
ПОЖАРНАЯ БЕЗОПАСНОСТЬ НА ТРАНСПОРТЕ И ОБЪЕКТАХ ИНФРАСТРУКТУРЫ

МОДЕЛЬ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ СЖИЖЕННЫХ ПРИРОДНЫХ ГАЗОВ В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ РЕЗЕРВУАРАХ

А.А. Кузьмин, кандидат педагогических наук, доцент;

Н.Н. Романов, кандидат технических наук, доцент;

Т.А. Кузьмина, кандидат педагогических наук.

Санкт-Петербургский университет ГПС МЧС России

Исследован процесс свободной конвекции в цилиндрических замкнутых объемах, частично или полностью заполненных сжиженными природными газами при граничных условиях второго рода. Рассмотрены условия моделирования процессов свободной конвекции в замкнутых объемах, исследована структура конвективных потоков сжиженных природных газов в хранилищах цилиндрической формы.

Ключевые слова: свободная конвекция, сжиженные природные газы, хранилище сжиженных природных газов, пограничный слой, диффузия, уравнение энергии, уравнение движения, поверхность раздела фаз

Изучение процесса свободной конвекции в замкнутых цилиндрических объемах играет важную роль в обеспечении безопасности многих технологических процессов, например распространенных на объектах атомной энергетики реакторов бакового типа или на предприятиях нефтегазового комплекса при длительном хранении в резервуарах сжиженных природных газов (СПГ).

Процессы свободной конвекции в замкнутых объемах обуславливаются неравномерным прогревом жидкостного компонента СПГ, при котором более прогретые слои локализуются вблизи разделяющей фазы поверхности и детерминируют темпы увеличения давления в парогазовом пространстве хранилища. Описание нестационарных течений внутри жидкостной фазы СПГ вблизи необогреваемой поверхности цилиндрического хранилища предполагает использование уравнений стационарного режима, описывающих процессы внутри пограничного слоя жидкости с фиксированной температурой, что обуславливает наличие определенной погрешности такого решения, поскольку при построении такой модели не учитываются:

– начальные условия применительно всей протяженности пограничного слоя вдоль поверхности цилиндрической полости;

– наличие градиента температуры жидкостной фазы СПГ по всей высоте цилиндрического пространства хранилища;

– возможное перемещение количества движения жидкостного компонента СПГ в направлении, перпендикулярном к открытой поверхности раздела фаз [1].

Процесс конвективного теплопереноса в обогреваемом пространстве цилиндрического хранилища конечного объема при его частичном заполнении капельной жидкостью можно описать системой следующих дифференциальных уравнений:

– уравнение энергии для стенки хранилища:

$$\frac{\partial t_w}{\partial \tau} = a_w \cdot \nabla t_w,$$

где t_w – температура на поверхности стенки хранилища; a_w – коэффициент теплопроводности материала стенки хранилища;

– уравнение энергии для жидкостного компонента СПГ:

$$\frac{\partial t_{жс}}{\partial \tau} + (\vec{w}, \text{grad} t_{жс}) = a_f \cdot \nabla t_{жс},$$

где $t_{жс}$ – температура жидкости; $a_{жс}$ – коэффициент температуропроводности жидкостного компонента СПГ;

– уравнение движения для жидкостного компонента СПГ:

$$\frac{\partial \vec{w}_{жс}}{\partial \tau} = g \cdot \beta_{жс} \cdot (t_{жс} - t_o) + \nu_{жс} \cdot \nabla^2 \vec{w}_{жс},$$

где $w_{жс}$ – скорость жидкости; $\beta_{жс}$ – коэффициент объемного расширения жидкостного компонента СПГ; g – ускорение свободного падения; t_o – начальная температура.

– уравнение энергии парогазового компонента СПГ:

$$\frac{\partial t_{nз}}{\partial \tau} + (\vec{w}, \text{grad} t_{nз}) = a_{nз} \cdot \nabla t_{nз} + D \cdot \frac{c_n - c_z}{c_{nз}} \nabla t_n \cdot \nabla \left(\frac{\rho_n}{\rho_{жс}} \right),$$

где $c_n, c_z, c_{nз}$ – удельные теплоемкости пара, газа и парогазовой смеси соответственно; $\rho_n, \rho_{жс}$ – плотности пара и жидкостного компонента СПГ соответственно; D – коэффициент диффузии продукта.

– уравнение движения для парогазового компонента СПГ:

$$\frac{\partial \vec{w}_{nз}}{\partial \tau} = g \cdot \beta_{nз} \cdot (t_{nз} - t_o) + \nu_{nз} \cdot \nabla^2 \vec{w}_{nз},$$

где $w_{nз}$ – скорость парогазового компонента СПГ; $\beta_{nз}$ – коэффициент объемного расширения парогазового компонента СПГ; $t_{nз}$ – температура парогазового компонента СПГ; $\nu_{nз}$ – коэффициент кинематической вязкости парогазового компонента СПГ.

Тогда рост давления парогазового компонента СПГ в хранилище $dP_{nз}$ обусловлен как ростом давления газовой компоненты dP_z так и ростом давления паровой компоненты dP_n парогазового компонента СПГ:

$$dP_{nз} = dP_z + dP_n.$$

Рост давления газовой компоненты парогазового компонента СПГ dP_z вычисляется с использованием уравнения Менделеева-Клапейрона:

$$dP_z = \frac{\rho_{nз} \cdot R \cdot dT_z}{\mu_z}.$$

Применение одного из следствий теоремы Клапейрона-Клаузиуса позволяет вычислить значение роста давления паровой компоненты СПГ в хранилище конечного объема:

$$dP_{n2} = \frac{r_{жс}}{T_w \left(\frac{1}{\rho_{n2}} - \frac{1}{\rho_{жс}} \right)} dT_w \approx \frac{r_{жс} \cdot \mu \cdot P_{n2}}{R^* \cdot T_w} dT_w,$$

где $r_{жс}$ – удельная теплота парообразования продукта, кДж/кг ; $R^* = 8314 \text{ Дж/(кмоль}\cdot\text{К)}$ – универсальная газовая постоянная; μ – молярная масса продукта, кг/кмоль .

Определим граничные условия решения представленной выше системы дифференциальных уравнений, описывающих процесс свободной конвекции в замкнутых цилиндрических объемах хранилища СПГ:

– на внешней поверхности хранилища:

$$-\lambda_w \cdot \text{grad}t_w \Big|_{r=R+\delta, \varphi} = q,$$

где R, δ – радиус цилиндрического хранилища СПГ и толщина его стенки соответственно; r, φ – переменные в цилиндрической системе координат.

– на границе поверхности цилиндрического хранилища СПГ и жидкостной фазы:

$$-\lambda_w \cdot \text{grad}t_w \Big|_{r=R+0, \varphi \leq \varphi^*} = -\lambda_{жс} \cdot \text{grad}t_{жс} \Big|_{r=R-0, \varphi \leq \varphi^*},$$

$$t_w \Big|_{r=R+0, \varphi \leq \varphi^*} = t_{жс} \Big|_{r=R+0, \varphi \leq \varphi^*}.$$

– на границе поверхности цилиндрического хранилища СПГ и парогазовой смеси:

$$-\lambda_w \cdot \text{grad}t_w \Big|_{r=R+0, \varphi > \varphi^*} = -\lambda_{n2} \cdot \text{grad}t_{n2} \Big|_{r=R-0, \varphi > \varphi^*},$$

$$t_w \Big|_{r=R+0, \varphi > \varphi^*} = t_{n2} \Big|_{r=R+0, \varphi > \varphi^*}.$$

– на границе жидкостной и парогазовой фаз СПГ:

$$-\lambda_{жс} \cdot \text{grad}t_{жс} \Big|_{r_w, \varphi_w} = -\lambda_{n2} \cdot \text{grad}t_{n2} \Big|_{r_{n2}, \varphi_{n2}} + q_{усп},$$

$$P_{жс} \Big|_{r_w, \varphi_w} = P_{n2} \Big|_{r_w, \varphi_w},$$

$$q_{усп} = -\frac{D \cdot \mu}{R \cdot T} \cdot \frac{\partial P_n}{\partial n} \cdot \frac{P_{n2}}{P_2}. \quad (1)$$

Расчеты, проведенные для двух предельных случаев, когда коэффициент диффузии $D=0$ и $D=\infty$ показали, что поля температур в капельной жидкости и парогазового

компонента практически не изменились, поэтому процесс диффузии можно исключить из дальнейшего анализа [2]. В этом случае уравнение (1) можно упростить до:

$$Q_{исп} = j \cdot r_{жс}, \quad (2)$$

где j – удельный массовый поток парогазовой смеси.

Тогда уравнение состояния парогазовой смеси:

$$dP_{n2} = \frac{R \cdot T_w \cdot F_{12}}{\mu \cdot V_{n2}} \cdot dj, \quad (3)$$

где F_{12} – площадь раздела жидкость-парогазовая фаза СПГ.

После приравнивания правых частей уравнений (2) и (3) получаем дифференциальное уравнение, позволяющее оценить величину удельного массового потока парогазовой смеси:

$$j = \frac{r_{жс} \cdot V_{n2} \cdot P_{n2} \cdot \mu}{A \cdot T_{n2}^3 \cdot R^* F_{12}} \cdot \frac{dT_w}{d\tau} \approx \frac{r_{жс} \cdot V_{n2} \cdot P_{n2} \cdot \mu}{A \cdot T_{n2}^3 \cdot R^* F_{12}} \cdot \frac{dT_{n2}}{d\tau}. \quad (4)$$

Начальные условия решения уравнения (4) предполагают, что при $\tau=0$ $t_o=const$.

Данные, полученные в результате численного моделирования, позволяют утверждать, что в первые моменты времени, когда жидкостная компонента СПГ в объеме цилиндрического хранилища еще изотермична, нагретые струйки жидкостного компонента с нижней части двигаются вверх и достигают поверхности раздела фаз [3]. От боковых стенок тепловая энергия передается пограничному слою и также переносится к поверхности раздела фаз, где происходит накопление нагретых слоев жидкости, которые также получают тепло за счет теплопередачи через газовую область и теплопроводности по внутренней поверхности стенки хранилища к поверхности раздела фаз от верхней зоны.

Картина конвективного теплопереноса в хранилище цилиндрической формы изменчива во времени. Струйки жидкости с нижней зоны цилиндра по пути движения вверх испытывает случайные низкочастотные стохастические возмущения, частично рассеиваются на вихри у основания нагретого слоя. Даже пограничный слой, несмотря на существенно большую энергию по сравнению со струйками с нижней части модели, не выходит к поверхности раздела и постепенно, по мере движения вверх в нагретой зоне, уменьшается в толщине. Его внешние слои, имеющие более низкую температуру, отражаются от соответствующих им по температуре (точнее, имеющих несколько более высокую температуру) горизонтальных слоев жидкости и образуют обратное движение вдоль пограничного слоя. Это обратное движение увеличивается в размерах за счет захвата окружающей жидкости и постепенно рассеивается в основном объеме сосуда. Только небольшая часть пограничного слоя, расположенная непосредственно у стенки, может достигнуть поверхности раздела фаз, но не вызывает заметного перемешивания жидкости в нагретом слое.

Плотность жидкости в направлении, обратном направлению сил тяжести, из-за теплового расслоения по высоте уменьшается значительно больше, чем это происходит в нижней зоне хранилища СПГ цилиндрической формы даже в пограничном слое за счет прогрева у стенки, поэтому нагретые слои жидкости у поверхности раздела являются относительно устойчивыми к конвективным возмущениям со стороны остальной массы жидкости. Таким образом, у поверхности раздела фаз возникает нагретый слой жидкости, который сложно изменяется во времени, в этом случае конвективный теплоперенос практически отсутствует. Наблюдения за экспериментом показали, что картина движения

имеет достаточно плоский профиль, симметрично расположенный относительно вертикальной плоскости, проходящий через ось цилиндра. Характерной особенностью рассматриваемого движения является то, что обратное движение отраженной верхней части пограничного слоя происходит не через ядро жидкости в центре, а рядом с пограничным слоем.

В нижней зоне цилиндра жидкость изотермична, струйки жидкости с данной области, имеющие ячеистый характер, совместно с отраженными вихрями от нагретого слоя обеспечивают достаточно интенсивное перемешивание жидкости в этой зоне.

Рассмотренная структура процесса конвективного теплопереноса не зависит от геометрии емкости (цилиндр горизонтальный или вертикальный, шар), степени заполнения капельной жидкостью и величины числа Рэлея в диапазоне $Ra=10^5 \div 10^{12}$ [4].

Литература

1. Бакиев А.В., Хазиев Н.Н. Гидродинамические процессы в емкостях и аппаратах, модернизация их конструкции. Уфа: Гилем, 2008. 192 с.
2. Гетлинг. Формирование пространственных структур конвекции Рэлея-Бенара // Успехи физ. наук. 1991. Т. 161. № 9. С. 1.
3. Ильясов А.М., Моисеев К.В., Урманчеев С.Ф. Численное моделирование термоконвекции жидкости с квадратичной зависимостью вязкости от температуры // Сибирский журнал индустриальной математики. 2005. Т. VIII. № 4 (24). С. 51–59.
4. Sabbah C., Pasquetti R., Peyret R., Levitsky V., Chashechkin Y.D. Numerical and laboratory experiments of sidewall heating thermohaline convection // International Journal of Heat and Mass Transfer. 2001. V. 44. P. 2681–2697.

