

ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИКИ ВОЗНИКНОВЕНИЯ, РАСПРОСТРАНЕНИЯ, РОСТА И СМЫКАНИЯ ПУЗЫРЬКОВЫХ КАВЕРН И СУПЕРКАВЕРНЫ В ТРУБЕ С ДЕГАЗИРОВАННОЙ ЖИДКОСТЬЮ ПРИ ГИДРОУДАРАХ

© 2010 Е. А. Каракулин

Институт информатики и проблем регионального управления
Кабардино-Балкарского научного центра РАН

Для характерных поперечных сечений простого трубопровода с кавитирующей дегазированной жидкостью (возле питающей ёмкости ($x = 0$), посередине трубы ($x = 0,5L$), возле полностью закрытого дросселя ($x = L$), где x - продольная координата, L - длина трубы) и для характерных времён (t) развития процессов кавитации (при максимальной длине зоны кавитации (t_{km}), при максимальном суммарном объёме пузырьковых каверн (t_w) и при полном смыкании всех кавитационных каверн (t_c)) представлены зависимости изменений по x и t в течение двух циклов суммарных объёмов (W_Σ) пузырьковых каверн, объёмов суперкаверны (W_{ϕ_2}), паросодержания (α), скорости звука (a), истинного давления (P') и массового расхода (G) жидкости или парожидкостной смеси, рассчитанные в соответствии с разработанными автором методами. Приведён анализ этих зависимостей, который раскрывает динамику кавитационных процессов в трубе с дегазированной кавитирующей жидкостью при гидроударах.

Трубопровод, дегазированная жидкость, гидроудар, неустановившееся течение, кавитация пузырьковая, суперкаверна, динамические процессы.

Введение

Потребность выполнения исследований такого рода остро встала в начале 60-х годов прошлого столетия, когда при разработках и исследованиях, например, высокофорсированных жидкостных ракетных двигательных установок (ЖРДУ), систем впрыска горючего в камеры сгорания поршневых двигателей внутреннего сгорания (ПДВС), систем гидравлического управления и привода технологического оборудования стали возникать проблемы, обусловленные кавитацией жидкостей в их проточных частях. Для решения таких проблем необходимо иметь метод расчёта неустановившихся течений сжимаемой жидкости в трубопроводе с податливыми стенками при скоростях звука, зависящих от давлений (и расходов) жидкости, то есть при

$$a(x, P'(x, t), G(x, t)) \equiv a(x, t) = \text{var.}$$

В монографии [1] такого метода нет. Известен ряд попыток разработать такой метод. Например, в [2, 3] показано, что метод характеристик (и метод сеток) в том виде, в каком он опубликован в [1], не позволяет при $a(x, t) = \text{var}$ рассчитывать значения P' , G , ρ_{cm} , a и других параметров неустановившихся течений кавитирующей жидкости во всех расчётных поперечных сечениях (x_i) трубы (проточной части устройства) в одинаковые моменты времени (t_j), где ρ_{cm} - средняя плотность кавитирующей жидкости в μ -м расчётном участке. Это исключает возможность графически и мысленно представлять следующие распределения параметров вдоль трубы:

$$G(x, t_j), P'(x, t_j), \alpha_\mu(x, t_j), a(x, t_j)$$

при $0 \leq x \leq x_{\max}$, а также определять суммарные объёмы пузырьковых каверн в μ -х участках ($W_{p\mu}(t_j)$) и $W_{\Sigma}(t_j), W_{\varphi 2}(t_j)$. Здесь α_{μ} - паросодержание жидкости в μ -м участке. Это, в свою очередь, исключает возможность анализировать и объяснять процессы, происходящие в трубопроводной системе (ТС). Разработанные автором общий и частный методы свободны от этих недостатков.

Цель данной работы - получить расчётным путем по моделям, представленным в [4], зависимости $W_{\Sigma}(x, t), W_{\varphi 2}(x, t), \alpha(x, t), a(x, t), P'(x, t), G(x, t)$ при кавитационных колебаниях дегазированной жидкости в простом трубопроводе, вызванных гидроударами, для характерных поперечных сечений трубопровода ($x = 0, x = 0,5L, x = L$) и характерных времён развития процессов кавитации (t_{km}, t_w, t_c). На основе анализа этих зависимостей необходимо раскрыть динамику возникновения, распространения по трубопроводу, роста и смыкания пузырьковых кавитационных каверн и суперкаверны. Продемонстрировать тем самым возможности и целесообразность применения разработанных общего и частных методов [4] и соответствующих моделей при проектировании и исследованиях гидравлических устройств и систем.

Объект расчётного исследования

Подача жидкости в горизонтально расположенный трубопровод производится из присоединенной к одному из его концов ёмкости с постоянным уровнем жидкости и постоянным давлением в её газовой подушке, а дросселирование жидкости на противоположном конце этого трубопровода производится с помощью клапана типа “сопложаслонка” [4]. Для примера рассматривается участок замкнутой трубопроводной системы отопления, заполненной дегазированной горячей водой с температурой 75°C.

Краткие характеристика и описание расчётных методов исследования

Расчётное исследование выполнено с помощью разработанных автором общего и частного методов расчёта неустановившихся течений сжимаемой жидкости в трубопроводе с податливыми стенками при скоростях звука, зависящих от давлений и расходов жидкости, то есть при

$$a(x, G(x, t), P'(x, t)) \equiv a(x, t) \quad [4].$$

Достоверность этих методов подтверждается тем, что все примененные в них уравнения и формулы в отдельности многократно подтверждены экспериментально [1, 5, 6, 7, 8]. Их применяют при выполнении проектных и научно-исследовательских расчетов в ведущих конструкторских бюро и научно-исследовательских институтах по ракетной технике (например, в КБ “Южное”, в КБ “Энергомаш”, в Центре им. Келдыша, в Институте технической механики НАН Украины и др.).

Границы i -х и k -х расчётных участков трубы, которые могут смещаться после каждого j -го шага (τ_j) счёта по времени, рассчитываются с применением следующих уравнений направления характеристик [1]:

$$x_i(t_{j-1}) = x_{i-1}(t_{j-1}) + 0,5(a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + a(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}))\tau_j; \quad (1)$$

$$x_i(t_{j-1}) = x_{i+1}(t_{j-1}) - 0,5(a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + a(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1}))\tau_j. \quad (2)$$

Давления ($P'(x_i(t_{j-1}), t_j)$) и расходы ($G(x_i(t_{j-1}), t_j)$) жидкости и парожидкостной смеси рассчитываются по следующим уравнениям “соотношений на характеристиках” [1]:

$$\begin{aligned}
 P'(x_i(t_{j-1}), t_j) &= P'(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) - \\
 &- 0,5S^{-1}(a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + a(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})) \times \\
 &\times (G(x_i(t_{j-1}), t_j) - G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})) - \\
 &- 0,5\lambda(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})(x_i(t_{j-1}) - x_{i-1}(t_{j-1})) \times \\
 &\times G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) \cdot |G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})| D^{-1} \rho_{ci-0,5}^{-1} S^{-2};
 \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned}
 G(x_i(t_{j-1}), t_j) &= \\
 &= \frac{0,5S^{-1}G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) \cdot (a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + a(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})) + u}{0,5S^{-1}(a(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) + 2a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + a(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1}))},
 \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned}
 u &= 0,5S^{-1}G(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1})(a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1}) + \\
 &+ a(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1})) + P'(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) - P'(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1}) - \\
 &- 0,5\lambda(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})(x_i(t_{j-1}) - x_{i-1}(t_{j-1})) \times \\
 &\times G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1}) |G(x_{i-1}(t_{j-1}), t_{j-1})| D^{-1} \rho_{ci-0,5}^{-1} S^{-2} - \\
 &- 0,5\lambda(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1}) \cdot (x_{i+1}(t_{j-1}) - \\
 &- x_i(t_{j-1})) G(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1}) \cdot |G(x_{i+1}(t_{j-1}), t_{j-1})| D^{-1} \rho_{ci+0,5}^{-1} S^{-2},
 \end{aligned}$$

где D, S - соответственно диаметр и площадь проходного сечения трубопровода; λ - коэффициент трения жидкости (кавитирующей жидкости) о стенку.

Среднее объёмное паросодержание (α_μ) в участке трубы с μ -и неподвижными границами определяется по формуле [5]:

$$\alpha_\mu(t_j) = \frac{|W_{p\mu}(t_j)|}{W_{T\mu}(t_j)} = \frac{|W_{p\mu}(t_j)|}{S(x_{\mu-1} - x_\mu) \left(1 + \frac{D(P_p - P_a)}{E\delta} \right)}, \quad (5)$$

где E, δ - соответственно модуль упругости и толщина стенки трубы.

Средняя скорость звука в пароводяной смеси в μ -м участке определяется по формуле [5]

$$a_{c\mu}(t_j) = \sqrt{\frac{P_p(T_1)}{\alpha_\mu(t_j)(1 - \alpha_\mu(t_j))\rho(T_1)}}, \quad (6)$$

где $a_{c\mu} \leq 1490$ м/с, P_p - давление насыщенного пара; ρ - плотность жидкости; T_1 - температура жидкости.

Плотность пароводяной смеси в μ -м участке трубы с пароводяной смесью определяется по формуле [5]

$$\rho_{c\mu}(t_j) \approx (1 - \alpha_\mu(t_j))\rho(T_1). \quad (7)$$

Средняя скорость распространения волн (звука) в μ -м участке трубы с пароводяной смесью определяется по формуле [6]

$$a_\mu(t_j) = a_{c\mu}(t_j) \left(1 + \frac{(a_{c\mu}(t_j))^2 \rho_{c\mu}(t_j) D}{E\delta} \right)^{-0,5}. \quad (8)$$

Объём пузырьковых каверн ($W_{p\mu}(t_j)$) в μ -м расчётном участке рассчитывается путём суммирования объёмов жидкости, втекшей и вытекшей из него за время шага (τ_j) счёта в течение интервала времени от начала кавитации жидкости (t_K) и до смыкания всех пузырьков пара в нём по формуле [8]

$$W_{p\mu}(t_j) \square \sum_{t_{K\mu}}^{t_j} (2\rho)^{-1} [G(x_{\mu-1}, t_j) + G(x_{\mu-1}, t_{j-1}) - G(x_\mu, t_j) - G(x_\mu, t_{j-1})], \quad (9)$$

где $t_{K\mu} \leq t_j \leq t_j (W_{p\mu} = 0)$

при $P(x_{\mu-0,5}, t_j) = 0,39 \cdot 10^5$ Па.

Суммирование объёмов пузырьковых каверн в μ -х расчётных участках трубы по t_j даёт распределение их по координате x для каждого t_j , а суммирование их ещё и по μ -м участкам даёт распределение суммарных объёмов пузырьковых каверн по времени t_j :

$$W_\Sigma(t_j) = \sum_{\mu=1}^{\mu_{\max}(t_j)} \sum_{t_{K\mu}}^{t_j} W_{p\mu}(t_j). \quad (10)$$

Объём суперкаверны ($W_{\varphi_2}(t_j)$) рассчитывается также путём суммирования объёмов жидкости, вытекшей и втекшей через неподвижное поперечное сечение φ_2 за время шага τ_j счёта в течение интервала времени от времени $t_{\varphi K}$ начала кавитации жидкости в участке φ_2 и до смыкания суперкаверны в нём, по формуле [8]

$$W_{\varphi_2}(t_j) \approx -0,5\rho^{-1} \sum_{t_{\varphi K}}^{t_j} [G(x_{\varphi_2}, t_j) + G(x_{\varphi_2}, t_{j-1})] \tau_j + W_{\varphi K}, \quad (11)$$

где $t_{\varphi K} \leq t_j \leq t_j (W_{\varphi_2} = 0)$, $W_{\varphi K}$ - сигнальный объём, опорожнение которого от жидкости свидетельствует о начале образования “суперкаверны”, объём которой $W_{\varphi_2}(t_j)$.

Формула (11) - по существу укороченная формула (9). Достоверность (9) и (11) подтверждена путём сравнения максимального объёма суперкаверны в проточной части шнеко-центробежного насоса ЖРДУ, рассчитанного с применением (11) по результатам измерений быстроизменяющихся расходов воды на входе в насос, разработанный автором ДБР, и на выходе из насоса турбинным расходомером [7-10], с максимальным объёмом суперкаверны, сфотографированной через прозрачную стенку насоса, разработанным в ИТМ АН УССР специальным киносъёмочным оборудованием.

Остальные формулы и порядок расчётов приведены в [4].

Достоверность зависимостей, представленных на рис. 3-9, подтверждается экспериментально известными и необходимыми их соответствиями граничным условиям, друг другу и физическим процессам, протекающим при неустановившихся течениях кавитирующей жидкости в трубе, а именно:

1. Изменения давлений и расходов жидкости по времени полностью согласуются с граничными условиями: у ёмкости на протяжении цикла колебаний получена наибольшая по абсолютной величине амплитуда ко-

лебаний расхода при постоянном давлении жидкости, у дросселя - наибольшая амплитуда колебаний давления и расход, равный нулю, а в середине трубы получены меньшая по абсолютной величине амплитуда колебания расхода, чем у ёмкости, и меньшая амплитуда колебания давления, чем у дросселя (рис. 3-5).

2. Амплитуды колебаний давлений и суммарных объёмов пузырьковых каверн затухают по времени, а суперкаверна образуется только в первом цикле колебаний (рис. 3 и 4).

3. При распространении гидроудара к ёмкости давление у дросселя увеличивается по времени за счёт уменьшения потерь давления на трение жидкости о стенки трубы (рис. 3).

4. Изменения скоростей звука вдоль трубы для различных моментов времени согласуются с распространением процесса кавитации жидкости вдоль трубы (рис. 9).

5. Пузырьковые каверны и “суперкаверна” возникают, эволюционируются и смыкаются по времени между гидроударными всплесками давления жидкости у дросселя, причём “суперкаверна” смыкается очень быстро из-за мгновенного появления расхода жидкости перед ней (рис. 3).

6. Распределение по координатам и времени паросодержаний, суммарных объёмов пузырьковых каверн и скоростей звука согласуются с распределениями давлений жидкости (рис. 3-8).

7. Наибольшая степень развития пузырьковой кавитации жидкости получается у дросселя, где в пределах 120 м длины трубы сосредоточен почти весь W_{Σ} и вся “суперкаверна”, хотя зона кавитации и уменьшенных скоростей звука распространяется на 620 м от дросселя (рис. 6, 7, 9).

Прямое экспериментальное подтверждение достоверности рассчитанных зависимостей (рис. 3-9) путём сравнения их с аналогичными экспериментальными зависимостями ни в настоящее время, ни в ближайшем будущем невозможно из-за отсутствия ДБР и датчиков сплошности парожидкостной смеси с требуемыми характеристиками.

Для выполнения расчётов по (1-4) применяется расчётная сетка с изменяющимися при необходимости после каждого τ_j координатами (x_i) и (x_k) границ расчётных участков, отсчитываемых соответственно от ёмкости и от дросселя. При отсутствии кавитации жидкости $i = k = 40$, а при максимальной длине зоны кавитации $i = k = 650$ (и даже 1004), где $i = n - k$, $n = i_{\max} = k_{\max}$. При этом расчёты по (1-4) позволяют определять все $x_j(t_j)$, $a(x_i(t_j), t_j)$, $P(x_i(t_j), t_j)$, $G(x_i(t_j), t_j)$.

Для выполнения расчётов по (5-10) применяется μ -я расчётная сетка с неизменяющимися в течение всего расчёта координатами (x_μ) границ расчётных участков. Расчёты по (5-10) позволяют определять $\alpha_\mu(t_j)$, $a_{c\mu}(t_j)$, $\rho_{c\mu}(t_j)$, $a_\mu(t_j)$, $W_{p\mu}(t_j)$, $W_\Sigma(t_j)$. Для выполнения расчётов по (11) применяется два φ -х расчётных участка с неизменяющимися границами. Расчётное сечение $x_{\varphi 1}$ располагается вблизи дросселя и служит для расчёта опорожнения от жидкости $W_{\varphi k}$. Расчётное сечение $x_{\varphi 2}$ располагается вблизи ожидаемой границы максимальной суперкаверны и служит для наиболее точного расчёта её объема; $x_{\varphi 2}$ определяется с помощью пробного расчёта.

Расчётная сетка с i -и (k -и) расчётными участками строится для каждого τ_j и непосредственно не связана с расчётной сеткой при τ_{j-1} . $x_i(t_j)$ и $a(x_i(t_j), t_j)$ рассчитываются (а не задаются) вместе по уравнению (1) или (2) и аппроксимационной зависимости $\bar{a}(x_\mu, t_j)$ с применением метода последовательных приближений для рассчитанного одинакового для всех x_i τ_j (рис. 1).

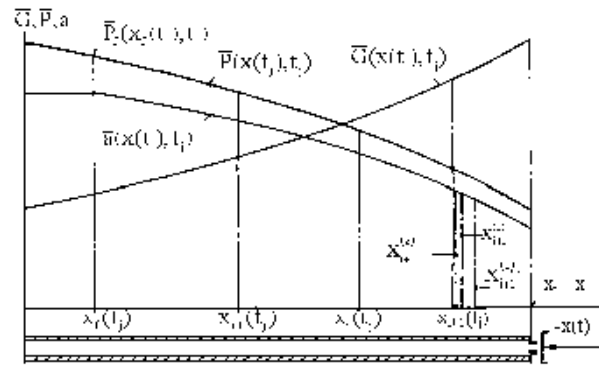


Рис. 1. Схема последовательных приближений при расчете $x_{i+1}(t_j)$, когда $a(x,t) \neq const$, $(a(x,t) \equiv a(x,t))$

При этом в отличие от [1] длины расчётных участков получаются большими там, где средние скорости звука больше (рис. 2).

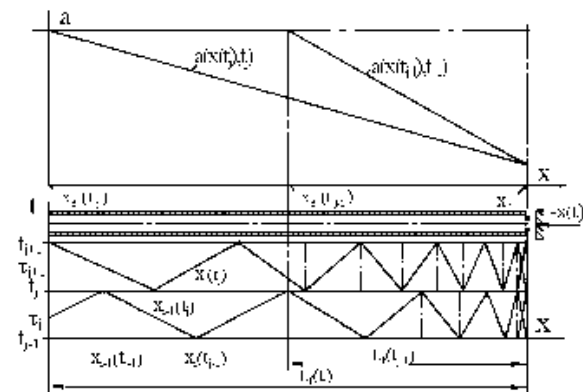


Рис. 2. Схема расчётных сеток с характеристиками при t_{j-1} и t_j , когда $a(x,t) \neq const$

Как и $a(x_i(t_j), t_j)$ они могут отличаться в десять и более раз. Это приводит к тому, что характеристики для всех расчётных поперечных сечений труб пересекаются в одинаковые моменты времени. τ_j выбирается по расчету в зависимости от крутизны профилей волн a, G, P и уточняется на каждом τ_j при окончаниях расчётов x_k (или x_i) для получения целого числа расчётных участков.

Расчёты по (3) и (4) выполняются в основном как в [1], но в них применяются средние на расчётных участках $\rho_{i-0,5}(t_j)$ и $\rho_{i+0,5}(t_j)$, а расчёты второго приближения P и G в точках пересечения характеристик не выполняются, хотя такая возможность есть. Это обосновывается тем, что “для согласования результатов расчётов с экспериментом при внезапном закрытии дросселя в трубе достаточно иметь $i = 25$ ” [2], а для выполненных расчётов $i_{\max} = 650$.

Цикл расчёта при кавитации жидкости в i -х (или k -х), μ -х, и φ -х расчётных участках следующий. В конце τ_{j-1} известны $x_i(t_{j-1})$, $a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1})$, $P'(x_i(t_{j-1}), t_{j-1})$, $G(x_i(t_{j-1}), t_{j-1})$, $\rho_c(x_{i-0,5}(t_{j-1}), t_{j-1})$, $\rho_c(x_{i+0,5}(t_{j-1}), t_{j-1})$, $W_{p\mu}(t_{j-1})$, $W_{\Sigma}(t_{j-1})$, $W_{\varphi 2}(t_{j-1})$, причём $x_i(t_{j-1})$ и $a(x_i(t_{j-1}), t_{j-1})$ рассчитаны (выбраны) с применением метода последовательных приближений так, что все характеристики пересекаются в одинаковый момент времени (t_{j-1}) (рис. 1 и 2).

По (3) и (4) рассчитываются все $P'(x_i(t_{j-1}), t_j)$ и $G(x_i(t_{j-1}), t_j)$, и по ним программируются (строятся) кусочно-линейные аппроксимационные зависимости $\bar{P}'(x_i(t_{j-1}), t_j)$ и $\bar{G}(x_i(t_{j-1}), t_j)$. С применением интерполяций по $\bar{P}'(x_i(t_{j-1}), t_j)$ и $\bar{G}(x_i(t_{j-1}), t_j)$ рассчитываются все $P'(x_{\mu}, t_j)$ и $G(x_{\mu}, t_j)$. По (9) рассчитываются все $W_{p\mu}(t_j)$. По (10) рассчитываются $W_{\Sigma}(t_j)$. По (11) рассчитываются $W_{\varphi 2}(t_j)$. По (5 ÷ 8) рассчитываются все $\rho_{c\mu}(t_j)$ и $a_{\mu}(t_j)$. При достаточно малых длинах расчётных участков, что получается при

$\mu_{\max} \ll 640$, изменения ρ_c и a в пределах одного расчётного участка близки к прямолинейным и $\rho_{c\mu}(t_j)$, $a_{\mu}(t_j)$ равны соответственно их истинным значениям на серединах этих участков, то есть

$$\rho_{c\mu}(t_j) \approx \rho_c(x_{\mu-0,5}, t_j) \text{ и } a_{\mu}(t_j) \approx a(x_{\mu-0,5}, t_j).$$

По $\rho_c(x_{\mu-0,5}, t_j)$ и $a(x_{\mu-0,5}, t_j)$ программируются (строятся) кусочно-линейные аппроксимационные зависимости $\bar{\rho}_c(x_{\mu}, t_j)$ и $\bar{a}(x_{\mu}, t_j)$.

Так как в течение τ_j скорости звука и координаты границ расчётных участков, при которых характеристики на всех расчётных участках пересекаются в один и тот же момент времени (t_j), могут измениться, то по (1) и $\bar{a}(x_{\mu}, t_j)$ с применением метода последовательных приближений (рис. 1) рассчитываются одновременно (вместе) $x_k(t_j)$ и $a(x_k(t_j), t_j)$ и выполняется переиндексация x_k с k на соответствующее $i (i = n - k)$. По $\bar{P}'(x_i(t_{j-1}), t_j)$, $\bar{G}(x_i(t_{j-1}), t_j)$ для $x_i(t_j)$ определяются $P'(x_i(t_j), t_j)$ и $G(x_i(t_j), t_j)$. С применением интерполяций по $\bar{\rho}_c(x_{\mu}, t_j)$ рассчитываются

$$\rho_c(x_{\mu-0,5}(t_j), t_j) \text{ и } \rho_c(x_{\mu+0,5}(t_j), t_j).$$

Таким образом, цикл закончился, и в результате имеем:

$$x_i(t_j), a(x_i(t_j), t_j), P'(x_i(t_j), t_j),$$

$$G(x_i(t_j), t_j), \rho_c(x_{i-0,5}(t_j), t_j),$$

$$\rho_c(x_{i+0,5}(t_j), t_j), W_{p\mu}(t_j), W_{\Sigma}(t_j), W_{\varphi 2}(t_j).$$

Граничные условия у заслонки клапана такие: если $W_{\varphi 1}(t_j) \geq W_{\varphi k}$, то $G(x_n, t_j)$ не ограничивается. Во втором приближении

момент времени $(t_{\phi k})$ изменения граничного условия у заслонки может уточняться, исходя из закона изменения $W_{\phi 1}(t_j)$. Если $W_{\phi 2}(t_j) = 0$ (значит и $W_{\phi 1}(t_j) = 0$), то $G(x_n, t_j) \leq 0$. Граничное условие у ёмкости: $P^*(x_0, t_j) = const$.

Условия смыкания пузырьковых кавитационных каверн следующие. Если $P'(x_{\mu-0,5}, t_j) \geq P_p(T_1)$, но $W_{P\mu}(t_j) > 0$, то $P'(x_{\mu-0,5}, t_j) = P_p(T_1)$ и расчёты $W_{P\mu}(t_j)$ продолжаются. Если $P'(x_{\mu-0,5}, t_j) \geq P_p(T_1)$ и $W_{P\mu}(t_j) \leq 0$, то $W_{P\mu} = 0$ и интегрирование его прекращается. Аналогично рассчитывается и $W_{\phi 1,2}(t_j)$.

Результаты расчётов и их анализ

В примере расчёта упомянутая система имеет следующие основные размеры и параметры:

$D = 0,3\text{м}; L = 915,9\text{м}; \delta = 0,007\text{м};$

$\Delta = 0,00135\text{м}; T_1 = 75^\circ\text{C};$

$\rho(T_1) = 974,8\text{кг/м}^3; P_p(T_1) = 0,3927 \cdot 10^5\text{Па};$

$\nu(T_1) = 0,39 \cdot 10^{-6}\text{м}^2/\text{с}; P_a = 1,0134 \cdot 10^5\text{Па};$

$P^*(x_0, t_j) = 16,3028 \cdot 10^5\text{Па};$

$G(x_i, t_0) = 229\text{кг/с};$

$P(x_0, t_0) = P'(x_0, t_0) = 16,249 \cdot 10^5\text{Па};$

$x_n = 915,9\text{м}; P(x_n, t_0) =$
 $= P'(x_n, t_0) = 11,56 \cdot 10^5\text{Па};$

$a(x_i, t_0) = 1195,5\text{м/с}; D_c = 0,122\text{м}; T_n = 0,1\text{с};$

гидравлическое сопротивление дросселя клапана $(R_\Sigma(x_n, t_j))$ рассчитывается по [4], где $c = 6,035(\text{кг.м})^{-1}; R = 14,075(\text{кг.м})^{-1}$. Здесь Δ - шероховатость внутренней поверхности

трубы; ν - кинематическая вязкость жидкости; P_a - атмосферное давление; T_n - интервал времени закрытия дросселя; R - гидравлическое сопротивление дросселя.

На рисунках 3-5 представлены компьютерные графики зависимостей $(P'(x_i, t), G(x_i, t), a(x_i, t), W_{\phi 2}(t), W_\Sigma(t))$ изменений по времени основных параметров, характеризующих неустановившиеся течения воды в трубе при гидроударах.

Распределения $P'(x_i, t), G(x_i, t), a(x_i, t)$ на них представлены соответственно для поперечных сечений трубы с координатами $x_i = x_n = L, x_i = 0,5L, x_i = x_0 = 0$.

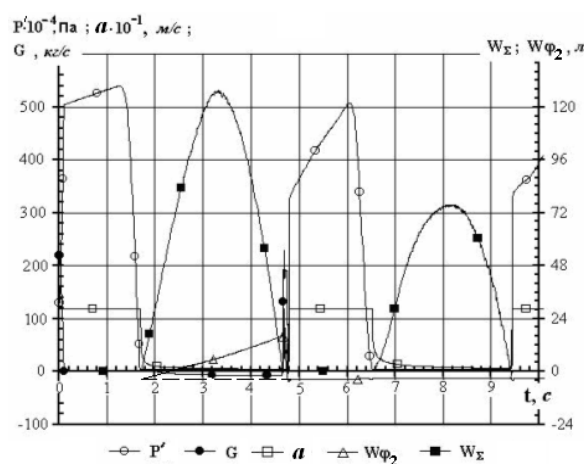


Рис. 3. Зависимости

$P'(x_n, t), G(x_n, t), a(x_n, t), W_{\phi 2}(t), W_\Sigma(t),$
 при $x_n = L$ и $a(x, t) = var$

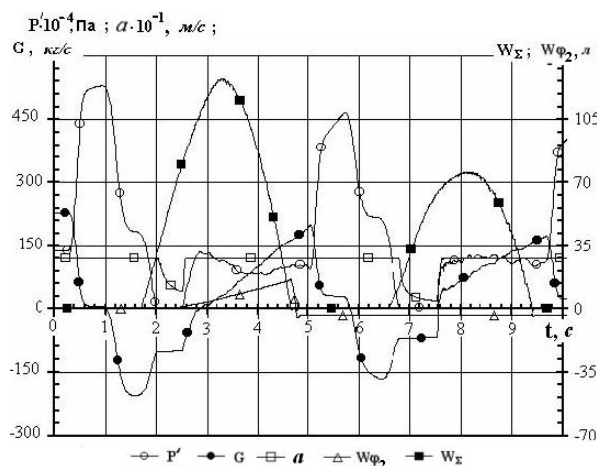


Рис. 4. Зависимости $P'(x = 0,5L, t)$

$G(x = 0,5L, t), a(x = 0,5L, t), W_{\phi 2}(t), W_\Sigma(t)$
 при $a(x, t) = var$

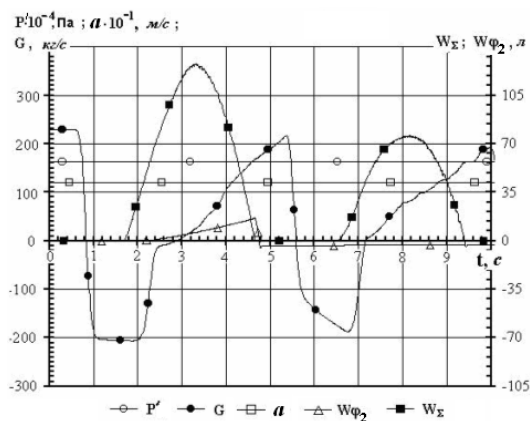


Рис. 5. Зависимости $P'(x_0, t)$, $G(x_0, t)$, $a(x_0, t)$,

$W_{\varphi 2}(t), W_{\Sigma}(t)$ при $x_0 = 0$ и $a(x, t) = va r$

На рисунках 6-8 представлены компьютерные графики зависимостей изменений по продольной координате трубы упомянутых основных параметров соответственно при следующих граничных состояниях развития кавитационного течения. В момент времени $t_{km} = 2,201c$, когда длина (L_{km}) области кавитации вдоль трубы стала максимальной:

$$L_{km} = L - x_{km} = 915,9 - 292,9 = 623m$$

в момент времени $t_w = 3,358c$, когда суммарный объём пузырьковых кавитационных камер стал максимальным: $W_{\Sigma m} = 0,1272m^3$; в момент времени $t_c = 4,779c$, когда все пузырьковые каверны сомкнулись при $P'(x_i, t_j) = P_p$ (или при $P'(x_i, t_j \geq P_p)$).

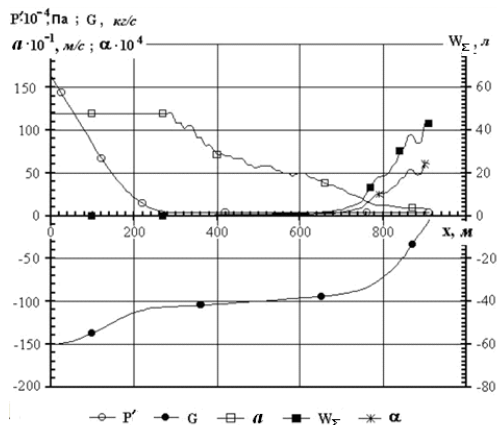


Рис. 6. Зависимости $P'(x, t_{km})$,

$G(x, t_{km})$, $a(x, t_{km})$, $W_{\Sigma}(x, t_{km})$, $\alpha(x, t_{km})$

при $a(x, t) = va r$

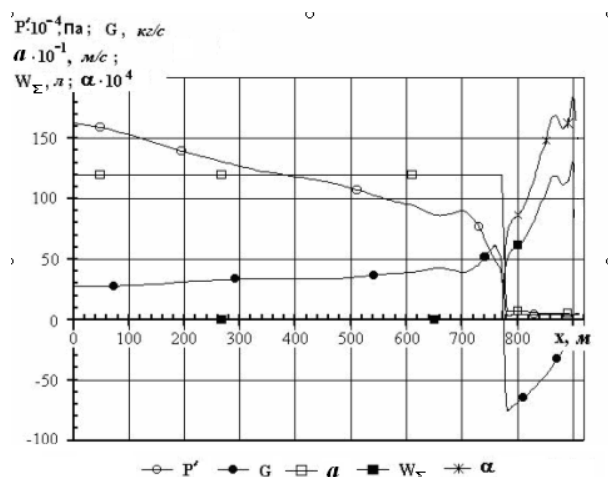


Рис. 7. Зависимости $P'(x, t_w)$,

$G(x, t_w)$, $W_{\Sigma}(x, t_w)$, $\alpha(x, t_w)$

при $a(x, t) = va r$

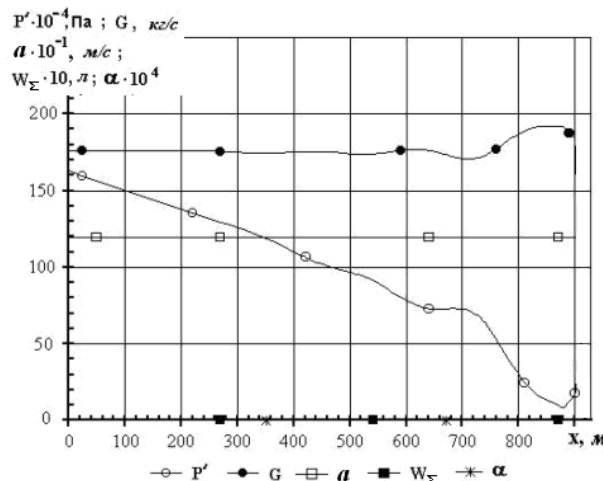


Рис. 8. Зависимости $P'(x, t_c)$,

$G(x, t_c)$, $a(x, t_c)$, $W_{\Sigma}(x, t_c)$, $\alpha(x, t_c)$

при $a(x, t) = va r$

На рисунке 9 приведены зависимости $a(x_i, t_j)$ в пределах координат границ области кавитации воды в трубе при $t_k; 0,3 t_{km}; 0,5; t_{km}$.

На основании результатов расчётов и данных, приведённых на рисунках 3-9, последовательность и динамика образования и смыкания пузырьковых каверн и суперкаверн такая. В соответствии с расчётом образование кавитационных каверн начинается у

заслонки дросселя с образования пузырьковых каверн в $t \approx 1,724$ с, то есть через $\sim 0,1$ с после прихода к заслонке всего переднего профиля отражённой волны от ёмкости с постоянным давлением жидкости (в $t = T_k + T_{fn0} = 0,1 + 1,52 = 1,62$ с) (рис. 3-5).

Здесь T_{fn0} - фаза гидроудара.

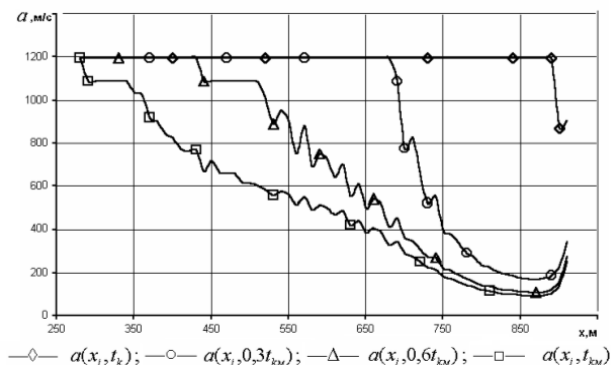


Рис. 9. Зависимости $a(x, t) \neq const$

Появление отрицательного $W_{\varphi 2}(t) \approx 0,0035$ м³ на рисунках 3-5 объясняется тем, что начало интегрирования $W_{\varphi 2}$ производится только после гарантированного опорожнения от воды контрольного объёма $W_{\varphi k} = 0,0035$ м³. На указанных рисунках построена зависимость изменения значений такого интеграла. При вычислении точных значений $W_{\varphi 2}(t)$ к каждому значению такого интеграла необходимо прибавить $W_{\varphi k}$. Например, $W_{\varphi 2m} = 0,01593 + 0,0035 = 0,01943$ м³ (рис. 3-5).

Образование суперкаверны начинается при $t \approx 1,74$ с, то есть почти одновременно с началом образования пузырьковых каверн (рис. 3-5). При $t = 2,201$ с со скоростью, близкой к скорости звука в некаветирующей жидкости, область каветирующей жидкости распространилась на максимальную длину ($L_m = 623$ м), но при этом $W_{\Sigma} \approx 0,043$ м³ (рис. 3-6). Максимальный $W_{\Sigma m} = 0,1272$ м³

получается при $t = 3,358$ с (рис. 7, 3-5), а максимальное значение объема суперкаверны $W_{\varphi m} = 0,01943$ м³ получается при $t = 4,667$ с (рис. 3-5). Следовательно, увеличение суперкаверны происходит при распространяющемся от ёмкости и от дросселя смыканий пузырьковых каверн. Столб каветирующей воды сжимается с обеих сторон со стороны ёмкости под действием давления, а со стороны заслонки дросселя - под действием силы инерции жидкости (рис. 3-7).

При $t_c = 4,719$ с пузырьковые каверны полностью смыкаются (рис. 3-5, 8), а при $t = 4,87$ с полностью смыкается и суперкаверна (под действием давления и расхода со стороны ёмкости) (рис. 3-5). Далее следует вторичный гидроудар, при котором “суперкаверна” не образуется.

Выводы

1. Данная работа демонстрирует возможности практического применения впервые разработанного автором и опубликованного в 2002 году метода под названием «Метод расчёта неустановившихся течений жидкости в трубопроводе при переменных скоростях звука», который позволяет впервые рассчитывать неустановившиеся кавитационные течения дегазированной жидкости при переменных по времени и координатам скоростях звука (то есть при скоростях звука, зависящих от переменных по времени и координатам параметрах жидкости и проточной части).

2. Этот метод и математическая модель позволяют получать наиболее информативные (полные) сведения о кавитационных течениях дегазированных жидкостей в проточных частях различных устройств и систем (например, в питающих и других трубопроводах ЖРДУ, работающих на низкокипящих компонентах топлива (O_2, H_2) и на известных практически дегазированных высококипящих компонентах топлива; в герметичных системах гидравлического привода и управления металлообрабатывающего и другого оборудования; в роботах; в транспортёрах автоматизированных производств и др.).

3. Этот метод и математическая модель позволяют решать проблему расчёта возникновения и эволюции неустановившихся кавитационных течений компонентов топлива в питающих трубопроводах ЖРДУ, которые могут возникать при распространении по ним отражённых от баков волн уменьшенного давления, возникающих в связи с воспламенением топлива в камерах сгорания. При некоторых условиях, как известно, эти неустановившиеся течения могут вызывать (инициировать) незатухающие с увеличивающимися амплитудами колебания давлений компонентов топлива в трубопроводах, тяги ЖРДУ и разрушение ракеты.

4. Этот метод востребован для выполнения расчётов в областях гидроавтоматики, робототехники и др.

5. Известные в настоящее время экспериментальные методы и измерительные приборы не позволяют получать настолько полную и достоверную информацию о кавитационных течениях дегазированной (и газированной) жидкости в проточных частях упомянутых устройств и систем, как упомянутый выше расчётный метод. Это утверждение обосновывается, с одной стороны, тем, что в настоящее время нет датчиков для измерений быстроизменяющихся массовых расходов (ДБР) и датчиков быстроизменяющихся плотностей (сплошностей) (ДБП) кавитирующих (и некавитирующих) жидкостей в конкретных поперечных сечениях трубопроводов и проточных частей устройств, имеющих требуемые быстродействия и обеспечивающих требуемые точности измерений, которые подтверждены экспериментально результатами их динамического градуирования, а также нет необходимых методов (и стендов) динамического градуирования ДБР и ДБП. С другой стороны, нет возможностей устанавливать достаточно большое число ДБР, ДБП и датчиков давления (ДД) в проточных частях исследуемых устройств и систем из-за их относительно больших габаритов, из-за их возможного влияния на исследуемые кавитационные процессы (течения) и из-за больших затрат на их приобретение и установку, на приобретение и установку необходимого количества усилива-

ющей и записывающей аппаратуры, кабелей и др. Например, для получения удовлетворительных экспериментально определённых зависимостей, приближённо соответствующих приведённым в статье, требуется около 100 ДБР, 100 ДБП и 180 ДД. При этом требования иметь 180 ДД возникает из-за необходимости измерять давления (P) в упомянутых 60 поперечных сечениях трубы в диапазоне $0,3 \cdot 10^5 \text{ Па} < P_i < 50 \cdot 10^5 \text{ Па}$ с погрешностями $\pm(3 \div 5)\%$ от верхнего предела измерения каждого датчика. Это при диапазоне измерения одного ДД $P_{\max}/P_{\min} = 4$ требует установки в каждом упомянутом поперечном сечении трубы не менее трёх ДД.

Однако даже при установке всех упомянутых датчиков обеспечить высокую точность экспериментального определения быстроперемещающихся границ областей пузырьковой кавитации и суперкаверны почти невозможно. Определять их точное положение, анализировать правильность полученных экспериментальных результатов и уточнять их можно только на основе расчётных исследований.

6. Результаты многочисленных исследований кавитационных колебаний воздушно-насыщенной (и даже дегазированной) воды в трубопроводе - это совсем не то, что исследования кавитационных колебаний реальных низкокипящих и высококипящих компонентов топлива ЖРД, но выполнить такие исследования крайне трудно как из-за высокой стоимости, так и в связи с трудностью обеспечения безопасного их проведения. В этом случае, по существу, единственно возможным является проведение расчётных исследований.

Библиографический список

1. Чарный И. А. Неустановившиеся движения реальной жидкости в трубах. – 2-е изд., перераб. и доп. – М.: Недра, 1975. – 296 с.
2. Лямаев Б. Ф., Небельсин Г. П., Немотов В. А. Стационарные и переходные процессы в сложных гидросистемах. – Л.: Машиностроение, Ленинград отд., 1978. – 190 с.

3. Поттер Д. В. Вычислительные методы в физике. – М.: Мир, 1975. – 392с.
4. Каракулин Е. А. Метод расчёта неустановившихся течений жидкости в трубопроводе при переменных скоростях звука. // Математическое моделирование. - 2004. - Т.16. - №4. - С. 67-79.
5. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа/ Учеб. для вузов, 6-е изд., перераб. и доп. – М.: Наука. Гл. ред. физ. мат. лит., 1987. – 840 с.
6. Мостков М. А. Прикладная гидромеханика. – М. – Л.: Госэнергоиздат, 1963. – 463 с.
7. Пилипенко В. В., Задонцев В. А., Жулай Ю. А. Грабовская Т. А., Дрозд В. А., Каракулин Е. А. Анализ зависимостей напоров осевого шнекового преднасоса и насоса в целом от объёма кавитационной полости. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Ч.1. – Киев: Наукова думка. 1976. - С.131–135.
8. Грабовская Т. А., Жулай Ю. А. Об одном способе устранения погрешности в определении объёма кавитационной полости в проточной части насоса в режиме кавитационных автоколебаний. – В кн.: Кавитационные автоколебания в насосных системах. Ч.1. – Киев, 1976. - С.118–123.
9. Каракулин Е. А. Влияние вдува воздуха в питающий трубопровод на кавитационные автоколебания в системе “шнеко-центробежный насос-трубопроводы” // В кн. Рабочие процессы в шнеко-центробежных насосах. Сб. науч. тр. – Киев: Наукова думка, 1978. - С. 82–85.
10. Каракулин Е. А. Сравнение зависимостей шнекового преднасоса и шнеко-центробежного насоса в целом от объёма кавитационной полости для насосов, существенно различных по геометрическим размерам и основным параметрам // В кн. Рабочие процессы в шнеко-центробежных насосах. Сб. науч. тр. – Киев: Наукова думка, 1978. - С. 70–73.
2. Lyamayev, B. F., Nebelsin G. P., Nemotov V. A. Stationary and transitional processes in complex hydrosystems. – Leningrad: Mechanical engineering, Leningrad dep., 1978. – 190 p.
3. Potter, D. V. Computing methods in physics. – Moscow: Mir, 1975. – 392 p.
4. Karakulin, Ye. A. Method of calculation of unsteady flows of a liquid in the pipeline at variable speeds of sound. // Mathematical modeling. 2004. V.16. No.4, pp. 67-79.
5. Lojtsyansky, L. G. Mechanics of liquid and gas: manual for institutes of higher education. The 6th revised edition. – Moscow: Nauka. Chief editorial board of literature on physics and mathematics. lit., 1987. – 840 p.
6. Mostkov, M. A. Applied hydromechanics. – Moscow – L.: Gosenergoizdat, 1963. – 463 p.
7. Pilipenko, V. V., Zadontsev V. A., Julay Yu. A., Grabovskaya T. A., Drozd V. A., Karakulin Ye. A. Analysis of dependences of pressures of the axial auger prepump and the pump as a whole on the volume of cavitation cavities. – in the book: Cavitation self-oscillations in pump systems. Ch.1. – Kiev: Naukova dumka. 1976. pp. 131-135.
8. Grabovskaya, T. A., Julay Yu. A. A way of eliminatory error in determining the volume of a cavitation cavity in the flowing part of the pump in the mode of cavitation self-oscillations. – in the book.: Cavitation self-oscillations in pump systems. Ch.1. – Kiev, 1976. p. 118-123.
9. Karakulin, Ye. A. Influence of air injection into the supply pipeline on cavitation self-oscillations in the “auger-centrifugal pumps-pipelines” system // In the book Working processes in auger-centrifugal pumps. Collection of scient. works – Kiev: Naukova dumka, 1978. pp. 82–85.
10. Karakulin, Ye. A. Comparison of dependences of the screw prepump and the auger-centrifugal pump as a whole on the volume of cavitation cavities for pumps, significantly varying in geometrical dimensions and key parameters // In the book. Working processes in auger-centrifugal pumps. Collection of scient. works – Kiev: Naukova dumka, 1978. pp. 70–73.

References

1. Charnyi, I. A. Unsteady motion of actual liquid in pipes. – 2nd revised edition, revised – М.: Nedra, 1975. – 296 p.

RESEARCH OF DYNAMICS OF INITIATION, PROPAGATION, GROWTH AND CLOSURE OF BUBBLE CAVITIES AND A SUPERCAVITY IN A PIPE WITH DECONTAMINATED LIQUID UNDER HYDRAULIC IMPACTS

© 2010 Ye. A. Karakulin

Institute for computer science and problems of regional management
of Kabardino-Balkarsky Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences

For characteristic cross-sections of a simple pipeline with cavitating decontaminated liquid (near the supply capacity ($x=0$), in the middle of a pipe ($x=0,5L$), near a completely closed throttle ($x=L$), where x is a longitudinal coordinate, L is the length of the pipe) and for characteristic times (t) of the development of processes of cavitation (at the maximum length of the cavitation zone (t_{km}), at the maximum total volume of bubble cavities (t_w) with full closing of all cavitation cavities (t_c)) dependences of changes over X and t during two cycles of total volumes (W_y), of bubble cavities, supercavity volumes, ($W_{\phi 2}$) steam-content (α), speeds of a sound (a), a true pressure (P') and the mass expense (G) of a liquid or the steam-and-liquid mixtures are given. They are calculated according to the methods developed by the author, presented in [4]. The analysis of these dependences which reveals the dynamics of cavitation processes in a pipe with cavitating decontaminated liquid under hydraulic impacts is given.

Pipeline, decontaminated liquid, hydraulic impact, unsteady flow, bubble cavitation, supercavity, dynamic processes.

Информация об авторе

Каракулин Евгений Алексеевич, старший научных сотрудник, Институт информатики и проблем регионального управления Кабардино-Балкарского научного центра РАН. Область научных интересов: методы расчета и устройства для исследования динамических процессов в трубопроводах ЖРДУ при переменных скоростях звука. E-mail: iipru@rambler.ru.

Karakulin Yevgeny Alexeyevitch, senior researcher, Institute for computer science and problems of regional management of Kabardino-Balkarsky Scientific Centre of the Russian Academy of Sciences, iipru@rambler.ru. Area of research: methods of calculation and devices for research of dynamic processes in LRPS pipelines at variable speeds of sound.