // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 2008. – № 4. – С. 77–82.
3. Гуленко, В. И. Теоретическое и экспериментальное исследование некоторых типов источников упругих волн на основе водородно-кислородной газовой смеси: дис. ... канд. геол. минерал. наук: 04.00.12 / В. И. Гуленко. – М., 1982. – 218 с.
4. Ловля, С. А. Взрывные работы в водозаборных скважинах / С. А. Ловля. – М.: Недра, 1971. – 121 с.
5. Карслоу, Г. Теплопроводность твердых тел / Г. Карслоу, Д. Егер. – М.: Наука, 1974. – 487 с.
6. Проектирование водозаборов подземных вод / А. И. Арцев [и др.]; под ред. Ф. М. Бочевера. – М.: Стройиздат, 1976. – 291 с.
7. Ивашечкин, В. В. Газодинамический способ восстановления дебита водозаборных скважин с использованием водородно-кислородной смеси: автореф. ... дис. канд. техн. наук: 05.23.04 / В. В. Ивашечкин; ВНИИВОДГео. – М., 1988. – 22 с.
8. Ивашечкин, В. В. Гидродинамика подводного газового взрыва в полузамкнутой камере, находящейся в скважине / В. В. Ивашечкин, В. В. Верemenюк // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 2009. – № 1. – С. 74–81.
9. Ивашечкин, В. В. Расчет пульсаций продуктов цилиндрического подводного газового взрыва в скважине / В. В. Ивашечкин, В. В. Верemenюк // Энергетика... (Изв. высш. учеб. заведений и энерг. объединений СНГ). – 2008. – № 2. – С. 79–90.
10. Корн, Г. Справочник по математике для научных работников и инженеров / Г. Корн, Т. Корн. – М.: Наука, 1970. – 720 с.
11. Самарский, А. А. Теория разностных схем / А. А. Самарский. – М.: Наука, 1989. – 616 с.

Представлена кафедрой гидравлики

Поступила 30.10.2009