

Реферат

Расчетно-пояснительная записка 30 с., 16 рис., 4 табл., 5 источников, 1 прил.

МЕТОД КОНЕЧНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ, УРАВНЕНИЕ РЕЙНОЛЬДСА, АЭРОУПРУГАЯ МОДЕЛЬ.

Составлено решение уравнение Рейнольдса методом конечных элементов. Решение может быть получено как для переменной, так и для постоянной правой части.

Численные результаты, полученные с помощью разработанной программы были проверены с помощью постановки правой части, а также сравнены со результатами вычисления Wolfram Mathematica

Получены решения задачи Рейнольдса для различных наклонов зазора и граничных условий.

Модель решения уравнения Рейнольдса была дополнена с помощью ограничения движения пластины зазора пружиной. Найдено положение равновесия, проверена устойчивость этого положения.

Оглавление

Реферат	1
1. Введение	3
1.1. Постановка задачи	3
1.2. Получение уравнения Рейнольдса	4
2. Решения уравнения Рейнольдса	8
2.1. Слабая форма Галеркина	9
2.2. Построение метода конечных элементов	12
2.3. Верификация программы на основе обратной подстановки . . .	16
2.4. Верификация программы путем сравнения с Wolfram Mathematica	19
2.5. Результаты моделирования	20
3. Аэроупругая модель	23
3.1. Получение равновесного положения системы	25
3.2. Проверка устойчивости системы	26
Заключение	28
Список использованных источников	29
Приложение А	30

1. Введение

Задачи расчёта подшипников газодинамического типа с зазорами разнообразной формы до сих пор остаются весьма актуальными. По сути, они сводятся к изучению газового смазочного слоя в тонком зазоре произвольной формы. Решением таких задач занимается гидродинамическая теория смазки. Этот раздел механики жидкости и газа начал развиваться в конце XIX века вслед за потребностями техники. Начало теоретическому исследованию течений в тонких зазорах положили работы Н. П. Петрова и британского учёного Осборна Рейнольдса, уточнённые и доведённые до возможности практического применения А. Зоммерфельдом, А. Мичелем. Дальнейшие исследования позволили распространить результаты созданной Рейнольдсом теории на газодинамические подшипники. Были даже предприняты успешные попытки получения общего вида уравнения Рейнольдса для смазочного слоя без привязки к конкретной системе координат. Данная работа посвящена получению пригодной к использованию в практических задачах формы уравнения Рейнольдса и решению его методом конечных элементов.

1.1. Постановка задачи

Задача данной работы — вывести, а затем показать методику решение дифференциального уравнения Рейнольдса методом конечных элементов.

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x}, \quad (1)$$

где $h = h(x)$ — толщина слоя, $p = p(x, z)$ — давление, μ — коэффициент вязкости. Граничные условия: U — скорость в направлении x на одной из пластин, p_v — повышенное давление, p_n — пониженное давление.

Размеры области зададим 5 мм по ширине и 5 мм по длине. Будем использовать коэффициент вязкости воды $\mu = 8.90 \cdot 10^{-4}$ Па · с.

Давление возьмем $p_n = 100$ кПа, $p_b = 150$ кПа. Скорость будет меняться в зависимости от специфики расчетов. Схематичное изображение области задачи и граничных условий изображено на рис. 1.

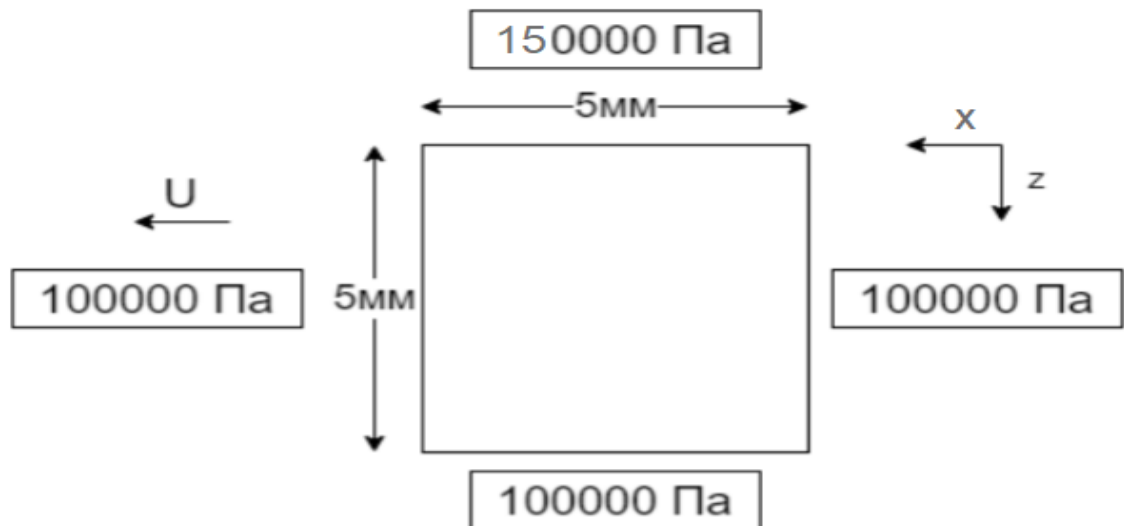


Рис. 1. Схема области решения и граничных условий уравнения Рейнольдса

1.2. Получение уравнения Рейнольдса

Уравнение Рейнольдса является одним из основных уравнений в области механики жидкостей и газов. Оно было названо в честь физика Осгуда Рейнольдса, который впервые сформулировал его в середине XIX века. Уравнение Рейнольдса имеет широкое применение в различных областях науки и техники, таких как гидродинамика, аэродинамика, теплообмен. Это уравнение является основой для предсказания и анализа различных явлений, связанных с течением жидкостей и газов. Гидродинамические уравнения несжимаемой жидкости с внутренним трением могут быть представлены в очень простой форме, если пренебречь силами, пропорциональными массам, равно как и силами инерции.

Обозначая через x , y , z прямоугольные координаты точки, через p – гидродинамическое давление в этой точке,

Силы трения $p_{xy}, p_{xz}, p_{yx}, p_{yz}, p_{zx}, p_{zy}$, перпендикулярные к оси силы, обозначенной первой буквой индекса и параллельные оси силы, обозначенной второй буквой индекса.

Обозначим проекции скорости на осях x, y, z соответственно u, ν, ω .

Введем μ как коэффициент внутреннего трения жидкости. Тогда можно записать три системы уравнений:

1) Система, определяющая гидродинамическое давление в точке x, y, z :

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \left(\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial y} = \mu \left(\frac{\partial^2 \nu}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \nu}{\partial z^2} \right), \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \mu \left(\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} \right). \end{cases} \quad (2)$$

2) Система, определяющая силы трения в той же точке:

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{zy} = \mu \left(\frac{\partial \omega}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial z} \right), \\ p_{zx} = p_{xz} = \mu \left(\frac{\partial \omega}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial z} \right), \\ p_{xy} = p_{yx} = \mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} + \frac{\partial \nu}{\partial x} \right). \end{cases} \quad (3)$$

3) Условие несжимаемости жидкости, выраженное уравнением:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0. \quad (4)$$

Примем, что скорость $\nu = 0$, поскольку она мала по сравнению со скоростями $u = 0, \omega = 0$.

Изменения скоростей u и ω со при заданном значении y для всех изменений x и z могут рассматриваться как чрезмерно малые, поэтому примем

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} = 0, \frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2} = 0, \frac{\partial^2 \omega}{\partial z^2} = 0.$$

Ограничиваясь приближенным решением, которое можно получить при указанных выше предположениях, уравнения (2), (3) и (4) могут быть приведены к следующей форме.

$$\begin{cases} \frac{\partial p}{\partial x} = \mu \frac{\partial^2 u}{\partial y^2}, \\ \frac{\partial p}{\partial y} = 0, \\ \frac{\partial p}{\partial z} = \mu \frac{\partial^2 \omega}{\partial y^2}. \end{cases} \quad (5)$$

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{xy} = \mu \frac{\partial \omega}{\partial y}, \\ p_{zx} = p_{xz} = 0, \\ p_{xy} = p_{yx} = \mu \frac{\partial u}{\partial y}. \end{cases} \quad (6)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial \nu}{\partial y} + \frac{\partial \omega}{\partial z} = 0.$$

Для определения давления необходимо интегрировать выражения (5), (6).

Для этого определим граничные условия.

Для $y = 0$ имеем

$$\begin{cases} u = U_0, \\ \nu = 0, \\ \omega = 0. \end{cases}$$

Для $y = h$ имеем

$$\begin{cases} u = U_1, \\ \nu = U_1 - U_1 \frac{\partial h}{\partial h}, \\ \omega = 0. \end{cases}$$

Поскольку p не зависит от y , то интегрирование уравнений (5) приводит

к уравнениям

$$\begin{cases} u = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} (y - h) y + U_0 \frac{h-y}{h} + U_1 \frac{y}{h}, \\ \omega = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial z} (y - h) y. \end{cases} \quad (7)$$

Первые производные вторых членов этих уравнений, перенесенные в соответствующие уравнения группы (6), приводят к уравнениям

$$\begin{cases} p_{yz} = p_{zy} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial z} (2y - h), \\ p_{xy} = p_{yx} = \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} (2y - h) + \mu \frac{U_1 - U_0}{h}. \end{cases} \quad (8)$$

Если давление p считать независимым от координаты z , то четыре последних уравнения сокращаются до двух: первое из системы (7) и второе из системы (8).

Взяв производные от первого из этих уравнений по x и от второго по z и подставляя это в уравнение (4), находим, что

$$\frac{\partial \nu}{\partial y} = -\frac{1}{2\mu} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{\partial p}{\partial x} (y - x) y \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial p}{\partial z} (y - h) h \right) - \frac{\partial}{\partial x} \left(U_0 \frac{h - y}{h} + U_1 \frac{y}{h} \right) \right).$$

Интегрируя это уравнение в пределах от $y = 0$ до $y = h$ и принимая во внимание граничные условия, получаем

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) = 6\mu \left((U_0 - U_1) \frac{\partial h}{\partial x} \right) + 2V_1.$$

$2V_1$ используется для учёта движений одной из стенок зазора, меняющих значение функции. Если пренебречь этим, и обозначить $U_0 - U_1$ как U , то получим искомое уравнение (1).

2. Решения уравнения Рейнольдса

Решение уравнения Рейнольдса (1) будем искать с помощью метода конечных элементов. В 1950-1960 годах метод конечных элементов начал активно развиваться благодаря работам инженеров и математиков, таких как Ричард Кортон Либерман, Джонинг Онгенс, Олег Зеносенко. Основная идея метода конечных элементов состоит в том, что любую непрерывную величину, такую как температура, давление и перемещение, можно аппроксимировать дискретной моделью, которая строится на множестве кусочно-непрерывных функций, определенных на конечном числе подобластей. Кусочно-непрерывные функции определяются с помощью значений непрерывной величины в конечном числе точек рассматриваемой области. В общем случае непрерывная величина заранее неизвестна и нужно определить значения этой величины в некоторых внутренних точках области. Дискретную модель, однако, не сложно построить, если сначала предположить, что числовые значения этой величины в каждой внутренней точке области известны. После этого можно перейти к общему случаю. Итак, при построении дискретной модели непрерывной величины поступают следующим образом:

- 1) В рассматриваемой области фиксируется конечное число точек. Эти точки называются узловыми точками или просто узлами.
- 2) Значение непрерывной величины в каждой узловой точке считается переменной, которая должна быть определена.
- 3) Область определения непрерывной величины разбивается на конечное число подобластей, называемых элементами. Эти элементы имеют общие узловые точки и в совокупности аппроксимируют форму области.
- 4) Выбор функций формы и аппроксимирующей функции.
- 5) Построение локальной матрицы.
- 6) Построение глобальной матрицы путем сшивания локальных матриц элементов друг с другом.

- 7) Учет граничных условий путем заменой коэффициентов в полученной матрице или же вектора правых частей.
- 8) Решение системы линейных уравнений для получения решения в узловых точках.

2.1. Слабая форма Галеркина

Существуют разные подходы к реализации идеи метода конечных элементов. В данной работе рассмотрим методику решения с помощью слабой формы Галеркина. Для разбиения области на элементы требуется выбрать форму элемента. Поскольку рассматриваемая область прямоугольная, то удобно взять элементы прямоугольной формы.

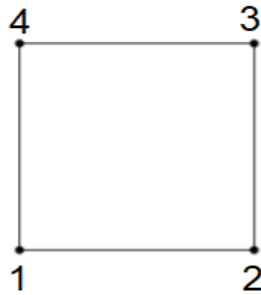


Рис. 2. Линейный прямоугольный конечный элемент

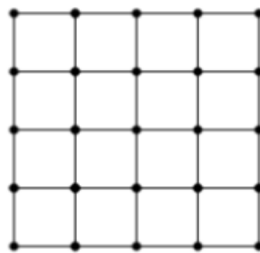


Рис. 3. Проекция расчётной области

Пусть l — горизонтальная длинная области, а h — вертикальная. Тогда

функции формы будут иметь следующий вид:

$$\begin{cases} N_1 = 1 - \frac{x}{l} - \frac{z}{h} + \frac{xz}{lh}, \\ N_2 = \frac{x}{l} - \frac{xz}{lh}, \\ N_3 = \frac{xz}{lh}, \\ N_4 = \frac{z}{h} - \frac{xz}{lh}. \end{cases} \quad (9)$$

Аппроксимирующую функцию зададим в виде:

$$\phi = c_0 N_1 + c_1 N_2 + c_2 N_3 + c_3 N_4.$$

Далее будем искать локальную матрицу из выражения:

$$\int_{S_i} [N]^T \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial p}{\partial z} \right) - 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0. \quad (10)$$

S_i — область, содержащая элемент. Подставим аппроксимирующую функцию ϕ вместо p .

$$\int_{S_i} [N]^T \left(\frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

Понизим порядок производной с помощью функции дифференцирования произведения:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) = [N]^T \frac{\partial}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial [N]^T}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right),$$

$$\frac{\partial}{\partial z} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) = [N]^T \frac{\partial}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) + \frac{\partial [N]^T}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right).$$

Подставим полученные выражения в исходный интеграл (10):

$$\int_{S_i} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) - \frac{\partial [N]^T}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) \right) dx dz +$$

$$+ \int_{S_i} \left(\frac{\partial}{\partial z} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - \frac{\partial [N]^T}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - [N]^T 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

С помощью формулы Грина можно заменить третье и первое слагаемое под знаком интеграла

$$\begin{aligned} & \int_{S_i} \left(\frac{\partial}{\partial x} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) \right) dx dz = \\ & = \oint_{\partial S_i} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} l_x + [N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} l_z \right) d(\partial S_i). \end{aligned}$$

Выражение (10) примет вид:

$$\begin{aligned} & \oint_{\partial S_i} \left([N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} l_x + [N]^T h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} l_z \right) d(\partial S_i) - \\ & - \int_{S_i} \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial [N]^T}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - [N]^T 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0. \end{aligned}$$

Поскольку в условии задачи заданы граничные условия, то можно не учитывать интеграл по границе. Узлы на которые влияет этот интеграл будут совпадать с узлами, которые зафиксированы граничными условиями.

Итоговое уравнение (10) будет иметь вид:

$$\int_{S_i} \left(\frac{\partial [N]^T}{\partial x} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial x} \right) + \frac{\partial [N]^T}{\partial z} \left(h^3 \frac{\partial \phi}{\partial z} \right) - [N]^T 6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz = 0.$$

После вычислений этих интегралов можно получить матричное уравнение в локальных координатах относительно ϕ следующего вида:

$$W_i \phi = F_i, \tag{11}$$

где F_i - правая часть, полученная из интеграла, не содержащего ϕ :

$$F_i = \int_{S_i} [N]^T \left(6\mu U \frac{\partial h}{\partial x} \right) dx dz.$$

Для вычисления глобальной матрицы требуется для каждого элемента подставить в вырождение (11) для локальных координат узловые границы области и вычислить их значения. Далее нужно объединить все матрицы полученные в одну глобальную. Этот процесс будет описан более подробно позже. После объединения локальных матриц в глобальную получаем матричное уравнение

$$W\phi = F,$$

Далее заменяем значения в матрице F и матрице W так, чтобы значения в граничных узлах совпадали с граничными условиями. После этого решением уравнения будут являться искомые значения давления p в узловых точках.

2.2. Построение метода конечных элементов

В работе уже был описан принцип решения уравнения Рейнольдса с помощью слабой формы Галеркина, однако его программная реализация требует дополнительных пояснений.

Для вычисления нового конечного элемента получаются интегралы согласно слабой формы Галеркина в локальной системе координат. Вычисление интегралов необходимо на каждом шаге, поскольку требуется преобразовать функцию зазора h из глобальных координат в локальные, задавая смещение по оси x .

Затем происходит вычисление значений узлов конечных элементов, учет граничных условий и их объединение. Так много действий объединено в один этап, поскольку в ином случае для выполнения всех перечисленных действий требовались бы дополнительные вычислительные затраты и использование дополнительной памяти для хранения информации о структуре полученных узлов. Для иллюстрации будем рассматривать решение для сетки с 2 элементами по вертикали и 2 по горизонтали.

Итак, вычисления происходят следующим образом: вначале рассчитыва-

ется самый нижний левый конечный элемент. В качестве результата вычисления одного элемента получаем систему из 4 однородных уравнений. Записываем полученную систему в массив решений и сохраняем данные об индексах двух крайних правых узлах $\{2, 3\}$ и двух верхних $\{3, 4\}$. Важно, что крайние правый элемент мы будем хранить только для самого последнего вычисленного элемента, а значение индексов верхних узлов для всего ряда конечных элементов. По какой причине это происходит именно так стане яснее на следующих этапах вычисления. Поскольку мы имеем граничные условия по условию задачи, то для граничных узлов имеет смысл сразу их учесть. Граничными узлами для рассматриваемого элемента будут являться узлы $\{1, 2, 4\}$. Заменим уравнения в системе, соответствующие этим узлам, так, чтобы они удовлетворяли граничным условиям. В программе это реализовано в виде уравнения $nodeValue - boundaryValue = 0$, где $nodeValue$ — неизвестное значение в узле, а $boundaryValue$ — граничное значение.

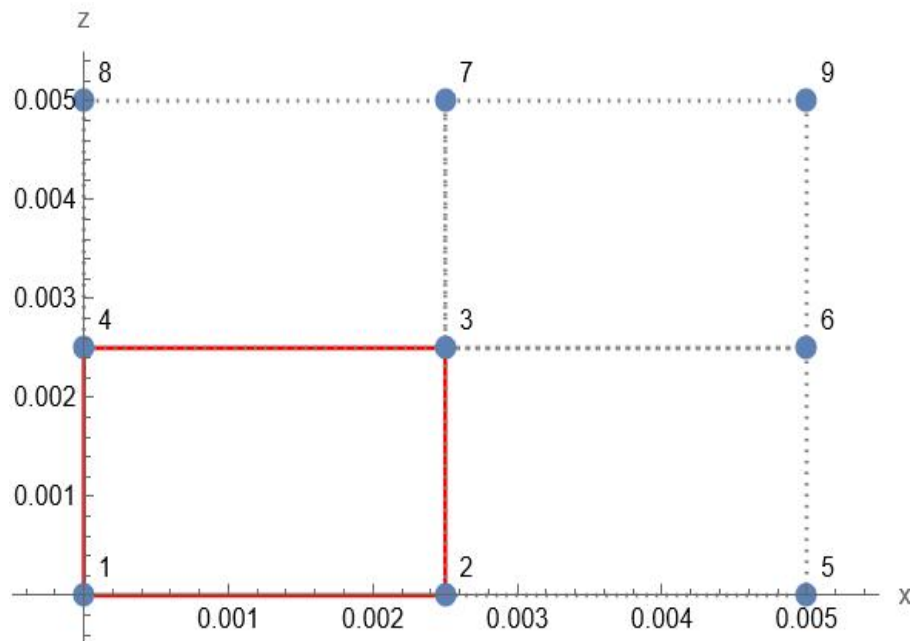


Рис. 4. Нижний левый конечный элемент на сетке 2 на 2 элементов

Далее в цикле вычисляем все оставшиеся конечные элементы в этом ряду, на выбранной сетке он всего один. Поскольку новых узлов в сетке будет всего два, то необходимо будет использовать те же переменные для обозначения уже используемых узлов сетки. Как раз для этого и было сохранено значе-

ние индексов крайне правых элементов. Для осуществления слияния двух узлов разных конечных элементов уравнения для этих узлов складываются. В случае, если общие узлы оказываются граничными, то в сложение уравнений смысла не имеет - они и так отвечают граничным условиям. Добавляем в массив индексов верхних элементов новую пару узлов и сохраняем новые крайние правые узлы аналогично прошлому этапу. Аналогично с прошлым этапом учитываем граничные условия

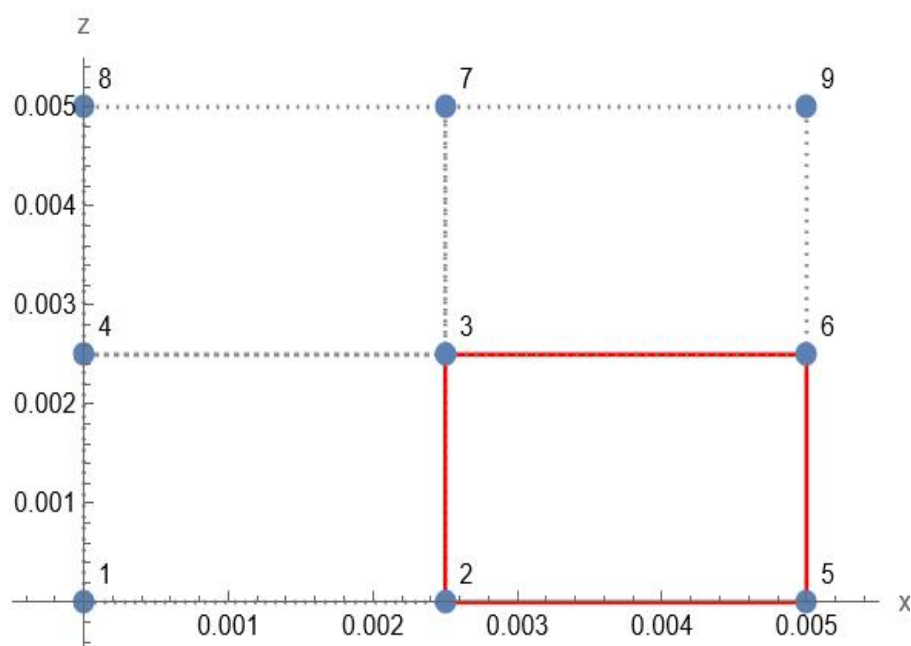


Рис. 5. Нижний правый конечный элемент на сетке 2 на 2 элементов

После этого переходим к вычислению конечных элементов выше по оси z . Для этого будет использоваться цикл по вертикальной оси z . В рассматриваемом случае в этом цикле будет всего один ряд элементов, лежащих между 0.003 и 0.005 по оси z . Рассмотрим вычисление элемента с узлами $\{4, 3, 7, 8\}$. Для него большая часть действий аналогично, не будем их повторять. Главной отличительной чертой алгоритма относительно прошлых конечных элементов будет использования массива индексов верхних узлов, который был заполнен на ранних этапах. Он нужен добавления в систему решения общих нижних узлов элементов - $\{4, 3\}$. Добавление происходит путем складывания имеющегося уравнения в системе с новым уравнением для вычисляемого узла. После все вычислений мы как и ранее сохраняем значение крайне правых узлов и обновляем индекс для крайне верхних узлов в массиве. Стоит заметить, что массив индексов крайне верхних узлов имеет размерность равную числу горизонтальных элементов сетки, то есть размерность 2 для рассматриваемого случая. В нем хранятся только актуальные для вычисления индексы.

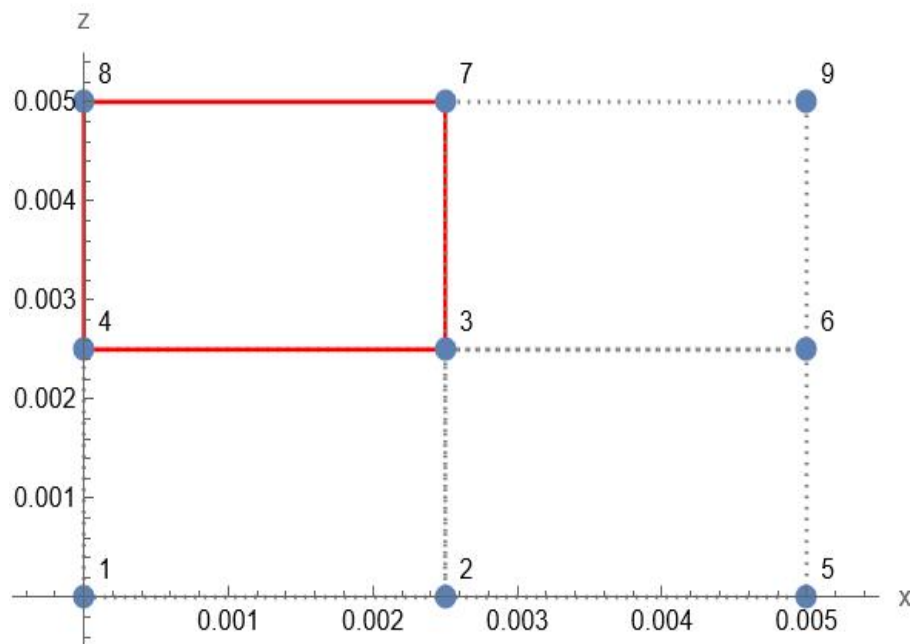


Рис. 6. Верхний левый конечный элемент на сетке 2 на 2 элементов

Для получения последующих уравнений для узлов конечных элементов используется цикл по оси x . Каких-то новых приемов для его вычисления не используется, расчет ведется аналогично с прошлыми элементами. В рассматриваемом случае такой элемент всего один.

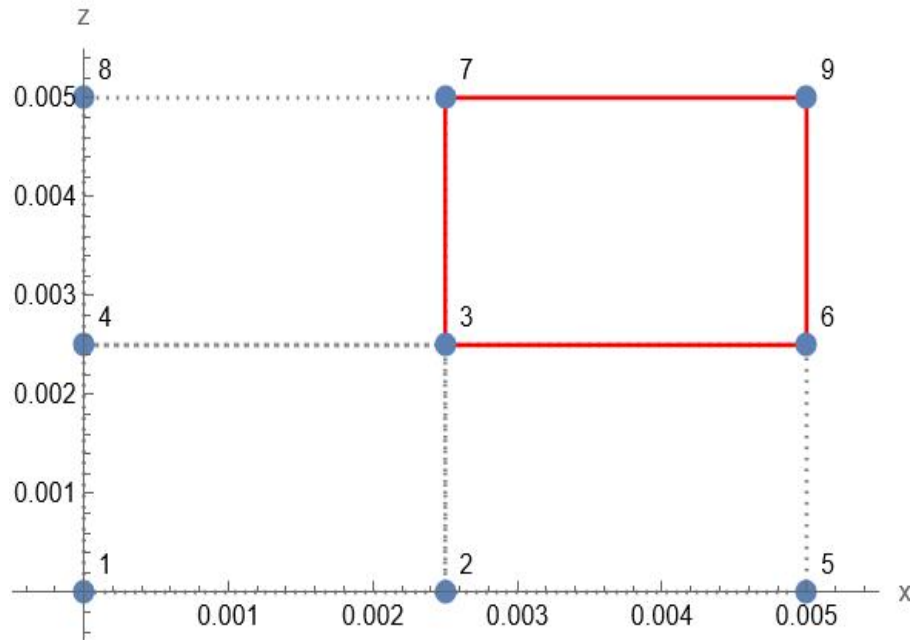


Рис. 7. Верхний правый конечный элемент на сетке 2 на 2 элементов

Итого получаем систему линейных алгебраических уравнений, которая позволит получить нам давления в каждом из узлов сетки. Решаем систему с помощью встроенной в Wolfram Mathematica функции Solve и получаем решение задачи – набор значений давлений в заданных узлах сетки.

2.3. Верификация программы на основе обратной подстановки

В качестве первого способа проверки вначале зададим функцию решения, вычислим для нее правую часть и затем подставим полученную правую часть в нашу программу. Так мы сможем сравнить полученное решение со значениями функции заданной нами самими.

В качестве первой проверочной функции рассмотрим

$$f(x, z) = -2 \frac{\pi}{0.005} \sin \left(\frac{\pi z}{0.005} \right) x (x - 0.005) \quad (12)$$

Далее вычислим правую часть подставив (12) в уравнение

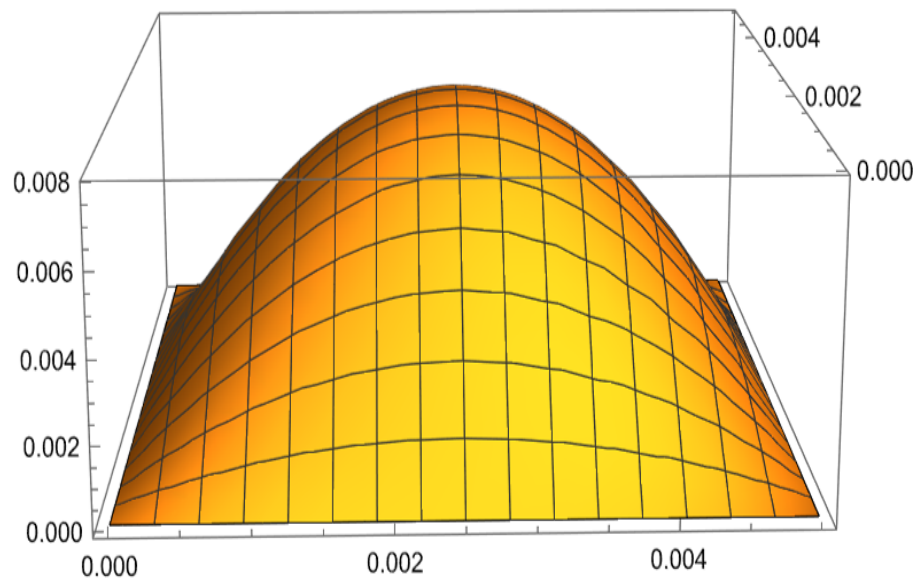


Рис. 8. Первая проверочная функция (12)

$$F = \frac{\partial^2 f}{x^2} + \frac{\partial^2 f}{\partial z}$$

Полученную правую часть подставим в программу и будем искать искомую функцию f .

Размерность сетки	Разность, Па	Погрешность, %
5 на 5	0.969	21.31
10 на 10	0.260	5.7
20 на 20	0.065	1.4

В качестве второй проверочной функции рассмотрим

$$f(x, z) = -2 \frac{\pi z}{0.005} \sin \frac{2\pi z}{0.005} \sin \frac{4\pi x}{0.005} \quad (13)$$

Как видно значение функции на границах нулевое.

Аналогичным образом получим правую часть и подставим ее в программу.

Погрешность была вычислена по формуле $\max_i \left| \frac{x_{ti} - x_{nodei}}{x_{ti}} \right|$, где x_{ti} – значение в узле i , полученное из искомой функции, а x_{nodei} – значение в узле i ,

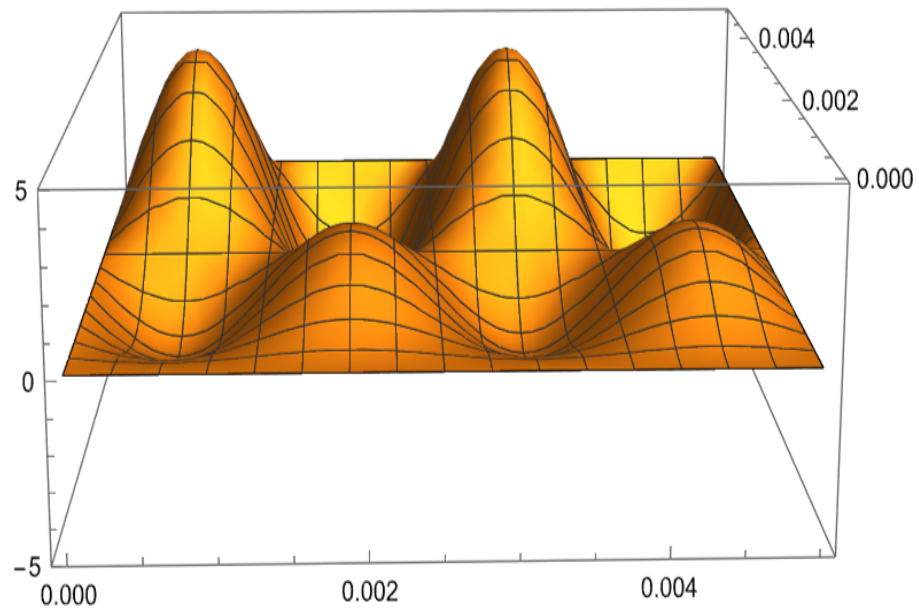


Рис. 9. Результат вычислений для проверочной функции (12) на сетке 20 на 20

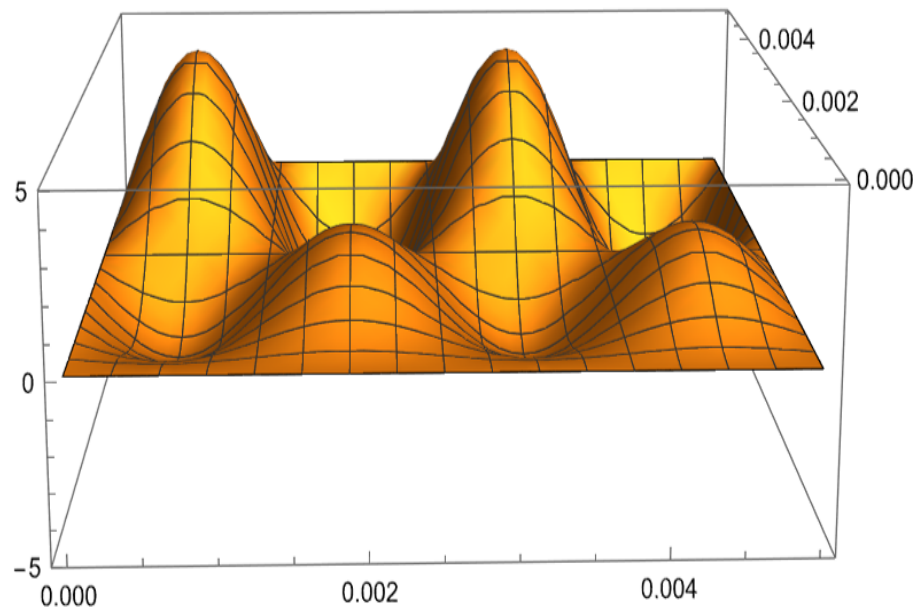


Рис. 10. Вторая проверочная функция (13)

Размерность сетки	Разность, Па	Погрешность, %
5 на 5	0.969	21.31
10 на 10	0.260	5.7
20 на 20	0.065	1.4

полученное в программе. Максимум вычисляется по всем узловым элементам.

Итого можно делать вывод, что на приведенных примерах программа считает верно, погрешность сокращается с увеличением числа элементов на сетке. Из двух проверок можно видеть, что для первой более простой по форме функции достаточно 10 элементов для получения небольшой погрешности, тогда как для более сложной второй функции нужно не мена сетка 20 элементов.

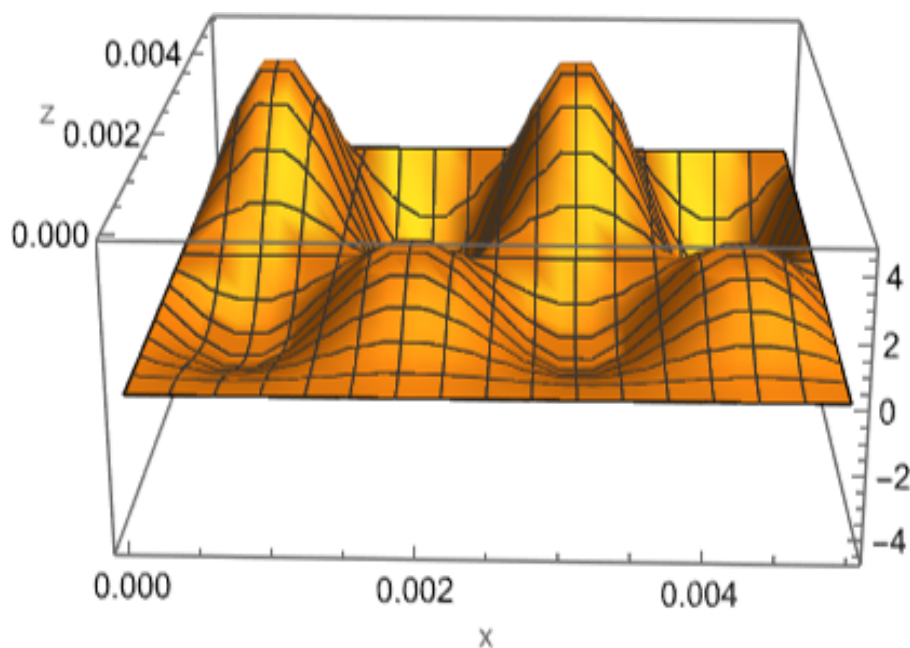


Рис. 11. Результат вычислений для проверочной функции (13) на сетке 20 на 20

2.4. Верификация программы путем сравнения с Wolfram Mathematica

Проверим полученный результат с помощью функции NDSolve в Wolfram Mathematica.

Сравним решения полученные с помощью собственной реализацией с решением Wolfram Mathematica.

Можно заметить, что полученное решение отличается не более чем на 4.51 %, с увеличением числа элементов в сетке погрешность падает. Это сви-

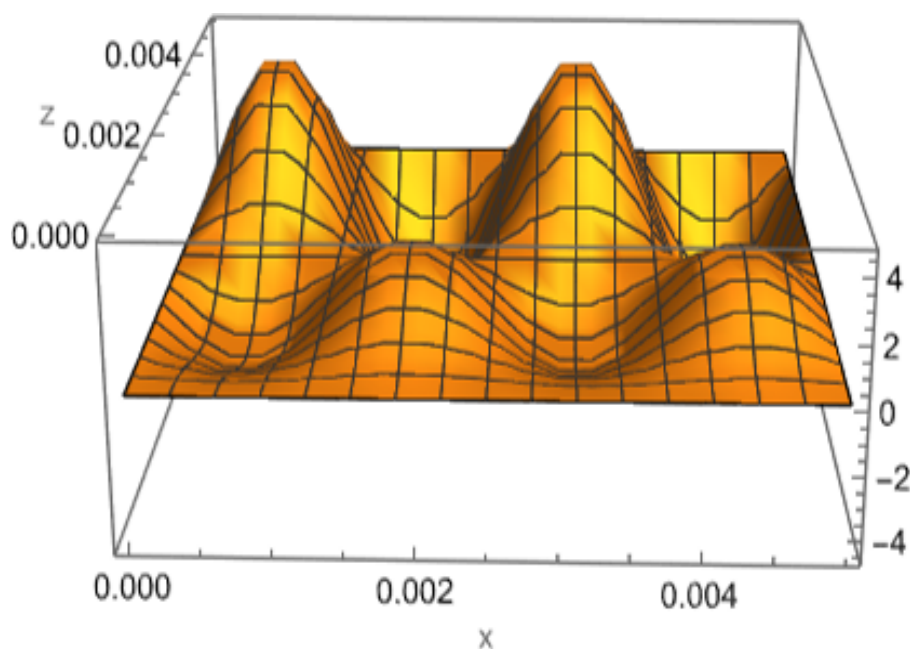


Рис. 12. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.0001$ м полученный с помощью Wolfram Mathematica

Размерность сетки	Разность, Па	Погрешность, %
5 на 5	4612	4.51
10 на 10	1538	1.38
20 на 20	1290	1.02

детельствует о верности полученного решения.

Верификация работы программы была произведена двумя способами, таким образом можно судить о верности работы программы.

2.5. Результаты моделирования

Для демонстрации результатов рассмотрим различные функции зазора $h(x)$. Расчеты будем проводить на сетке 10 на 10 со стандартными параметрами указанными в постановке задачи (1).

В начале вычислим давление для постоянного зазора

Затем получим график для увеличивающегося зазора

Так выглядит давление на пластину для уменьшающегося зазора

Чтобы более наглядно увидеть отличия которые вызывает знак перед коэффициентом у x построим графики с одинаковыми граничными условиями на всех гранях равными 100000 Па.

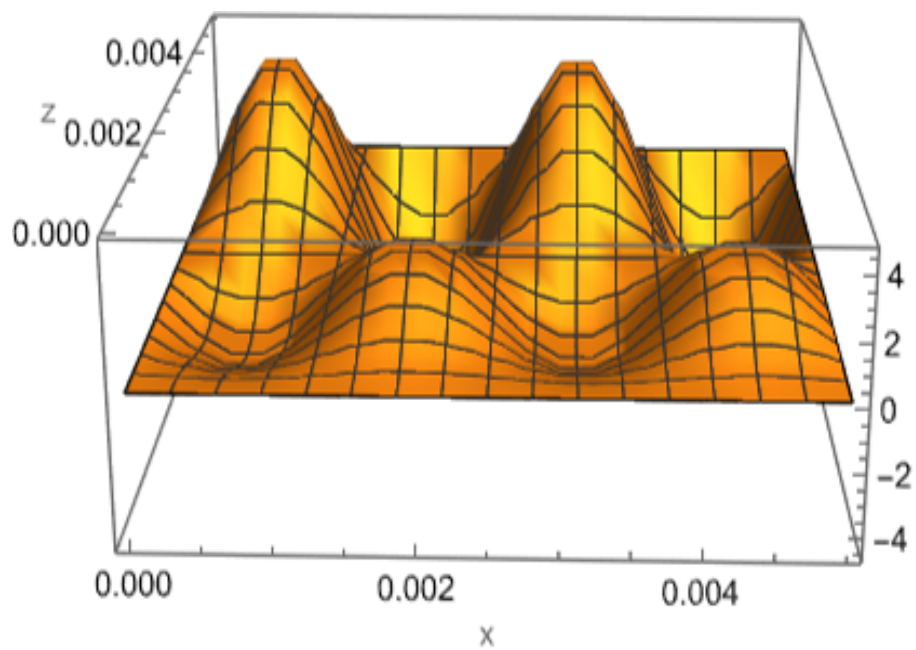


Рис. 13. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.001$ м

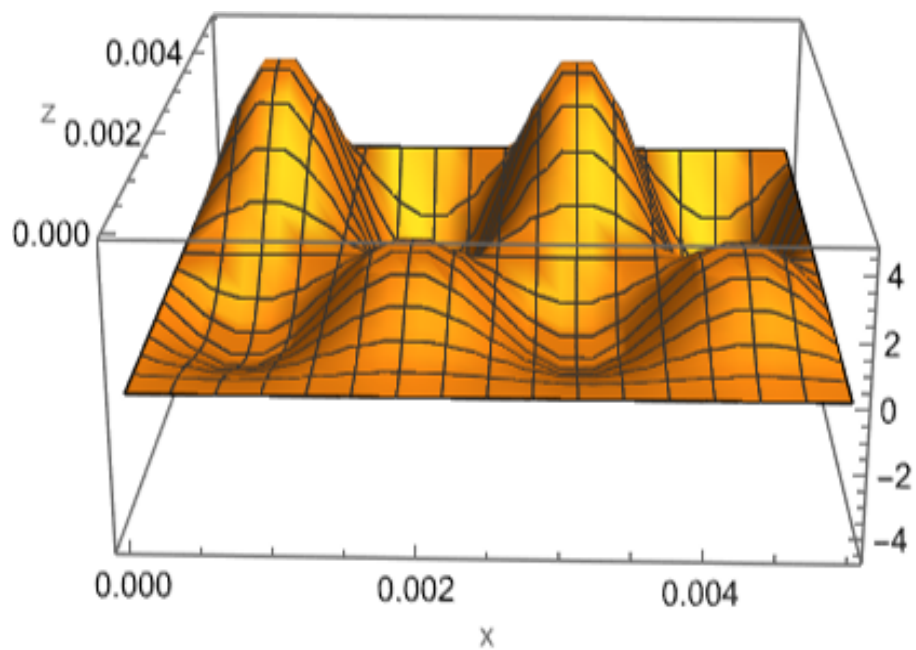


Рис. 14. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.15x + 0.001$ м

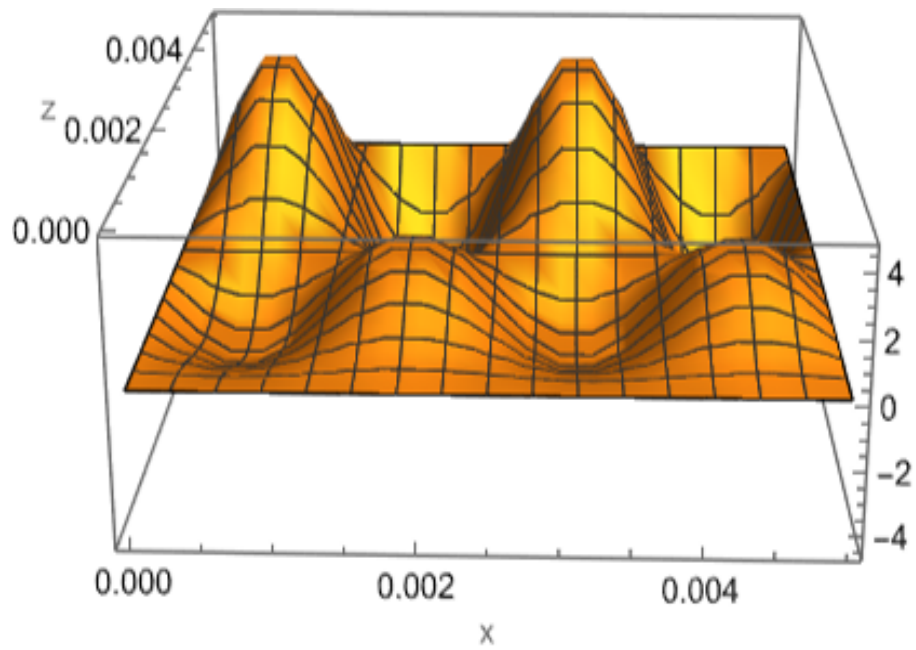


Рис. 15. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.15x + 0.001$ м

При положительном коэффициенте видимо провал

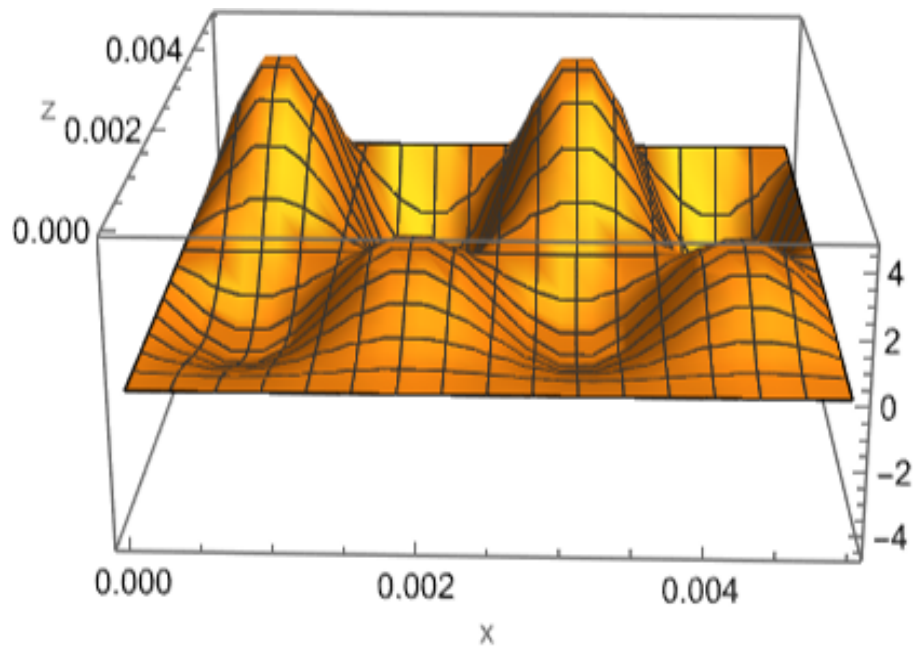


Рис. 16. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.15x + 0.001$ м

При отрицательном коэффициенте наблюдаем пик

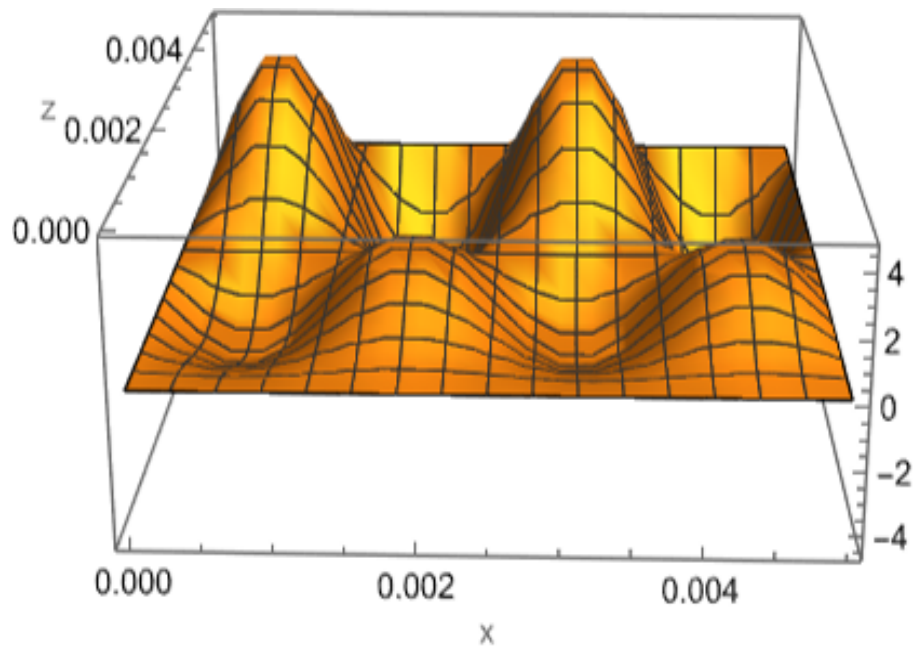


Рис. 17. График решения уравнения Рейнольдса для $h = 0.15x + 0.001$ м

3. Аэроупругая модель

Для построения аэроупругой модели не достаточно получить решение уравнения Рейнольдса. Для ее получения необходимо дополнить имеющуюся модель пружиной, ограничивающей движение пластины сверху. Закрепим пружину по центру пластины в точке $\{0.0025, 0.0025\}$.

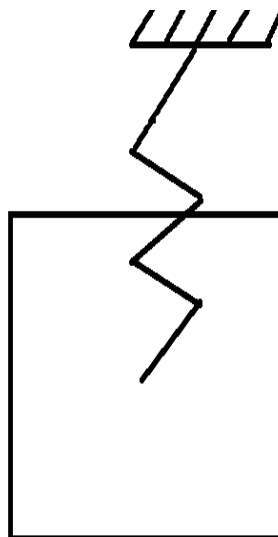


Рис. 18. Схема модели пластины с пружиной

Необходимо связать изменения положения пластины и сжатия и растя-

жение пружины. Для этого необходимо записать уравнения Лагранжа. Они были разработаны французским математиком и астрономом Жозефом Луи Лагранжем в конце 18 века. Идея уравнений Лагранжа второго рода заключается в том, что для описания движения системы достаточно знать ее кинетическую энергию и потенциальную энергию, а также уравнения, описывающие связи между различными частями системы. Эти уравнения выражаются в виде дифференциальных уравнений второго порядка, которые обеспечивают полное описание динамики системы.

Для записи уравнений Лагранжа зададим вертикальную координату l и угловую ψ .

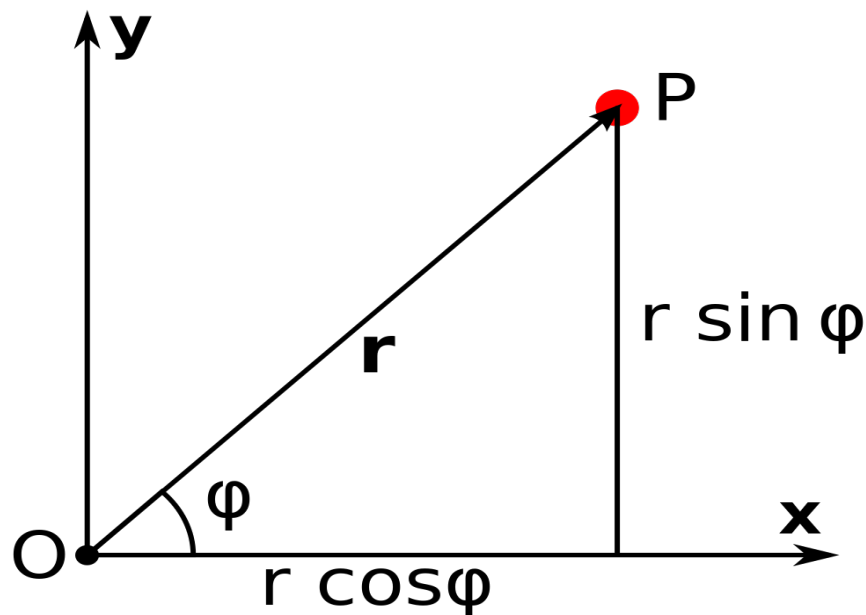


Рис. 19. Полярная система координат

Тогда уравнения Лагранжа будут иметь вид

$$\begin{cases} \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{x}} \right) - \frac{\partial L}{\partial x} = F, \\ \frac{d}{dt} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{\psi}} \right) - \frac{\partial L}{\partial \psi} = F, \end{cases} \quad (14)$$

F — сила, M — момент. $L = T - P$, где T — кинетическая энергия, а P — потенциальная.

Определим значения потенциальной силы

$$T = \frac{m\dot{x}^2}{2} + \frac{I\dot{\psi}^2}{2},$$

где $I = \frac{length^4}{12}$ — момент инерции квадрата.

Определим значения потенциальной силы

$$P = \frac{kx^2}{2} + \frac{c\psi^2}{2},$$

где k — коэффициент жёсткости пружины на деформирование по l , c — коэффициент жёсткости пружины на деформирование по ψ .

После подстановки в исходную систему (14) получим

$$\begin{cases} m\ddot{x} + kx = F, \\ I\ddot{\psi} + c\psi = M, \end{cases} \quad (15)$$

3.1. Получение равновесного положения системы

Для получения равновесного положения на первом этапе вычислим координаты пластины, решив уравнение Рейнольдса методом МКЭ. Начальный зазор $h(x) = 0.001$. Далее поскольку ищем положение равновесия производные по времени в системе (15) можно обнулить

$$\begin{cases} kx = F, \\ c\psi = M, \end{cases} \quad (16)$$

Определим силу F и момент M из полученного ранее уравнения Рейнольдса. Для этого потребуется вычислить интегралы по площади конечного элемента. Обозначим $b_i = p_i - p_{ext}$, где $i = 1..4$, $p_{ext} = 100000$ Па — внешнее давление

на пружину. Составим интегралы для силы и момента

$$F = \int_{S_i} (N_1 b_1 + N_2 b_2 + N_3 b_3 + N_4 b_4) dx dz$$

$$M = \int_{S_i} (N_1 b_1 + N_2 b_2 + N_3 b_3 + N_4 b_4) \sqrt{x^2 + y^2} dx dz$$

Вычислив их можно получить значения l и ψ из (16). Коэффициенты k и c сложно определить экспериментально, поэтому они были подобраны так, чтобы изменение зазора в достаточной степени влияло на положение пружины.

После получения l и ψ можно определить новый вид функции зазора $h(x) = \tan \psi x + l$. Далее снова получается решение уравнения Рейнольдса и процесс повторяется по кругу до тех пор пока функция $h(x) = \tan \psi x + l$ перестанет изменяться. Получить равновесное значения $h(x)$ удалось за 4 повторения, $h(x) = 0.147x + 0.00046$. Далее следует убедиться в устойчивости данного положения пластины.

3.2. Проверка устойчивости системы

Для проверки устойчивости нужно изменять значения l и ψ на 1-2% и таким образом построить аппроксимацию F и M из системы (16). Аппроксимация полиномиальная вида $F = F_0 + a_1 \Delta l$, $M = M_0 + b_1 \Delta \psi$. В искомой системе (15) l и ψ заменяются на $l_c + \Delta l$ и $\psi_c + \Delta \psi$ соответственно. l_c , ψ_c — значения координат в равновесии системы. После подстановки момента и силы, а также замены l и ψ коэффициенты отвечающие за равновесность состояния сокращаются. После этого следует произвести еще две замены

$$\Delta l = l_c \exp w_1 t$$

$$\Delta \psi = \psi_c \exp w_2 t$$

После сокращения экспонент получаем два характеристических выражения для w_1 и w_2 .

Из них по критерию Рауса—Гурвица можно определить асимптотическую устойчивость найденных точек.

Критерий Рауса—Гурвица. Пусть имеем линейное дифференциальное уравнение с постоянными вещественными коэффициентами:

$$a_0 y^{(n)} + a_1 y^{(n-1)} + \dots + a_n y = 0, (a_0, a_1, \dots, a_n = \text{const}, a_0 > 0).$$

Нулевое решение $y = 0$ уравнения асимптотически устойчиво, если все корни характеристического уравнения

$$(\lambda) = a_0 \lambda^n + a_1 \lambda^{n-1} + \dots + a_n = 0.$$

имеют отрицательные вещественные части. Для того чтобы это выполнялось необходимо и достаточно, чтобы были положительными все главные диагональные миноры матрицы Гурвица. В рассматриваемой задаче миноры матрицы Гурвица будут иметь вид $\Delta_1 = a_1$, $\Delta_2 = a_1 a_2 - a_0 a_3$. Для выполнения условия асимптотической устойчивости необходимо и достаточно чтобы $\Delta_1 > 0$, $\Delta_2 > 0$.

Заключение

В работе представлен вывод уравнения Рейнольдса для установившегося течения в газовом смазочном слое и методика решения уравнения Рейнольдса с помощью метода конечных элементов. В ходе работы получены следующие результаты:

- 1) Создана программная реализация метода конечных элементов для решение уравнения Рейнольдса
- 2) Полученные значения решения уравнения Рейнольдса были сравнены с результатами решения, полученного с помощью функции `NDSolve` в `Wolfram Mathematica`
- 3) В результате сравнения для сетки 5 на 5 погрешность равна 4.51 %, а для сетки 20 на 20 – 1.02 %.

Список использованных источников

1. Петров Н. Гидродинамическая теория смазки, М.: из-во академии наук СССР, 1948. — 558 с.
2. Слезкин Н. Динамика вязкой несжимаемой жидкости, М.: из-во теоретической литературы, 1955. — 521 с.
3. Селегринд Л. Применение метода конечных элементов, М.: из-во МИР, 1979. — 195 с.
4. Seshu P. Textbook of Finite Element Analysis, New Dehli: PHI Learning Private Limited, 2012. — 340 с.
5. Григорьев А. Колебания и виброактивность элементов машин: Учеб. пособие. СПб.: Университет ИТМО, 2016. — 136 с.

Приложение А