

## 16 - Акустика, гидро- и газодинамика

Ахметова Рина Ринатовна, магистрант 2 года обучения  
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт  
**Моделирование гидродинамических исследований на установившихся режимах закачки в низкопроницаемых коллекторах**  
Давлетбаев Альфред Ядгарович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [rinaahmetova@mail.ru](mailto:rinaahmetova@mail.ru) стр. 359

Бондарева Жанна Юрьевна, аспирант  
Таганрог, Южный Федеральный университет, Институт нанотехнологий, электроники и приборостроения  
**Исследование влияния дифракции на амплитудно-фазовые характеристики круглых гауссовых пучков**  
Тарасов Сергей Павлович, д.т.н.  
e-mail: [jeanne\\_bond@mail.ru](mailto:jeanne_bond@mail.ru) стр. 359

Гатиятуллин Данияр Тагирович, магистрант 2 года обучения  
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт  
**Исследование воздействия ударных волн на железосодержащие руды и отходы**  
Шайхитдинов Рамиль Зайниевич, д.ф.-м.н.  
e-mail: [d9279315694@mail.ru](mailto:d9279315694@mail.ru) стр. 361

Жуков Иван Владимирович, магистрант 2 года обучения  
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физико-технический  
**Моделирование движения высококонцентрированной среды в канале при обтекании препятствия**  
Шваб Александр Вениаминович, д.ф.-м.н.  
e-mail: [ghoulghost@inbox.ru](mailto:ghoulghost@inbox.ru) стр. 362

Зыкова Анжелика Игоревна, аспирант 1 года обучения  
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физико-технический  
**Влияние повышенных начальных температур на параметры выстрела**  
Ищенко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.  
e-mail: [Arven2022@mail.ru](mailto:Arven2022@mail.ru) стр. 363

Ильин Владимир Алексеевич, доцент  
Пермь, Пермский государственный национальный исследовательский университет, физический  
**Конвекция диэлектрической жидкости в электрическом поле горизонтального конденсатора при подогреве снизу**  
e-mail: [ilin1@psu.ru](mailto:ilin1@psu.ru) стр. 364

Кабанова Полина Константиновна, 4 курс  
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический  
**Численное моделирование раскрытия трещины ГРП в неоднородном пласте**  
Аксаков Алексей Владимирович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [polyka-95@mail.ru](mailto:polyka-95@mail.ru) стр. 366

Картавцева Ирина Александровна, 4 курс  
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт  
**Математическое моделирование фильтрации жидкости к скважине с учетом влияния ствола скважины и наличия скин-зоны**  
Хабибуллин Ильдус Лутфурахманович, д.ф.-м.н.  
e-mail: [irina-kartavceva@mail.ru](mailto:irina-kartavceva@mail.ru) стр. 367

Кропачева Анастасия Сергеевна, 4 курс  
Пермь, Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет, физический  
**Динамика свободного ядра в неравномерно вращающейся сферической полости с жидкостью**  
Субботин Станислав Валерьевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [ankropacheva31@gmail.com](mailto:ankropacheva31@gmail.com) стр. 368

Пожаров Андрей Юрьевич, 1 курс  
Ростов-на-Дону, Южный федеральный университет, психологии и педагогики  
**Гигантский деформационный отклик при изгибном лэмбовском движении волны типа s0 в тонкопленочной пьезоструктуре**  
Радченко Григорий Сергеевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [pozharova49@mail.ru](mailto:pozharova49@mail.ru) стр. 369

Сагидуллин Рамиль Камильевич, магистрант 2 года обучения  
Уфа, Башкирский государственный университет, Физико-технический институт  
**Исследование возможности получения нанопорошков тригидрата алюминия методом электрогидродара**  
Шайхитдинов Рамиль Зайниевич, д.ф.-м.н.  
e-mail: [sagidullin\\_1993@mail.ru](mailto:sagidullin_1993@mail.ru) стр. 371

Сидоров Алексей Дмитриевич, аспирант 1 года обучения  
Томск, Национальный исследовательский Томский государственный университет, физико-технический  
**Методика оценки условий заряжения для баллистического эксперимента с применением присоединенного заряда**  
Ищенко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.  
e-mail: [alex\\_sid92@mail.ru](mailto:alex_sid92@mail.ru) стр. 372

Ступникова Анастасия Вячеславовна, 2  
Пермь, Пермский национальный исследовательский политехнический университет, прикладной математики и механики  
**Устойчивость стационарной тепловой конвекции в квадратной полости с движущейся стенкой в маломодовом приближении**  
Шарифулин Альберт Нургалиевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [stypnast2014@yandex.ru](mailto:stypnast2014@yandex.ru) стр. 373

Терентьева Дарья Владимировна, магистрант 2 года обучения  
Уфа, Башкирский государственный университет, физико-технический институт  
**Моделирование гидродинамических исследований на установившихся режимах при давлениях ниже давления насыщения**  
Иващенко Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н.  
e-mail: [dasha-terentyeva@mail.ru](mailto:dasha-terentyeva@mail.ru) стр. 374

Хватов Александр Александрович, аспирант  
Санкт-Петербург, Санкт-Петербургский государственный морской технический университет, естественно-научного и гуманитарного образования  
**Модель гасителя вибраций в рамках теории Флоке**  
Сорокин Сергей Владиславович, д.т.н.  
e-mail: [matematik@student.su](mailto:matematik@student.su) стр. 375

Юлдашалиев Дилшод Кулдошалиевич, соискатель  
Фергана, Ферганский государственный университет, физико-математический  
**Свободопоточный микроГЭС с мощностью 1 килоВатт**  
Каримов Баходир Хошимович, к.ф.-м.н.  
e-mail: [b\\_karimov48@mail.ru](mailto:b_karimov48@mail.ru) стр. 376

Яцких Алексей Анатольевич, аспирант 3 года обучения  
Новосибирск, Институт теоретической и прикладной механики им.С.А. Христиановича СО РАН  
**Экспериментальное исследование развития волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое**  
Косинов Александр Дмитриевич, д.ф.-м.н.  
e-mail: [73.yatskikh@gmail.com](mailto:73.yatskikh@gmail.com) стр. 377

## Моделирование гидродинамических исследований на установившихся режимах закачки в низкопроницаемых коллекторах

*Ахметова Рина Ринатовна*

*Асалхузина Гузьяль Фаритовна*

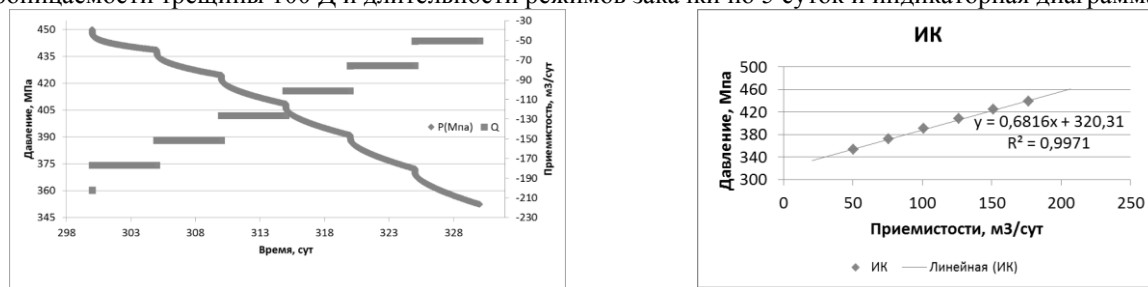
*Башкирский государственный университет*

*Давлетбаев Альфред Ядгарович, к.ф.-м.н.*

*[rinaahmetova@mail.ru](mailto:rinaahmetova@mail.ru)*

В последние годы в разработку активно вовлекаются коллектора с низкой проницаемостью пласта. Из-за значительной длительности «традиционных» видов гидродинамических исследований (ГДИС) методами КПД и КВД на таких пластах на практике активно применяются и развиваются «малозатратные» технологии ГДИС. [1] Одним из наиболее распространенных методов «малозатратного» вида ГДИС в нагнетательных скважинах являются исследования на установившихся режимах закачки (методом построения индикаторных диаграмм). Данный вид ГДИС позволяет оценить пластовое давление и коэффициент приемистости скважины.

Для оценки пластового давления и коэффициента приемистости нагнетательной скважины рассмотрена численная модель элемента девятиточечной системы разработки, которая состоит из трех добывающих скважин с трещинами ГРП и одной нагнетательной скважины с трещиной автоГРП. [2] Моделируется работа скважин при постоянном забойном давлении в течение 300 суток, далее в нагнетательной скважине проводится последовательная смена режимов работы при различных значениях приемистости. На *рис. 1* представлены график изменения давления во времени и приемистости в нагнетательной скважине при проницаемости пласта 1 мД, проницаемости трещины 100 Д и длительности режимов закачки по 5 суток и индикаторная диаграмма.



*рис.1. Пример изменения давления в скважине и расхода жидкости при моделировании исследования на установившихся режимах закачки и индикаторная диаграмма*

В данной работе выполнены численные расчеты при различных проницаемостях пласта ( $k = 0.1, 1, 10, 100$  мД), проницаемостях трещины автоГРП (100Д) и различных длительностях режимов закачки ( $t=0.1, 0.5, 1, 3, 5, 10, 20, 25, 50, 100$  сут.). Полученные расчеты сравнивались с давлением на контуре питания в численной модели. При увеличении проницаемости пласта уменьшается разница между давлением, полученным по индикаторной диаграмме и давлением на контуре питания в численной модели.

Список публикаций:

[1] Дейк Л.П. *Практический инжиниринг резервуаров.* - Москва-Ижевск: 2008. 668с

[2] Кудряшов С.И., Бачин С.И. и др. // *Нефтяное хозяйство.* - 2005, март. - с. 80.

## Исследование влияния дифракции на амплитудно-фазовые характеристики круглых гауссовых пучков

*Бондарева Жанна Юрьевна*

*Бондарева Елена Юрьевна*

*Южный федеральный университет*

*Тарасов Сергей Павлович, д.т.н.*

*[jeanne\\_bond@mail.ru](mailto:jeanne_bond@mail.ru)*

Исследование недр Мирового океана является актуальной задачей в условиях нарастающего дефицита минеральных ресурсов и топлива. Гидроакустика, как наука, и гидроакустические антенны, как инструмент, уже используется для решения этой задачи повсеместно. На настоящий момент гидроакустическое приборостроение уже обеспечило предельно достижимые параметры гидроакустической техники, поэтому ключевой задачей становится получение нового объема первичных данных. В этом плане весьма перспективной представляется идея использования в качестве источников и приемников гидроакустических сигналов, так

называемых, параметрических излучающих и приемных антенн, принцип действия которых основан на нелинейном взаимодействии акустических волн.

При разработке параметрических гидроакустических антенн необходимо учитывать ряд факторов, оказывающих влияние на распространение акустических сигналов в реальной среде [1]. Целью данной работы является исследование амплитуды и фазы колебаний, формируемых круглыми преобразователями в условиях дифракции. Круглые пучки с гауссовым распределением амплитуды описываются выражением

$$Amp(r) = \left| \frac{p}{\sqrt{\frac{z^2}{a^2}}} \cdot \exp \left[ -\frac{r^2}{a^2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{z^2}{l_d^2}} \right] \right|, \quad (1)$$

где  $Amp(r)$  – зависимость амплитуды сигнала от расстояния  $r$ ;  $p$  – звуковое давление,  $z$  – координата вдоль направления распространения волны  $z = 0, 0,1 \dots 100$ ;  $a$  – радиус антенны;  $l_d$  – длина зоны дифракции.

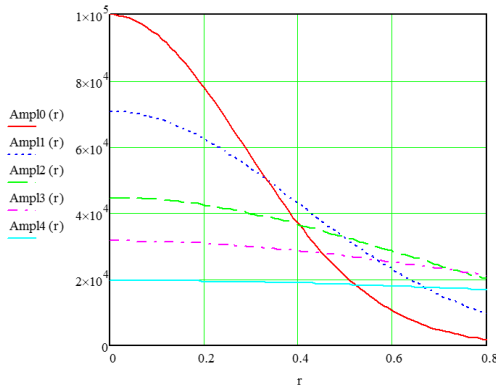


рис.1. Зависимость ширины поперечного распределения амплитуды в гауссовом пучке под влиянием дифракции

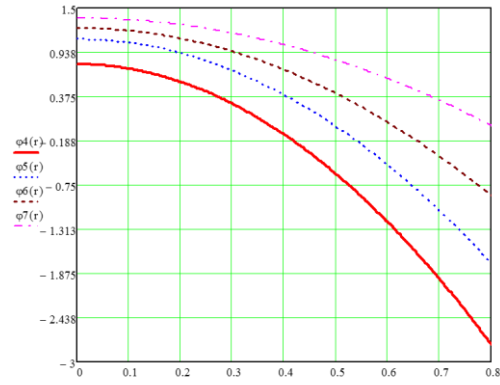


рис.2. Зависимость фазового фронта гауссова пучка от дифракции

Для рис. 1 зависимости  $Amp0(r)$  соответствует зависимости  $\frac{z}{l_d} = 0$ ; для зависимости  $Amp1(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 0,5$ ; для зависимости  $Amp2(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 1$ ; для зависимости  $Amp3(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 2$ ; для зависимости  $Amp4(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 3$ . Согласно известной теории дифракция в гауссовом пучке приводит к искривлению фазового фронта, что можно рассчитать по формуле

$$\varphi(r) = \arctg \left( \frac{z}{l_d} \right) - \frac{r^2}{a^2} \cdot \frac{\frac{z}{l_d}}{1 + \frac{z^2}{l_d^2}}, \quad (2)$$

где  $\varphi(r)$  – зависимость фазы сигнала от расстояния  $r$ .

Для рис. 2 зависимости  $\varphi4(r)$  соответствует значение  $\frac{z}{l_d} = 1$ ; зависимости  $\varphi5(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 2$ ; зависимости  $\varphi6(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 3$ ; зависимости  $\varphi7(r)$  –  $\frac{z}{l_d} = 5$ .

В ходе работы была исследована зависимость амплитуды и фазового фронта круглых гауссовых пучков от дифракции, а также построены графические отображения влияния дифракции на распространение высокочастотных волн. Проанализировав полученные результаты можно сделать следующие выводы:

1) При увеличении соотношения  $\frac{z}{l_d}$  от 0 до 5 ширина поперечного распределения амплитуды увеличивается. Такое соотношение может быть эффективным при тщательном сканировании акватории, например, при поиске мелких объектов. Для распространения акустического сигнала на дальние и сверхдальние расстояния, например, в целях передачи информации, необходимо стремиться к уменьшению ширины поперечного распределения амплитуды.

2) Влияние дифракции на изменение фазового фронта при соотношении  $\frac{z}{l_d} > 1$  и  $\frac{z}{l_d} < 1$  различно. При изменении соотношения  $\frac{z}{l_d}$  в пределах от 0 до 1 фазовый фронт уменьшается, достигая максимума искривления при  $\frac{z}{l_d} = 1$ . В случае  $\frac{z}{l_d} > 1$  наблюдается увеличение фазового фронта.

Список публикаций:

[1] Воронин В.А., Тарасов С.П., Тимошенко В.И. // Гидроакустические параметрические системы. – Ростов н/Д: Ростиздат, 2004 г. – с.10-24.

## Исследование воздействия ударных волн на железосодержащие руды и отходы

*Гатиятуллин Данияр Тагирович*

*Сагидуллин Рамиль Камильевич*

*Башкирский государственный университет*

*Шайхитдинов Рамиль Зайниевич, д.ф.-м.н.*

*[d9279315694@mail.ru](mailto:d9279315694@mail.ru)*

Добыча руд и производство цветных и редких металлов с каждым годом возрастают. В то же время качество перерабатываемых руд и содержание в них металлов непрерывно снижается. Поэтому в отличие от прошлых лет, когда некоторые руды с высоким содержанием свинца, меди или олова направлялись непосредственно на металлургическую плавку, руды цветных и редких металлов, добываемые в настоящее время, непригодны для непосредственного получения из них металла, и переработка их экономически невыгодна без предварительного обогащения.

Руды цветных и редких металлов отличаются сложностью минерального и химического состава. В большинстве своем они являются комплексными, полиметаллическими, содержащими несколько цветных и редких металлов в виде минералов, совместное присутствие которых затрудняет или исключает применение металлургических процессов без предварительного разделения их методами обогащения.

Целью работы является разработка экологически чистой (т.е. без применения хим. реагентов) и экономически эффективной технологии обогащения железосодержащих руд и отходов. В нашей лаборатории разработан способ обогащения, суть которого заключается в синергетическом воздействии мощных ударных волн и кавитации. Благодаря этим эффектам достигается мелкодисперсное измельчение обрабатываемого продукта. Важным моментом является то обстоятельство, что измельчение происходит на границе фаз, что в дальнейшем обеспечивает «чистую» сепарацию. Во время процесса обработки образуются кратковременное высокое давление, и высокие температуры, что способствует конверсии немагнитной руды (трехвалентное железо) в магнитный продукт (четырёхвалентное), что можно легко выделить магнитной сепарацией.

Нашим коллективом разработан и изготовлен лабораторный стенд по обогащению железосодержащих руд и отходов. В ходе работы получили результаты, представленные в таблице. В таблице нулевой образец 1 – это железосодержащая руда, которая подверглась двум обработкам в течение 1 минуты, каждая обработка. Нулевой образец 2 – это железосодержащие отходы.

Состав	Содержание, % масс.		
	Нулевой образец 1	1 обработка	2 обработка
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	52,125	65,082	88,329
SiO <sub>2</sub>	30,125	22,977	7,798
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	12,530	8,959	2,055
	Нулевой образец 2	1 обработка	2 обработка
Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	31,320	54,021	80,034
SiO <sub>2</sub>	65,521	36,230	15,920
Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	4,23	3,020	1,62

Таким образом, в результате экспериментальных исследований установлено, что ударные волны, максимально раскрывая зерна полезного компонента, значительно могут повысить эффективность традиционных методов обогащения (гравитационного, флотационного).

## Моделирование движения высококонцентрированной среды в канале при обтекании препятствия

**Жуков Иван Владимирович**

Томский государственный университет

Шваб Александр Вениаминович

[ghoulghost@inbox.ru](mailto:ghoulghost@inbox.ru)

Известно, что реологические свойства высококонцентрированной гранулированной среды, при использовании условия скольжения среды на стенке, близки со свойствами ньютоновской жидкости, что, в свою очередь, позволяет использовать уравнения Навье–Стокса для течения высококонцентрированной гранулированной среды в вертикальных каналах. Математическая модель гидродинамики плотного слоя основывается на уравнениях вязкой жидкости с постоянным коэффициентом эффективной вязкости и с использованием условий частичного скольжения среды на твердой поверхности. В такой постановке математическая модель позволяет получить адекватные опытным данным распределение поля вектора скорости. В работе также представлено влияние режимных и геометрических параметров на закономерности динамики высококонцентрированной гранулированной среды.

Рассматривается течение зернистой среды в плоском канале при обтекании препятствия, имеющего квадратную форму (рис. 1).

Гранулированная среда поступает в канал сверху и, под действием силы тяжести, обтекает препятствие и покидает камеру. Уравнения переноса импульса и неразрывности в безразмерном виде описываются системой:

$$\begin{aligned} \frac{\partial U_x}{\partial \tau} + U_x \frac{\partial U_x}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_x}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 U_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_x}{\partial y^2} \right); \\ \frac{\partial U_y}{\partial \tau} + U_x \frac{\partial U_y}{\partial x} + U_y \frac{\partial U_y}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 U_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 U_y}{\partial y^2} \right); \end{aligned} \quad (1)$$

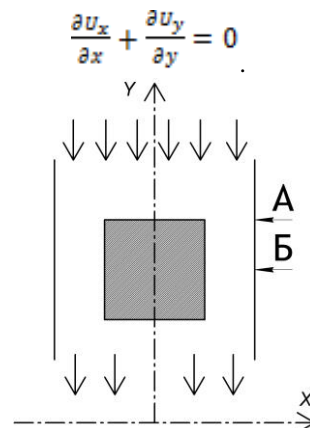


рис. 1. Плоский канал с препятствием, имеющим квадратную форму

Для достоверности численного решения поставленная задача также решалась в переменных «вихрь-функция тока», которая имеет вид:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \psi}{\partial \tau} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \psi}{\partial y^2} &= -\Omega; \\ \frac{\partial \Omega}{\partial \tau} + U_x \frac{\partial \Omega}{\partial x} + U_y \frac{\partial \Omega}{\partial y} &= \frac{1}{Re} \left( \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Omega}{\partial y^2} \right). \end{aligned} \quad (2)$$

На стенке использовались условия частичного скольжения зернистой среды, которая в физических переменных и в переменных функции тока – вихрь имеет соответственно вид:

$$-\left(\frac{\partial U_x}{\partial n}\right)_w = \beta(U_x)_w; \quad \Omega_w = \frac{2(\psi_{w+1} - \psi_w)}{r_w \Delta r^2} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{1}{\beta \Delta r} + \frac{1}{\beta r_w}\right)}; \quad U_s = U_w = \frac{\Omega_w}{\beta}. \quad (3)$$

Решение системы уравнений в переменных скорость – давление проводилось методом расщепления полей скорости и давления на разнесенной разностной сетке. Конвективные и диффузионные слагаемые расписывались с помощью экспоненциальной схемы. Системы уравнений (1) и (2) приводились к системе

нестационарных уравнений переноса в дельта-форме, каждое из которых решалось с помощью неявной обобщенной схемы переменных направлений.

Достоверность математической модели проверялась сравнением численного решения задачи о движении высококонцентрированной гранулированной среды в плоском канале при обтекании препятствия с экспериментальными данными [1], которое представлено на (рис.2) (сечение А, рис.1) и (рис.3) (сечение Б, рис.1). Расчеты были проведены при параметрах  $\beta = 0.5$ ,  $Re = 0.125$

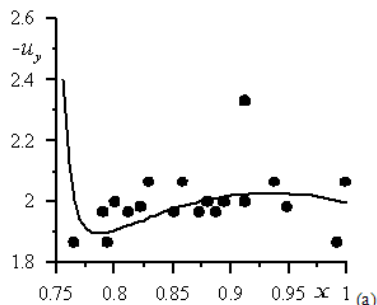


рис.2. Сравнение численного решения с экспериментальными данными в сечении А

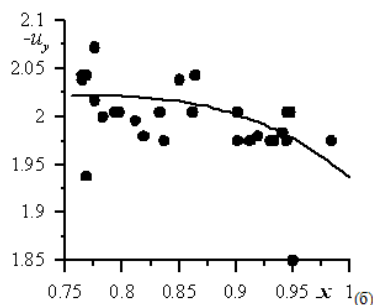


рис.3. Сравнение численного решения с экспериментальными данными в сечении Б

Предложенная математическая модель для расчета движения высококонцентрированной гранулированной среды показало хорошее соответствие с опытными данными. Таким образом, такой подход позволяет применять разработанную модель для расчета процессов смешения, дозирования, усреднения и перемещения зернистых сред в плотном слое.

Список публикаций:

[1] Nedderman R., S. Davies and D. // Powder Technology. 1980. Vol. 25. №2. P.215-223.

## Влияние повышенных начальных температур на параметры выстрела

*Зыкова Анжелика Игоревна*

*Касимов Владимир Зинатович, Дьячковский Алексей Сергеевич, Саморокова Нина Михайловна*

*Томский государственный университет*

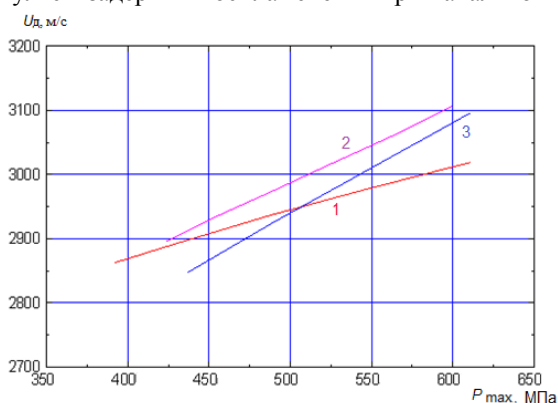
*Ищенко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.*

*[Arven2022@mail.ru](mailto:Arven2022@mail.ru)*

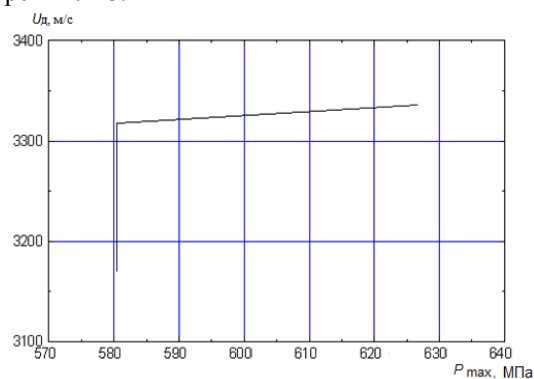
Одним из важнейших параметров для артиллерийских систем является дульная скорость снаряда. Одним из способов ее повышения является нетрадиционная схема выстрела с использованием помимо порохового заряда в камере сгорания так же дополнительного присоединенного заряда (ПЗ). ПЗ – это перспективное высокоэнергетическое топливо нового образца, которое располагается сразу же за снарядом и горит с одного конца, выталкивая снаряд перед собой и обеспечивая дополнительное ускорение. Оптимальный результат без повышения давления в камере при использовании ПЗ получается в том случае, когда воспламенение ПЗ происходит после достижения максимума давления. Это особенно сложно достигается при повышенных температурах, потому что повышенные температуры приводят к более быстрому воспламенению ПЗ, нежели при низких температурах. Наиболее практичным механизмом обеспечения задержки является конструкция с химическим замедлителем. При расчетах использовались математическая модель [1], а так же программный комплекс [2], разработанные в НИИ ПММ ТГУ, где присутствие химического замедлителя моделируется импульсом задержки воспламенения (топливо воспламеняется при достижении импульсом давления на фронте горения значения  $I_1$ ).

Целью данной работы было проведение параметрических расчетов для определения импульсов задержки воспламенения, оптимальных для начальных температур + 20 °С и + 40 °С. Под оптимальными импульсами задержки будут пониматься такие значения этого параметра, которые позволяют топливу своевременно догореть, пока снаряд не покинул канал ствола и позволит ему развить наиболее высокую дульную скорость, которую возможно получить при заданных условиях заряжания. В лабораторных экспериментах использовался инертный модельный снаряд фиксированной массы, зерненный пороховой заряд, ПЗ из перспективного топлива в полиэтиленовом контейнере. В экспериментах измерялись давление в камере установки, скорость снаряда при движении по стволу и в момент вылета. Параметрические расчеты проводились для условий данной модельной установки, для данного снаряда и типа порохового и присоединенного заряда.

Для выполнения работы были использованы параметры закона горения этого типа топлива для начальных температур заряда + 20 °С и + 40 °С, полученные в качестве параметров согласования математической модели на основе сравнения экспериментальных и расчетных данных. В ходе исследования импульсы задержки менялись вместе с массой пороха и ПЗ, проверялось изменение дульной скорости и максимального давления в камере сгорания. Таким образом, на *рис. 1* представлены подобранные оптимальные импульсы задержки воспламенения  $I_1$ , при которых достигаются наилучшие значения дульной скорости в допустимом диапазоне давления (600 МПа) при начальной температуре + 20 °С, а на *рис. 2* - оптимальные импульсы задержки воспламенения при начальной температуре + 40 °С.



1 – Изменялась масса пороха,  $I_2=0,26$  МПа·с;  
 2 – Изменялась масса ПЗ,  $I_2=0,26$  МПа·с;  
 3 – Изменялась масса пороха,  $I_2=0,3$  МПа·с;  
*рис. 1.* Зависимость дульной скорости снаряда от максимального давления при различных импульсах задержки воспламенения, массе пороха и массе ПЗ при начальной температуре + 20 °С



*рис. 2.* Зависимость дульной скорости снаряда от максимального давления при различных значениях импульса задержки воспламенения, массы пороха и ПЗ

В ходе данной работы проведено параметрическое исследование для определения возможности увеличения дульной скорости снаряда в диапазоне давлений не больших 600 МПа (предельные возможности установки). Получены оптимальные для данных условий значения импульсов задержки воспламенения. Для начальной температуры + 20 °С дульную скорость снаряда удалось повысить на 14,6 % значения, полученного в эксперименте, при импульсе задержки воспламенения равном 0,26 МПа·с. Для начальной температуры + 40 °С на 22,4 % относительно значения, полученного в эксперименте - при импульсе задержки воспламенения равном 0,41 МПа·с.

*В статье использованы результаты, полученные в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.*

Список публикаций:

- [1] Иценко А. Н., Касимов В. З. //Математическая модель и программный комплекс для теоретического исследования внутрибаллистических процессов в ствольных системах: Учеб. пособие // Издательский Дом Томского государственного университета. – Томск, 2015.  
 [2] Касимов В. З. //Программный комплекс для расчета внутрибаллистических процессов в ствольных системах // Известия РАРАН. -2005. -№1. -С. 70-76.

## Конвекция диэлектрической жидкости в электрическом поле горизонтального конденсатора при подогреве снизу

*Ильин Владимир Алексеевич*

*Пермский государственный национальный исследовательский университет*

*[ilin1@psu.ru](mailto:ilin1@psu.ru)*

Движение слабопроводящих жидкостей в электрическом поле привлекает внимание тем, что представляет собой способ прямого преобразования энергии электрического поля в энергию движения жидкой среды [1–4]. Поведение гидродинамических систем в электрическом поле имеет ряд особенностей, связанных с характером возникновения заряда в жидкости и взаимодействием его с внешним полем. Электрическое поле может привести к резонансным явлениям, связанным с резким понижением порога конвекции, усилением или ослаблением её интенсивности. С практической точки зрения знание законов действия электрического поля на



конвективные течения актуально в связи с проблемой эффективного управления конвекцией, тепло- и массопереносом в различных технологических ситуациях, в частности, в электрогидродинамических насосах.

Основоположником электрогидродинамики в нашей стране принято считать Г. А. Остроумова [1]. На сегодняшний день вопросами электрогидродинамики занимается множество исследователей [2–6]. Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ в этой области вплоть до настоящего времени объяснение электрогидродинамических эффектов недостаточно изучено, что порождает необходимость их дальнейшего изучения [6]. Непредсказуемость этих эффектов обусловлена нелинейным и сложным характером физико-химических процессов, что вызывает трудности их исследования.

В настоящей работе в рамках электрогидродинамического приближения исследована электроконвекция неизотермической слабопроводящей жидкости в постоянном электрическом поле горизонтального конденсатора при униполярной инжекции заряда с катода. Инжекционный механизм зарядообразования считается основным. Инжектируемый заряд взаимодействует с внешним электрическим полем, движется через слой жидкости, в результате чего она может прийти в движение. Используется модель униполярной инжекции, предложенная в работе [7]. Эта модель объясняет ряд опытных данных. Согласно этой модели инжектируемая в жидкость плотность заряда прямо пропорциональна напряжённости электрического поля в конденсаторе.

Задача решалась методом конечных разностей. Изучена нелинейная динамика режимов. Рассмотрен случай подогрева снизу. Нагрев сверху рассмотрен в работе [8]. Для вычислений выбиралась прямоугольная ячейка с пространственными размерами  $L_z = 1$ ,  $L_x = 2$ . Использовались условия периодичности. Расчёты проведены при разных значениях числа Рэлея Ra. Обнаружены два режима стационарной конвекции, между которыми наблюдались гистерезисные переходы [9]. На рис. 1 представлены результаты расчётов зависимости максимальной функции тока  $\psi_m$  от электрического параметра  $T_e$  для  $Ra = 500$ .

Было обнаружено, что электроконвекция возникает мягким образом при  $T_e = 4.4 \cdot 10^3$ , что согласуется с данными линейной теории, и наблюдается режим 1 с маленькой интенсивностью вихрей. С ростом поля при  $T_e = 5.7 \cdot 10^3$  происходит переход к режиму конвекции 2 с большей интенсивностью вихрей. При вычислении методом продолжения по параметру обнаружено, что при движении в пространстве параметров справа налево режим 2 существует до  $T_e = 1.5 \cdot 10^3$ . При меньшем  $T_e$  затухают все возмущения и устанавливается равновесие. В интервале  $1.5 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 4.3 \cdot 10^3$  в зависимости от начальных условий в системе будет либо равновесие, либо стационарный режим 2, в интервале  $4.4 \cdot 10^3 \leq T_e \leq 5.6 \cdot 10^3$  реализуется либо режим 1, либо режим 2. При  $T_e > 5.6 \cdot 10^3$  сколь угодно малые возмущения равновесия приводят систему к стационарному режиму 2.

Нелинейный анализ выявил, что электроконвекция может начаться жёстко, пороговым образом, при меньшем электрическом поле, чем предсказывает линейная теория. Построены карты нелинейных режимов при разных подогревах. При других значениях нагрева (других Ra) пороговые значения переходов меняются. Порог режима 2 (левая точка гистерезиса) при разных нагревах в среднем не меняется, порог режима 1 и правая точка гистерезиса уменьшаются с ростом нагрева. При малых Ra режим 2 возникает жестко раньше мягко возникающего режима 1. При больших Ra режим 1 начинается раньше режима 2.

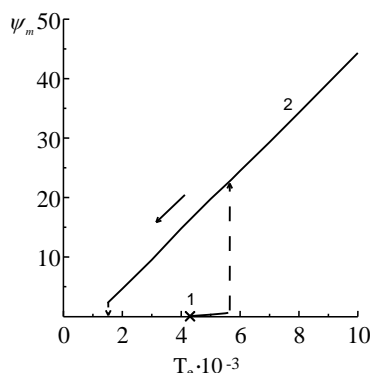


рис. 1. Зависимость максимальной функции тока от параметра  $T_e$  (1, 2 – два режима с разной интенсивностью вихрей)

Также рассмотрен случай слабой модуляции электрического поля. Для ряда параметров проведены численные расчёты нелинейного поведения электрогидродинамической системы. В дальнейшем планируется изучить влияние амплитуды и частоты модуляции на изменение порогов электроконвекции.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке гранта РФФИ (№17-01-00887).

Список публикаций:

- [1] Остроумов Г. А. Взаимодействие электрических и гидродинамических полей. М.: Физматгиз. 1972. 292 с.  
[2] Болога М. К., Гросу Ф. П., Кожухарь И. А. Электроконвекция и теплообмен. Кишинев: Штиинца, 1977. 320 с.  
[3] Стишков Ю. К., Остапенко А. А. Электродинамические течения в жидких диэлектриках. Л.: Изд-во ЛГУ, 1989. 172 с.  
[4] Саранин В. А. Устойчивость равновесия, зарядка, конвекция и взаимодействие жидких масс в электрических полях. М.–Ижевск: НИЦ РХД, 2009. 332 с.  
[5] Pontiga F., Castellanos A. // *Phys. Fluids*. 1994. Vol. 6, No. 5. P. 1684–1701.  
[6] Жакин А. И. Электродинамика // УФН. 2012. Том 182, №5. С. 495–520.  
[7] Жакин А. И. // *Магнитная гидродинамика*. 1982. №2. С. 70–78.  
[8] Мордвинов А. Н. Смородин Б. Л. Электроконвекция при инъекции с катода и нагреве сверху // *Журнал экспериментальной и теоретической физики*. 2012. Том 14, вып.5. С. 97–105.  
[9] Ильин В. А. // *Журнал технической физики*. 2017. Том 87, вып. 1. С. 5–9.

## Численное моделирование раскрытия трещины ГРП в неоднородном пласте

Кабанова Полина Константиновна

Башкирский государственный университет

Аксаков Алексей Владимирович, к.ф.-м.н.

[polyka-95@mail.ru](mailto:polyka-95@mail.ru)

Гидро разрыв пласта (ГРП) является одним из самых распространенных и эффективных методов увеличения нефтеотдачи. Этот метод основан на закачке в пласт флюида под высоким давлением, что способствует раскрытию естественных или образованию искусственных трещин.

Существует несколько моделей, используемых для моделирования трещин ГРП: двумерные (2D), трехмерные (3D), псевдотрехмерные (P3D) и планарные (PL3D) [1]. Большинство трещин ГРП моделируются с помощью моделей P3D и PL3D. Планарная модель точно описывает распространение трещины, но является вычислительно сложной. Псевдотрехмерные модели для упрощения расчетов используют приближенные решения, вследствие чего высота трещины, например, может быть рассчитана некорректно. Таким образом, возникает необходимость исследования этих методов и создания более точной численной модели трещины.

В данной работе исследуется профиль раскрытия вертикальной трещины ГРП с закрепленными концами ( $-c < y < c$ ) методом численного моделирования. Рассматривается пласт, для которого характерна слоистая неоднородность. Каждый слой имеют свои, постоянные по сечению слоя, модуль упругости и коэффициент Пуассона. Считаем, что раскрытие трещины обеспечивается постоянным давлением жидкости внутри трещины, а также гидростатическим давлением жидкости.

Математическая модель [2] для данной задачи включает дифференциальное уравнение равновесия в частных производных (1), обобщенный закон Гука (2), соотношение Коши для случая малых деформаций (3). Граничные условия учитывают, что на бесконечности все смещения и напряжения равны нулю, концы трещины закреплены, а раскрытие происходит за счет постоянного давления и гидростатического давления жидкости внутри трещины. Границы расчетной области ( $-l_x < x < l_x$ ,  $-l_y < y < l_y$ ) выбираются достаточно далеко от трещины.

$$-\sigma_{ij,j} = f_i, \quad (1)$$

$$\sigma_{ij} = \lambda \delta_{ij} u_{k,k} + 2\mu \varepsilon_{ij}, \quad (2)$$

$$\varepsilon_{ij} = \frac{1}{2} \left( \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right), \quad (3)$$

где  $\sigma_{ij}$  – тензор напряжений в точках поверхности тела,  $\sigma_{ij,j} = \sum_{j=1}^3 \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}$ ,  $f_i$  – объемная сила (сила тяжести),

$\varepsilon_{ij}$  – тензор деформаций,  $u_i$  – проекции вектора перемещений,  $u_{k,k} = \sum_{k=1}^3 \frac{\partial u_k}{\partial x_k}$ ,  $\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$ ,  $\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$

– коэффициенты Ламе,  $E$  – модуль Юнга,  $\nu$  – коэффициент Пуассона,  $\delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}$  – символ Кронекера.

Задача решалась с использованием метода конечных элементов, реализованного в пакете FreeFem++ [3]. Было исследовано раскрытие трещины в зависимости от давления жидкости внутри трещины и упругих свойств пласта. Также была исследована применимость приближенной схемы для расчета ширины раскрытия трещины [4].

Список публикаций:

- [1] Экономидес М., Олайни Р., Валько П. Унифицированный дизайн гидроразрыва пласта. От теории к практике // Москва-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2007. – 236 с.  
 [2] Морозов Н.Ф. Математические вопросы теории трещин // М.: Наука, 1984. - 256 с.  
 [3] Hecht F. FreeFem++. Third Edition, Version 3.19. Laboratoire Jacques-Louis Lions, Universit'e Pierre et Marie Curie, Paris.  
 [4] E.V. Dontsov, A.P. Peirce, 2015. Proppant transport in hydraulic fracturing: Crack tip screen-out in KGD and P3D models // Int. J. Solids Struct. 63, 206–218.

## Математическое моделирование фильтрации жидкости к скважине с учетом влияния ствола скважины и наличия скин-зоны

**Картавцева Ирина Александровна**

*Башкирский государственный университет*

*Хабибуллин Ильдус Лутфурахманович, д.ф.-м.н.*

*irina-kartavceva@mail.ru*

Модели гидродинамических исследований скважин (ГДИС) играют ключевую роль для контроля разработки нефтегазовых месторождений. Они используются для определения гидродинамических характеристик пласта с помощью кривых падения давления (КПД) и кривых восстановления давления (КВД). Установлено, что анализ КПД без учета влияния объема ствола скважины и неоднородности пласта (скин-эффект) приводит к существенным погрешностям. В связи с этим, в современных моделях ГДИС необходимо учитывать скин-фактор и коэффициент ВСС.

Нестационарная фильтрация однородной вязкой жидкости к одиночной скважине в бесконечном пласте при отличном от нуля значении скин-фактора в призабойной зоне пласта и при учете влияния объема ствола скважины описывается следующей задачей [1, 2]:

$$\chi \frac{\partial}{\partial r} \left( r \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{\partial P}{\partial t}, \quad r_w \leq r < \infty, \quad (1)$$

$$P(r, t = 0) = P(\infty, t) = P_0, \quad (2)$$

$$P_w(t) = P(r_w, t) - S r_w \frac{\partial P(r_w, t)}{\partial r}, \quad (3)$$

$$Q(t) = 2\pi \frac{kh r_w}{\mu} \frac{\partial P(r_w, t)}{\partial r} + C \frac{\partial P}{\partial t}, \quad (4)$$

где  $P(r, t)$  – значение давления в пласте в момент времени  $t$  на расстоянии  $r$  от центра скважины;  $P_0$  – начальное пластовое давление;  $P_w$  – давление в скважине на забое;  $P(r_w, t)$  – давление в скин-зоне;  $S$  – скин-фактор;  $C$  – коэффициент влияния ствола скважины;  $r_w$  – радиус скважины;  $k, h$  – проницаемость и мощность пласта;  $\mu$  – вязкость жидкости;  $\chi$  – коэффициент пьезопроводности пласта;  $Q(t)$  – дебит скважины на устье, первое слагаемое справа в (4) – дебит скважины на забое.

Задача (1) – (4) включает в себя все известные случаи эксплуатации одиночной скважины, позволяет определить следующие распределения давления:

1. в полубесконечном пласте, когда на забое скважины поддерживается постоянное давление;
2. в полубесконечном пласте, когда на забое скважины поддерживается постоянный дебит;
3. в полубесконечном пласте с учетом влияния объема ствола скважины;
4. в двухзональном пласте, при проницаемости ПЗП отличной от проницаемости основного пласта (т.е. при наличии скин-эффекта).

Поставленная задача решена методом преобразования Лапласа с использованием модифицированных функций Бесселя ненулевого порядка первого и второго родов [3]. Полученное выражение было упрощено с

учетом асимптотического представления этих функций. Оригинал решения найден с помощью формул из таблицы преобразования Лапласа.

По результату решения задачи было проведено исследование перепада давления в пласте. Величина этого перепада зависит от множества параметров, ключевыми из которых являются скин-фактор и коэффициент ВСС.

Список публикаций:

- [1] Hurst W. Establishment of the skin effect and its impediment to fluid flow into a wellbore. *Petroleum Engineer* 25 (1953). В-6.  
 [2] Эрлагер мл., Р. Гидродинамические методы исследования скважин. – М.; Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. – 512 с.  
 [3] А. Н. Тихонов, А. А. Самарский Уравнения математической физики, МГУ, Наука, 2004, 798 с.

## Динамика свободного ядра в неравномерно вращающейся сферической полости с жидкостью

**Кропачева Анастасия Сергеевна**

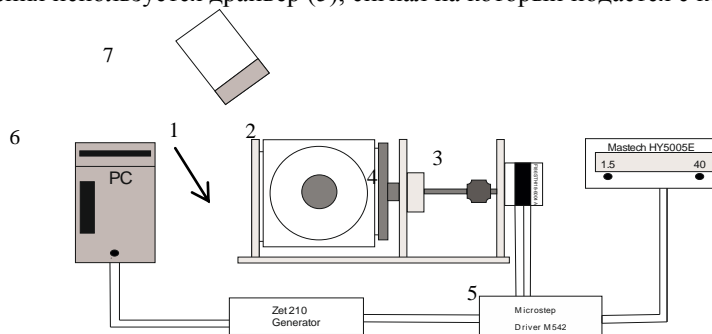
*Пермский государственный гуманитарно-педагогический университет*

Субботин Станислав Валерьевич, к.ф.-м.н.

[ankropacheva31@gmail.com](mailto:ankropacheva31@gmail.com)

Одной из главных задач в гидродинамике является изучение либраций. Либрации — периодические изменение осевой скорости вращения. Распространенным примером либраций, является вращение спутников планет. Данной тема является актуальной, потому что либрации играют важную роль в изучении ядер планет, которые свою очередь влияют на исследование внутренних структур, различные изменения полей планеты. Также исследуются, чем вызваны, и какой характер носят течения различных потоков в ядре. Кроме этого, моделирование помогает нам построить внутреннюю картину ядра планеты.

В данном исследовании, с помощью лабораторных экспериментов, рассматривается поведение сферического тела в либрирующей полости. На *рис.1* показана схема экспериментальной установки: легкое сферическое тело (1), с радиусом  $r$  и плотностью  $\rho$ , расположено в заполненной жидкостью сферической полости (2), радиусом  $R$  и вязкостью жидкости  $\nu$ . Кювета равномерно вращается вокруг горизонтальной оси с помощью шагового двигателя (3). Вращательное движение передается кювете с помощью карданной муфты (4). Для регулировки скорости вращения используется драйвер (5), сигнал на который подается с компьютера (6). Для визуализации используется камера (7).



*рис. 1. Схема экспериментальной установки*

Экспериментально исследуется динамика свободного ядра во вращающейся вокруг горизонтальной оси сферической полости, скорость вращения которой меняется по гармоническому закону:

$$\Omega(t) = \Omega_{rot}(1 + \varepsilon \sin(\Omega_{lib}t)) \quad (1)$$

где  $\Omega_{rot}$  – средняя скорость вращения полости,  $\Omega_{lib}$  – частота либрации,  $\varepsilon \equiv \Delta\varphi\Omega_{lib} / \Omega_{rot}$  – амплитуда модуляции,  $\Delta\varphi$  – угловая амплитуда либрации.

В отсутствие либраций ядро, плотность которого меньше плотности жидкости, в лабораторной системе отсчета под действием силы тяжести занимает стационарное положение на некотором расстоянии от оси вращения. При этом в системе отсчета полости ядро совершает поляризованные по кругу колебания относительно оси вращения, в результате чего приходит в равномерное отстающее дифференциальное вращение со скоростью [1].

Обнаружено, что неравномерное вращение полости приводят к возникновению осредненного течения, в результате которого свободное ядро приходит в дополнительное дифференциальное вращение. Динамика ядра

существенно зависит от частоты либрационного воздействия. Так, в случае либраций низкой частоты скорость дифференциального вращения непостоянна и периодически изменяется с частотой либраций  $\Omega_{\text{lib}}$ . При этом интенсивность дифференциального вращения возрастает пропорционально квадрату амплитуды модуляции  $\varepsilon$ . В свою очередь амплитуда угловых покачиваний ядра определяется отношением частоты либраций  $\Omega \equiv \Omega_{\text{lib}}/\Omega_{\text{rot}}$  и обратного времени спинапа  $1/\tau \approx E^{1/2}$ , где  $E \equiv v/\Omega_{\text{rot}}R^2$  – число Экмана,  $R$  – радиус полости, – кинематическая вязкость жидкости. При совпадении частоты либраций со скоростью вращения полости ( $\Omega=1$ ) траектория движения ядра относительно полости становится некруговой. В результате интенсивность отстающего дифференциального вращения ядра резонансным образом уменьшается.

*Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 16-31-60099).*

Список публикаций:

[1] Козлов В. Г., Козлов Н. В., Субботин С. В. // Докл. РАН. 2014. Т. 454. № 2. С. 173.

## Гигантский деформационный отклик при изгибном лэмбовском движении волны типа $s0$ в тонкопленочной пьезоструктуре

*Пожаров Андрей Юрьевич*

*Южный федеральный университет*

*Радченко Григорий Сергеевич*

*[pozharova49@mail.ru](mailto:pozharova49@mail.ru)*

Структуры с интенсивным движением лэмбовских волн вызывают повышенный интерес исследователей. Это связано с тем, что в случае, когда длина тонкой и узкой пластинки становится намного больше, чем размер в других направлениях, наблюдается ряд необычных эффектов. Природа этих явлений связана с распространением в этих структурах волновых деформационных полей. Характерные размеры деформаций в поперечном направлении в случае эйлеровской балки становятся сравнимыми с шириной образца. Это приводит к сильной гармонической зависимости электрического поля в образце от продольной координаты из-за изменения толщины образца. Рассмотрим пьезоэлектрическую пластину длины  $L$  ( $x$  – направление), ширины  $W$  ( $y$ -направление) и толщины  $d$  ( $z$ -направление). Ширина и толщина пластины предполагаются намного меньше, чем ее длина ( $W \ll L$ ,  $d \ll L$ ). Пластина поляризована вдоль оси  $z$ . Приложенное электрическое поле направлено вдоль оси  $z$  в поперечном направлении. Образец обладает трансверсальной изотропией физических свойств (типы симметрии 4mm, 6mm и  $\infty$ mm). Поверхности пластины предполагаются свободными. Так как пластинка тонкая и узкая, мы можем пренебречь механическими напряжениями  $T_2$  и  $T_3$  в  $y$ - и  $z$ - направлениях. На поверхности пластины, перпендикулярные оси  $z$ , нанесены тонкие металлические электроды (как правило, серебряные), которые создают электрическое поле внутри образца и деформируются при распространении волны. Так как потенциалы верхней и нижней поверхностей не равны, то существует  $z$  – компонента электрического поля ( $E_3$  в  $z$ -направлении). Уравнения для компонент тензора деформации  $S_1$  и компоненты вектора электрической индукции  $D_3$  могут быть записаны в следующей форме:

$$S_1(x) = s_{11}T_1(x) + d_{31}E_3(x); D_3(x) = d_{31}T_1(x) + \varepsilon_{33}E_3(x) \quad (1)$$

Здесь  $s_{11}$ ,  $d_{31}$  и  $\varepsilon_{33}$  это упругая податливость, трансверсальный пьезоэлектрический модуль и диэлектрическая проницаемость пластины соответственно. Уравнение акустических колебаний может быть записано в стандартной форме (2)

$$\rho \frac{\partial^2 u_j}{\partial t^2} = \frac{\partial T_{ij}}{\partial x_j} \quad (2)$$

Здесь  $u_j$  есть вектор деформации,  $\rho$  – есть плотность пластинки.

Получая из (1) выражение для механического напряжения  $T_1$ , подставляя его в (2) получаем дифференциальное уравнение (3)

$$\rho \omega^2 u_x - \frac{1}{s_{11}} \frac{d^2 u_x}{dx^2} = -\frac{d_{31}}{s_{11}} \frac{dE_3}{dx} \quad (3)$$

Электрическое поле в пластине может быть записано следующим образом:  $E_3(x) = \frac{U}{(d + u_z(x))}$ . Здесь  $U$

это приложенное напряжение,  $u_z$  есть смещение в  $z$ -направлении, которое совпадает с направлением

поляризации образца. После некоторых преобразований, учитывая, что в большинстве случаев мы имеем  $u_z \ll d$ , мы получаем дифференциальное уравнение (4) для вектора продольного смещения.

$$\rho \omega^2 u_x - \frac{1}{s_{11}} \frac{d^2 u_x}{dx^2} = \frac{d_{31}}{s_{11}} \frac{\mu U}{d^2} \frac{du_x}{dx} \quad (4)$$

Решая данное уравнение и используя граничные условия, мы получаем выражение для вектора деформации. Трансверсальный пьезокоэффициент может быть получен путем усреднения деформации и последующего деления на эффективное электрическое поле. Итого получаем:

$$d_{31}^* = 2 \frac{d_{31}}{\rho \cdot s_{11} L^2 \omega^2} \frac{(\exp(p_2 - p_1) + \exp(p_2 + p_1) - \exp(2p_2) - 1)}{(\exp(2p_2) - 1)} p_2 \quad (5)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$p_1 = \frac{d_{31} L s_{13} U}{2 d^2 s_{11}}, \quad p_2 = \frac{L}{2 d^2 s_{11}} \left( d_{31}^2 s_{13}^2 U^2 - 4 d^4 \rho s_{11}^3 \omega^2 \right)^{\frac{1}{2}}$$

Обычно  $p_1 \ll \pi$ . При  $p_1=0$  соотношение (5) переходит в обычную гармоническую модель [1]. Резонансная частота в рамках настоящей модели определяется формулой (6) и зависит от введенных выше параметров модели:

$$f_{res} = \frac{1}{4\pi L} \sqrt{\frac{4\pi^2 + \left( \frac{d_{31} L s_{13} U}{d^2 s_{11}} \right)^2}{\rho \cdot s_{11}}} \quad (6)$$

Результаты расчетов показаны на рис. 1.

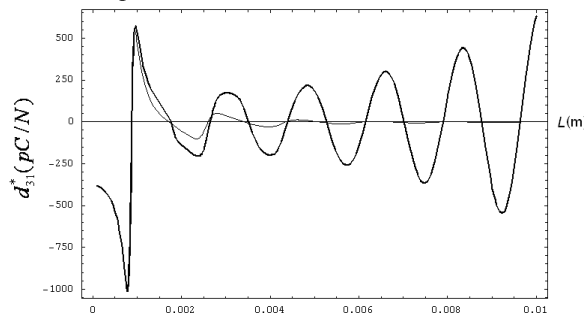


рис. 1. Зависимость действительной части эффективного пьезомодуля  $d_{31}^*$  от длины пластины в  $x$ -направлении согласно теории [1] (тонкая кривая) и согласно формуле (5), жирная кривая. Для расчетов взяты константы керамики ПКР-73, параметры модели следующие:  $U=1000$  В,  $\rho = 7500$  кг/м<sup>3</sup>,  $\epsilon_{33} / \epsilon_0 = 6000$ ,  $s_{11} = 17,9 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н,  $s_{13} = -6,8 \cdot 10^{-12}$  м<sup>2</sup>/Н  $d_{31} = -380$  пК/Н,  $d = 10$  мкм,  $f = 1,6$  МГц, коэффициент затухания  $\chi$  предполагался равным 106 рад/с.

Результаты расчетов позволили сформулировать следующие выводы:

1. Для наблюдения эффектов, вызываемых лэмбовскими волнами, требуются высокие частоты внешних воздействий и значительные внутренние электрические поля.
2. Для возбуждения значительных лэмбовских деформаций следует применять среды с наибольшим коэффициентом Пуассона.
3. Резонансная частота пластинчатого актюатора из керамики типа ПКР-73 падает с ростом величины  $d$ .

Список публикаций:

[1] У. Мэзон, Физическая акустика, Издательство «Мир». Москва. 1966. 589 стр.

# Исследование возможности получения нанопорошков тригидрата алюминия методом электрогидроудара

Сагидуллин Рамиль Камильевич

Гатиятуллин Данияр Тагирович

Башкирский государственный университет

Шайхитдинов Рамиль Зайниевич, д.ф.-м.н.

sagidullin\_1993@mail.ru

На сегодняшний день нанотехнологии развиваются с большой скоростью, в связи с чем, представляет научный и практический интерес разработка технологии получения нанопорошков. В свою очередь, изучение физико-химических свойств наночастиц позволяет применять их в различных отраслях промышленности (электроника, оптика, обрабатывающая промышленность, медицина и т.д.) для повышения качества производимой продукции.

Целью работы является проведение исследований возможности применения ударно-волнового воздействия на предварительно измельченный механическим способом тригидрат алюминия (ТГА) ( $Al(OH)_3$ ) для получения тонкодисперсного порошка. Отметим, что ТГА является основным компонентом для изготовления катализаторов, применяемых в нефтяной промышленности.

Ударные волны создавались в жидкой среде (техническая вода) путем подачи высоковольтного импульсного напряжения (до 15 кВ) на электроды, погруженные в проводящую жидкость. При этом происходит пробой, жидкость, получив ускорение от расширяющегося с большой скоростью канала разряда, перемещается от него во все стороны. Таким образом, на том месте, где происходит разряд, образуется кавитационная полость, что приводит к образованию первого гидравлического удара. После этого полость смыкается, создавая второй гидравлический удар.[1] Тем самым в реакторе образуются кратковременное высокое давление (до  $10^5$  атм), и высокие температуры (до 15000 К). Это приводит к разрушению твердых частиц, помещенных в жидкость. Разрыв химических связей происходит благодаря образованию волн, распространяющихся со звуковой и сверхзвуковой скоростью. Твердые частицы за счет движения волны сталкиваются друг с другом, что вызывает дополнительное их измельчение. Так же образуются мощные инфра- и ультразвуковые колебания, которые дополнительно диспергируют уже измельченные материалы. Благодаря образованию кавитации во время обработки, а также испарению уже измельченные материалы. Благодаря возрастанию статического давления, что положительно влияет на обработку веществ.

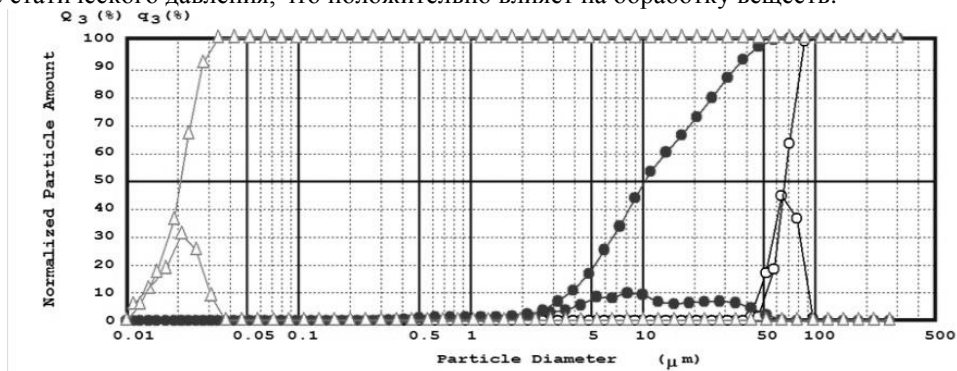


рис.1. Гранулометрический состав тригидрата алюминия ( $Al(OH)_3$ ) до и после обработки

Для проведения экспериментов нами был изготовлен генератор высоковольтных импульсов с регулируемой частотой. Обработке подвергались материалы различной твердости. В качестве примера на рис.1 приводятся результаты обработки ТГА. Как видно, ударно-волновое воздействие приводит к существенному изменению размеров частиц в сторону их уменьшения. Так, если средний диаметр до обработки имел 75 мкм, то обработка в большом реакторе уменьшает его до 10 мкм, а в маленьком составляет 0,02 мкм. Таким образом, при неизменных внешних параметрах обработки уменьшение диаметра реактора повышает эффективность измельчения.

Список публикаций:

[1] Юткин Л.А. // Электрогидравлическое дробление – Л.: ЛДНТП. 1959. С 36.

## Методика оценки условий заряжания для баллистического эксперимента с применением присоединенного заряда

**Сидоров Алексей Дмитриевич**

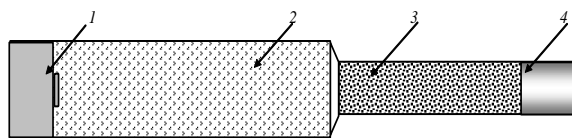
Зыкова Анжелика Игоревна, Саморокова Нина Михайловна

Томский государственный университет

Ищенко Александр Николаевич, д.ф.-м.н.

[alex\\_sid92@mail.ru](mailto:alex_sid92@mail.ru)

Существует проблема повышения дульной скорости  $V_d$  метаемого элемента (МЭ), являющаяся одной из основных задач внутренней баллистики ствольных систем. Традиционные способы повышения дульной скорости МЭ, например: увеличение длины ствола, повышение массы метательного заряда (МЗ) - практически исчерпали свой потенциал. Одним из способов решения проблемы повышения дульной скорости является применение нетрадиционной схемы выстрела с использованием присоединенного заряда (ПЗ), показанной на *рис. 1*. ПЗ - моноблочный дополнительный заряд, состоящий из новых перспективных топлив. Он располагается в контейнере за МЭ в стволе. В процессе выстрела ПЗ воспламеняется после воспламенения МЗ, горит с одного торца, двигается по стволу и выталкивает перед собой МЭ. Движение сборки МЭ+ПЗ приводит к перераспределению давления в стволе. Кроме того, ПЗ создает дополнительный реактивный подгон МЭ. Все перечисленные факторы приводят к повышению скорости МЭ на дульном срезе.

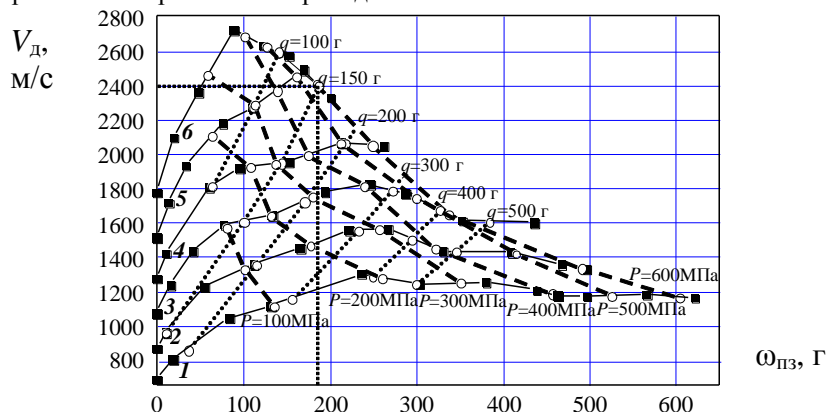


1 – воспламенитель; 2 – МЗ; 3 – ПЗ; 4 – МЭ.

*рис. 1. Схема нетрадиционного выстрела с применением ПЗ*

В работе проведена серия параметрических расчетов прямой задачи внутренней баллистики с использованием математической модели расчета внутрибаллистических процессов в ствольных системах, разработанной в НИИ ПММ ТГУ [1]. В расчетах были выполнены следующие условия: максимальное давление выстрела  $P_{max}$  не превышает 600 МПа; давление форсирования и трение МЭ о канал ствола постоянны; энергетика МЗ и ПЗ одинаковы; ПЗ горит в торцевом режиме без образования частиц на фронте горения. В расчетах при фиксированной массе МЗ  $\omega$  изменялась масса метаемой сборки: масса несгоревшего ПЗ к моменту вылета МЭ из канала ствола становилась частью массы МЭ. Таким образом, выполнялось условие сгорания ПЗ к моменту вылета МЭ из канала ствола с достижением максимально возможной дульной скорости МЭ.

Результаты серии параметрических расчетов представлены на *рис. 2* в виде интегрированной диаграммы, иллюстрирующей результаты расчетов. В координатах ( $\omega_{ПЗ}$ ,  $V_d$ ) построены изолинии масс МЗ  $\omega$ , масс МЭ  $q$  и максимального давления  $P_{max}$ . На основе полученной диаграммы расчетов можно решать различные задачи для данных условий выстрела. Некоторые из них приведены ниже.



1 -  $\omega = 150$  г, 2 -  $\omega = 200$  г, 3 -  $\omega = 250$  г, 4 -  $\omega = 300$  г, 5 -  $\omega = 350$  г, 6 -  $\omega = 400$  г

- - - - - изолинии максимального давления, ..... - изолинии масс МЭ

*рис. 2. Зависимости максимальной дульной скорости МЭ от массы ПЗ*

Для МЭ массой  $q$  и МЗ массой  $\omega$  (точка пересечения соответствующих кривых на диаграмме) определить оптимальную массу ПЗ (проекция на ось  $\omega_{ПЗ}$ ) и получаемую  $V_d$  МЭ (проекция на ось  $V_d$ ), а также оценить максимальное давление  $P_{max}$ . Например, для  $q = 150$  г при условии заряжания  $\omega = 350$  г и  $\omega_{ПЗ} = 181$  г будут получены  $V_d = 2398$  м/с и давление  $P_{max} = 575$  МПа (*рис. 2*).



В этой задаче имеется пять параметров: массы МЗ -  $\omega$ , ПЗ -  $\omega_{пз}$  и МЭ -  $q$ , максимальное давление выстрела  $P_{max}$  и максимальная дульная скорость  $V_d$ . С этими параметрами можно решать и другие задачи внутренней баллистики, фиксируя из них 2-3, а остальные находя в диапазоне условий задачи: для МЭ массой  $q$  при заданном уровне  $P_{max}$  определить максимально возможную  $V_d$  МЭ, необходимую для этого массу ПЗ и оценить массу МЗ  $\omega$ ; для заданного значения  $V_d$  при заданном уровне  $P_{max}$  можно определить максимальную массу МЭ, который можно метнуть с этой скоростью и необходимые для этого условия заряжания  $\omega$ ,  $\omega_{пз}$ ; при фиксированной массе  $\omega_{пз}$  при заданном уровне  $P_{max}$  можно определить при каких массах МЗ  $\omega$  какую массу МЭ можно метнуть и какую дульную скорость  $V_d$  при этом получить; при фиксированной массе МЗ  $\omega$  при заданном уровне  $P_{max}$  можно определить какую массу МЭ можно метнуть и с какой скоростью  $V_d$  и необходимую для этого массу  $\omega_{пз}$ .

Таким образом, были получены результаты, являющиеся первоначальной оценкой условий заряжания, которые могут служить отправной точкой дальнейших расчетов с использованием математической модели. В работе использованы результаты, полученные в рамках Программы повышения конкурентоспособности ТГУ.

Список публикаций:

[1] Ищенко А.Н., Касимов В.З. // Издательский Дом Томского государственного университета. – Томск, 2015.

## Устойчивость стационарной тепловой конвекции в квадратной полости с движущейся стенкой в маломодовом приближении

*Ступникова Анастасия Вячеславовна*

*Пермский национальный исследовательский политехнический университет*

*Шарифулин Альберт Нургалеевич, к.ф.-м.н.*

*[Stypnast2014@yandex.ru](mailto:Stypnast2014@yandex.ru)*

Экспериментальное и теоретическое изучение бифуркаций стационарных режимов тепловой конвекции в замкнутой полости актуально для предсказания смен режимов, как в технологических процессах, так и для предсказания природных катастроф, связанных со сменой режимов атмосферных или океанических течений.

Со времен работы Релея по конвекции в горизонтальном слое сложился подход, заключающийся в рассмотрении устойчивости тепловой конвекции в полостях простой геометрической формы: горизонтальных и вертикальных плоских слоях и бесконечных цилиндрах для условий подогрева когда возможно состояния механического равновесия. Нарушение условий механического равновесия приводит к качественному изменению бифуркационной картины. К настоящему времени хорошо изучено влияние наклона полости, ее вибраций. Интересно с точки зрения приложений влияния движения одной из стенок полости. Такой способ нарушения условий механического равновесия практически не исследован. Имеется лишь работа [1], где показано, что движение верхней стенки квадратной полости (см.рис.1) приводит к разрушению вилочной бифуркации. В отсутствии нагрева задача переходит в известную задачу Кавагути[2].

В настоящей работе для анализа бифуркаций стационарных состояний этой задачи применяется маломодовая модель, аналогичная использованной в [3]:

$$\begin{cases} \dot{\psi} = -\psi + r\mathcal{G}_1 + \text{Re}, \\ \text{Pr} \dot{\mathcal{G}}_1 = \psi - \mathcal{G}_1 - \psi\mathcal{G}_2, \\ \text{Pr} \dot{\mathcal{G}}_2 = -b\mathcal{G}_2 + \psi\mathcal{G}_1, \end{cases} \quad (1)$$

где  $\psi$  – интенсивность вихря, возникающего в полости, а  $\mathcal{G}_1$  и  $\mathcal{G}_2$  – амплитуды первых двух членов разложения поля температуры.  $r$  – нормированное число Релея, задающее интенсивность подогрева,  $\text{Re}$  – число Рейнольдса, совпадающее с безразмерной скоростью движения верхней стенки,  $b$  – геометрический параметр,  $\text{Pr}$  – число Прандтля.

С помощью модели (1) численно и аналитически было исследовано влияние скорости движения верхней стенки  $\text{Re}$  на интенсивность вихря, возникающего в полости. Задача имеет два предельных случая. В первом, когда  $\text{Re}=0$  (неподвижная стенка) модель (1) переходит в хорошо исследованную модель Лоренца, а при  $r=0$  (1) имеет решение  $\psi = \text{Re}$ . Это решение качественно верно описывает поведение жидкости при малых числах Рейнольдса, когда течение остается одновихревым [2]. Как видно из рис.2 полученная в расчетах при  $r=0.3$  зависимость  $\psi(\text{Re})$  остается практически линейной.

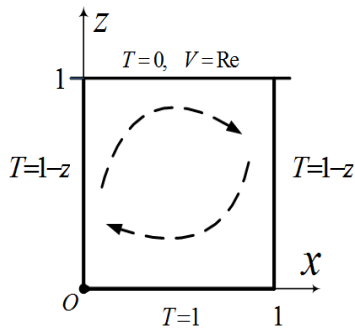


рис.1. Геометрия задачи

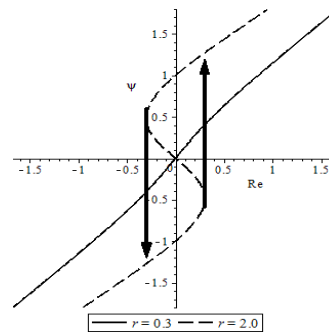


рис.2. Бифуркационная диаграмма, показывающая возникновение гистерезиса при достаточно большой интенсивности подогрева

При достаточно большой интенсивности подогрева ( $r = 2$ ), когда число Релея в два раза больше критического, модель предсказывает возникновение гистерезисных переходов при плавном увеличении или уменьшении скорости движения стенки. Определена зависимость глубины гистерезиса от числа Релея.

Список публикаций:

- [1] Тарунин Е.Л., в кн.: *Современные проблемы тепловой гравитационной конвекции*, Минск, 51 (1974).
- [2] Kawaguti M., *J. Phys. Soc. Jpn.* 16, 2307 (1961).
- [3]. Sagitov R. V., Sharifulin A.N., *Thermophysics and Aeromechanics*.15, 233(2008).

## Моделирование гидродинамических исследований на установившихся режимах при давлениях ниже давления насыщения

**Терентьева Дарья Владимировна**

Давлетбаев Альфред Ядгарович

Башкирский государственный университет

Иващенко Дмитрий Сергеевич, к.ф.-м.н.

[dasha-terentyeva@mail.ru](mailto:dasha-terentyeva@mail.ru)

Гидродинамические исследования скважин (ГДИС) – совокупность различных мероприятий, направленных на измерение определенных параметров (давление, температура, уровень жидкости, дебит и др.) и отбор проб пластовых флюидов (нефти, воды, газа и газоконденсата) в работающих или остановленных скважинах и их регистрацию во времени. Различают ГДИС на установившихся режимах фильтрации — метод снятия индикаторной диаграммы (ИД) и на неустановившихся режимах — методы кривой восстановления давления (КВД), кривой падения давления (КПД), кривой восстановления уровня (КВУ) или кривой притока (КП). Метод снятия ИД применяется с целью определения оптимального способа эксплуатации скважины, изучения влияния режима работы скважины на величину дебита. ИД строятся по данным установившихся отборов и представляют собой зависимость дебита от депрессии или забойного давления, по которой определяется коэффициент продуктивности скважины и пластовое давление. Эта зависимость обычно имеет линейный вид, но при давлениях ниже давления насыщения из нефти выделяется газ, что приводит к отклонению ИД от прямой линии. Этот эффект был установлен Вогелем, который предложил специальную поправку для расчета максимального дебита скважины. С учетом этой поправки изменяется также коэффициент продуктивности скважины, что должно учитываться в процессе мониторинга разработки.

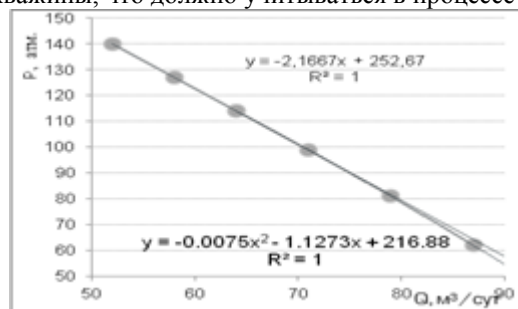


рис.1. Индикаторная диаграмма при водонасыщенности 0.2.

Для численного моделирования была построена гидродинамическая модель добывающей скважины с гидроразрывом пласта. Размер полудлины трещины составил 100 м., начальное пластовое давление 264 атм.,

давление насыщения 116 атм., минимальное забойное давление 62 атм. Моделируется работа скважины при постоянном забойном давлении в течение 400 суток, далее проводится последовательная смена режимов работы при различных значениях дебита. На *рис. 1* представлена зависимость забойного давления от дебита при водонасыщенности 0.2.

В данной работе выполнены численные расчеты при изменении водонасыщенности и дебита. Из графика видно, что при забойном давлении ниже давления насыщения из нефти выделяется газ и для кривой характерно поведение Вогеля. Обычно в практике интерпретации ГДИС ИД интерпретируется как линейная, что не вполне физично, так как не учитывается влияние выделившегося из нефти газа.

Расчеты показали, что, при определении коэффициента продуктивности и пластового давления по линейному виду ИД, не учитывая поправку Вогеля, погрешность составила 10%.

Список публикаций:

[1] Деева Т.А., Камарудинов М.Р., Кулагина Т.Е. [и др.]. – Томск, 2009.

## Модель гасителя вибрации в рамках теории Флоке

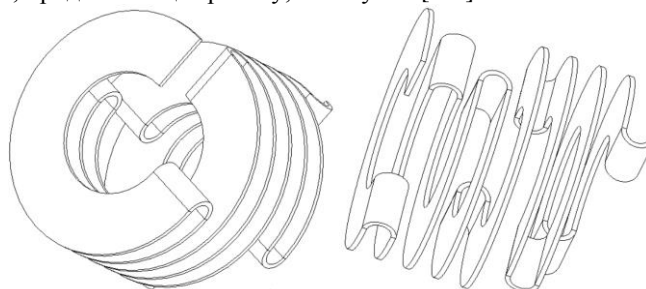
*Хватов Александр Александрович*

*Санкт-Петербургский государственный морской технический университет*

*Сорокин Сергей Владиславович, д.т.н.*

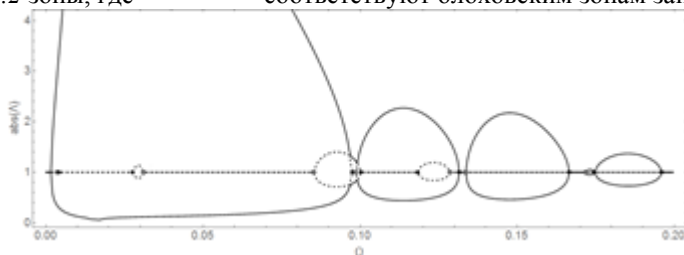
*[matematik@student.su](mailto:matematik@student.su)*

Доклад содержит выводы из работы, проделанной в Aalborg University, Дания, в 2016 году, которая стала основой для магистерской диссертации [1]. Несмотря на то, что преследовалась практическая цель – спроектировать замену (*рис.1*) для основного вала ветряной мельницы, работа содержит достаточно серьезное теоретическое исследование, продолжающее работу, начатую в [2-3]

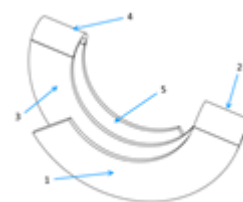


*рис. 1. Модель гасителя вибраций*

На примере достаточно простого, с точки зрения механики, дифференциального оператора 12го порядка – изогнутой балки Бернулли-Эйлера можно проанализировать виброизоляционные свойства такой структуры с помощью (непрерывного) спектра бесконечного волновода, состоящего из полос записания и пропускания. В этом случае спектр определяется полиномом двенадцатой степени по  $\Lambda$  – константе периодичности. Константа периодичности  $\Lambda$ , для заданной геометрии и параметров материала, зависит только от безразмерной частоты  $\Omega$ . На *рис.2* зоны, где  $|\text{abs}(\Lambda)| \neq 1$  соответствуют блоховским зонам записания.



*рис. 2. Часть спектра бесконечного волновода*



*рис. 3. Симметричная ячейка периодичности*

Так же, помимо практических применений, можно показать интересные соответствия, которые возникают между спектром бесконечного волновода и его конечных частей, самая простая из которых, ячейка периодичности, длиной в один период по координате (*рис.3*). Собственные частоты такой ячейки с особыми граничными условиями имеют взаимно-однозначное соответствие со спектром бесконечного волновода – они располагаются в точности на границах полос записания. Собственные частоты для граничных условий двух типов А- и В-типа полностью покрывают все границы полос записания. Такие условия получаются с помощью условий би-ортогональности [4]. На *рис.2* точками разного вида показаны собственные частоты для одной симметричной (по координате) ячейки периодичности для условий А-типа и В-типа.

Это свойство можно объяснить тем, что дискриминант спектра бесконечной структуры (полином двенадцатой степени), с точностью до константы, раскладывается на произведение определителей для задач А- и В-типа [2-3]. Нули дискриминанта соответствуют переходу между полосой запираания и пропускания. Следовательно, собственные частоты одной симметричной ячейки периодичности в точности совпадают с границами полос запираания.

В работе [1] рассматривалась возможность замены частей в математической модели (рис.3) 1,3,5 на круговую пластину, а 2,4 – на часть цилиндрической оболочки. Однако, в анализе виброизоляции главную роль играет количество распространяющихся волн на данной частоте и было показано, что для данной задачи улучшенная модель лишь незначительно изменит результат.

Так же стоит отметить, что работа дала идеи для написания следующей статьи, в которой расширяются рамки применимости уже полученных результатов [5].

Список публикаций:

[1] Hvatov A. *Torque Vibration Isolator, Master's project. Aalborg University, 2016*

[2] Hvatov A., Sorokin S. *Free vibrations of finite periodic structures // JSV 2015. 347, P.200-2017*

[3] A.Hvatov, S.Sorokin, // *Proceedings of 20th International Congress on Sound and Vibration, 2014.*

[4] Sorokin S. // *JSV 2013. 332, P.5606-5617*

[5] Hvatov A., Sorokin S. // *JSV 2017(pending)*

## **Свободнопоточный микроГЭС с мощностью 1 киловатт**

*Юлдашалиев Дилишод Кулдошалиевич*

*Ферганский государственный университет*

*Каримов Баходир Хошимович, к.ф.-м.н.*

*[b\\_karimov48@mail.ru](mailto:b_karimov48@mail.ru)*

Наличие большого количества малых рек с необходимым запасом гидроресурсов позволяет достаточно экономично решать проблему электроснабжения маломощных потребителей электроэнергии, в особенности удаленных от централизованного электроснабжения предприятия различных форм собственности. Небольших производств в отдаленных горных и труднодоступных районах, где нет поблизости линий электропередач, а строить такие линии сейчас и дороже и дороже, чем приобрести и установить микро ГЭС. Микро ГЭС - надежные, экологически чистые, компактные, быстро окупаемые источники электроэнергии. Для этих целей возможно применение низконапорных, деривационных, свободнопоточных микро ГЭС. При создании низконапорных, деривационных микро ГЭС необходимо выполнение большого объема земляных работ по возведению плотины, изменению русла реки или созданию деривационного рукава (канала), что существенно повышает их стоимость [1,2,3]. Для этих типов микро ГЭС серийно могут производиться только энергоблоки. Все остальные работы по выполнению монтажу и созданию напора воды проектируются и выполняются индивидуально, это значительно увеличивает стоимость микро ГЭС и сроки реализации проекта.

Целью работы является вывод на региональный рынок, альтернативного для удаленных от централизованного электроснабжения районов источника электроснабжения, частично или полностью заменяющего бензогенераторы или дизельные электростанции на свободнопоточный микро ГЭС, базе ортогональной турбины и низкооборотного генератора.

В работе предложено использовать наиболее экономичные и легко устанавливаемые свободнопоточный микро ГЭС. Эта проблема может быть решена, с развитием малой энергетики с использованием богатых водных ресурсов. Нами разработана прогрессивная предельно упрощенная конструкция свободнопоточный микро ГЭС, основными элементами которой являются низкооборотный генератор и ортогональная турбина. Они с успехом могут работать параллельно бензогенераторами, существенно сокращая расход дизельного топлива.

Свободнопоточный микроГЭС экономичен и мобилен. Микро ГЭС практически не требуют земляных работ. Особенностью свободнопоточного микро ГЭС является низкая частота вращения турбины, определяемая скоростью свободного потока воды. Число оборотов валов установки при низких скоростях водного потока в реках довольно низкое (45-60 об/мин). Из-за низких скоростей вращения и водяной смазки весьма ограничен износ трущихся поверхностей, что упрощает эксплуатацию установок и делает их долговечными. Это определяет наличие низкооборотного генератора, ротор которого вращался с частотой (200-250) об/мин, а сам генератор соединен через ременные передачи с валом турбины.

Анализ показывает, что наиболее быстроходной турбиной в свободнопоточном водяном потоке является ортогональная турбина. Таким образом, научно-техническая проблема-создание свободнопоточный микро ГЭС экономично и надежно для потребителя, и рентабельна для производителя. Решаемые для этого задачи - это разработка конструкции низкооборотного герметичного генератора и ортогональной турбины, как основы свободнопоточной микро ГЭС, создание их обоснованных математических моделей, позволяющих оптимизировать параметры, с целью снижения массы и габаритов, повышения выходных параметров и надежности.

В настоящее время разработан и изготовлен лабораторные и опытные образцы микро ГЭС мощностью 1 и 3 кВт. Проведены их стендовые и натурные испытания. Для этого разработан и конструирован многополюсный малооборотный генератор. При работе свободнопоточного микро ГЭСа генератор вырабатывают электрическую энергию напряжением (17-21) В и ток короткого замыкания до 5А. Это достаточно для зарядки аккумулятора ёмкостью 100А\*ч. При необходимости вырабатываемая неиспользованная энергия автоматически направляется на балластную нагрузку, которой может служить нагреватель помещения или воды. Основными функциями свободнопоточного микро ГЭСа являются: генерация электрической энергии напряжением (17-21) В передачей энергии через контроллер на аккумулятор после с инвертора непосредственно потребителю, автоматическая адаптация устройства к уровню потребляемой пользователем энергии, реализация отвода неиспользованной энергии (балластная нагрузка). Основным методом применения по назначению - установка микро ГЭС в непосредственной близости к потребителям электроэнергии и использование полученной от нее электроэнергии в соответствии с потребностями владельца автономного источника энергии.

Энергия свободного потока воды снимается с помощью секционированной ортогональной турбины, в которой лопасти секций равномерно распределены по окружности для обеспечения равномерности крутящего момента. Свободнопоточный микро ГЭС разработана на следующие номинальные данные: мощность 1 и 3 кВт, напряжение (17-21) В, частота вращения ротора (200-250) об/мин, коэффициент полезного действия не менее 0,82; коэффициент мощности 0,8. Перегрузочная способность генератора не менее 1,6; класс изоляции обмоток статора генератора (В); генератор - герметичный (исполнение ОМ\*); режим работы непрерывный (1); срок службы -7 лет. Эти показатели и допуски определяются условиями эксплуатации автономных источников энергии и одинаковы по сравнению с российскими и зарубежными аналогами. Преимущества свободнопоточного микро ГЭСа является круглогодичное действие, отсутствие земляных работ, меньшее время выполнения заказа, меньшая стоимость проекта, простота доставки и монтажа, нет вредного воздействия на природу, мобильность конструкции за счет агрегатирования. Эксперименты и исследования, проведенные группой лаборатории, была доказана работоспособность данного вида установок.

Однако прежде чем отдавать гидроагрегат в эксплуатацию необходимо упростить конструктивные решения и достичь продолжительного ресурса работы. Необходимо, также, усовершенствовать, сделать удобным, устройство для ввода в поток и вывода из него гидроагрегата с одного берега, а также усовершенствовать элементы береговой сети и создать очистительное сооружение. Установка может быть введена в поток и извлечена из него с помощью ручных лебёдок, размещается на дне реки в полностью затопленном положении и обеспечивает электропитанием, хол-й и горячей водой небольшую группу людей.

Установка перспективна для применения в пчеловодстве, фермерских и лесных хозяйствах, геологических и археологических партиях, на туристических базах, фермерских хозяйствах, у частных предпринимателях расположенных вблизи низкоскоростных водотоков. Включение трех установок каскадом с общей мощностью 5 кВт позволит организовать авто дойку, обогрев телятника, питьевой воды и даст промышленный эффект. В сравнении с бензогенераторами - существенно меньшая стоимость электроэнергии. Срок окупаемости 24 месяца. Ведётся работа по увеличению мощности микро ГЭС. Разрабатывается микро ГЭС наиболее востребованной и достижимой в большинстве водоемов мощности (5-10) кВт.

Список публикаций:

- [1] Гетманов В.Н. Индивидуальная энергоустановка мощностью 1 кВт на основе бесплотинной микроГЭС. Изд. Президиума СО РАН, Новосибирск, 51-54 (2001).
- [2] Пат. №2187691 (РФ). Русловой гидроагрегат, Блинов В.В., Гетманов В.Н., Комаров С.Г., Горяев Е.П. Действует с 20.08.2002, зарегистрирован. Бюл. № 23. (02.03.2001).
- [3] Ушаков, В.Я. Современная и перспективная энергетика. – Томск: Изд-во Томского политехнического университета, 468С. (2008).

## **Экспериментальное исследование развития волновых пакетов в сверхзвуковом пограничном слое**

**Яцких Алексей Анатольевич**

*Институт теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН  
Новосибирский государственный университет*

*Косинов Александр Дмитриевич, д.ф.-м.н.; Ермолаев Юрий Геннадьевич, к.ф.-м.н.*

*[73.yatskikh@gmail.com](mailto:73.yatskikh@gmail.com)*

Предсказание положения ламинарно-турбулентного перехода пограничного слоя важно при создании высокоскоростных транспортных средств. Экспериментальное и теоретическое изучение механизмов ламинарно-турбулентного перехода проводятся более пятидесяти лет. Однако до сих пор нет полного понимания всех стадий процесса возникновения турбулентности. Сейчас общепризнанной является прямая связь перехода к турбулентности с потерей устойчивости исходного ламинарного течения [1].

Существует два подхода экспериментального изучения устойчивости пограничного слоя. В первую очередь – это эволюция естественных возмущений в пограничном слое. В этом случае обычно рассматриваются их интегральные характеристики и анализируются спектры мощности. Поскольку природа зарождения естественных возмущений случайна, невозможно определить волновые характеристики пульсаций и количественно сравнить с результатами линейной теории гидродинамической устойчивости. Другим подходом является эксперимент в контролируемых условиях, когда в поток вводятся возмущения с известными начальными характеристиками. Это позволяет определить волновые характеристики вводимых в пограничный слой возмущений, и напрямую сопоставить полученные результаты с теоретическими расчетами.

В сверхзвуковых исследованиях выбор метода ввода контролируемых возмущений ограничен. Малые масштабы сжимаемых сдвиговых слоев и высокие частоты волн Толлмина-Шлихтинга (на порядок выше, чем в случае дозвуковых скоростей) предъявляют жесткие требования к размерам, как измерительных датчиков, так и к источнику контролируемых возмущений. Наиболее эффективным способом введения в сверхзвуковой пограничный слой контролируемых возмущений является тлеющий разряд, зажигающийся с большой частотой. С использованием этого метода получены экспериментальные данные по линейному и слабнолинейному развитию волновых поездов в сверхзвуковом пограничном слое [2]. Несмотря на значительную эффективность использования периодических контролируемых возмущений в исследованиях ранних стадий ламинарно-турбулентного перехода, процессы, происходящие на нелинейной стадии перехода, остаются не изученными. На поздних стадиях турбулизации сдвиговых течений, скорее всего, происходят сложные взаимодействия пульсаций в широком спектре. Для исследования таких процессов целесообразным является изучение контролируемых возмущений, обладающих широкополосным частотным и пространственным спектральным составом (волновые пакеты). Контролируемые волновые пакеты могут быть получены с помощью локализованного во времени и в пространстве воздействия на пограничный слой. В экспериментах при сверхзвуковых скоростях волновые пакеты генерируются с помощью импульсного разряда.

Данная работа посвящена экспериментальному исследованию влияния параметров импульсного разряда на форму и амплитуду генерируемых волновых пакетов и их эволюции в сверхзвуковом пограничном слое.

Эксперименты выполнены в сверхзвуковой малотурбулентной аэродинамической трубе Т-325 института теоретической и прикладной механики им. С.А. Христиановича СО РАН при числе Маха  $M=2$ . В экспериментах использовалась модель плоской пластины с острой передней кромкой. Модель оборудована источником контролируемых возмущений в виде поверхностного разряда. Измерения пульсаций в пограничном слое проводились с помощью термоанемометра постоянного сопротивления. Контролируемое возбуждение волновых пакетов производилось синхронно с измерениями, что позволило выделить искусственные возмущения из фона естественных пульсаций пограничного слоя.

В экспериментах проводились исследования влияния параметров разряда на возбуждаемые пульсации. Получено, что амплитуда возмущений от импульсного разряда зависит от длительности воздействия на пограничный слой и от силы тока разряда. Проведены экспериментальные исследования эволюции волновых пакетов различной длительности и амплитуды в сверхзвуковом пограничном слое. На (рис. 1) представлены изолинии пульсаций массового расхода для случая слабого кратковременного разряда. Волновой пакет расплывается в продольном и поперечном направлении, развиваясь вниз по потоку. Проведенный спектральный анализ экспериментальных данных показал, что для различных частот наиболее неустойчивыми являются сильнонаклонные волны. Это согласуется с результатами линейной теории гидродинамической неустойчивости сжимаемого пограничного слоя.

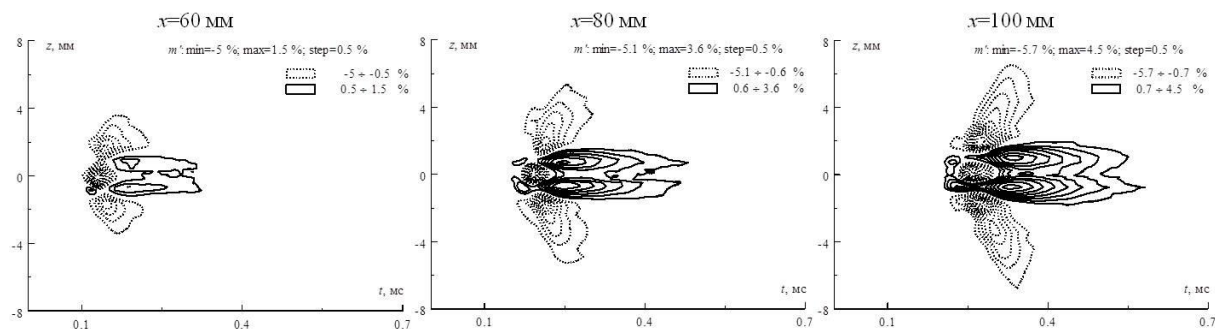


рис. 1. Изолинии мгновенных пульсаций в плоскости  $(z, t)$  при различных значениях продольной координаты  $x$

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 16-31-00388).

Список публикаций:

- [1] Бойко А. В., Грек Г. Р., Довгаль А. В., Козлов В. В. Физические механизмы перехода к турбулентности в открытых течениях. М.: Ижевск, 2006. 304 с.  
 [2] Kosinov A. D., Maslov A. A., Shevelkov S. G. // J. Fluid Mech. 1990. Vol. 219. P. 621–633.