

2. Бобров И.В., Кричевский Р.М. Борьба с внезапными выбросами угля и газа. К.: Техника 1964.-134 с.
3. Бобров И.В., Шатилов Е.А. Применение гидроотжима призабойной зоны угольного пласта как способа борьбы с внезапными выбросами угля и газа // В сб. «Вопросы безопасности в угольных шахтах». Труды МакНИИ, вып. 17.- М.: Недр, 1965.- С. 164-181.
4. Кульбачный А.М., Печук И.М. Перспективы борьбы с внезапными выбросами угля и газа регулируемым пульсирующим размывом внутри угольного массива // Сб. науч. тр. МакНИИ. – М.: Недра, 1959. - № 11. – С. 62-69.
5. А.С. № 501162, СССР Е 21 С 41/04, Способ разработки весьма тонких крутых угольных пластов, склонных к внезапным выбросам угля и газа. / Д.В. Дорохов и др. (СССР). Приор. 05.03.74. Опубл. 30.01.76. Бюл. № 3.
6. Дорохов Д.В., Зборщик М.П., Сапицкий К.Д. О возможности газодинамического способа добычи угля в глубоких шахтах. // Уголь Украины – 1976. - № 6. – С. 5-8.
7. Айруни А.Т. Газовая динамика и закономерности изменения фильтрационных параметров угольных пластов в зонах влияния горных выработок // В сб. Проблемы современной рудничной аэробологии. - М.: Недра, 1974. - С. 117-129.
8. А.С. № 617598, СССР Е 21 С 41/04. Способ выемки угольных пластов, склонных к внезапным выбросам угля и газа. / Е.Г. Барадулин и др. (СССР). Приор. 29.03.77. Опубл. 30.07.78. Бюл. № 28.
9. А.С. 3 920213 СССР, МКИ Е 21 С 41/04. Способ выемки угольных пластов / А.Т. Диценко и др.(СССР). – Приор. 15.01.80. Опубл. 15.04.82. Бюл. № 14.
10. А.С. № 1151686 СССР, МКИ Е 21 F 5/00. Способ вскрытия выбросоопасного угольного пласта квершлагом / А.Ф. Папырин, К.К. Софийский, Э.И. Мучник и др.(СССР). – Приор. 05.08.83. Опубл. 23.04.85. Бюл. № 15.
11. Софийский К.К., Барадулин Е.Г., Александров В.Г., Воробьев Е.А. Способ добычи метана из угольных пластов // Сб. науч. тр. НГА Украины: Проблемы аэробологии горнодобывающих предприятий. – Днепропетровск: РИК НГА Украины, 1999. - № 5. – С. 128-131.

**УДК 537. 528**

Л.М. Дыхта, О.Н. Сизоненко

## **К ТЕОРИИ РАСШИРЕНИЯ СФЕРИЧЕСКОГО КАНАЛА ПОДВОДНОГО ИСКРОВОГО РАЗРЯДА НА АКТИВНОЙ СТАДИИ**

В рамках наближення Кірквуда-Бете розглядається задача про розширення каналу підводного іскрового розряду (ПІР) в випадку сферичної симетрії стечії протягом часу, що відповідає введенню в канал електричної енергії і відомого під назвою активної стадії. При цьому весь діапазон можливих значень чисел Маха  $0 \leq M < \infty$  з метою встановлення простих і достатньо точних аналітичних спiвiдношень пiдроздiлено на два пiддiапазони  $0 \leq M \leq 1$  i  $M > 1$ ; шляхом порiвняння отриманих в роботi результатiв з вiдомими в лiтературi даними показано, що встановленi асимптотичнi формули, якi є чиннi при  $M \rightarrow 0$  i  $M \rightarrow \infty$  задовiльно описують процес розширення каналу ПІР при всiх значеннях числа  $M$ .

## **TO THE THEORY OF EXPANSION OF THE SPHERICAL CHANNEL OF THE UNDERWATER SPARK DISCHARGE AT THE ACTIVE STAGE**

Within the framework of approximation Kirckwood-Bete the task about expansion of the channel of the underwater spark discharge (USD) is considered in case of spherical symmetry of current during time which corresponds to introduction in the channel of electric energy and known under the name of an active stage. Thus all range of possible values of numbers of the Mach  $0 \leq M < \infty$  with the purpose of an establishment simple and enough exact analytical parities are divided into two ranges  $0 \leq M \leq 1$  and  $M > 1$ ; by comparison of the results received in work with the known data in the literature it is shown, that established asymptotical formulas which operate at  $M \rightarrow 0$  and  $M \rightarrow \infty$  satisfactorily describe process of expansion of the channel the USD at all values of number M.

**1. Основные уравнения задачи.** Для придания излагаемому материалу известной автономности приведем здесь заимствованную из работ [1,3] систему

уравнений, описывающих процесс расширения сферического канала ПИР. При этом представляется целесообразным использовать безразмерные переменные  $x, y, z, \eta, \zeta$  представить время  $t$ , локальную скорость звука  $c$ , радиус канала  $R$ , давление  $P$  и энтропию  $H$  на его стенке, а также закон  $E(t)$  ввода энергии в канал в виде [1,3]

$$\begin{aligned} t &= x \tau, \quad R = y R_0, \quad c = z c_0, \\ P &= \zeta \rho_0 R_0 / \tau^2, \quad H = \eta R_0 / \tau, \\ R_0^5 &= \frac{3}{4\pi\rho_0} (\gamma - 1) \tau^2 E_0, \quad E(t) = f(x) E_0, \\ f(x) &= \begin{cases} 2x^2 & 0 \leq x \leq 1/2 \\ 2x - 2x^2 - 1 & \text{при } 1/2 \leq x \leq 1, \\ 1 & x \geq 1 \end{cases} \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\rho_0$  - плотность жидкости до разряда;  $c_0$  - скорость звука в невозмущенной жидкости;  $\tau, E_0$  - длительность разряда и полная энергия, введенная в канал за время  $\tau$ ;  $R_0$  - характерный радиус канала;  $\gamma$  - показатель адиабаты, заполняющей канал плазмы,  $\gamma = 1,26$  [3].

С учетом принятых обозначений изучение процесса расширения канала разряда в приближении Кирквуда-Бете [1-3] сводится к интегрированию следующей системы уравнений [1,3]

$$\begin{aligned} \zeta' &= \frac{f'}{y^3} - 3\gamma \frac{\zeta}{y} y', \\ y'' &= \frac{1+M \cdot \frac{y'}{z}}{1-M \cdot \frac{y'}{z}} \cdot \frac{\eta}{y} + M \cdot \frac{\eta'}{z} - \frac{3}{2} \cdot \frac{1-\frac{1}{3} \cdot M \cdot \frac{y'}{z} \cdot (y')^2}{1-M \cdot \frac{y}{z} \cdot y}, \\ z &= (1+nM^2\zeta)^{\frac{n-1}{2n}}, \\ \eta &= \frac{z^2-1}{(n-1)M^2} \end{aligned} \quad (2)$$

относительно неизвестных  $y, z, \eta, \zeta$ , удовлетворяющих при  $x = 0$  начальным условиям

$$y = \eta = \zeta = 0, \quad z = 0.$$

Обычно [1,3] интегрирование системы уравнений (2) производится с помощью численных методов. Именно эти методы позволили накопить информацию об искомых функциях, используемую в настоящей работе при

установлении приближенных аналитических интегралов рассматриваемой системы уравнений.

В соответствии с указанной информацией процесс расширения канала ПИР обладает рядом специфических особенностей, из которых при построении приближенного решения системы (2) следует выделить:

- слабую зависимость параметров канала ПИР от числа Маха при  $0 \leq M \leq 1$ ;
- незначительную их зависимость от начальных данных;
- существенное влияние на формирование канала первой половины промежутка  $\tau$ , в течение которой происходит нарастание электрической мощности.

**2. Преобразование системы уравнений (2).** В силу отмеченных обстоятельств нахождение приближенного решения системы (2) может быть произведено в соответствии со следующей схемой.

Сначала весь диапазон чисел Маха  $0 \leq M < \infty$  подразделяется на два -  $J_1 = \{M \mid 0 \leq M \leq 1\}$  и  $J_2 = \{M \mid M > 1\}$  - и на каждом из них система уравнений (2) заменяется несколько более простой, полученной из (2) в предположении, что  $M \rightarrow 0$  или  $M \rightarrow \infty$ . Затем при игнорировании начальных условий, наложенных на  $\eta$  и  $\zeta$  (а в случае  $M > 1$  и на  $z$ ), определяется частное на  $0 \leq x \leq 1/2$  решение упомянутых упрощенных систем уравнений, которое распространяется на весь сегмент  $0 \leq x \leq 1$ .

В первом случае  $M \in J_1$ , такая упрощенная система уравнений

$$\begin{aligned} y^3 \zeta' + 3y \cdot y^2 \cdot y' \cdot \zeta &= f', \\ y'' y + \frac{3}{2} \cdot (y')^2 - \zeta &= 0 \end{aligned}, \quad (3)$$

получена из соотношений (2) посредством предельного при  $M \rightarrow 0$  перехода.

Во втором случае  $M \in J_2$ , для получения упрощенной системы уравнений следует предположить, что  $M \rightarrow \infty$ , удержать в выражениях для  $z$  и  $\eta$  низшие относительно  $1/M$  слагаемые

$$z \sim M^{1/n} (n \cdot \zeta)^{\frac{n-1}{2n}}, \quad \eta \sim M^{\frac{2}{n}} \cdot \frac{1}{n-1} (n \cdot \zeta)^{\frac{1-1}{n}}.$$

Чтобы из системы (2) получить содержательную систему уравнений для определения  $y$  и  $\zeta$  при  $M \rightarrow \infty$  необходимо дополнительно предположить, что:

· произведение  $y^3 \zeta \sim M^0 = 1$ ;

$z \sim M \cdot y'$  при  $M \rightarrow \infty$ .

Одновременное удовлетворение последним предположениям возможно только в том случае, когда слагаемые низшего порядка относительно  $1/M$  при  $M \rightarrow \infty$  для  $y$  и  $\zeta$  будут иметь вид

$$y \sim M^{-\frac{2}{5n-3}} \cdot y_1, \quad \zeta \sim M^{\frac{6}{5n-1}} \cdot \zeta_1, \quad (4)$$

где  $y_1$  и  $\zeta_1$  зависят от переменной  $x$ .

Выпишем упрощенную систему уравнений для определения величин  $y_1$  и  $\zeta_1$ :

$$\begin{aligned} y_1^3 \zeta_1' + 3y_1 \cdot y_1' \cdot \zeta_1 &= f' , \\ (z_1 - y_1') \cdot (y_1'' - \frac{2 \cdot z_1'}{n-1}) \cdot y_1 + \frac{3}{2}(z_1 - \frac{1}{3}y_1')(y_1')^2 - (z_1 + y_1') \frac{z_1^2}{n-1} &= 0, \\ z_1 = (n \cdot \zeta_1)^{\frac{n-1}{2n}}. \end{aligned} \quad (5)$$

3. Приближенное решение систем уравнений (3) и (5) на сегменте  $0 \leq x \leq 1/2$ .

Нетрудно видеть, что система уравнений (3) допускает существование на сегменте  $0 \leq x \leq 1/2$  решений вида

$$y = Ax^a, \quad \zeta = B \cdot x^b, \quad (6)$$

где  $A, a$  и  $B, b$  – подлежащие определению постоянные.

Подставляя соотношения (6) в систему уравнений (3) и приравнивая показатели степеней  $x$  и значения коэффициентов при одинаковых степенях  $x$ , получим систему алгебраических уравнений для нахождения значений констант  $A, a$  и  $B, b$ :

$$\begin{aligned} A^3 B \cdot (b + 3\gamma \cdot a) &= 4, \\ 3a + b - 1 &= 1, \\ B = A^2 \left( \frac{5}{2} \cdot a - 1 \right) \cdot a, \\ b = 2 \cdot (a - 1). \end{aligned} \quad (7)$$

Из системы уравнений (7) следует, что указанные константы определяются формулами

$$\begin{aligned} a &= 4/5, & b &= -2/5, \\ A^5 &= \frac{4}{\left( \frac{5}{2}a - 1 \right) \cdot a \cdot [3 \cdot \gamma \cdot a + 2(a - 1)]}; & A &= 1,1376305, \\ B &= A^2 \left( \frac{5}{2}a - 1 \right) \cdot a; & B &= 1,0353625. \end{aligned} \quad (8)$$

Совершенно аналогичным образом можно установить, что и система уравнений (5) на сегменте  $0 \leq x \leq 1/2$  имеет функции вида (6) в качестве частных интегралов. Однако константы  $A$ ,  $a$  и  $B$ ,  $b$  находятся из несколько более сложных, чем (7), уравнений

$$\begin{aligned} 3a + b &= 2, \\ a &= 1 + b \cdot \frac{n-1}{2n}, \\ (b + 3\gamma \cdot a) \cdot A^3 B &= 4, \\ (n \cdot B)^{\frac{n-1}{2n}} &= s \cdot A, \\ (s - a)[a \cdot (a - 1) - s \frac{b}{n}] + \frac{3}{2}a^2(s - \frac{a}{3}) - \frac{s + a}{n-1} \cdot s^2 &= 0, \end{aligned} \quad (9)$$

причем, для надлежащего определения величин  $A$  и  $B$  следует выбирать наибольший корень  $s_0$  последнего кубического уравнения.

При известном  $s_0$  решение системы уравнений определяется соотношениями

$$\begin{aligned} a &= \frac{4n-2}{5n-3}, \quad b = -\frac{2n}{5n-3}, \\ B &= \frac{1}{n}(S_0 A)^{\frac{2n}{n-1}}, \\ A &= \left(\frac{4n}{b + 3\gamma \cdot a}\right)^{\frac{n-1}{5n-3}} S_0^{-\frac{2n}{5n-3}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Как видно из первых двух равенств соотношений (10) кубическое уравнение для определения корня  $s_0$  может быть сведено к уравнению, коэффициенты которого выражаются через единственный параметр  $n$ . При этом целесообразно вместо величины  $s$  в указанном уравнении перейти к неизвестной  $\sigma = \frac{a}{s}$  и представить уравнение для вычисления  $\sigma$  в виде:

$$\begin{aligned} F(\sigma) &= 0, \\ F(\sigma) &= \sigma^3 - \frac{5n-4}{n}\sigma^2 + \frac{2}{n-1}\sigma + \frac{2}{n} \cdot \frac{2n-1}{n-1}. \end{aligned} \quad (11)$$

Требуемый корень  $\sigma_0$  уравнения (11) может быть определен численно методом итераций:

$$\sigma_0 = \lim_{k \rightarrow \infty} \sigma_0^{(k)},$$

$$\sigma_0^{(k+1)} = \sigma_0^{(k)} - F(\sigma_0^{(k)}) / F'(\sigma_0^{(k)}), \quad k = 0, 1, 2 \dots,$$

$$\begin{aligned}\sigma_0^{(0)} &= -p + \sqrt{p^2 + q}, \\ \left(\frac{3}{2} - \frac{5n-4}{n}\right) \cdot \begin{cases} 2p \\ q \end{cases} &= \begin{cases} -\frac{2}{n-1} + \frac{9}{16} \\ \frac{2}{n} \cdot \frac{2n-1}{n-1} + \frac{1}{32} \end{cases}, \\ F'(\sigma) &= 3\sigma^2 - \frac{5n-4}{n}2\sigma + \frac{2}{n-1},\end{aligned}\tag{12}$$

где  $\sigma_0^{(k)}$  -  $k$ -ая итерация корня  $\sigma_0$  кубического уравнения (11).

#### 4. Аппроксимация функций $y(x), y'(x), \zeta(x)$ на сегменте $1/2 \leq x \leq 1$ .

Продолжение полученных решений упрощенных систем уравнений (3) и (5), справедливых при  $0 \leq x \leq 1/2$  на всю активную стадию при  $0 \leq x \leq 1$  производится в предположении, что как при  $M \rightarrow 0$ , так и при  $M \rightarrow \infty$  справедливы такие дополнительные допущения:

-упрощенная система уравнений (3) удовлетворительно описывает процесс расширения канала разряда при  $1/2 \leq x \leq 1$ ;

-определенное первым соотношением (6) представление  $y = Ax^a$  удовлетворительно аппроксимирует функцию  $y(x)$  при  $0 \leq x \leq 1$ .

Приведенные дополнительные допущения, иными словами означают, что при нахождении функций  $y'(x), \zeta(x)$  на сегменте  $1/2 \leq x \leq 1$  достаточно использовать только систему уравнений (3) (а не (3) и (5)), полагая при этом функцию  $y(x)$  известной и заданной формулой  $y = Ax^a$ , константы которой  $A$  и  $a$  должны быть определены из соотношений (8) или (10) в зависимости от того, стремится ли число  $M$  к нулю или бесконечности.

С учетом принятых допущений функцию  $\zeta(x)$  следует определить из первого уравнения системы (3) формулой

$$\zeta = y^{-3\gamma} \int f'(x) y^{3(\gamma-1)} dx, \tag{13}$$

справедливой при  $0 < x \leq 1$ .

Несколько более сложные соображения используются при определении функции  $y'(x)$ : сначала из системы уравнений (3) исключается функция  $\zeta(x)$  и, посредством однократного интегрирования полученного уравнения третьего порядка по  $x$ , указанная система сводится к уравнению

$$y^4 y'' + \frac{3}{2} \gamma \cdot y^3 (y')^2 = f;$$

затем, представив последнее уравнение в форме

$$(y^{\frac{3}{2}\gamma} y')' = f \cdot y^{\frac{3}{2}\gamma-4},$$

определяем функцию  $y'(x)$  при  $1/2 \leq x \leq 1$  соотношением

$$y' = y^{\frac{3}{2}\gamma} \left[ C + \int_{1/2}^x f \cdot y^{\frac{3}{2}\gamma-4} dx \right], \quad C = y' \cdot y^{\frac{3}{2}\gamma} \Big|_{x=\frac{1}{2}}, \quad (14)$$

где произвольная постоянная  $C$  определяется при использовании выражения

$$y' = a \cdot A \cdot x^{a-1} = a \cdot y/x, \quad (15)$$

имеющего место при  $0 < x \leq 1/2$ .

Таким образом, формулы (6), (13), (14) и (15) полностью определяют функции  $y(x)$ ,  $y'(x)$  и  $\zeta(x)$  на всей активной стадии расширения канала ПИР. Отметим, что основной целью приведенного рассмотрения является учет влияния закона  $f(x)$  ввода энергии в канал на активной стадии (см. последнее равенство соотношений (1)).

**5. Анализ результатов.** Из способа получения упрощенных систем уравнений (3) и (5), справедливых при  $M \rightarrow 0$  и  $M \rightarrow \infty$  соответственно, следует, что решение первой из них аппроксимирует решение исходной системы (2) тем точнее, чем меньше число Маха  $M$ , а решение второй системы – чем это число больше.

Однако, как показывают расчеты, приемлемая точность аппроксимации достигается и при относительно больших (порядка единицы) применительно к первой упрощенной системе и относительно малых (того же порядка) применительно ко второй системе значениях числа Маха.

Суждение об эффективности полученного описанным способом приближенного решения системы (2) на промежутке  $0 \leq x \leq 1$  для двух значений числа Маха позволяют составить данные таблицы 1. В этой таблице представлены, заимствованные из монографии [3], значения функций  $y(x)$ ,  $y'(x)$  и  $\zeta(x)$  (первая строка, соответствующая данному значению аргумента  $x$ ), определенные посредством численного интегрирования системы (2) при значениях числа Маха  $M=1$  (левый столбец) и  $M=2$  (правый столбец); значения перечисленных функций, вычисленные по формулам (6), (13)-(15), представлены во второй строке для каждого значения  $x$ , при использовании обоих наборов констант  $A$ ,  $B$ ,  $a$  из формул (8) (левый столбец таблицы) и (10) (правый столбец).

Более наглядно информацию, содержащуюся в таблице 1, представляют графики функций  $y(x)$ ,  $y'(x)$  и  $\zeta(x)$ , приведенные на рис. 1, 2, и 3 соответственно.

**6. Выводы.** Изложенный материал позволяет констатировать следующее:

- установлены простые аналитические соотношения, предоставляющие возможность приближенного описания процесса расширения сферического канала ПИР на активной стадии при произвольных значениях числа Маха;

- из способа получения указанных соотношений следует возможность их уточнения при использовании методов теории возмущений;

- показано, что число Маха  $M = \infty$  является алгебраической точкой ветвления системы уравнений (2), описывающих процесс расширения сферического канала ПИР на активной стадии.

Таблица 1 – Безразмерные параметры сферического канала ПИР

$M=1,0$				$M=2,0$		
$x$	$y$	$y'$	$\zeta$	$y$	$y'$	$\zeta$
0,1	0,183	1,480	2,620	0,177	1,430	2,910
	0,180	1,442	2,601	0,175	1,424	2,821
0,2	0,321	1,300	1,950	0,310	1,260	2,160
	0,314	1,256	1,971	0,308	1,250	2,083
0,3	0,445	2,200	1,640	0,431	1,160	1,810
	0,434	1,158	1,676	0,428	1,159	1,744
0,4	0,562	1,130	1,450	0,544	1,100	1,600
	0,547	1,093	1,494	0,541	1,098	1,538
0,5	0,673	1,090	1,320	0,651	1,060	1,450
	0,653	1,045	1,366	0,648	1,053	1,395
0,6	0,779	1,030	1,150	0,754	0,997	1,260
	0,756	1,004	1,181	0,752	1,049	1,197
0,7	0,877	0,951	0,945	0,851	0,926	1,040
	0,855	0,955	0,954	0,852	0,990	0,961
0,8	0,969	0,877	0,768	0,939	0,854	0,842
	0,952	0,899	0,748	0,949	0,927	0,750
0,9	1,050	0,806	0,619	1,020	0,756	0,678
	1,046	0,840	0,574	1,045	0,862	0,573
1,0	1,130	0,739	0,494	1,100	0,720	0,540
	1,138	0,781	0,431	1,138	0,798	0,427
1,1	1,200	0,683	0,402	1,170	0,665	0,439
	1,228	0,724	0,323	1,230	0,737	0,319
1,2	1,270	0,636	0,337	1,230	0,620	0,378
	1,316	0,671	0,248	1,320	0,680	0,244
1,3	1,330	0,598	0,288	1,290	0,582	0,314
	1,403	0,622	0,195	1,409	0,629	0,191
1,4	1,390	0,565	0,251	1,350	0,550	0,273
	1,489	0,578	0,156	1,496	0,582	0,152
1,5	1,440	0,536	0,221	1,400	0,522	0,241
	1,574	0,538	0,126	1,582	0,541	0,123
1,6	1,490	0,500	0,198	1,450	0,498	0,215
	1,657	0,502	0,104	1,667	0,503	0,101
1,7	1,540	0,490	0,178	1,500	0,476	0,194
	1,739	0,469	0,087	1,752	0,470	0,084
1,8	1,590	0,471	0,162	1,550	0,458	0,177
	1,821	0,440	0,073	1,835	0,440	0,070
1,9	1,640	0,454	0,148	1,590	0,441	0,162
	1,901	0,413	0,062	1,917	0,412	0,060
2,0	1,680	0,438	0,137	1,640	0,425	0,149
	1,981	0,389	0,053	1,999	0,388	0,051

$y$ -радиус,  $y'$ -скорость,  $\zeta$  - давление

1 строка – численное интегрирование уравнений Кирквуда-Бете [3]

2 строка – вычисление по асимптотическим формулам

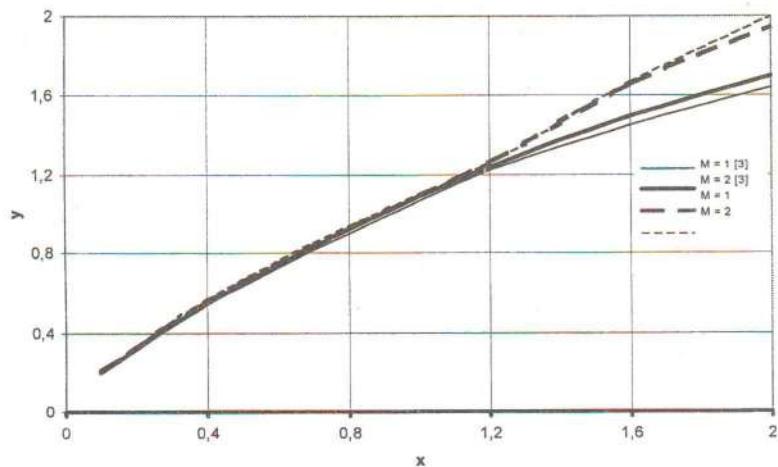


Рис. 1 – Зависимость безразмерного радиуса канала разряда от безразмерного времени

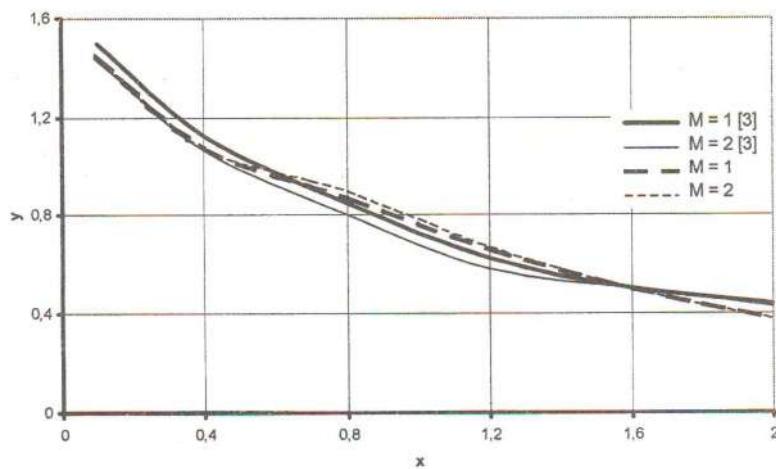


Рис. 2 – Зависимость безразмерной скорости стенки от безразмерного времени

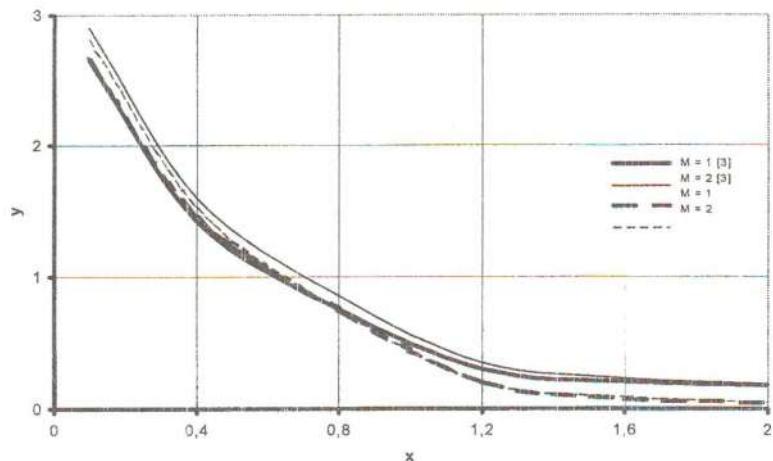


Рис. 3 – Зависимость безразмерного давления внутри канала от безразмерного времени

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ива́ков В.В., Швец И.С., Ива́нов А.В. Подводные искровые разряды. – К.: Наукова думка, 1982. – 102 с.
2. Коул Р. Подводные взрывы. – М.: ИЛ, 1950. – 494 с.
3. Наугольных К.А., Рой М.А. Электрические разряды в воде. – М.: Наука, 1971. – 155 с.

УДК 622. 24: 537. 528

В.М. Косенков, Ю.И. Курашко,  
И.С. Швец

### **ВЛИЯНИЕ ПАРАМЕТРОВ ЭЛЕКТРОРАЗРЯДНОГО ВОЗДЕЙСТВИЯ НА ДИНАМИЧЕСКИЕ И ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ФИЛЬТРОВОЙ ЗОНЕ ВОДОЗАБОРНЫХ СКВАЖИН**

Наведені результати дослідження впливу параметрів хвилі тиску високовольтного розряду на деформаційні процеси в прифільтровій зоні водяних свердловин та фільтраційні властивості в поровому середовищі.

### **INFLUENCE OF PARAMETERS OF ELECTRODIGIT INFLUENCE ON DYNAMIC AND FILTRATIONAL PROCESSES IN FILTER-BED ZONE OF WATER-SUPPLY WELLS**

The given results of researches of influence parameters of a wave of pressure of the high-voltage category on deformation processes in filter-bed zone of water boreholes and filtrational properties in the porous environment.

Острая необходимость в обеспечении экологически чистой питьевой водой требует более широкого и рационального использования ее подземных запасов. Однако, как на стадии строительства и освоения скважин на воду, так и в процессе их эксплуатации из-за различного рода осложнений, связанных с