

ФИЗИКА

УДК 539.7

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДРЕЙФА МЕЛКОДИСПЕРСНЫХ ЧАСТИЦ В АКУСТИЧЕСКОМ РЕЗОНАТОРЕ С ПОМОЩЬЮ ПАКЕТА CFD

Д.А. Губайдуллин, П.П. Осипов, И.М. Альмакаев

Институт механики и машиностроения Казанского научного центра РАН,
г. Казань, Россия

Резюме: Исследован дрейф частиц в плоском прямоугольном акустическом резонаторе средствами CFD-пакета Fluent. Изучено влияние коэффициента увлечения и размеров частиц на их распределение в резонаторе. Установлено, что частицы дрейфуют в сторону стенок. Численные расчеты выявили места повышенной концентрации частиц, так называемые акустические ловушки в резонаторе.

Ключевые слова: Акустическое течение, резонатор, дрейф частиц, акустические ловушки, Fluent.

Благодарности: Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-11-10016).

MODELING OF THE FINE PARTICLES DRIFT IN ACOUSTIC RESONATOR USING CFD-PACKAGE

D.A. Gubaidullin, P.P. Osipov, I.M. Almakaev

Institute of Mechanics and Engineering
Kazan Science Center RAS, Kazan, Russia

Abstract: The particles drift in closed tuberesonator by the influence of viscous drag force using CFD package was considered. On the left bound of resonator gas velocity oscillates harmonically at the first resonant frequency. The four vortices of Schlichting in boundary layer and four vortices of Rayleigh were shown. The particles by the influence of its own drift and acoustic flow accumulate on the ends of the tube. Maximum particle drift near the boundary between vortices was observed. Comparison of the results with other author results shows satisfactory accuracy.

Keywords: acoustic flow, resonator, particle drift, CFD-package Fluent.

Acknowledgments: The research was performed with the financial support of the Russian Science Foundation (project № 15-11-10016).

Введение

При сепарации и очистке газа, в медицинских приборах диагностики и исследования применяются волновые поля. При рассмотрении динамики дисперсной частицы в таких полях необходимо учитывать волновую силу [1], которая приводит к дрейфу частицы. Подробное описание динамики одиночной дисперсной частицы в волновых полях

приведено в [2]. Ряд работ посвящен исследованию одномерного дрейфа частиц в различных акустических полях. В работе [3] методом Ван-дер-Поля получена формула для ускорения дрейфа твердой частицы в поле стоячей волны под действием силы Стокса, динамической силы Архимеда и силы присоединенных масс. Из этой формулы следует, что крупные частицы, для которых силы Архимеда и присоединенных масс доминируют над силой Стокса, дрейфуют к пучности стоячей волны скорости. Напротив, мелкие частицы, для которых доминирует сила Стокса, дрейфуют к узлам волны скорости. Полученная формула устанавливает существование пороговой частоты и порогового радиуса частицы, при переходе через которые волновая сила и ускорение дрейфа меняют свое направление. Работа [4] обобщает работу [3] на случай сжимаемости частицы и несущей среды. Построена диаграмма направлений дрейфа. В [5] численно исследован дрейф несжимаемой частицы в акустическом резонаторе при наличии периодической ударной волны. Исследовано влияние основных гидродинамических сил на направление дрейфа частицы. Установлено пороговое значение радиуса частиц, при котором определяется направление дрейфа. В [6] исследован дрейф частицы в стоячей волне при различных числах Рейнольдса и Струхала. Предложена универсальная диаграмма пороговых кривых при разных режимах обтекания частицы. В работе [7] численно изучено влияние силы Бассэ на направление дрейфа в стоячей волне. Показано, что учет силы Бассэ оказывает сильное влияние на пороговые кривые для неплотных частиц. В [8] численно исследован вопрос о скорости дрейфа частиц при различных числах Маха и Рейнольдса. На основе уравнения Ланжевена введено понятие локально-равновесной скорости дрейфа частицы. Установлено влияние положения частицы и коэффициента увлечения частицы на скорость дрейфа в стоячей и периодической ударной волне. Выведена формула для коэффициента увлечения, при котором скорость дрейфа частицы достигает максимума. Установлено, что при малых и больших коэффициентах увлечения скорость дрейфа частицы стремится к нулю. Показано, что при одинаковых условиях максимальная скорость дрейфа частицы в стоячей волне на 1–2 порядка меньше чем в периодической ударной волне.

Ряд работ посвящен исследованию дрейфа в двумерных областях, где волновые поля могут приводить к возникновению акустических течений. Например, стоячие волны могут приводить к развитию пристеночных вихрей Шлихтинга и вихрей Рэлея [9]. Наличие акустического течения дополнительно переносит дисперсные частицы. При отсутствии акустических течений малая (стоксова) частица в стоячей волне дрейфует к узлам под действием волновой силы (собственный дрейф). При наличии акустического течения на собственный дрейф частицы накладывается перенос этим течением, что может изменить результирующее направление дрейфа. Численное решение плоской задачи дрейфа частиц при стоксовом режиме представлено в работе [10], где приведены характерные распределения частиц вдоль оси трубы при различных режимах возбуждения колебаний. В работе [11] методом характеристик численно исследован дрейф группы мелкодисперсных частиц в плоском резонаторе с учетом вихрей Шлихтинга и Рэлея. Изучено влияние размеров частиц на их пространственное распределение в резонаторе. Обнаружены области акустического захвата частиц, в которых собственный дрейф частиц уравнивается акустическим течением.

Несмотря на большое количество работ, недостаточно изучено влияние коэффициента увлечения частиц, частоты колебания и свойств несущей среды на возникновение акустических ловушек. Для изучения вопроса о распределении дисперсных частиц в акустических полях ввиду сложности математической модели, в настоящей работе используется CFD–пакет *Ansys Fluent* [12].

Постановка задачи

Рассматривается нестационарная задача о дрейфе равномерно распределенных мелкодисперсных частиц в плоском прямоугольном акустическом резонаторе длиной L и

высотой H . На левой границе резонатора $x=0$ задана скорость газа $u = U_0 \sin \omega t$, $v = 0$ при первой резонансной частоте $\omega = \pi c_0 / L$, где $c_0 = \sqrt{\gamma R T_0}$ – невозмущенная скорость звука, $U_0 = x_0 \omega$ – амплитуда колебаний скорости газа, x_0 – амплитуда колебаний. На правой, нижней и верхней границе заданы условия прилипания $u = 0, v = 0$. Для давления и температуры на всех границах наложены однородные условия Неймана $\partial p / \partial n = 0$, $\partial T / \partial n = 0$.

Математическая модель динамики вязкого, сжимаемого и теплопроводного газа описывается уравнениями сохранения массы, импульса, энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} &= 0 \\ \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \rho v \frac{\partial u}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial y} \\ \rho \frac{\partial v}{\partial t} + \rho u \frac{\partial v}{\partial x} + \rho v \frac{\partial v}{\partial y} &= -\frac{\partial p}{\partial y} + \frac{\partial \tau_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \tau_{yy}}{\partial y} \\ \frac{\partial e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(e + p)u] + \frac{\partial}{\partial y} [(e + p)v] &= \frac{\partial}{\partial x} \left[u \tau_{xx} + v \tau_{xy} + k \frac{\partial T}{\partial x} \right] + \frac{\partial}{\partial y} \left[u \tau_{xy} + v \tau_{yy} + k \frac{\partial T}{\partial y} \right] \end{aligned}$$

и двумя замыкающими соотношениями

$$\begin{aligned} p &= (\gamma - 1) \left(e - 0.5 \rho (u^2 + v^2) \right) \\ p &= \frac{T}{\rho R} \end{aligned}$$

где t – время, u, v – компоненты вектора скорости газа, p – давление, ρ – плотность газа, e – полная энергия в единице объема, T – температура газа, $\gamma = 1.4$ – коэффициент адиабаты для воздуха, $k = 0.0242 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$ – коэффициент теплопроводности газа, $R = 287.6 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$ – удельная газовая постоянная.

Компоненты тензора касательных напряжений:

$$\tau_{xx} = \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right), \quad \tau_{yy} = \frac{2}{3} \mu \left(2 \frac{\partial v}{\partial y} - \frac{\partial u}{\partial x} \right), \quad \tau_{xy} = \mu \left(2 \frac{\partial u}{\partial y} - \frac{\partial v}{\partial x} \right),$$

где μ – динамическая вязкость газа.

В начальный момент времени несущая среда находится в состоянии покоя:

$$u = 0, \quad v = 0, \quad p = p_0, \quad T = T_0$$

Скорость акустического течения $(\bar{u}, \bar{v})$ вычисляется осреднением скорости несущей среды по периоду колебаний поршня $T = 2\pi/\omega$:

$$\bar{u} = \frac{1}{T_\omega} \int_{t_k}^{t_{k+1}} u(x, y, t) dt, \quad \bar{v} = \frac{1}{T_\omega} \int_{t_k}^{t_{k+1}} v(x, y, t) dt, \quad k = (0, 1, 2, \dots)$$

В случаях малых массовых концентраций и размеров частиц можно пренебречь их обратным воздействием на скорость газа. Тогда математическая модель движения дисперсной частицы сводится ко 2-закону Ньютона. Полная система уравнений движения несжимаемой сферической частицы под действием силы Стокса примет вид:

$$\begin{aligned}\frac{dx_p}{dt} &= u_p, & \frac{du_p}{dt} &= -\frac{u_p - u}{\tau_v} C_D \frac{\text{Re}_p}{24} \\ \frac{dy_p}{dt} &= v_p, & \frac{dv_p}{dt} &= -\frac{v_p - v}{\tau_v} C_D \frac{\text{Re}_p}{24}\end{aligned}$$

Где x_p, y_p – координаты центра сферической частицы, u_p, v_p – компоненты скорости частицы, $\tau_v = \frac{2}{9} \frac{r_p^2 \rho_p}{\mu}$ – время релаксации частицы, т.е. время, необходимое для достижения скорости несущей среды, r_p, ρ_p – радиус и плотность частицы. В пакете Fluent коэффициент сопротивления для сферической частицы C_D определяется эмпирическим соотношением в зависимости от числа Рейнольдса.

$$\text{Re} = \frac{2\rho_p r_p \sqrt{(u - u_p)^2 + (v - v_p)^2}}{\mu}, \quad C_D = \begin{cases} 0.44, & \text{Re}_p > 1000 \\ \frac{24}{\text{Re}_p} \left(1 + \frac{\text{Re}_p^{2/3}}{6} \right), & \text{Re}_p < 1000 \end{cases}$$

В начальный момент времени частицы равномерно распределены по резонатору и каждая частица находится в состоянии покоя: $u_p(0) = 0, v_p(0) = 0$. Скорость несущей среды и её плотность берутся из решения задачи динамики газа.

Численное решение

Для численного решения данной задачи использовался программный комплекс *Ansys Fluent*, основанный на методе конечных объемов. Данный вычислительный пакет позволяет решать двумерные, осесимметричные и трехмерные задачи в стационарной или нестационарной постановке при разных режимах течения жидкости. Содержит различные численные модели для решения задач газовой динамики, для процессов таких, как теплопередача, кавитация, фазовые переходы, акустика и др. Для задания в расчете специфических условий могут быть применены *UDF*–функции (*User Defined Function*), задаваемые пользователем. Например, в данной работе использовалась функция *DEFINE_PROFILE* для задания гармонического граничного условия на левой стенке резонатора, *DEFINE_EXECUTE_AT_END* – для обработки характеристик динамики газа после каждого шага по времени и функция *DEFINE_ON_DEMAND* для инициализации переменных расчета.

Для решения уравнений динамики газа использовался алгоритм *PISO* (*Pressure Implicit with Splitting of Operator*). Пространственная дискретизация плотности, скорости и энергии проводилась по схеме *MUSCL* (*Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws*) 3–порядка, давления – *UPWIND* 2–порядка. Для дискретизации по времени была использована также схема *UPWIND* 2–порядка. Для правильного разрешения пограничных слоев акустического течения [13] генерировалась расчетная сетка, шаг по вертикали которой выбирался из условия: $\Delta y_{\min} / \delta < 0.1$, где $\delta = \sqrt{2\nu/\omega}$ – толщина

акустического пограничного слоя. Шаг по времени вычислялся из условия устойчивости Куранта-Фридрихса-Леви: $c_0 \Delta t (1/\Delta x + 1/\Delta y) < CFL = 0.5$.

Система обыкновенных дифференциальных уравнений движения дисперсных частиц решалась неявным методом Эйлера 2-порядка.

Результаты

Расчеты проводились при следующих параметрах:

$$L = 0.008825 \text{ м}; \varepsilon = H/L = 0.0358; x_0 = 10^{-5} \text{ м}; p_0 = 101325 \text{ Па}$$

$$T_0 = 296 \text{ К}; c_0 = 344 \text{ м/с}; \omega = \pi/(c_0 L) \approx 125000 \text{ рад/с};$$

$$f = \omega/2\pi \approx 19.9 \text{ кГц}; \mu = 1.935 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}; \rho_p = 10^3 \text{ кг/м}^3$$

На рис.1 и рис.2 изображены профили безразмерных величин горизонтальной компоненты скорости u/U_0 и перепада давления $\Delta p/p_0 = p/p_0 - 1$ вдоль оси симметрии резонатора $y = H/2$ в различные фазы периода колебаний $\omega = (0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$. В начальный момент времени несущая среда находится в состоянии покоя. При первой резонансной частоте ω через определенное количество периодов в резонаторе образуется волна близкая к стоячей волне. Она со временем деформируется из-за резонанса и начинает опрокидываться. В начале и середине цикла профиль скорости достигает наибольшего по модулю значения. Давление газа достигает своего наибольшего значения на границах резонатора при фазах $\pi/2$ и $3\pi/2$. На этих фазах профили давления симметричны относительно середины $L/2$ резонатора. Заметим, что узлы скорости остаются все время на концах резонатора, в то время как узлы давления смещаются по оси x .

В данной работе также проводится сравнение с результатами, полученные в [11] методом характеристик для модели без уравнения энергии. Видно, что в областях, где происходит опрокидывание волны, имеются небольшие расхождения. Это может быть связано с различием математических моделей.

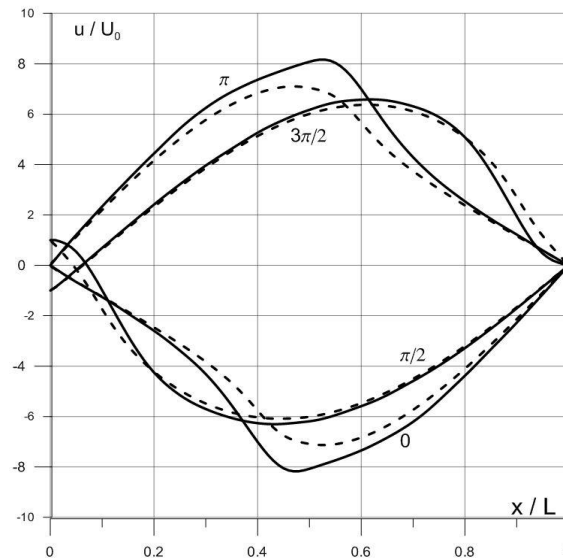


Рис.1. Распределения продольной скорости газа на оси симметрии для фаз $\omega = (0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ после сотого периода: пунктирная – FLUENT; сплошная – метод характеристик [11].

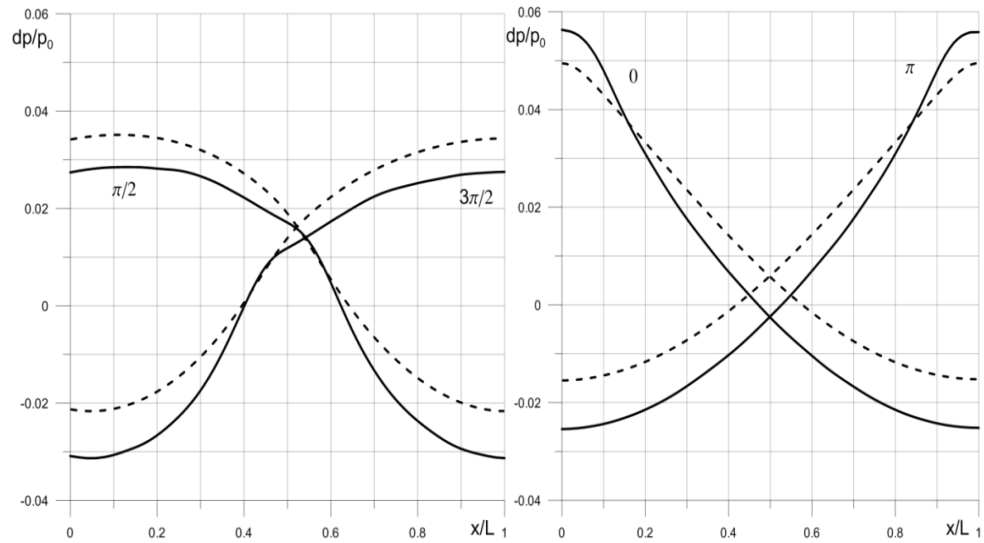


Рис.2. Распределения давления газа вдоль оси симметрии для фаз $\omega = (0, \pi/2, \pi, 3\pi/2)$ после сотого периода: пунктирная – FLUENT; сплошная – метод характеристик [11].

На рис.3 сопоставлен график продольной мгновенной скорости u/U_0 в точке $(L/2, H/2)$ с методом характеристик, где видно, что примерно через 10 периодов амплитуда колебаний скорости выходит на стационарное значение.

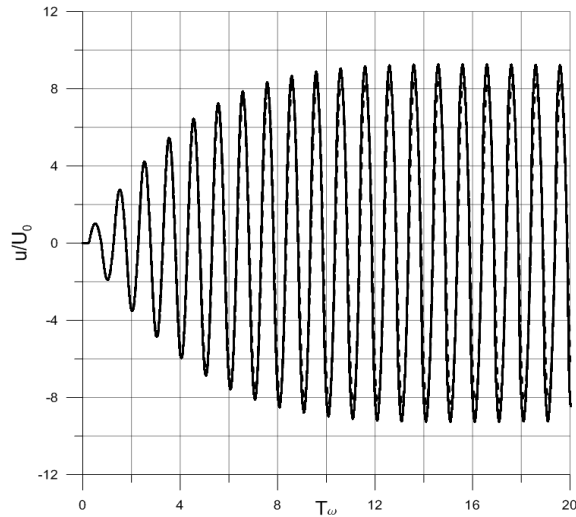


Рис.3. Продольная скорость u/U_0 газа в точке $(L/2, H/2)$: пунктирная – FLUENT; сплошная – метод характеристик [11].

При колебательных движениях на резонансных частотах в вязкой среде возникают вихревые движения – вихри Шлихтинга в тонком пограничном слое (ПС) и вихри Рэлея в ПС [14]. Вихри Шлихтинга обязаны своим происхождением вязкости несущей среды, в то время как вихри Рэлея, возникают в результате взаимодействия с вихрями пограничного слоя. Вращение вихрей Шлихтинга происходит в направлении, противоположном вращению вихрей Рэлея. На рис.4 изображен профиль скорости акустического течения $\bar{u}$ по

высоте H в сечении $3L/4$ резонатора. По оси абсцисс отложена безразмерная величина горизонтальной компоненты акустической скорости $u^* = \bar{u}/U_0$, где $u_R = 3U_m^2/16c_0$ – максимальная скорость акустического течения, индуцированного стоячей синусоидальной волной вдоль плоского резонатора, $U_m \approx 10$ м/с – максимальное значение амплитуды колебаний скорости газа. Видно, что образуется параболический профиль продольной компоненты скорости акустического течения, где смена знака свидетельствует о вихреобразном течении. Причем скорость достигает максимальных значений на границах взаимодействия вихрей Шлихтинга и Рэлея.

Динамика частиц. Взвешенные в газе частицы под действием сил сопротивления вовлекаются в колебательное движение. В зависимости от частоты, амплитуды, плотности несущей среды, а также размера, массы и положения частицы в стоячей волне зависит направление и скорость дрейфа. В работах, где исследуется дрейф частиц, рассматривается безразмерная величина $\mu_p = 1/\sqrt{1 + (\omega \tau_v)^2}$ – коэффициент увлечения частицы несущей средой.

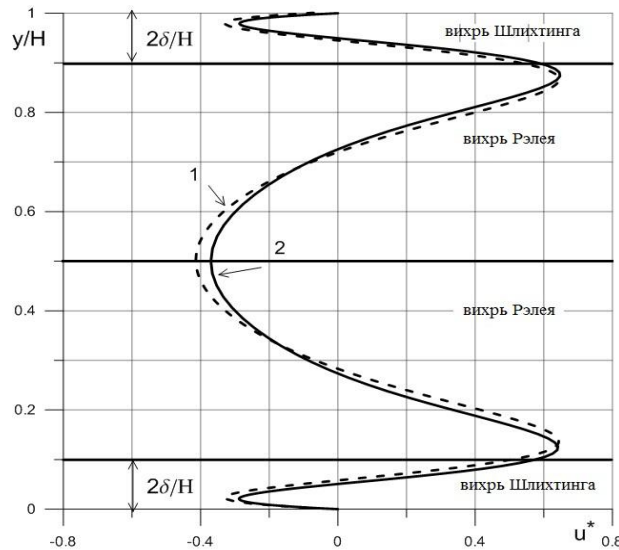


Рис.4. Распределение продольной скорости акустического течения $\bar{u}$ по высоте резонатора в поперечном сечении $3L/4$ после сотого периода.

(1 – FLUENT, 2 – метод характеристик).

В данной работе рассматривались частицы с коэффициентом увлечения $\mu_p = 0.74$, при котором достигается максимальная скорость дрейфа в стоячей волне [8], и для сравнения $\mu_p = 0.27$. На рис.5и рис.6представлены распределения частиц после 2000 периодов. В начальный момент частицы равномерно распределены по области резонатора с нулевыми скоростями. Далее, под влиянием собственного дрейфа и переноса акустическим течением частицы покидают среднюю часть резонатора и скапливаются на концах. Максимальный перенос частиц акустическим течением происходит в области соприкосновения вихрей Шлихтинга и Рэлея.

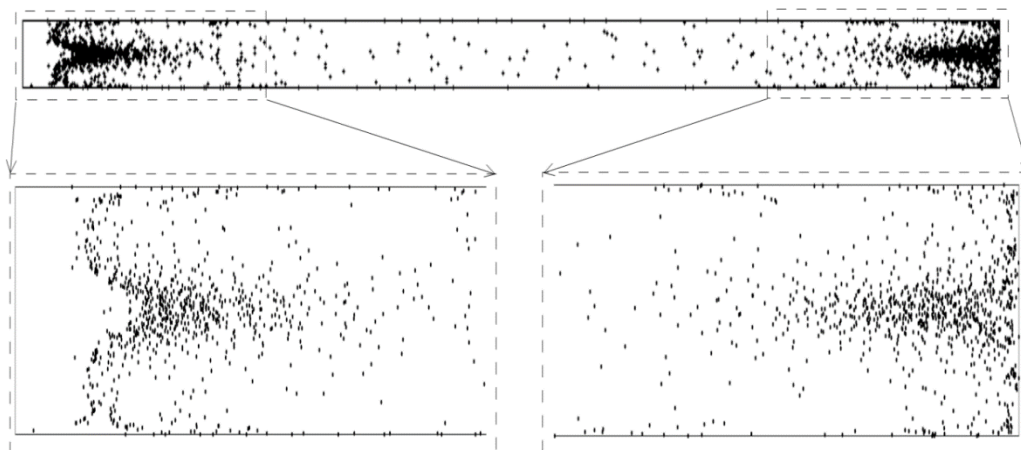


Рис.5. Распределение частиц при $\mu_p = 0.74$ ($r_p = 7 \cdot 10^{-7}$ м) после 2000 периодов.

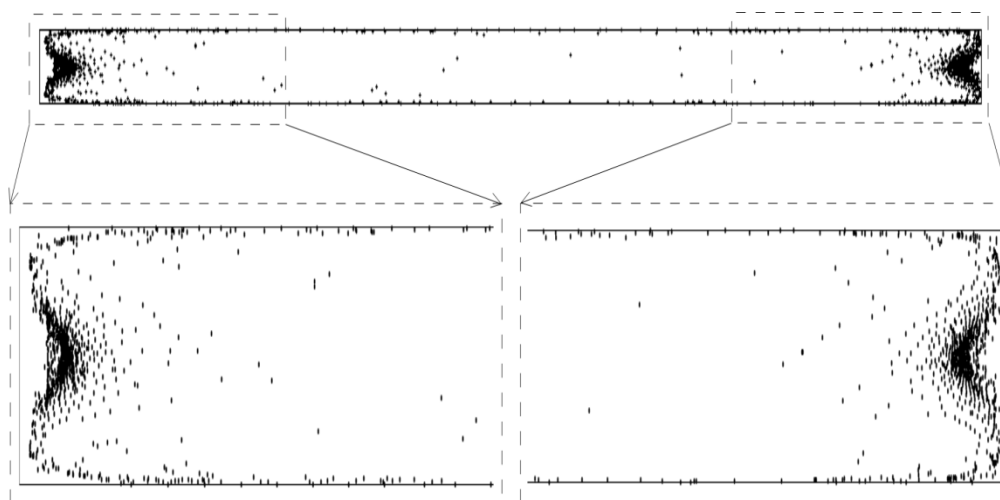


Рис.6. Распределение частиц при $\mu_p = 0.27$ ($r_p = 13 \cdot 10^{-7}$ м) после 2000 периодов.

Вблизи левой и правой границы возникают области акустического захвата частиц (ловушка), что совпадает с результатами работы [11]. Концентрация частиц в ловушке начинает смещаться к центру по мере приближения к плоскости симметрии резонатора. На удаление частиц от границы влияет коэффициент увлечения частиц μ_p . Чем больше μ_p , тем дальше от поршня располагаются частицы.

Заключение

Полученные результаты подтверждают, что максимальный перенос частиц акустическим течением происходит в областях соприкосновения вихрей Шлихтинга и Рэлея. Показано, что вблизи левой и правой границы резонатора возникают области захвата частиц — акустические ловушки. Концентрация частиц в акустической ловушке увеличивается по мере приближения к плоскости симметрии резонатора. На местоположение акустической ловушки влияет коэффициент увлечения частиц μ_p . Чем больше значение μ_p , тем дальше от поршня располагаются частицы.

Для оценки достоверности результаты численного моделирования на пакете Fluent сопоставлены с результатами, полученными в [11] методом характеристик для модели без уравнения энергии. Сравнены эпюры продольной мгновенной скорости и давления газа в различные фазы колебания. Приведено сравнение эпюр продольной скорости акустического течения. Эти сравнения показали удовлетворительную согласованность результатов, поэтому для решения задач дрейфа частиц в акустических полях, может быть эффективно использован CFD-пакет Fluent.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 15-11-10016).

Литература

1. Ганиев Р.Ф., Украинский Л.Е. Нелинейная волновая механика и технологии. - Москва: R&C Dynamics, 2008. - 712 с.
2. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. - Москва: Наука. 1978. Часть I, 464 с. Часть II, 360 с.
3. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П. Влияние гидродинамических сил на дрейф включения в волновых полях// Проблемы энергетики. - 2010. - Ч.1-2. - С.3-13.
4. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П. О некоторых режимах дрейфа включений в акустических полях// Инженерно-физический журнал. - 2011. - Т. 84. - №2. - С.255-262.
5. Gubaidullin D.A., Ossipov P.P. Numerical investigation of particle drift in acoustic resonator with periodic shock wave// Applied mathematics and computation. - 2013. - №219. - P. 4535-4544.
6. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П. Влияние чисел Рейнольдса и Струхала на направление волновой силы, действующей на включения в стоячей синусоидальной волне// Инженерно-физический журнал. - 2013. - Т. 86. - № 1. - С.50-58.
7. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П., Закиров А.Н. Диаграммы направления дрейфа частицы в стоячей волне с учетом силы Бассэ// Инженерно-физический журнал. - 2015. - Т.88. - №3. - С. 601-608.
8. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П., Насыров Р.Р. Влияние положения частицы и коэффициента увлечения на скорость дрейфа в акустическом резонаторе// Инженерно-физический журнал. - 2016. - Т. 89. - №2. - С. 400-406.
9. Aktas M.K., Farouk B. Numerical simulation of acoustic streaming generated by finite-amplitude resonant oscillations in an enclosure// J.Acoust. Soc. Am.- 2004. - V. 116. -P. 2811-2831.
10. Тукмаков А.Л. Распределение твердых частиц в акустическом поле резонансной трубы при различных режимах возбуждения колебаний// Теплофизика и аэромеханика. - 2005. - Т.12. - №2. - С.219-227.
11. Губайдуллин Д.А., Осипов П.П., Насыров Р.Р. Моделирование акустического захвата мелкодисперсных частиц в двумерном резонаторе // Актуальные проблемы механики сплошной среды. К 25-летию ИММ КазНЦ РАН. - Казань: ФЭН, 2016. - С. 130-145.
12. [Электронный ресурс] ANSYS Fluent: CFD Simulation // URL: <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>.
13. Gubaidullin D.A., Osipov P.P., Nasyrov R.R. Numerical simulation of Schlichting streaming induced by standing wave in rectangular enclosure// LTP Coatings 2014 IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series 567 (2014) 012017 doi:10.1088/1742-6596/567/1/012017.
14. Зарембо Л.К., Красильников В.А. Введение в нелинейную акустику. - Москва: Наука, 1966. - 521 с.

Авторы публикации

Губайдуллин Дамир Анварович – д-р физ.-мат. наук, член-корр. РАН, директор Института механики и машиностроения Казанского научного центра РАН. E-mail: gubajdullin@mail.knc.ru.

Осипов Петр Петрович – д-р физ.-мат. наук, в.н.с. Института механики и машиностроения Казанского научного центра РАН. E-mail: petro300@rambler.ru.

Альмакаев Ильдар Маратович – аспирант Института Механики и Машиностроения Казанского Научного Центра РАН. E-mail: ildar.almakayev@gmail.com.

References

1. Ganiev, RF, and Ukrainsky, L. Nonlinear wave mechanics and technology. - Moscow: R & C Dynamics, 2008. - 712 p.
2. Nigmatulin RI Dynamics of multiphase media. - Moscow: Science. 1978. Part I, 464 p. Part II, 360 sec.
3. Gubaidullin DA, Osipov P.P. Influence of hydrodynamic forces on drift of inclusion in wave fields // Problems of power engineering. - 2010. - Part 1-2. - C.3-13.
4. Gubaidullin DA, Osipov P.P. On some modes of drift of inclusions in acoustic fields // Engineering and Physics Journal. - 2011. - T. 84. - №2. - P.255-262.
5. Gubaidullin D.A., Ossipov P.P. Numerical investigation of particle drift in an acoustic resonator with periodic shock wave // Applied mathematics and computation. - 2013. - №219. - P. 4535-4544.
6. Gubaidullin DA, Osipov P.P. Influence of the Reynolds and Strouhal numbers on the direction of the wave force acting on inclusions in a standing sinusoidal wave // Engineering and Physics Journal. - 2013. - T. 86. - No. 1. - C.50-58.
7. Gubaidullin DA, Osipov PP, Zakirov A.N. Diagrams of the drift direction of a particle in a standing wave with allowance for the Basset force // Engineering-Physics Journal. - 2015. - T.88. - No. 3. - C. 601-608.
8. Gubaidullin DA, Osipov PP, Nasyrov RR Influence of the position of the particle and the drag coefficient on the drift velocity in an acoustic cavity // Engineering and Physics Journal. - 2016. - T. 89. - № 2. - C. 400-406.
9. Aktas M.K., Farouk B. Numerical simulation of the acoustic streaming generated by the finite-amplitude resonant oscillations in the enclosure // J.Acoust. Soc. Am. - 2004. - V. 116.-P. 2811-2831.
10. Tukmakov A.L. Distribution of solid particles in the acoustic field of a resonant tube under various oscillation modes // Thermophysics and Aeromechanics. - 2005. - T.12. - №2. - P.219-227.
11. Gubaidullin DA, Osipov PP, Nasyrov RR Modeling of acoustic capture of finely dispersed particles in a two-dimensional resonator // Actual problems of continuum mechanics. To the 25th anniversary of IMM KazNTs RAS. - Kazan: Feng, 2016. - P. 130-145.
12. [Electronic resource] ANSYS Fluent: CFD Simulation // URL: <http://www.ansys.com/Products/Fluids/ANSYS-Fluent>.
13. Gubaidullin D.A., Osipov P.P., Nasyrov R.R. Numerical simulation of Schlichting flowing induced by standing wave in a rectangular enclosure // LTP Coatings 2014 IOP Publishing Journal of Physics: Conference Series567 (2014) 012017 doi: 10.1088 / 1742-6596 / 567/1/012017.
14. Zarembo LK, Krasilnikov VA Introduction to nonlinear acoustics. - Moscow: Science, 1966. - 521 p.

Authors of the publication

Gubaidullin Damir Anvarovich– Corresponding Member of the RAS, director of the Institute of Mechanics and Engineering, Russian Academy of Sciences.

Osipov Petr Petrovich– doctor of phys.-math. sciences, Institute of Mechanics and Engineering, Russian Academy of Sciences.

Almakaev Ildar Maratovich– researcher of theInstitute of Mechanics and Engineering, Russian Academy of Sciences.

Поступила в редакцию

13 июля 2017 г.