

**15 - Механика. Теоретическая механика. Механика жидкости, газа и плазмы.
Инженерная механика**

Бердникова Анна Сергеевна, магистрант 1 года обучения
Ижевск, Удмуртский государственный университет, институт математики, информационных технологий и физики

Динамика роликового велосипеда

Бизяев Иван Алексеевич, д.ф.-м.н.

e-mail: bas.main78@gmail.com стр. 233

Биганяков Арслан Азатович, 4 курс

Уфа, Уфимский университет науки и технологий, Институт информатики, математики и робототехники

Математическое моделирование взаимодействия волны давления в форме «ступенька» в трубе с жидкостью, содержащий сферический пузырьковый кластер

Галимзянов Марат Назипович, к.ф.-м.н.

e-mail: madness.oldster@yandex.ru стр. 234

Гареев Рафаэль Радикович, директор

Уфа, ООО РН-БашНИПИнефть, отдел механики

Модель движения трассера в нефтяных низкопроницаемых пластах с трещиной автогидроразрыва

Филиппов Александр Иванович, д.ф.-м.н.

e-mail: garrafrad@mail.ru стр. 235

Ильяшенко Антон Викторович, 3 курс

Томск, Томский государственный университет, физико-технический факультет

Генерация объемных геометрических моделей структур армирования дисперсно-упрочненных материалов

Сидоренко Юрий Николаевич, к.ф.-м.н.

e-mail: Aniu2018@mail.ru стр. 236

Ковальчук Татьяна Николаевна, аспирант 2 года обучения

Тюмень, Тюменский государственный университет, школа естественных наук

Математическое моделирование процессов образования целиксов нефти

Шевелёв Александр Павлович, к.ф.-м.н.

e-mail: t.n.kovalchuk@mail.ru стр. 237

Кудряшова Светлана Алексеевна, 3 курс

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, физический факультет

Экспериментальное исследование асимметричной фокусировки внутренних волн в линейно стратифицированной жидкости

Шмакова Наталья Дмитриевна, к.ф.-м.н.

e-mail: sonika.svetik2003@gmail.com стр. 238

Рудая Яна Евгеньевна, магистрант 2 года обучения

Новосибирск, Новосибирский государственный университет, механико-математический факультет

Исследование интегральных характеристик волновых аттракторов

Шмакова Наталья Дмитриевна, к.ф.-м.н.

e-mail: y.rudaya@gsu.ru стр. 239

Сафиуллин Аскар Русланович, магистрант 1 года обучения

Уфа, Уфимский университет науки и технологий, Институт информатики, институт математики и робототехники

Отражение и прохождение акустических волн из пузырьковой жидкости в чистую под прямым углом

Галимзянов Марат Назипович, к.ф.-м.н.

e-mail: safiullinak@mail.ru стр. 240

Солнышкина Ольга Александровна, доцент, с.н.с.

Уфа, Уфимский университет науки и технологий, физико-технический институт

Экспериментальные и вычислительные подходы к микрофлюидике для изучения процессов в нефтегазовой индустрии

e-mail: olgasolnyshkina@gmail.com стр. 241

Фаттахов Салават Радикович, 1 курс

Уфа, Уфимский университет науки и технологий, ИИМРТ

Исследование динамики волн давления в канале с пузырьковой завесой в форме шара

Галимзянов Марат Назипович, к.ф.-м.н.

e-mail: salavat232001232001@mail.ru стр. 242

Динамика роликового велосипеда

Бердникова Анна Сергеевна

Уральский математический центр, Удмуртский государственный университет

Бизяев Иван Алексеевич, д.ф.-м.н.

bas.main78@gmail.com

Задача устойчивого движения велосипеда без велосипедиста была рассмотрена ранее в работах [1,2]. Опираясь на теоретические и экспериментальные модели, было показано, что для самостабилизации велосипеда не требуется гироскопическая прецессия переднего колеса и вынос руля. Аналогичная модель будет рассмотрена в данной работе.

В работе исследуется математическая модель, которая описывает движение по инерции роликового велосипеда на горизонтальной плоскости. Роликовый велосипед представляет связку двух тел (рама и руль), в которой каждое тело опирается на горизонтальную плоскость при помощи лезвия или ролика. На раме расположен ротор, который вращается вокруг оси симметрии с заданной постоянной скоростью.

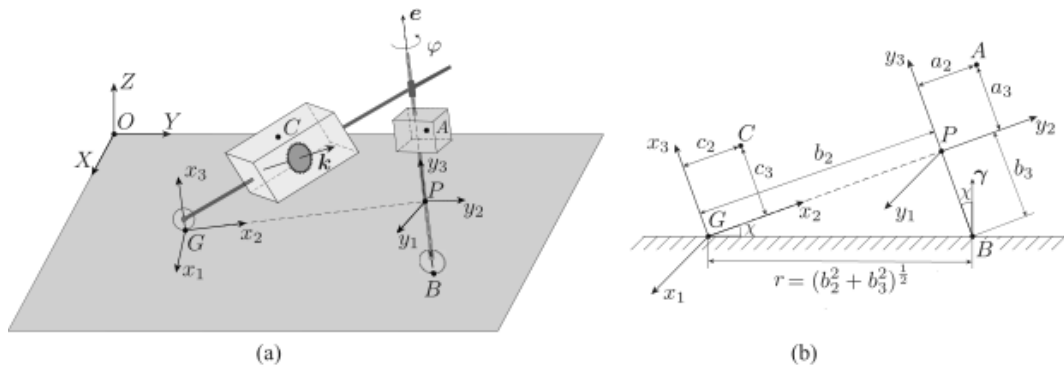


рис.1. (a) Схематическое изображение рассматриваемой конструкции велосипеда; (b) геометрические параметры велосипеда.

Движение велосипеда описывается нелинейными дифференциальными уравнениями. Уравнения, описывающие эволюцию конфигурационных переменных в неподвижной системе координат:

$$\dot{\varphi} = \Omega + \frac{b_3}{b_2} \omega_2 - \sin \varphi \frac{v}{b_2}, \quad \dot{\theta} = \frac{r}{b_2} \omega_2 - \sin \varphi \frac{b_3 v}{r b_2}, \quad \dot{\psi} = \frac{v \sin \varphi}{r \cos \theta},$$

$$\dot{X} = -v \frac{(r \cos \theta \cos \varphi + b_3 \sin \theta \sin \varphi) \sin \psi}{b_2 \cos \theta}, \quad \dot{Y} = v \frac{(r \cos \theta \cos \varphi + b_3 \sin \theta \sin \varphi) \cos \psi}{b_2 \cos \theta}, \quad (1)$$

где φ, θ, ψ – углы характеризующие поворот руля, наклон рамы и поворот рамы в горизонтальной плоскости, X, Y – координаты точки контакта G лезвия с плоскостью.

Помимо уравнений (1) вводятся также дифференциальные уравнения для описания эволюции поступательной скорости точки контакта руля (\dot{v}) и двух компонент угловой скорости ($\dot{\omega}, \dot{\Omega}$). Среди восьми дифференциальных уравнений отделяется пятимерная редуцированная система $(\dot{v}, \dot{\omega}, \dot{\Omega}, \dot{\varphi}, \dot{\theta})$.

В работе проведен анализ устойчивости системы. Построены графики областей устойчивости для рассматриваемой задачи в зависимости от параметров велосипеда, для которого движение осуществляется по прямой.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (№ 21-71-10039).

Список публикаций:

[1] Meijaard J.P., Papadopoulos J. M., Ruina A., Schwab A. L. Linearized dynamics equations for the balance and steer of a bicycle: a benchmark and review, *Proceedings of the Royal society A: mathematical, physical and engineering sciences*, 2007, vol. 463, no. 2084, pp. 1955-1982.

[2] Kooijman J. D. G., Meijaard, J. P., Papadopoulos, J. M., Ruina, A., Schwab, A. L. A bicycle can be self-stable without gyroscopic or caster effects, *Science*, 2011, vol. 332, no. 6027, pp. 339-342.

Математическое моделирование взаимодействия волны давления в форме “ступенька” в трубе с жидкостью, содержащий сферический пузырьковый кластер

Биганяков Арслан Азатович

Уфимский университет науки и технологий

Галимзянов Марат Назипович

madness.oldster@yandex.ru

Важность изучения динамики ударных волн в газожидкостных средах объясняется широким спектром практических задач: обеспечение пыле- и шумоподавления, пожара-взрывобезопасности технологических процессов, предупреждение загрязнений окружающей среды, защита зданий, сооружений, транспортных средств и людей от разрушительной силы ударной волны. В данной работе исследуется динамика волны давления в цилиндрическом канале, содержащем пузырьковую зону. Анализируется влияние размеров пузырьковой зоны, дисперсности и объемного содержания пузырьков на значения амплитуды волны давления, формирующейся из-за наличия пузырьковой зоны, воздействующего на стенки канала [1].

Пусть в цилиндрическом канале, заполненном жидкостью, расположена пузырьковая зона. В начальный момент времени $t = 0$ на границе $x = 0$ давление повышается мгновенно от начального значения p_0 до $p_0 + \Delta p_0$ и поддерживается таким в течение всего времени. Рассмотрим прохождение двумерных волн из пузырьковой жидкости в чистую. Схематично задача представлена на рисунке 1.

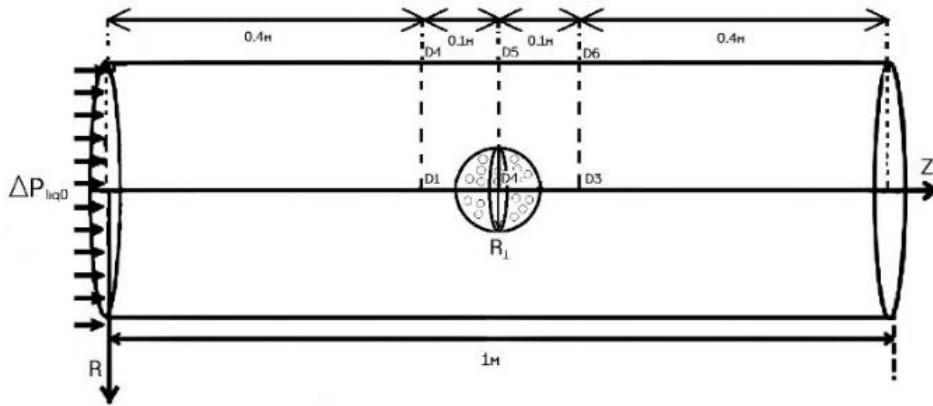


рис.1. Схематическое изображение задачи

Примем следующую систему уравнений, состоящую из приведенного закона сохранения массы [1], скорости радиального движения, уравнения Релея-Ламба, уравнения однородности давления, интенсивности межфазного теплообмена [2]:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \frac{v_r}{r} + \rho_i \left(\frac{dv_r}{dr} + \frac{dv_z}{dz} \right) = 0, \quad (i = liq, gas),$$

$$\rho_l^0 \frac{dv_r}{dt} + \frac{d\rho_l}{dr} = 0, \quad \rho_l^0 \frac{dv_z}{dt} + \frac{d\rho_l}{dz} = 0, \quad w = w_R + w_A,$$

$$a \frac{dw_R}{dt} + \frac{3}{2} w_R^2 + 4v_{liq} \frac{w_R}{a} = \frac{p_{gas} - p_{liq}}{\rho_{liq}^0}, \quad w_A = \frac{p_{gas} - p_{liq}}{\rho_{liq}^0 C_{liq} \alpha_g^{1/3}},$$

$$\frac{dp_{gas}}{dt} = -\frac{3\gamma p_{gas}}{a} w - 3 \frac{3(\gamma - 1)}{a} q, \quad q = \frac{\lambda_{gas} Nu (T_{gas} - T_0)}{2a}$$

где ρ_i^0 , α_i , v_i – плотность, объемное содержание и скорость i -й фазы, а нижний индекс (0) соответствует начальному состоянию, u и v – скорости среды, a – радиус пузырьков, C_l – скорость звука в жидкости, α_0 – объемное содержание пузырьков, температура жидкости $T_0 = const$.

На основе данных уравнений проведены численные расчеты максимальных значений давления в цилиндре. Результаты представлены на рисунке 2. Расчет до 1 мс, значение давления $p_0 = 0.1$ МПа, $\Delta p_0 = 0.5$ МПа, радиус пузырьков $a_0 = 10^{-3}$ м, температура жидкости $T_0 = 293$ К.

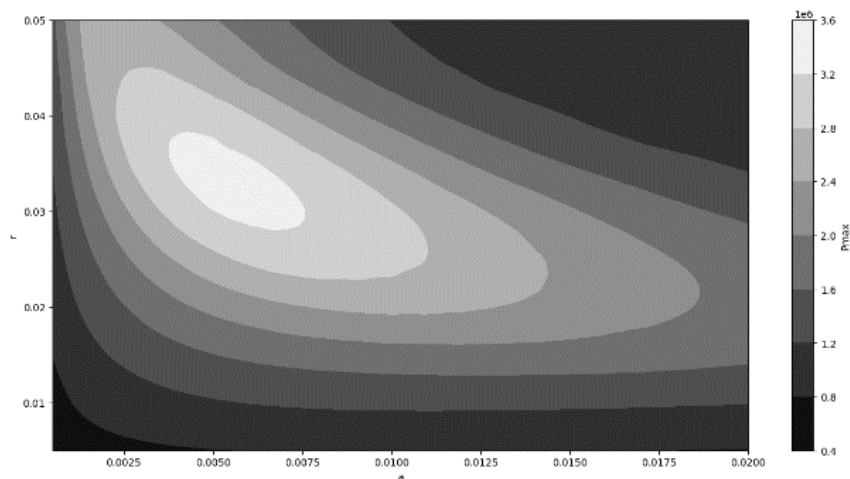


рис.2. Максимальные значения давления в цилиндре

Построена карта зон реализации максимального значения давления в канале от начального объемного содержания пузырьков и радиуса кластера. Видно, что существует (для выбранных начальных данных) оптимальная комбинация объемного содержания газа α_{g0} и радиуса кластера R_1 , при котором возможно увеличение начального значения амплитуды волны в несколько раз. Из рисунка 2 можно заключить, что с увеличением объемного содержания (правая часть рисунка), из-за понижения скорости распространения волны в пузырьковой области, снижается величина максимального давления в расчетной области.

Список публикаций:

- [1] Галимзянов М. Н., Гималтдинов И. К., Шагапов В. Ш. Двумерные волны давления в жидкости, содержащей пузырьки. Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. 2002. № 2. С. 139–147.
 [2] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987, Т. 1, 2.

Модель движения трассера в нефтяных низкопроницаемых пластах с трещиной автогидро разрыва

Гареев Рафаэль Радикович
 ООО «РН-БашНИПИнефть»
gareevrr@bnipi.rosneft.ru

Разработка месторождений с низкопроницаемыми коллекторами сопровождается проведением гидро разрыва пласта в добывающих и нагнетательных скважинах. При этом в нагнетательных скважинах давление закачки, как правило, превышает давление разрыва пласта, соответственно, в нагнетательных скважинах происходит самопроизвольное развитие трещин автоГРП [1]. Развитие трещин в нагнетательных скважинах может привести к преждевременному обводнению добывающих скважин. Для контроля за развитием трещин автоГРП и поиска источников обводнения скважин на месторождениях в том числе проводятся трассерные исследования [2]. Растворение в технологических жидкостях, например, используемых при закачке пропантов в трещины гидро разрыва, особых добавок – трассеров и их последующая регистрация обеспечивает получение важной информации о процессах в пласте и скважине [3]. Преимуществом трассерных технологий является существенное увеличение глубинности исследований, которая для классических геофизических методов ограничена размерами порядка одного метра.

Развитие методов интерпретации результатов трассерных технологий сопряжено с необходимостью развития теоретических представлений, обеспечивающих описание эволюции метки трассера при ее движении в пласте с трещиной с учетом многообразия природных условий. В представляемой работе представлены некоторые теоретические результаты, достигнутые автором при исследовании взаимосвязи между микро- и макро моделями конвективно-диффузионных процессов при движении метки трассера в пласте с трещиной с учетом представлений о химическом равновесии в коллекторах [4,5].

Записанные уравнения представляют некоторую микро модель процессов в пористой среде. Это означает, что каждое из уравнений описывает процессы в отдельной области пространства. Проблема заключается в том, что микро структура этих областей имеет чрезвычайно сложную геометрию. Площадь контакта фаз в реальных пористых средах, содержащих нефть и газ, очень велика, размеры связанных пор малы, а их структура является

хаотической. Физические поля, описывающие процессы в таких средах, обладает большой пространственной неоднородностью. Например, поле скорости сильно меняется по сечению пор, а в соседних точках, представляющих скелет, вектор скорости равен нулю.

Уравнение конвективной диффузии можно представить как

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\left((1-m) \frac{\partial \rho_s}{\partial \rho_w} + m \right) \rho_w \right] + \nabla(\rho_w \vec{v}) - \nabla \vec{J}_d = \\ = -\alpha[(1-m)\rho_s + m\rho_w],$$

$$\text{где } \vec{J}_d = \vec{J}_s + \vec{J}_{wd} = \left(D_s(1-m) \frac{\partial \rho_s}{\partial \rho_w} + D_w m \right) \nabla \rho_w.$$

Отсюда следует выражения для эффективного коэффициента диффузии

$$D_d = D_s(1-m) \frac{\partial \rho_s}{\partial \rho_w} + D_w m.$$

Извилистость пор приводит к возникновению встречных к основному потоку течений, что сродни хаотическому движению молекул, инициирующему молекулярную диффузию D_d . Априори наличие встречных течений должно приводить к генерации дополнительного потока трассера, а соответствующий процесс называется конвективной диффузией. Показано, что коэффициент конвективной диффузии D_c является аддитивным к молекулярному D_d , а результирующий коэффициент представляется как $D = D_c + D_d$.

С учетом этой поправки представленные здесь уравнения позволяют с достаточной для практических целей описывать пространственно-временные зависимости полей концентрации трассера в пористой среде и трещинах гидроразрыва.

Список публикаций:

- [1] Мальцев В. В., Асмандияров Р. Н., Байков В. А., Усманов Т. С., Давлетбаев А.Я. Исследование развития трещин автоГРП на опытном участке Приобского месторождения с линейной системой разработки // Нефтяное хозяйство. - 2012. - № 5. - С. 70-73
- [2] Мирзаянов А.А., Асалхузина Г.Ф., Питюк Ю.А., Валева Ю.Р., Альмухаметова А.Р., Гареев Р.Р., Давлетбаев А.Я., Мирошниченко В.П., Гусев Г.П. Матрицы применимости трассерных исследований на примере элемента девятиточечной системы разработки с трещинами гидроразрыва // Нефтегазовое дело. 2021, т. 19, № 4 С. 41-49. DOI: 10.17122/ngdelo-2021-4-41-49
- [3] Бикметова А.Р., Асалхузина Г.Ф., Давлетбаев А.Я., Штинов В.А., Макеев Г.А., Мирошниченко В.П., Шутский Г.А., Сергейчев А.В. Оценка параметров трещин в горизонтальных скважинах с многостадийным гидроразрывом пласта путем настройки гидродинамической модели на результаты трассерных исследований // Нефтяное хозяйство. 2022. № 11. С. 118-121.
- [4] Filippov A.I., Mikhaylov P.N., Mikhaylov A.P., etc. Mass Transfer – Advances in Sustainable Energy and Environment Oriented Numerical Modeling. Croatia: In Tech, 2013. – 511 pp.
- [5] Филиппов А.И. Основы теории переноса радиоактивных растворов в пористой среде Стерлитамак. Уфа: Гилем, 2016. – 220 с.

Генерация объемных геометрических моделей структур армирования дисперсно-упрочненных материалов

Ильяшенко Антон Викторович

Томский государственный университет

Сидоренко Юрий Николаевич

anuu2018@mail.ru

В настоящее время широко используются армированные материалы. Использование данных материалов требует разработки способов их проектирования и создания. При этом нужно учитывать факторы влияющие на их свойства. Одним из важных факторов является структура армирования материалов.

Для изучения влияния структур армирования необходимы инструменты для генерации и изучения таких структур. В работе рассматривается методика генерация объемных геометрических моделей структур армирования дисперсно-упрочненных материалов. В данной работе применяется один из простых методов генерации — заполнение объема элементами структуры шарообразной формы. Методика позволяет задать такие параметры как величина объемного наполнения, степень упорядоченности размещения включений и так далее.

Проделанная работа позволяет оценить скорость генерации при разных типах армирования и степенях наполнения. Показано что при генерации регулярных структур эффективность предложенной методики намного выше, чем при генерации нерегулярных структур, особенно при высоких степенях наполнения материала армирующими включениями.

Список публикаций:

[1] *Моделирование физико-механических процессов в неоднородных конструкциях.* / Б.А. Люшкин, А. В. Герасимов, Р. А. Крестулева, П. А. Люшкин - Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2001. -С. 272.

[2] Сидоренко Ю.Н. *Исследование условий накопления микроповреждений и биокompозите на основе пористого титана* /Ю.Н. Сидоренко, Вознюк Ю.П. // *Физическая мезомеханика.* - 2001. Т.4, №2. -С. 37 - 41.

Математическое моделирование процессов образования целиков нефти

Ковальчук Татьяна Николаевна

Гильманов Александр Янович, Шевелёв Александр Павлович

Тюменский государственный университет

Шевелёв Александр Павлович

t.n.kovalchuk@mail.ru

В настоящее время является актуальной проблема образования значительных зон не вытесненной нефти (целиков). Определение местоположения целиков либо условий, при которых они не будут образовываться является важной задачей [1]. Поэтому целью работы является разработать методики для определения местоположения целиков остаточной нефти в пласте, и определения минимальной депрессии, при которой не происходит образования целиков при данных характеристиках пласта в случае выполнения закона Дарси. Так же следует проанализировать необходимость учета при моделировании сжимаемости, различия в давлениях воды и нефти, то есть капиллярного давления.

В работе рассматривается плоскорadiaльное фильтрационное течение упругой вязкопластичной жидкости в упругой пористой среде с постоянным дебитом Q . Учитывается, что практически сразу после пуска скважины радиус возмущенной зоны много больше его значения при начальных условиях, т.е. радиуса скважины r_c . В рамках такой модели реализуется зависимость депрессии на пласт Δp от дебита скважины Q вида:

$$\Delta p = \frac{Q\eta}{6\pi kh} \ln \frac{3Q\eta\alpha t}{\pi kh\gamma r_c^2} + \gamma \left(\frac{3Q\eta\alpha t}{\pi kh\gamma} \right)^{1/3} - \frac{Q\eta}{2\pi kh} \quad (1)$$

где k – коэффициент проницаемости, h – постоянная мощность пласта, η – динамический коэффициент вязкости, $\alpha = \frac{k}{\eta\beta^*}$ – коэффициент пьезопроводности, β^* – коэффициент упругоёмкости (сжимаемости) пласта, γ – предельный градиент давления, t – время.

После применения пи-теоремы для обезразмеривания уравнение (1) будет иметь следующий вид:

$$p^* = A \ln(ABDQ^*) + (ABCDQ^*)^{1/3} - 3AQ^*$$

где A, B, C, D – безразмерные коэффициенты, p^* и Q^* – безразмерные депрессия и дебит соответственно.

Для определения местоположения целиков нефти используется система законов сохранения, а также уравнения для капиллярного давления и сжимаемости породы.

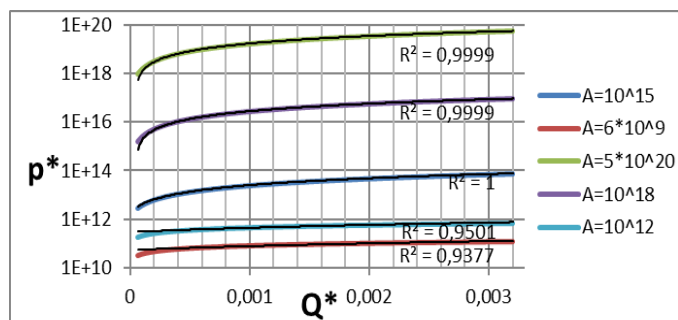


рис.1. Зависимость безразмерной депрессии от безразмерного дебита. Индикаторная диаграмма в полулогарифмическом масштабе. Получение линейной зависимости при изменении безразмерного коэффициента A .

В результате с учётом капиллярного давления и сжимаемости породы были рассчитаны проекции скоростей фильтрации нефти, в местах, где скорость нефти равна нулю и образуются области не вытесненной нефти. Также были построены индикаторные диаграммы для определения минимальной депрессии при которой образования целиков происходить не будет. На *рис. 1.* приведен пример индикаторной диаграммы в полулогарифмическом масштабе для определения минимальной депрессии.

Таким образом, капиллярное давление и сжимаемость породы являются одними из основных параметров, которые в значительной степени влияют на получаемый прогнозный вариант, определены минимальные депрессии при которых целики нефти не образуются.

Список публикаций:

[1] Mandal D. An Innovative Reservoir Engineering Method to Identify Bypassed Oil and Derisk the Further Development of a Complex Mature Field in Offshore, Malaysia / D. Mandal, N. Musani, and N. I. Mohmad // International Petroleum Technology Conference. – 2019. – Paper IPTC-19182-MS– 16 pp.

Экспериментальное исследование асимметричной фокусировки внутренних волн в линейно стратифицированной жидкости

Кудряшова Светлана Алексеевна

Институт гидродинамики им. М.А. Лаврентьева СО РАН

Шмакова Наталья Дмитриевна, к.ф.-м.н.

s.kudryashova@g.nsu.ru

Опрокидывание внутренних волн, как известно, является распространенным в мировом океане механизмом перешивания стратификации, происходящим в результате влияния специфического рельефа океанического дна на характер течения. В процессе взаимодействия внутреннего прилива с особым рельефом возникает зона фокусировки, геометрически определяемая область пространства, где амплитуда внутренней волны увеличивается в 2 раза. Подобные явления наблюдаются в норвежских фьордах и кратерах, оставленных метеоритами на дне океана. В лабораторных условиях воспроизвести аналогичную волновую картину возможно, выполнив переход в систему отсчета, где жидкость покоится, а течение создает осциллирующий объект – тор, выполненный в своей асимметричной конфигурации. Теоретическое моделирование данной волновой картины уже достаточно хорошо изучено и согласуется с ранее проводившимися экспериментами.

Целью данного исследования является изучение характеристик полей внутренних волн, генерируемых горизонтальными колебаниями асимметричного тора, моделирующего искривленный горный хребет. Эксперименты были проведены в резервуаре из оргстекла, заполненном линейно стратифицированной жидкостью. Осциллирующий тор был погружен в воду и приводился в движения с помощью специальной колебательной системы. Регистрация данных происходила с использованием метода PIV в двух вариантах постановки: с плоскостью лазерного ножа, параллельной плоскости колебаний тора (вертикальной), и перпендикулярной ей, находящейся на глубине зоны фокусировки.

Показано, что экспериментально полученные данные качественно совпадают с теоретической моделью асимметричной фокусировки: структура поля скоростей внутренних волн имеет хорошо согласованный с теорией вид. Были сделаны расчеты среднего течения в зоне фокусировки. Наблюдается горизонтальный средний поток, распространяющийся из зоны фокусировки в направлении от сегмента тора.

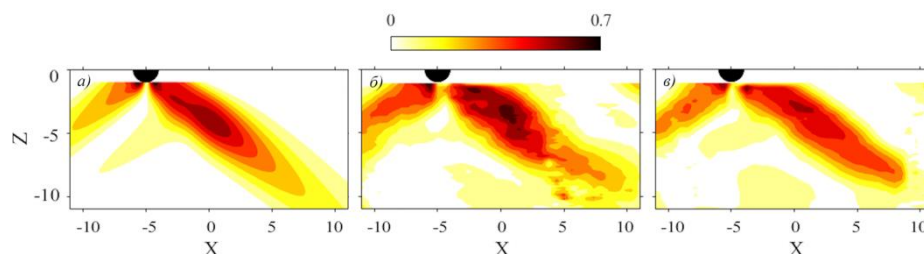


рис.1. Амплитуда вертикальной скорости внутренних волн, генерируемых асимметричной частью тора, а) теория, б) амплитуда колебания 2,5 мм, в) амплитуда колебания 7,15 мм.

Исследование интегральных характеристик волновых аттракторов

Рудая Яна Евгеньевна

Шмакова Наталья Дмитриевна, Макридин Захар Владимирович, Ерманюк Евгений Валерьевич

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН

Шмакова Наталья Дмитриевна, к.ф.-м.н., Ерманюк Евгений Валерьевич, д.ф.-м.н.

y.rudaya@g.nsu.ru

Изучение баланса энергии в динамике стратифицированной жидкости позволяет отследить переток энергии с больших масштабов, на которых происходит нагнетание, до малых, где имеет место диссипация. В случае, когда область течения замкнута, а нагнетание происходит за счет движений малой амплитуды, за поток энергии отвечают пограничные слои и поле генерируемых внутренних волн.

В данной работе исследуются внутренние волны в трапециевидной геометрии, генерируемые колебаниями вертикальной пластины. В такой постановке ввиду специфического дисперсионного соотношения, волны фокусируются, отражаясь от наклонной поверхности, а волновая энергия концентрируется на волновом аттракторе.

Экспериментальные оценки величин, участвующих в таком процессе, затруднительны: для измерения мощности в системе необходимо знать поля скорости и давления в каждой точке подвижной границы. В работе Davis et al. (2019) использовался полуаналитический метод, а именно, поле скорости измерялось при помощи метода PIV в центральной вертикальной плоскости, перпендикулярной волнопродуктору. Далее, используя измеренное поле скорости, восстанавливается градиент давления из линеаризованных уравнений Эйлера, который, в свою очередь, интегрируется в пакете Matlab. Показано, что описанная процедура позволяет достаточно точно оценить баланс энергии только в линейном случае. В связи с этим в рамках данной работы выполнена оценка нагнетаемой мощности при помощи следующих подходов: прямое двумерное численное моделирование с помощью пакета Nek5000, измерения мощности с помощью датчиков угловых колебаний и датчика линейных перемещений, закрепленных на волнопродукторе, а также описанный выше полуаналитический метод.

Графики мощности, полученной тремя описанными выше способами, показаны на рис. 1. Отмечается удовлетворительное соответствие между тремя методами. Данные, полученные при помощи двумерного моделирования, завышены ввиду трехмерности области и отсутствия в оценках диссипации на боковых стенках. Нагнетаемая в систему мощность на пластине выше, чем на некотором расстоянии от пластины. Сопоставление экспериментальных и численных данных удовлетворительное. Наблюдается ошибка порядка 10%, в целом метод, предложенный в Davis et al. (2019) работает.

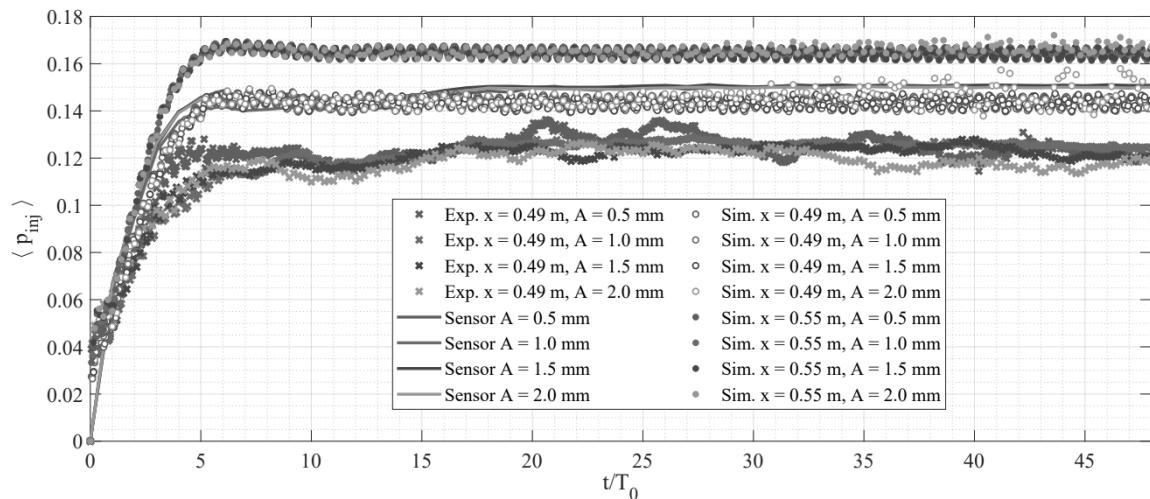


рис.1. Зависимость усредненной нагнетаемой в систему мощности от времени, посчитанной тремя способами: из численных расчетов на расстоянии 0.06 мм от пластины (полые круги) и на пластине (закрашенные круги), из экспериментальных данных (кресты) и из данных с датчиков, установленных на пластине (линии), на разных амплитудах, показанных разными оттенками серого: 0.5 мм, 1 мм, 1.5 мм и 2 мм.

Отражение и прохождение акустических волн из пузырьковой жидкости в чистую под прямым углом

Сафиуллин Аскар Русланович

Уфимский университет науки и технологий

Галимзянов Марат Назипович, к.ф.-м.н.

safiullinak@mail.ru

Из литературы известно, что физико-химические свойства жидкостей в метастабильном состоянии в основном определяются наличием в их составе различных включений, например газовых пузырьков или твердых частиц [1]. В данном случае рассмотрены особенности распространения звука на границе из пузырьковой жидкости, содержащей газы зародыши, в чистую, при падении под прямым углом.

Пусть в жидкости, находящейся при температуре T_0 и при давлении p_0 , имеются сферические пузырьки радиусом a_0 , которые содержат пар и нерастворимый в жидкой фазе газ. Объемное содержание пузырьков фиксировано α_0 . Рассмотрим прохождение двумерных акустических волн из пузырьковой жидкости в чистую. Схематично задача представлена на *рисунке 1*.

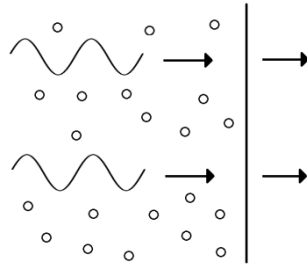


рис.1. Схематическое изображение задачи

Для описания свойств акустических волн примем следующую систему уравнений, состоящую из приведенного закона сохранения массы, уравнений импульсов, уравнения Рэлея-Ламба, уравнения теплопроводности и диффузии [2]:

$$\begin{aligned} \frac{1}{c_l^2} \frac{\partial p_l}{\partial t} + \rho_{l0}^0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) - 3\rho_{l0}^0 \frac{\alpha_0}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} &= 0, \\ \rho_{l0}^0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \quad \rho_{l0}^0 \frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial p_l}{\partial y} &= 0, \\ \rho_{l0}^0 a_0 \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 4 \frac{\rho_{l0}^0 v_l^{\mu}}{a_0} \frac{\partial a}{\partial t} &= p_g - p_l + \frac{2\sigma}{a_0} a, \\ \rho_{l0}^0 c_g \frac{\partial T_g'}{\partial t} = \frac{\lambda_g}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(\lambda_g r^2 \frac{\partial T_g'}{\partial r} \right) + \frac{\partial P_g}{\partial t}, \quad \frac{\partial k'}{\partial t} &= \frac{D}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} r^2 \frac{\partial k'}{\partial r}, \end{aligned}$$

где индексы $i = l, v, a$ относятся к параметрам жидкости, пара и газа, а нижний индекс (0) соответствует начальному состоянию, u и v – скорости среды, a – радиус пузырьков, C_l – скорость звука в жидкости, α_0 – объемное содержание пузырьков, v_l^{μ} – кинематическая вязкость жидкости, σ – коэффициент поверхностного натяжения, D – коэффициент диффузии.

Для пузырьковой жидкости, описанной выше, определены [3] коэффициенты преломления и отражения волн:

$$S = 2 / \left(1 + \frac{\omega}{K C_l} \right), \quad R = S - 1, \tag{1}$$

где ω – частота возмущений, K – волновой вектор.

На основе данных уравнений проведены численные расчеты коэффициентов отражения и преломления. Результаты представлены на *рисунке 2*. Обозначениям 1, 2, 3 соответствуют значения температур $T_0 = 300, 353$ и 373 К. Сплошные линии обозначают модуль представляемого коэффициента, а штриховые – его аргумент, так как получаемое число является комплексным. Значения объемного содержания $\alpha_0 = 10^{-3}$, радиус пузырьков $a_0 = 10^{-3}$ м.

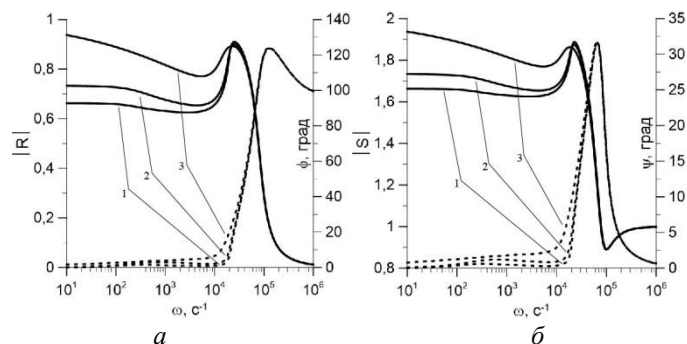


рис.2. Модули и аргументы коэффициентов отражения (а) и преломления (б)

Для простоты понимания результатов, каждый график можно условно разделить на две части: до миннаэрттовой частоты [3] (собственная частота колебаний пузырьков) ω_R и после. До этой частоты графики отличаются, а после нее сливаются в один. Видно, что коэффициент отражения в высокочастотной области стремится к нулю, а коэффициент преломления к единице. То есть в высокочастотной области колебания практически не отражаются. В низкочастотной области $\omega < \omega_R$ волна отражается в достаточно высокой степени ($|R| > 0.6$) и проходит в чистую жидкость с увеличенной силой ($|S| > 1.6$). При этом влияет заданная температура: чем она выше, тем больше коэффициенты отражения и преломления. Это связано с фазовыми переходами: при повышении температуры повышается массовая доля пара в пузырьках, и их влияние на колебания усиливается.

Список публикаций:

- [6] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. - М.: Наука, 1987, Т. 1, 2.
 [7] Особенности распространения звука в теплой воде с воздушными пузырьками / В. Ш. Шагапов, М. Н. Галимзянов, И. И. Вдовенко, Н. С. Хабеев // Инженерно-физический журнал. – 2018. – Т. 91, № 4. – С. 912-921.
 [8] Шагапов, В. Ш. Особенности отражения и прохождения акустических волн на границе "чистой" и пузырьковой жидкостей при прямом их падении / В. Ш. Шагапов, М. Н. Галимзянов, И. И. Вдовенко // Теплофизика высоких температур. – 2019. – Т. 57, № 2. – С. 284-290.

Экспериментальные и вычислительные подходы к микрофлюидике для изучения процессов в нефтегазовой индустрии
Солнышкина Ольга Александровна
 Уфимский университет науки и технологий
olgasolnyshkina@gmail.com

Одно из активно развиваемых в последние десятилетия приложений микрофлюидики - конструирование систем диагностики на базе "лабораторий-на-чипе" ("lab-on-a-chip") для проведения точных манипуляций с частицами в потоке, таких как фокусировка, разделение и фракционирование для использования в биофизике, медицине, биохимии и других технологических приложениях. Использование микрочипов обусловлено целым рядом преимуществ по сравнению с классическим способом проведения лабораторной диагностики. Среди них: интегрируемость - возможность совместить в рамках одного устройства несколько этапов обработки образцов; миниатюрность - меньшее количество используемых реагентов и образцов, меньшее время процесса; автоматизация - снижение возможных ошибок вследствие человеческого фактора. Интеграция в микрофлюидные устройства (МФУ) специальных функциональных элементов позволяет создавать новые аналитические системы, платформы и приборы с уникальными техническими и эксплуатационными характеристиками.

Микрофлюидные платформы также являются удобным и привлекательным инструментом для изучения процессов извлечения нефти из горных пород в связи со сходным диапазоном размера пор и микроканалов. Наиболее значимыми для изучения явлениями являются изменение смачиваемости, уменьшение межфазного натяжения, изменение коэффициента подвижности, стабилизация нагнетаемой жидкости, деградация, набухание, адсорбция, закупорка канала, закупорка, отклонение жидкости и эмульгирование. Для прогнозирования поведения пластовых жидкостей в пористой среде и их исследования на макроуровне необходимо детальное изучение гидродинамических потоков в пористой среде в микромасштабе на уровне отдельных поровых пространств, принимая во внимание их структурные особенности.

Предложены подходы для экспериментального и численного изучения особенностей течения жидкости и дисперсных систем в системах микроканалов. Представлены результаты экспериментального изучения

процессов вытеснения в различных микромоделях пористых сред с использованием МФУ, разработаны подходы к созданию микрофлюидных чипов из стекла и полидиметилсилоксана. Рассмотрены особенности ускорения численного подхода на основе метода граничных элементов, как с использованием алгоритмического ускорения (масштабируемый быстрый метод мультиполей), так и с применением гетерогенных вычислительных архитектур. Продемонстрированы возможности численного моделирования течений в микроканалах совместно с экспериментальным изучением с использованием микромоделей пористых сред различной конфигурации и технологий микрофлюидики.

Реализованные технологические подходы к созданию функциональных систем “lab-on-a-chip” с контролируемой смачиваемостью и способами управления потоками за счет изменения внутренней структуры микроканалов и свойств поверхностей применимы при создании газоаналитических и биоаналитических мультисенсорных систем, а также разработанные макеты микрофлюидных систем могут служить основой платформ для проведения скрининг-тестов в нефтегазовой промышленности

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФ в рамках научного проекта № 21-79-10212.

Исследование динамики волн давления в канале с пузырьковой завесой в форме шара

Фаттахов Салават Радикович

Уфимский университет науки и технологий

Галимзянов Марат Назипович, к.ф.-м.н.

Salavat232001232001@mail.ru

Особенности распространения волн в пузырьковой жидкости связаны с совокупным взаимодействием нелинейных, дисперсионных и диссипативных эффектов. В жидкости с пузырьками свойства практически несжимаемой жидкости, являющейся несущей фазой, кардинально меняются при небольшом по объему (а тем более по массе) добавлении газа (пузырьков), являющегося дисперсной фазой. Особенность пузырьковой жидкости обусловлена их высокой статической сжимаемостью при сохранении высокой плотности, близкой к плотности жидкости, что в свою очередь приводит к малой равновесной скорости звука. Интересной особенностью пузырьковой жидкости в динамических процессах является проявление инерции жидкости при изменении объема смеси за счет сжатия или расширения пузырьков [1]. К настоящему времени одномерные волны в пузырьковой жидкости хорошо изучены [1–3] и на данный момент активно исследуются двумерные волны. Одной из интереснейших задач волновой динамики пузырьковой жидкости, в которой ярко проявляются многомерные эффекты, является взаимодействие ударной волны с пузырьковым кластером в жидкости.

Пусть в канале, заполненном жидкостью, находится прилегающая к одному из торцевых границ канала пузырьковая зона в форме сферы (Рис.1). Рассмотрим двумерные волновые возмущения. Такая ситуация может реализоваться, например, при воздействии на систему граничным давлением ($p = p^0(r, t)$ при $z = z_0$, где R_{cl} – характерный радиус пузырьковой области, R_c – радиус канала, L_c – длина канала, ΔP_0 – амплитуда волны давления).

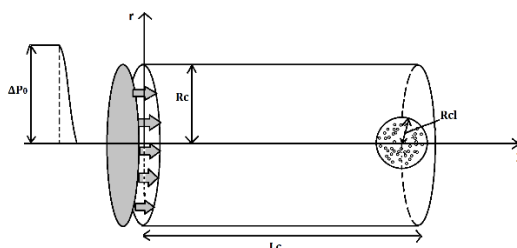


рис.1. Схематическое изображение расчетной области

Для описания движения пузырьковой жидкости при обычных для таких систем допущениях примем систему, состоящую из уравнений масс, числа пузырьков, импульсов и давления в пузырьках в односкоростном приближении [1]:

$$\frac{d\rho_i}{dt} + \rho_i \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0 \quad (i = l, g), \quad \frac{dn}{dt} + n \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \quad \rho \frac{du}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial x} = 0, \quad \rho \frac{dv}{dt} + \frac{\partial p_l}{\partial y} = 0, \quad \rho = \rho_g + \rho_l,$$

$$\frac{dp_g}{dt} = -\frac{3\gamma p_g}{a} w - \frac{3(\gamma-1)}{a_0} q, \quad w = \frac{da}{dt}, \quad \left(\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u \frac{\partial}{\partial x} + v \frac{\partial}{\partial y} \right), \quad \alpha_l + \alpha_g = 1, \quad \rho_i = \rho_i^0 \alpha_i, \quad \alpha_g = \frac{4}{3} \pi n a^3,$$

где a – радиус пузырьков, p_i – давления фаз, q – интенсивность теплообмена, n – число пузырьков в единице объема, w – радиальная скорость пузырьков, ρ_i^0 – истинные плотности фаз, γ – показатель адиабаты для газа, α_i – объемные содержания фаз. Скорости u и v соответствуют движению по координатам x и y . Нижними индексами $i=l, g$ отмечены параметры жидкой и газовой фаз.

Результаты численных расчётов представлены на *рисунках 2 и 3*. Было рассмотрено влияние величины начального импульса на максимальное давление, которое возникает в разных сферических кластерах. Сперва был зафиксирован радиус канала $R_c = 0.05$ м. и варьировалось объемное содержание пузырьков в кластере $\alpha_i = (0.001, 0.01, 0.02, 0.03)$ это рисунок 2. Далее было зафиксировано уже объемное содержание $\alpha_i = 0.01$ и варьировался радиус канала $R_c = (0.025, 0.05, 0.075)$ м это рисунок 3.

На рисунке 2 представлены расчеты при форсированном радиусе $r=0.05$ м. Из рисунка 2 можно сделать вывод, что для объемного содержания пузырьков $\alpha_i = 0.001$ основную роль в кумуляции волнового импульса играет геометрия пузырькового кластера и увеличение давления имеет линейный вид. При этом для случая пузырьков областей с объемным содержанием 0.01-0.03 видно, что в системе фиксируются большие значения давления. Это можно связать с более длительным временем, потраченным на достижение фронтом волны середины завесы, из-за низкой скорости волны в пузырьковой области для данных объемных содержаний. Так же можно заметить, что при давлении до 10 атмосфер нет существенной разницы какое объемное содержание использовать при данном радиусе пузырьковой завесы.

На рисунке 3 представлены расчеты при форсированном начальном объемном содержании пузырьков $\alpha_i = 0.01$. Можно заметить некое разделение графика на две части: до 10 атмосфер и после. Можно сделать следующий вывод: для достижения более высоких давлений при известном значении начальной амплитуды волны до 10 атмосфер лучше использовать небольшие завесы с маленьким объемным содержанием, например, 0.001. В случае же более сильных волн, например, с амплитудой свыше 10 атмосфер, лучше использовать завесы с большим радиусом и большим объемным содержанием.

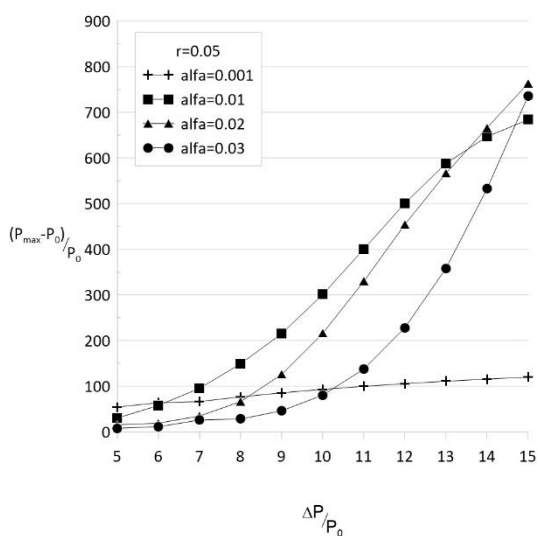


рис. 2. Зависимость максимального давления от силы начального импульса при разных объемных содержаниях.

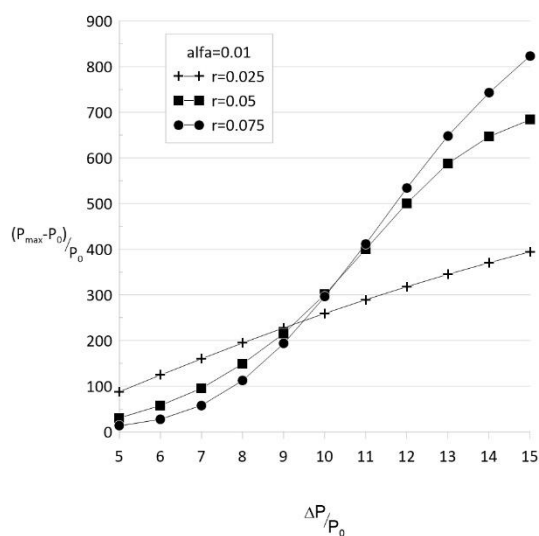


рис. 3. Зависимость максимального давления от силы начального импульса при разных радиусах пузырьковой завесы.

Список публикаций:

[1] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987, Т. 1,2.
 [2] Кедринский В.К. Гидродинамика взрыва: эксперимент и модели. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.
 [3] Накоряков В.Е., Покусаев Б.Г., Шрейбер И.Р. Волновая динамика газо- и парожидкостных сред. – М: Энергоатомиздат, 1990. – 248 с: ил.

