всероссийской научно-технической конференции. – 2009.
2. Артур Л. Коуль, Фред С. Ризенфельд. Очистка газа. - М.: Государственное научно-техническое издательство нефтяной и горно-топливной литературы, 1962. – 48 с.
3. Мейсон Э., Малинаускас А. Перенос в пористых средах: модель запыленного газа. — М.: Мир, 1986. 200 с.
4. Серпионова Е. Н. Промышленная адсорбция газов н паров. Изд. 2-е переработ, и доп. Учеб. пособие для студентов химико-технологических специальностей вузов. М., «Высш. школа», 1969.

ЗАКОНОМЕРНОСТИ ГИДРОДИНАМИКИ И ТЕПЛОМАССОПЕРЕНОСА В ВЯЗКИХ СРЕДАХ

А.В. Аксёнов, Р.В. Шмурыгин

Научный руководитель, д. физ-мат.н., профессор кафедры ТХНГ С.Н. Харламов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, Томск, Россия

Как известно гидродинамика является разделом гидравлики, в котором изучаются законы движения несжимаемой жидкости и её взаимодействие с неподвижными и подвижными поверхностями. В рамках гидродинамики рассматривается переход от реальной среды, состоящей из разнообразия отдельных атомов или молекул, к абстрактной сплошной среде, для которой и составляется уравнения движения для дальнейших исследований.

Для описания движения вязкой ньютоновской жидкости используются уравнения Навье-Стокса (1), которые представляют собой систему дифференциальных уравнений в частных производных:

$$\frac{dV_x}{dt} = g_x - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial x} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_x}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_x}{\partial z^2}\right);$$

$$\frac{dV_y}{dt} = g_y - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial y} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_y}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_y}{\partial z^2}\right);$$

$$\frac{dV_z}{dt} = g_z - \frac{1}{\rho}\frac{\partial p}{\partial z} + \nu\left(\frac{\partial^2 V_z}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_z}{\partial z^2}\right),$$

где V_x, V_y, V_z – проекции вектора скорости; g_x, g_y, g_z – проекции ускорения массовых сил; p – гидродинамическое давление; ρ – плотность жидкости; ν – коэффициент кинематической вязкости [2].

Для исследования течения вязкой жидкости в дополнение к системе (1) используется уравнение неразрывности потока:

$$\frac{\partial \rho}{\partial \tau} + \nabla(\rho V) = 0. \quad (2)$$

В проекциях на оси и с учетом несжимаемости жидкости $(\rho = const)$ уравнение (2) примет следующий вид:

$$\frac{\partial V_x}{\partial x} + \frac{\partial V_y}{\partial y} + \frac{\partial V_z}{\partial z} = 0. \quad (3)$$

Физический смысл уравнения (3) заключается в том, что сумма изменений проекций скоростей в направлении соответствующих координатных осей равна нулю. Это означает, что объем несжимаемой жидкости, втекающей в данную область, мысленно выделенную в исследуемом потоке, равен объему жидкости, вытекающему из нее.

Для расчёта конкретной задачи по исследованию течения вязкой жидкости необходимо совместно решать систему дифференциальных уравнений (1) и (3). Решения данной системы будут иметь произвольные функции, для определения которых необходимо задаться начальными и граничными условиями. Начальные условия задаются при изучении неустановившегося движения жидкости (при таком движении скорость и давление в каждой точке изменяются с течением времени). В таком случае должны быть заданы распределение скоростей и давления жидкости в любой определенный момент времени.

В качестве граничного условия может быть принято условие прилипания частиц вязкой жидкости к поверхности твердого тела, которое имеет следующий вид:

$$V_ч = V_Т \quad (4)$$

где $V_ч$ – скорость частицы жидкости; $V_Т$ – скорость стенки в точке контакта с частицей.

Для описания тепловых процессов, в которых осуществляется перенос, как массы, так и энергии используются такие выражения, как уравнение Фурье - Кирхгофа, уравнения Навье - Стокса и уравнения неразрывности и уравнения переноса массы и энергии.

Явление теплообмена прослеживается в телах или системах тел с различной температурой. Наблюдения за процессами теплообмена дали понять, что теплообмен является сложным явлением, которое можно расчленить на ряд простых. Теплота в жидкостях может передаваться теплопроводностью и конвективным переносом. Явление теплопроводности заключается в переносе теплоты структурными частицами вещества – молекулами, атомами, электронами – в процессе их теплового движения. В жидкостях перенос теплоты происходит благодаря передаче теплового движения молекул и атомов соседним частицам вещества.

В жидкостях также наблюдается явление конвективного переноса, которое представляет собой распространение теплоты, характеризуемое перемещением компонентов этой среды. Объем жидкости, при перемещении из области высоких температур в область низких температур, перемещает вместе с собой теплоту.

Основным уравнением массопереноса является следующее выражение:

$$\frac{\partial \rho_{10}}{\partial \tau} = D\nabla^2 \rho_{10} + D\frac{k_T}{T}\nabla^2 T + \frac{I_1}{\rho}, \tag{5}$$

где D – коэффициент взаимной диффузии; $\rho_{10} = \rho_1/\rho$ – относительная концентрация 1-го компонента; k_T – термодиффузионный коэффициент; I_1 – источник массы 1-го компонента [1].

Для оценки теплопереноса применяется уравнение переноса энергии в текучей среде, которое в векторной форме имеет следующую формулировку:

$$\rho \cdot C_p(\frac{\partial T}{\partial \tau} + (\vec{V} \cdot \nabla)T) = div\overline{q} + \mu\Phi + \frac{dP}{dt} + q_v, \tag{6}$$

где $\rho \cdot C_p \frac{\partial T}{\partial \tau}$ – слагаемое в правой части уравнения, которое отражает нестационарность процесса теплообмена; $\rho \cdot C_p(\vec{V} \cdot \nabla)T$ – конвективный член уравнения энергии – учитывает перенос теплоты за счет движения среды; $div\overline{q}$ – диффузионный член уравнения, учитывающий перенос теплоты теплопроводностью; $\mu\hat{O}$ – слагаемое уравнение энергии, учитывающее нагрев среды вследствие диссипации кинетической энергии движения за счет трения между частицами и слоями вязкой жидкости; $\frac{dP}{dt}$ – работа сил давления при изменении температуры; q_v – источниковый член уравнения, учитывающий поступление или убыль энергии за счет действия внутренних источников или стоков теплоты.

В проекциях на оси в общем виде уравнение (6) можно записать в следующей форме:

$$\rho \cdot C_p(\frac{\partial T}{\partial \tau} + V_i\frac{\partial T}{\partial x_i}) = \frac{\partial}{\partial x_i}(\lambda\frac{\partial T}{\partial x_i}) + \mu\sum(\frac{\partial V_i}{\partial x_k} + \frac{\partial V_k}{\partial x_i})^2 + (\frac{dP}{dt} + V_j\frac{\partial T}{\partial x_j}) + q. \tag{7}$$

Дополнительно к системе уравнений тепло- и массообмена необходимо добавить уравнение неразрывности и условия однозначности. Условия однозначности учитывают частные особенности решаемой задачи и включают начальные и граничные условия.

В качестве начального условия можно задаться распределением температуры внутри тела в начальный момент времени:

$$T(x, y, z, 0) = f(x, y, z), \tag{8}$$

де $f(x, y, z)$ является известной функцией.

Граничное условие первого рода заключается в задании распределения температур по поверхности тела в любой момент времени:

$$T_П(\tau) = f(\tau). \tag{9}$$

Граничное условие второго рода состоит в задании плотности теплового потока для каждой точки поверхности тела как функции времени:

$$q_П(\tau) = f(\tau). \tag{10}$$

Наиболее простым частным случаем граничного условия второго рода является постоянство плотности теплового потока:

$$q_П(\tau) = q_c = const. \tag{11}$$

Граничное условие третьего рода характеризует закон конвективного теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой при постоянном потоке тепла. В данном случае задается температура окружающей среды (жидкости) $t_ж$ и закон теплообмена между поверхностью тела и окружающей средой. Согласно закону Ньютона-Рихмана количество теплоты, отдаваемое единице поверхности тела в единицу времени, пропорционально разности температур поверхности тела (стенки) $t_{ст}$ и окружающей среды $t_ж$ $(t_{ст} > t_ж)$:

$$q = \alpha\,(t_{ст} - t_ж) \tag{12}$$

где α – коэффициент температуропроводности.

Таким образом, для расчета конкретных задач по исследованию течения вязкой жидкости используются такие дифференциальные уравнения, как уравнение неразрывности потока; уравнение Навье-Стокса; уравнение переноса теплоты, уравнение переноса массы. Данные уравнения содержат неизвестные, поэтому для доопределения составленных систем уравнений применяются граничные и начальные условия, что позволяет вычислить все необходимые параметры, которые интересны с точки зрения решения конкретной задачи.

Литература

1. Лыков А.В. Теория теплопроводности. Изд.: «Высшая школа» Москва, 1967.
2. Чижиумов С.Д. Основы гидродинамики : учеб. пособие / С.Д.Чижиуомв. – Комсомольск-на-Амуре : ГОУВПО «КнАГТУ», 2007. – 106 с.

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ РАСТЕПЛЕНИЯ МНОГОЛЕТНЕМЕРЗЛЫХ ГРУНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ С НЕФТЕПРОВОДОМ.

Я.С. Байдакова, А.П. Шабашов

Научный руководитель: доцент К.С. Воронин, доцент Д.А. Черенцов.

ФГБОУ ВО «Тюменский Индустриальный Университет», г. Тюмень, Россия

Для надежной эксплуатации магистральных нефтепроводов при проектировании оснований и фундаментов учитывают опасность прямого теплового воздействий транспортируемой нефти и нефтепродуктов на мерзлые грунты, для этого выполняют расчет глубины оттаивания грунта в основании подземных и наземных трубопроводов.

Цель данной работы заключается в оптимизации расчета глубины оттаивания ММГ в основании подземных и наземных трубопроводов.

Для достижения цели решаются следующие задачи:

- аппроксимация номограмм для определения безразмерного параметра глубины оттаивания;
- разработка программы для расчета глубины оттаивания ММГ;

Глубину оттаивания грунта следует определять согласно СП 25.13330.2012 «Основания и фундаменты на вечномёрзлых грунтах». [1]

Расчет глубина оттаивания ММГ под центром подземных и наземных нефтепроводов выполнен в программе MatLab.

Расчет глубины оттаивания ММГ под центром подземного нефтепровода производится согласно алгоритму, описанному в СП 25.13330.2012. В результате чего получают значения безразмерных коэффициентов m, I_t, β_T. Безразмерные глубины оттаивания под центром трубы ξ_t ξ_n, определяются по номограммам, в зависимости от безразмерных параметров m, I_t, β_T.

Благодаря аппроксимации номограмм были получены зависимости, позволяющие проводить расчёты без использования графической части. Аппроксимирующие формулы представляют собой уравнения поверхностей и являются полиномами, величина достоверности аппроксимации которых близка к единице, что позволяет судить о высокой точности полученных данных.

- При β_T=0 уравнение поверхности имеет вид и следующее графическое изображение (Рис.1):

$$\xi_t = 16.59 + 1.996 * m + 11.47 * I_t - 0.02425 * m^2 + 0.202 * m * I_t - 1.092 * I_t^2 - 0.0001983 * m^3 - 0.002147 * m^2 * I_t - 0.006161 * m * I_t^2 + 0.03704 * I_t^3$$

Коэффициент корреляции R=0,9946;

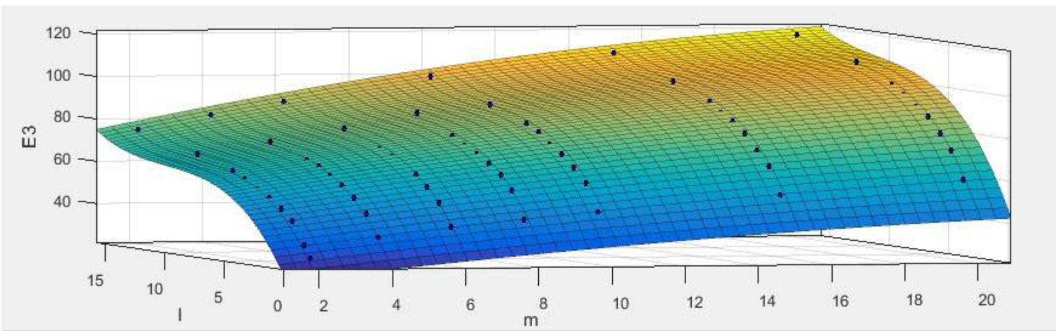

Рис. 1. Вид поверхности при $\beta_T = 0$

- При β_T=0,05 уравнение поверхности имеет вид и следующее графическое изображение (Рис.2):

$$\xi_t = 14.45 + 1.796 * m + 6.104 * I_t - 0.01914 * m^2 + 0.4013 * m * I_t - 0.7077 * I_t^2 - 0.00175 * m^3 - 0.006667 * m^2 * I_t - 0.009164 * m * I_t^2 + 0.02569 * I_t^3$$

Коэффициент корреляции R=0,9953;