общее число молекул, испаряющихся за время t с поверхности капли

$$N = \frac{S(p - p_\infty)}{p_\infty} = \frac{M\,2s}{r_{ж} RTr} 4pr^2 n_0 \left(\frac{RT}{2pM}\right)^{1/2} t. \quad (4)$$

Считая пар идеальным, имеем

$$RT = \frac{p_{нас} M}{r_n} \quad (5)$$

$$RT = \frac{n_0 KTM}{r_n} = \frac{n_0 RT}{r_n N_A}$$

или (6)

Подставляя (6) в (4), получим

$$N = \frac{2sN_A r_n}{RT} 4pr \left(\frac{RT}{2pM}\right)^{1/2} t. \quad (7)$$

Упростив (7), окончательно, имеем

$$N = 4psrN_A \frac{r_n}{r_{ж}} \sqrt{\frac{2}{pMRT}}\, t. \quad (8)$$

С другой стороны, число молекул воды в капле можно найти, следующим образом

$$N = \frac{m}{M} N_A = \frac{r_{ж} \frac{4}{3} pr^3 N_A}{M}. \quad (9)$$

Подставляя (9) в (8) и разрешая последнее относительно времени t, получим

$$t = \frac{r_{;;}^2 r^2}{3Ms\, r_n \left(\frac{2}{pMRT}\right)^{1/2}} \quad (10)$$

Подстановка данных в формулу (10) дает для t = 1,25 · 10-7с.

Итак, капля испаряется, не успев стать зародышем роста. Следовательно, малые капли, как центры конденсации, неэффективны. Капля будет расти, если давление пара над её поверхностью меньше давления окружающего пересыщенного пара. Это будет иметь место для достаточно больших капель. Наличие пыли или других частиц в пересыщенном паре способствует конденсации. Дело в том, что капелька жидкости, образовавшаяся на пылинке, не будет иметь сферическую форму. Её форма определяется формой и размерами самой пылинки. Ввиду этого кривизна поверхности капли, даже при очень малых размерах последней, может быть невелика, такие капли являются эффективными центрами конденсации.

При размере капли r = 0,1мм время испарения равно 20 мин, а капля размером 1мм испаряется за 35 часов и т.д.

Теперь представим, что капля жидкости лежит на поверхности твердого тела (например, на листьях растений или деревьев).

Тогда формула (9) принимает вид

$$N = \frac{r_{ж} N_A pr^3 \left(2 - 3cos\Theta + \cos^3\Theta\right)}{3M} \quad (11)$$

Сравнивая (11) с формулой (8), после некоторых преобразований, получим для времени испарения жидкости

$$t = \frac{r_m^2 r^2 (2 - 3\cos q + \cos^3 q)}{12 s\, r_n \sqrt{\frac{2M}{pRT}}} \quad (12)$$

Таким образом, возникает возможность управлять временем испарения капель жидкости, взвешенных в воздухе или лежащих на поверхности твердых тел.

Список литературы

1. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Термодинамика и молекулярная физика; Учеб. пособие для вузов.-М; Наука, 1979.-552с.

2. Матвеев А.Н. Молекулярная физика: Учеб. Пособие для вузов. –М: Высшая школа, 1981. – 400с.

3. Кикоин А.К. Кикоин И.К. Молекулярная физика: Учеб. Пособие для вузов.-М. Наука, 1976. 480с.

УДК 665.75

Моделирование и исследование теплопереноса при ламинарном течении плоской затопленной свободной струи мазута при граничных условиях третьего рода

Камалов Р.Ф., Шамсутдинов Э.В.
Исследовательский центр проблем энергетики

Вследствие того, что на большинстве тепловых электрических станциях России мазут используется в качестве основного или резервного топлива, вопросы снижения расходов энергии на собственные нужды мазутных хозяйств ТЭС являются актуальными. Наиболее распространенным является циркуляционный метод подогрева, характеризующийся струйным истечением подогретого мазута в резервуар хранения.

В научной литературе моделированию струйных течений посвящено большое количество работ [1 – 5]. В основном используется модель невязкой сжимаемой жидкости (газа) [1 – 2] или рассматриваются струйные течения несжимаемой вязкой жидкости при условии турбулентности потока [3 – 4]. Исследованиям ламинарного потока несжимаемой вязкой жидкости посвящено небольшое количество работ [5].

В работе проведено численное исследование теплопереноса при распространении ламинарного потока плоской затопленной свободной струи мазута в пространстве, заполненном также мазутом.

При постановке задачи исследования нестационарных процессов теплопереноса приняты следующие допущения:

1. нестационарность процессов теплообмена обуславливается линейной зависимостью от времени температуры T на выходе из насадки;

2. теплофизические свойства мазута, такие как плотность ρ, теплоемкость c_p и теплопроводность λ меняются в ходе процесса незначительно;

3. кинематическая вязкость мазута ν зависит от температуры T;

4. объемной силой, влияющей на процесс теплопереноса при истечении плоской затопленной свободной мазута из насадки в полубесконечное пространство, является сила тяжести.

Исходная система уравнений движения и переноса энергии, описывающая процесс теплопереноса при течении плоской затопленной свободной струи в декартовой системе координат (x, y, z), для сформулированных допущений имеет вид:

$$r c_p \left(\frac{\partial T}{\partial t} + v_x \frac{\partial T}{\partial x} + v_z \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial x}\left(l \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(l \frac{\partial T}{\partial z} \right), \quad (1)$$

$$r \left(\frac{\partial v_x}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_x}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_x}{\partial z} \right) = -r g_x - \frac{\partial P}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial x}\left(m(T) \frac{\partial v_x}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(m(T) \frac{\partial v_x}{\partial z} \right), \quad (2)$$

$$r \left(\frac{\partial v_z}{\partial t} + v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} + v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) = -r g_z - \frac{\partial P}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial x}\left(m(T) \frac{\partial v_z}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial z}\left(m(T) \frac{\partial v_z}{\partial z} \right), \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0, \quad (4)$$

где g_x, g_z – компоненты вектора ускорения свободного падения, v_x, v_z – компоненты вектора скорости $\vec{v}$, ρ – плотность, P – давление, $m(T)$ – динамическая вязкость, t – время.

Для решения уравнений сохранения энергии, движения и неразрывности используется метод конечных элементов. Для решения получившейся системы нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений используется метод Рунге-Кутта.

Численные исследования проводились при следующих условиях: расход мазута через плоскощелевую насадку равен $G = 33{,}33$ кг/с (удельный расход равен $G = 0{,}5903$ кг/(м·с)). Радиус насадки δ равен 6 мм. В начальный момент времени мазут марки М 100 находился в замкнутом объеме резервуара при температуре $T = 303$ К. Начиная с нулевого момента времени, температура мазута, подаваемая через насадку, возрастает по линейному закону $0{,}01t$ за безразмерное время $t^* = 100$ до температуры $T = 363$ К и далее остается постоянной. На днище резервуара выдерживаются тепловые граничные условия третьего рода для зимнего периода, при этом $a = 3{,}699$ Вт/(м·К). Максимальная скорость потока мазута $u_{\max} = 0{,}0733$ м/с. В этом случае определяющие параметры задачи принимают следующие значения: $\mathrm{Re}' = 0{,}09809$; $\mathrm{Fr}' = 10{,}954$; $\mathrm{Nu}' = 0{,}148$; $\mathrm{Pe}' = 5021{,}416$. Время, выраженное в секундах, связано с безразмерным временем как $t = 0{,}0818 t^*$.

В результате численного исследования получены распределения полей температур при течении плоской затопленной свободной струи при линейном изменении температуры мазута на выходе из насадки и при установившемся режиме подогрева.

Анализ результатов показал, что для свободной струи какая-либо граница не служит препятствием для распространения теплового потока.

При $0 < t^* \le 100$ линии равных значений безразмерной температуры располагаются на достаточном удалении друг от друга. Это объясняется тем, что при линейном повышении температуры мазута выходящего из подающей насадки перенос теплоты за счет теплопроводности преобладает над вынужденным теплопереносом, то есть над конвекцией. При достижении установившегося режима подогрева подогревателями мазута в резервуаре (безразмерное время $100 < t^* \le 1{,}25 \cdot 10^6$) происходит постепенный прогрев холодных слоев мазута в резервуаре. Также в ядре теплового потока появляется большая область с более низкой температурой по сравнению с температурой мазута, выходящей из насадки, так как здесь возникает область возвратных течений подогретого мазута с одной и той же температурой. С течением времени происходит «торможение» боковых слоев нагретого мазута, так как горячие слои мазута тормозятся холодными, у которых вязкость намного больше. При конечном времени подогрева ($t^* = 1{,}25 \cdot 10^6$) ядро теплового потока достигает боковой границы резервуара, а до верхней границы немного не доходит.

Так как на днище резервуара выдерживаются тепловые граничные условия третьего рода для зимнего периода, то естественно, что происходит охлаждение слоев мазута в придонной области.

Список литературы

1. Бай Ши-и. Теория струй. М.: Госуд. изд-во физико-математ. литературы. 1960.

2. Гинзбург И.П. Теория сопротивления и теплопередачи. Л.: Изд-во Ленинградского университета. 1970.

3. Chandio M.S., Matallah H., Webster M.F. Numerical simulation of viscous filament stretching flows // Int. J. Numer. Meth. Heat and Fluid Flow. 2003. 13, № 7. P. 899 – 930.

4. Лебедев В.П., Леманов В.В., Мисюра С.Я., Терехов В.И. Теплоотдача в пристенной струе при высокий турбулентности спутного потока // Прикладная механика и техническая физика. 1998, № 3. С. 119-125.

5. Назмеев Ю.Г., Шамсутдинов Э.В., Камалов. Нестационарный теплоперенос при течении плоской затопленной свободной струи вязкой жидкости в полубесконечном пространстве // Изв. РАН. Серия Энергетика. 2006. № 2. С. 52 – 60.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 05-08-65508) и гранта Президента РФ № МК–9718.2006.8.

Работа представлена на VII научную конференцию с международным участием «Успехи современного естествознания», Дагомыс (Сочи), 4-7 сентября 2006. Поступила в редакцию 28.08.2006г

УДК 665.75

Моделирование стационарного течения объемной осесимметричной свободной затопленной струи вязкой жидкости

Шамсутдинов Э.В.
Исследовательский центр проблем энергетики

Моделированию струйных течений вязких сред посвящено большое количество работ. В основном они базируются на моделях невязкой сжимаемой жидкости (газа) или моделей несжимаемой вязкой жидкости при условии турбулентности потока. В отличие от предыдущих, в данной работе при моделировании струйных течений вязких несжимаемых сред использовалась система уравнений механики сплошной среды: уравнения движения и неразрывности, при ламинарном режиме течения потока жидкости. При этом использовались следующие допущения:

1. Нестационарность гидродинамических процессов обусловлена зависимостью от времени расхода жидкости G, поступающей в некоторую область трёхмерного пространства, которая может быть как ограниченной так и неограниченной;

2. Рассматриваемые жидкости являются несжимаемыми средами, т.е. удовлетворяют гипотезе постоянства плотности r.

3. Реологическое поведение жидкостей характеризуется гипотезой ньютоновской жидкости, т.е. динамическая вязкость жидкостей m является постоянной величиной.

4. Объёмные силы, влияющие на процессы течения, являются силами тяжести;

Для учета осесимметричности струйных течений использована цилиндрическая система координат (r, j, z). При этом все переменные задачи становятся независимыми от угла j. Система уравнений движения и неразрывности в этом случае записывается в виде:

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_r}{\partial z}\right)=-\frac{\partial P}{\partial r}+2\mu\frac{\partial^2 v_r}{(\partial r)^2}+\mu\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)+\frac{2}{r}\mu\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}-\frac{v_r}{r}\right), \quad (1)$$

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_z}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)=-\rho g_z-\frac{\partial P}{\partial z}+2\mu\frac{\partial^2 v_z}{(\partial z)^2}+\mu\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)+\mu\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right), \quad (2)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r)+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0. \quad (3)$$

Для закрученных струй система уравнений движения и неразрывности примет вид:

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_r}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_r}{\partial z}-\frac{v_\varphi^2}{r}\right)=-\frac{\partial P}{\partial r}+\mu\left\{2\frac{\partial^2 v_r}{(\partial r)^2}+\frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)+\frac{2}{r}\left(\frac{\partial v_r}{\partial r}-\frac{v_r}{r}\right)\right\}, \quad (4)$$

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_z}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}+\frac{v_r v_\varphi}{r}\right)=-\frac{\partial P}{\partial \varphi}+\mu\left\{\frac{\partial^2 v_\varphi}{(\partial z)^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}-\frac{v_\varphi}{r}\right)+\frac{2}{r}\left(\frac{\partial v_\varphi}{\partial r}+\frac{v_\varphi}{\partial r}\right)\right\}, \quad (5)$$

$$\rho\left(v_r\frac{\partial v_z}{\partial r}+v_z\frac{\partial v_z}{\partial z}\right)=-\rho g_z-\frac{\partial P}{\partial z}+\mu\left\{2\frac{\partial^2 v_z}{(\partial z)^2}+\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)+\left(\frac{\partial v_r}{\partial z}+\frac{\partial v_z}{\partial r}\right)\right\}, \quad (6)$$

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(rv_r)+\frac{\partial v_z}{\partial z}=0. \quad (7)$$

Для получения конкретных решений эта область заменяется прямоугольной с заранее неизвестными значениями высоты h_z и радиуса h_r, которые уточняются в ходе решения задачи итерационным методом. Постановка граничных условий в этом случае отличается от постановки граничных условий для стеснённых струй, тем, что на границе ставится условие распределения давления при отсутствии струй.

В качестве граничных условий примем:

1. На круговом секторе – части ABC, считаем заданным профиль скорости

$$v_r = f_r(r),\ v_z = f_z(z),\ \text{при}\ 0 \le r \le d,\ z = 0 \quad (8)$$

где $f_r(r)$, $f_z(z)$ - функции, зависящие от характера поступления жидкости в подающие отверстия, δ - диаметр отверстия. На функции $f_r(r)$, $f_z(z)$ накладываются следующие соотношения, имеющие простой физический смысл:

$$\begin{cases} f_r(\delta)=f_z(\delta)=0, \\ 2\pi\int\limits_0^\delta f_z(r)r\,dr=V. \end{cases} \quad (9)$$