

А.Я. Шаршанов., к.ф-м.н., доцент, доц. каф., НУГЗУ

МАТЕМАТИЧЕСКОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ДИФФУЗИИ ПАРОВ ГОРЮЧЕЙ ЖИДКОСТИ СКВОЗЬ ЗЕРНИСТОЕ ПОКРЫТИЕ

(представлено д.т.н. Соболев А.Н.)

Построена математическая модель процесса неизотермической диффузии паров горючей жидкостей сквозь слой зернистого покрытия, выступающего над поверхностью жидкости. Модель в квазистационарном приближении описывает процесс испарения жидкости при нагревании покрытия. Модель позволяет прогнозировать возможность возгорания жидкости при различных толщинах защитного покрытия.

Ключевые слова: математическое моделирование, пары горючей жидкости, диффузия, зернистое покрытие, гранулированное пеностекло.

Постановка проблемы. Одним из важных направлений деятельности оперативно-спасательных подразделений ГСЧС является предотвращение возникновения либо ограничение распространения пожаров с участием горючих жидкостей. Проблемой, которую для этого необходимо решать, является недопущение возгорания паров горючей жидкости. Одним из способов достижения такой цели является неполная изоляция паров, уменьшающая их концентрацию и поток до безопасных величин. Возможным вариантом подобной частичной изоляции является создание над поверхностью жидкости слоя материала зернистой структуры, затрудняющего перенос паров к зоне вероятного возгорания.

Анализ последних исследований и публикаций. Уменьшение концентрации паров горючих и токсичных жидкостей в воздухе достигается несколькими способами. Этого можно добиться путем уменьшения масштаба испарения жидкости или поглощением её паров различными абсорбентами [1-3]. В большинстве случаев в качестве абсорбентов паров жидкости используют воду. Данный метод реализуется постановкой водяных завес. Уменьшить поток паров жидкости можно рядом способов. К ним относится уменьшение площади испарения или уменьшение скорости испарения, предельным случаем которого является изоляция жидкости. Скорость испарения можно уменьшить путем разбавления пролива водой или нейтрализующим раствором, а также введением в жидкую фазу загустителей. К изоляционным методам относится покрытие зеркала пролива полимерной пленкой.

Одним из основных методов является изоляция свободной поверхности жидкости воздушно-механической пеной. Пены, однако, как средства изоляции жидкостей имеют ряд недостатков:

- существуют трудности с их подачей на большие расстояния;
- пены постепенно разрушаются, особенно при контакте с полярными жидкостями;

- пены загрязняют нефть и нефтепродукты, что затрудняет их дальнейшее использование и переработку;

- большинство поверхностно-активных вещества, входящих в состав пенообразователей экологически опасны [4–7].

Перечисленные факторы приводят к увеличению расхода пены и нанесению ущерба окружающей среде.

Вариантом устранения перечисленных недостатков воздушно-механических пен является использование для целей изоляции гелеобразующих составов [8], сначала предложенных для пожаротушения. Нанесенный на поверхность жидкости гелеобразный слой обеспечивает её изоляцию. Обычно гель плотнее жидкости. В связи с этим для обеспечения плавучести слоя геля в горючих жидкостях было предложено использовать лёгкий негорючий носитель – гранулированное пеностекло [9]. Опыты показали, что бинарный слой пеностекло-гель остаётся стабильным на поверхности бензина в течение нескольких суток.

Вопрос об изолирующих свойствах гелеобразного слоя был рассмотрен в работе [10]. Создание бинарного слоя является относительно сложным процессом. В связи с этим обстоятельством в работе [11] исследовался замедляющий испарение процесс переноса паров горючей жидкости в стационарном изотермическом режиме сквозь одиночный слой гранулированного пеностекла. Полученные в [11] результаты к сугубо неизотермической ситуации возгорания, строго говоря, не применимы. Последнее обстоятельство инициировало выполнение данной работы.

Постановка задачи и её решение. Задачей, решаемой в данной работе, является построение математической модели процесса неизотермической диффузии паров жидкости сквозь выступающий над её поверхностью слой гранулированного материала.

Пространственная схема процесса представлена на рис. 1. Пространственная координата « x », м, направлена вверх (в направлении переноса паров). Значению координаты $x=0$ отвечает поверхность жидкой фазы, координата $x=h$ соответствует внешней границе покрытия, то есть величина h является толщиной слоя диффузии паров в пористом материале. Координата $x=x_D=h+\delta_D$ отмечает границу переходного слоя концентрации паров горючего, δ_D - толщина концентрационного слоя. При $x\geq x_D$ концентрация паров совпадает с концентрацией во внешнем воздушном пространстве. Аналогично, координата $x=x_T=h+\delta_T$ отмечает границу переходного температурного слоя, δ_T - толщина этого слоя. При $x\geq x_T$ температура газовой среды совпадают с температурой во внешнем воздушном пространстве. Отметим, что при турбулентном характере движения газовой среды $\delta_D=\delta_T$.

Характеристики горючей жидкости и её паров отмечаются индексом «1». Так p_{1s} , p_{1h} и p_{1a} - парциальное давление паров горючей жидкости над её поверхностью, на уровне поверхности зернистого покрытия и во внешнем воздушном пространстве, соответственно, Па.

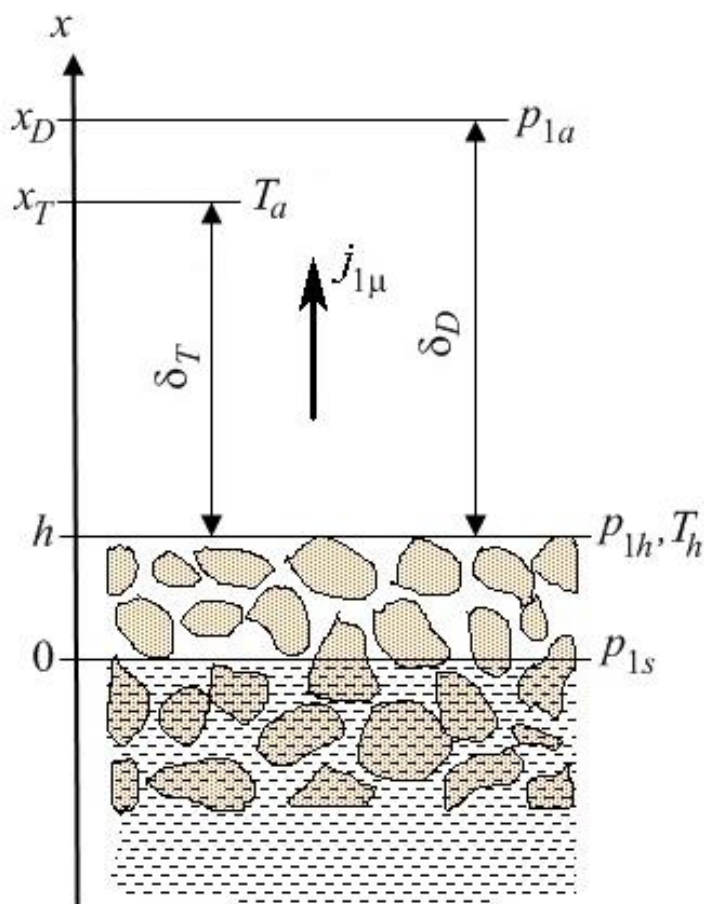


Рис. 1. Пространственная схема задачи переноса паров горючего через слой пористого покрытия. Заштрихована область, в которой находится жидкость с затопленными гранулами

Параметр p_{1s} является давлением насыщенных паров горючего. Он связан с температурой на границе жидкости $T(0, \tau)$ зависимостью линии насыщения $p_{1s} = p_{1s}(T(0, \tau))$. T_h и T_a - абсолютная температура среды на уровне поверхности зернистого покрытия и во внешнем воздушном пространстве, К. Символом $j_{1\mu}$ обозначена поверхностная плотность молярного потока горючей жидкости, моль·с⁻¹·м⁻².

Отметим обстоятельство, позволяющее упростить рассматриваемую модель неизоэтермического массопереноса от поверхности жидкости во внешнее воздушное пространство. При общем описании процессы, влияющие на перенос паров, характеризуются тремя временами. Первым является характерное время диффузии паров сквозь зернистый слой

$$\tau_{D.g} = \frac{h^2}{D_g}, \tag{1}$$

где D_g - коэффициент диффузии паров в воздухе сквозь зернистый слой по его пустотам, м²·с⁻¹. Он пропорционален коэффициенту диффузии паров горючего в воздухе без гранул (D_a), м²·с⁻¹. В работе [12] получена оценка

$$D_g \leq D_a \cdot \left(\frac{h}{l_m}\right)^2 \cdot r_v, \quad (2)$$

где r_v - объёмная доля пустот, состоящего из гранул слоя, сквозь которые движутся пары жидкости, l_m - среднее значение длины трубки тока между поверхностями слоя.

Вторым характерным временем является время прогрева зернистого слоя

$$\tau_{T.g} = \frac{h^2}{a_g}, \quad (3)$$

где a_g - коэффициент температуропроводности зернистого слоя, $\text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

В связи с тем, что $D_g \gg a_g$, реализуется условие

$$\tau_{D.g} \ll \tau_{T.g}, \quad (4)$$

то есть внутри гранулированного слоя реализуется квазистационарный режим массопереноса. Это означает, что если провести усреднение описания по интервалам времени $\Delta\tau$, где

$$\tau_{D.g} \leq \Delta\tau \ll \tau_{T.g}, \quad (5)$$

то в каждый момент массоперенос в зернистом слое можно рассматривать как стационарный процесс в медленно меняющемся поле температур.

Третьим характерным временем является τ_a - общее время установления процессов тепло- и массопереноса в переходных концентрационном и температурном слоях над поверхностью покрытия. Это время едино для тепловых и массопереносных процессов в связи с общим механизмом выравнивания концентраций и температур в чисто газовой среде.

В большинстве ситуаций

$$\tau_a \leq \tau_{D.g}, \quad (6)$$

что позволяет после усреднения описания по интервалам времени $\Delta\tau$ рассматривать вне зернистого слоя как квазистационарные процессы не только массо- но и теплопереноса.

Выведем формулы, в пределе (5) описывающие исследуемые процессы. Сначала рассмотрим уравнения до процедуры усреднения по времени $\Delta\tau$. Будем считать, что газовая среда состоит из двух компонент (паров горючего (индекс «1») и воздуха (индекс «2»)), ведущих себя как идеальный газ. В этом случае молярные концентрации компонент φ_1 и φ_2 , $\text{моль} \cdot \text{м}^{-3}$, удовлетворяют уравнениям состояния идеального газа:

$$\begin{aligned} p_1(x, \tau) &= \varphi_1(x, \tau) \cdot R \cdot T(x, \tau), \\ p_2(x, \tau) &= \varphi_2(x, \tau) \cdot R \cdot T(x, \tau), \end{aligned} \quad (7)$$

где p_1 и p_2 – парциальные давления соответствующих компонент, Па; T – абсолютная температура среды, К; $R = 8.314$ Дж·моль⁻¹·К⁻¹ – универсальная газовая постоянная.

Плотности потоков компонент смеси $j_{1\mu}$ и $j_{2\mu}$, моль·м⁻²·с⁻¹, содержат диффузионную и общую конвективную (стефановскую) составляющие [13]:

$$j_{1\mu}(x, \tau) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_1(x, \tau)}{\partial x} + w(x, \tau) \cdot \varphi_1(x, \tau), \quad (8)$$

$$j_{2\mu}(x, \tau) = -D \cdot \frac{\partial \varphi_2(x, \tau)}{\partial x} + w(x, \tau) \cdot \varphi_2(x, \tau), \quad (9)$$

где $D(T)$ – коэффициент взаимной диффузии компонент, м²·с⁻¹; w – скорость переноса газовой смеси, как целого, м·с⁻¹. В соответствии с этим общая плотность потока частиц газа j_μ равна

$$j_\mu = j_{1\mu} + j_{2\mu} = -D \cdot \frac{\partial(\varphi_1 + \varphi_2)}{\partial x} + w \cdot (\varphi_1 + \varphi_2). \quad (10)$$

Уравнения (7)-(9) дополняются условием постоянства общего давления p :

$$p = p_1(x, \tau) + p_2(x, \tau) = \text{const}. \quad (11)$$

Воспользовавшись соотношениями (7), исключим из описания концентрации компонент. В этом варианте в пренебрежении термодиффузией удельные потоки компонентов равны

$$j_{1\mu} = -\frac{D}{R \cdot T} \cdot \frac{\partial p_1}{\partial x} + w \cdot \frac{p_1}{R \cdot T}, \quad (12)$$

$$j_{2\mu} = -\frac{D}{R \cdot T} \cdot \frac{\partial p_2}{\partial x} + w \cdot \frac{p_2}{R \cdot T}. \quad (13)$$

Сложив соотношения (12), (13) и воспользовавшись неизменностью общего давления (11), получим связь общей плотности потока частиц (10) с величиной стефановской скорости переноса w :

$$j_\mu = j_{1\mu} + j_{2\mu} = \frac{w}{R \cdot T} \cdot p. \quad (14)$$

Далее проведем усреднение по времени $\Delta\tau$, удовлетворяющему условию (5). Как отмечалось ранее, в этом приближении потоки компонент становятся стационарными и как следствие не зависящими от пространственной координаты. Учтя, что поток воздушной компоненты у поверхности испарения равен нулю, используя однородность потока, мы получим везде в исследуемой области

$$j_{2\mu} = 0, \quad (15)$$

и следовательно

$$j_{1\mu} = j_{\mu} = \frac{w}{R \cdot T} \cdot p. \quad (16)$$

Уравнение (16) позволяет, избавившись от скорости w в уравнении (12), переписать последнее в виде:

$$\frac{dp_1}{p - p_1} = -j_{1\mu} \cdot \frac{R}{p} \cdot \frac{T}{D} \cdot dx. \quad (17)$$

Проинтегрировав уравнение (17) в области однородности (смотри рис. 2), получим выражение плотности потока паров горючего через парциальное давление этих паров $p_{1d} = p_1(x_d)$ и $p_{1u} = p_1(x_u)$ на нижней и верхней границах области и ширину области $\Delta x = x_u - x_d$:

$$j_{1\mu} = \frac{p}{R} \cdot \left(\overline{\frac{T}{D}}\right)^{-1} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1u}}{p - p_{1d}}\right), \quad (18)$$

где черта над величиной означает среднее значение величины на соответствующем участке:

$$\left(\overline{\frac{T}{D}}\right) \equiv \frac{1}{\Delta x} \int_{x_d}^{x_u} \frac{T}{D(T)} dx. \quad (19)$$

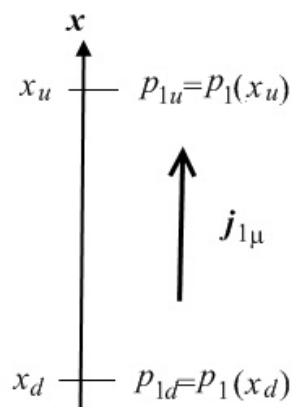


Рис. 2. Пространственная схема задачи переноса паров горючего через однородный слой

Сразу отметим, что в пределе малых парциальных давлений паров горючего ($p_{1u} \ll p$ и $p_{1d} \ll p$) первый член разложения натурального логарифма в формуле (18) порождает известное выражение стационарного диффузионного потока:

$$j_{1\mu} = \frac{p}{R} \cdot \left(\frac{T}{D} \right)^{-1} \cdot \frac{1}{\Delta x} \cdot \frac{p_{1d} - p_{1u}}{p} \approx \frac{\bar{D}}{\Delta x} \cdot (\varphi_{1d} - \varphi_{1u}), \quad (20)$$

в котором φ_{1u} и φ_{1d} представляют собой концентрации, соответствующие парциальным давлениям p_{1u} и p_{1d} . Сравнение формул (18) с (20) показывает, что соотношение (20) дает завышение величины потока паров горючего, существенное при $p_{1d} \sim p$.

Применив соотношение (18) к гранулированному слою ($0 \leq x \leq h$) и к переходной области над гранулированным слоем ($h \leq x \leq x_D = h + \delta_D$) (смотри рис. 1), получим соотношения, выражающие поверхностную плотность молярного потока паров горючего в гранулированном (индекс «g») и в переходном воздушном (индекс «a») слое:

$$j_{1\mu}^{(g)} = \frac{p}{R} \cdot \left(\frac{T}{D} \right)_g^{-1} \cdot \frac{1}{h} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{1h}}{p - p_{1s}} \right), \quad (21)$$

$$j_{1\mu}^{(a)} = \frac{p}{R} \cdot \left(\frac{T}{D} \right)_a^{-1} \cdot \frac{1}{\delta_D} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1h}} \right). \quad (22)$$

Дополним выражения (21), (22) условием непрерывности потока горючего на внешней границе гранулированного слоя (при $x = h$). Так как плотность молекулярного потока в формуле (21) (как и в формуле (22)) бралась в расчете на единицу площади сечения всей среды (а не только полостей), условию непрерывности потока можно придать вид:

$$j_{1\mu}^{(g)} = j_{1\mu}^{(a)}. \quad (23)$$

Совместное решение системы уравнений (21)-(23), позволяет выразить поверхностную плотность молекулярного потока горючего $j_{1\mu} = j_{1\mu}^{(g)} = j_{1\mu}^{(a)}$ через парциальные давления паров горючего на внешних границах области массопереноса

$$j_{1\mu}(h) = \frac{p}{R} \cdot \frac{1}{h \cdot \left(\frac{T}{D} \right)_g + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D} \right)_a} \cdot \ln \left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1s}} \right), \quad (24)$$

или иначе

$$j_{1\mu}(h) = \frac{\delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a}{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_g + \delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a} \cdot j_{1\mu}(0). \quad (25)$$

Из формулы (25) следует, что наличие гранулированного защитного слоя уменьшает поток паров горючего не менее чем в $K_{g.a}$ раз, где

$$K_{g.a} \equiv \frac{j_{1\mu}(0)}{j_{1\mu}(h)} = 1 + k_{g.a}, \quad (26)$$

где

$$k_{g.a}(h) \equiv \frac{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_g}{\delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a} \approx \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{D_a}{D_g} \geq \frac{h}{\delta_D} \cdot \frac{1}{r_V} \cdot \left(\frac{l_m}{h}\right)^2. \quad (27)$$

Используя (21)-(23), можно выразить парциальное давление паров горючего над поверхностью гранулированного слоя через давления (p_{1s} и p_{1a}) на границах системы:

$$p_{1h} = p - (p - p_{1a})^{\frac{k_{g.a}}{1+k_{g.a}}} \cdot (p - p_{1s})^{\frac{1}{1+k_{g.a}}}. \quad (28)$$

В пределе $p_{1a} < p_{1s} \ll p$ выражение (28) упрощается до известной зависимости

$$p_{1h} \approx p_{1s} - \frac{k_{g.a}}{1+k_{g.a}} (p_{1s} - p_{1a}) = p_{1s} - \frac{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_g \cdot (p_{1s} - p_{1a})}{h \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_g + \delta_D \cdot \overline{\left(\frac{T}{D}\right)}_a}. \quad (29)$$

Следует иметь в виду, что в пределе $p_{1s} \sim p$, давления, рассчитанные по формуле (28), превышают значения, получаемые по упрощенной формуле (29), то есть в данном пределе при определении пожарной опасности формулой (29) пользоваться нельзя.

Перейдем к получению уравнения энергетического баланса в рассматриваемой системе (при $0 < x < x_T$). Оно имеет вид:

$$c'_p \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = - \frac{\partial}{\partial x} [q(x, \tau)], \quad (30)$$

где c'_p - удельная объёмная изобарная теплоёмкость среды, Дж·м⁻³·К⁻¹; q - усредненная по поперечному сечению плотность потока энергии в среде, Вт·м⁻². Для записи уравнения (30), как уравнения относительно температурного поля, необходимо знать явный вид зависимости q от температуры среды. До усреднения по интервалам времени $\Delta\tau$

$$q(x, \tau) = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T) + j_{2\mu} \cdot H_{2\mu}(T), \quad (31)$$

где $\lambda(T)$ – коэффициент теплопроводности среды, Вт·м⁻¹·К⁻¹. Величины $H_{1\mu}(T)$ и $H_{2\mu}(T)$ являются удельными молярными энтальпиями пара и воздуха, соответственно, Дж·моль⁻¹. В чисто воздушной среде ($h < x$) в правую часть соотношения (31) следует добавлять удельный лучистый поток q_r .

После усреднения описания процессов по интервалам времени $\Delta\tau$ удельные потоки $j_{1\mu}$ и $j_{2\mu}$ станут однородными, что, в частности, из-за отсутствия потока воздуха на границе с жидкостью (при $x = 0$) приводит к соотношению $j_{2\mu} = 0$ (15). В результате внутри гранулированного слоя (то есть при $0 < x < h$) усредненное выражение (31) имеет вид:

$$q(x, \tau) = -\lambda_{gg} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot [H_{1\mu}(T_a) + c_{1p\mu} \cdot (T - T_a)], \quad (32)$$

где

$$c_{1p\mu} = \left. \frac{\partial H_{1\mu}(T)}{\partial T} \right|_p, \text{ Вт} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}, \quad (33)$$

удельная молярная изобарная теплоёмкость горючего, Дж·моль⁻¹·К⁻¹; λ_{gg} – коэффициент теплопроводности гранулированной среды с пространством между гранулами, заполненным газом, Вт·м⁻²·К⁻¹.

В переходном воздушном слое ($h < x < x_T$) усредненный по временам $\Delta\tau$ процесс теплопереноса будет квазистационарным. В этом приближении удельный тепловой поток q , как и поток паров горючего, будет однородным. Это означает, что выполняется соотношение

$$q = -\lambda_a \cdot \frac{\partial T}{\partial x} + j_{1\mu} \cdot [H_{1\mu}(T_a) + c_{1p\mu} \cdot (T - T_a)] + q_r, \quad (34)$$

где λ_a – коэффициент теплопроводности паровоздушной среды, причем q не зависит от x .

Последнее уравнение можно, переписав в виде

$$\frac{dT}{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T - T_a) + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q} = \frac{dx}{\lambda_a},$$

проинтегрировать по переходному газовому слою ($x \in [h, x_T]$). В результате получится соотношение

$$\ln \left[\frac{j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q}{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a) + j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + q_r - q} \right] = j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \overline{\lambda_a^{-1}} \cdot \delta_T, \quad (35)$$

где $T_h \equiv T(h, \tau)$ - температура на внешней поверхности зернистого слоя, К; $\overline{\lambda_a^{-1}}$ - среднее значение обратного коэффициента теплопроводности паровоздушной среды:

$$\overline{\lambda_a^{-1}} \equiv \frac{1}{\delta_T} \cdot \int_h^{h+\delta_T} \frac{dx}{\lambda_a}. \quad (36)$$

Из соотношения (35) можно получить алгебраическое выражение квазистационарного удельного теплового потока в паровоздушном слое:

$$q = j_{1\mu} \cdot H_{1\mu}(T_a) + \frac{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a)}{1 - \exp(-j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \overline{\lambda_a^{-1}} \cdot \delta_T)} + q_r. \quad (37)$$

Знание зависимости q от температуры позволяет записать уравнение энергетического баланса (30), как уравнение относительно температуры. Так, подставляя выражение (32) в соотношение (30), получим уравнение энергетического баланса внутри зернистого слоя с заполненными газом пустотами ($0 < x < h$)

$$c'_{p,gg} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{gg} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \frac{\partial T}{\partial x}, \quad (38)$$

где $c'_{p,gg}$ - удельная объёмная изобарная теплоёмкость зернистой среды с газовыми зазорами, Дж·м⁻³·К⁻¹.

В примыкающей снизу ($x < 0$) области зернистой среды, в которой пространство между зёрнами заполнено жидким горючим, уравнение энергетического баланса имеет обычный вид уравнения нестационарной теплопроводности

$$c'_{p,gl} \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \lambda_{gl} \cdot \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (39)$$

где $c'_{p,gl}$, λ_{gl} – соответственно, удельная объёмная изобарная теплоёмкость, $\text{Дж} \cdot \text{м}^{-3} \cdot \text{К}^{-1}$, коэффициент теплопроводности, $\text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{К}^{-1}$, зернистой среды с зазорами, заполненными жидким горючим.

Граничными условиями к уравнениям (38), (39) являются непрерывность поля температуры и теплового потока на общей границе ($x=0$). Они имеют вид

$$T(-0, \tau) = T(+0, \tau); \quad (40)$$

$$-\lambda_{gl} \cdot \left. \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=-0} = -\lambda_{gg} \cdot \left. \frac{\partial T(x, \tau)}{\partial x} \right|_{x=+0} + j_{1\mu} \cdot \Delta H_{1\mu,lg}(T(0, \tau)), \quad (41)$$

где $\Delta H_{1\mu,lg}(T)$ - удельная молярная теплота парообразования горючего, $\text{Дж} \cdot \text{моль}^{-1}$.

Граничным условием к уравнению (38) на границе с газовой средой ($x=h$) является непрерывность удельного теплового потока q . Из формул (32) и (37) следует, что это граничное условие представимо в виде

$$-\lambda_{gg} \cdot \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=h-0} = \frac{j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot (T_h - T_a)}{\exp(j_{1\mu} \cdot c_{1p\mu} \cdot \lambda_a^{-1} \cdot \delta_T) - 1} + q_r. \quad (42)$$

В уравнении (38) и граничных условиях к нему (41), (42) удельный молярный поток паров горючего $j_{1\mu}$ рассчитывается по формуле (24), в которой в качестве p_{1s} берется давление насыщенных паров горючего при температуре $T(0, \tau)$. Эта температура определяется на границе между жидким горючим и его парами, находящимися в зазорах зернистой среды.

Ширины переходных областей оцениваются соотношениями

$$\delta_T = \frac{l}{\text{Nu}}, \quad (43)$$

$$\delta_D = \frac{l}{\text{Nu}_D}, \quad (44)$$

где l - характерный пространственный размер задачи, м; Nu - (тепловой) критерий Нуссельта; Nu_D - диффузионный критерий Нуссельта (синонимичное название – критерий Шервуда Sh). Величины критериев определяются соответствующими критериальными уравнениями. Отметим, что в случае турбулентного режима течения газовой среды над покрытием $\text{Nu}_D = \text{Nu}$.

При оценке направленного на предотвращение возгорания жидкости действия зернистого слоя необходимо учитывать два необходимых

условия возгорания. В случае свободной поверхности жидкости (отсутствия защиты) они таковы: 1) концентрация паров горючей жидкости в зоне возгорания должна превышать нижний концентрационный предел воспламенения $\varphi_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}}$; 2) температура жидкости должна превышать температуру её воспламенения T_{1i} , К.

Первое условие обеспечивает воспламенение паровоздушной смеси. Его вид при наличии зернистого слоя не меняется – необходимо превышение концентрации паров горючего на поверхности над $\varphi_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}}$, что описывается формулой

$$\varphi_1(h) = \frac{p_{1h}}{R \cdot T_h} \geq \varphi_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}}, \text{ моль} \cdot \text{м}^{-3}, \quad (45)$$

в которой давление паров p_{1h} задается соотношением (28).

Отметим, что условие (45) (используя формулу (28)) можно представить, как ограничение на толщину слоя

$$h \leq h_{1.cr} \equiv \delta_D \cdot \frac{\left(\frac{T}{D}\right)_a}{\left(\frac{T}{D}\right)_g} \cdot \frac{\ln\left(\frac{p - p_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}}}{p - p_{1s}}\right)}{\ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}}}\right)}, \quad (46)$$

где $p_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}} = \varphi_{1.\dot{\text{H}}\dot{\text{K}}\text{I}\dot{\text{B}}} \cdot R \cdot T_h$.

Выполнение второго (температурного) условия возгорания делает возможным поддержание возникшего горения за счет притока паров горючего от жидкости в зону горения. Фактически это условие на минимальную величину удельного молярного потока горючих газов $j_{1\mu.cr}$, позволяющую горению не затухать. Слой гранулированного материала существенно затрудняет как перенос паров в сторону зоны горения, так и поддерживающий испарение встречный перенос тепла к поверхности жидкости. Это обстоятельство должно приводить к заметному росту температуры воспламенения жидкости с ростом толщины защитного слоя h . Величину $j_{1\mu.cr}$ в рамках излагаемой модели получить невозможно, так как она связана с процессом возгорания, проходящим за времена $\tau_i \ll \tau_{T.g}$, которые не описываются данной моделью в силу её квазистатического характера.

Если знать величину $j_{1\mu.cr}$ (например, из экспериментов), то в рамках рассматриваемой модели можно оценить величину температуры воспламенения T_{1i} , К. Она будет корнем уравнения $j_{1\mu} = j_{1\mu.cr}$, которое в соответствии с формулой (24) имеет вид:

$$j_{1\mu.cr} = \frac{p}{R} \cdot \frac{1}{h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_g + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_a} \cdot \ln\left(\frac{p - p_{1a}}{p - p_{1s}(T_{1i})}\right). \quad (47)$$

Из соотношения (47) следует, что

$$T_{1i} = T_{1s} [p - (p - p_{1a}) \cdot \exp(-k_{1i})], \quad (48)$$

где

$$k_{1i}(h) = j_{1\mu.cr} \cdot \frac{R}{p} \cdot \left(h \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_g + \delta_D \cdot \left(\frac{T}{D}\right)_a \right),$$

а $T_{1s}[p_1]$, K – абсолютная температура насыщенного пара горючего при его парциальном давлении p_1 .

Воспламенение невозможно, если либо не выполняется условие (45), либо $T(0, \tau) < T_{1i}$.

Выводы. Построена математическая модель процесса неизотермической диффузии паров горючей жидкостей сквозь слой зернистого покрытия, выступающего над поверхностью жидкости. Модель в квазистационарном приближении описывает процесс испарения жидкости при нагревании покрытия. В рамках модели температурное поле описывается модифицированным уравнением нестационарной теплопроводности, а поле концентраций задается алгебраическим соотношением. На основе модели получены формулы, позволяющие прогнозировать возможность возгорания жидкости при различных толщинах защитного покрытия.

ЛИТЕРАТУРА

1. Назарова О.О. Пожежогасіння та аварійно-рятувальні роботи. Довідник / О.О. Назаров, М.М. Кулешова. – Х.: АЦЗУ, 2006. – 376 с.
2. Аварії на радіаційно, хімічно та біологічно небезпечних об'єктах. Довідник / Грек А.М., Сакун О.В., Григорєв О.М. та ін. – Х.: ФВП НТУ «ХП», 2012. – 172 с.
3. Довідник рятувальника. / За загальною редакцією В.І. Балогі. – Львів: СПОЛОМ, 2012. – 712 с.
4. Бочаров В.В. Использование перфторированных ПАВ в пенообразователях – «второе пришествие». Галогенорганика с наилучшим сценарием развития для обитателей земли / В.В. Бочаров, М.В. Раевская // Пожаровзрывобезопасность. – 2013. – Т.22, №10. – С. 75-82.
5. Безродный И.Ф. Экология пожаротушения – пока это только слова / И.Ф. Безродный // Пожаровзрывобезопасность. – 2013. – Т.22, №6. – С. 85-90.
6. Ivanković T. Surfactants in the environment / T. Ivanković, J. Hrenović // Arh. Hig. Rad. Toksikol. – 2010 – Vol. 61, № 1. – P. 95-110.

7. Olkowska E. Analytics of surfactants in the environment: problems and challenges / E. Olkowska, Ż. Polkowska, J. Namieśnik // Chem. Rev. – 2011. – Vol. 111, № 9. – P. 5667-5700.

8. Пат. 2264242 Российская Федерация, МПК7 А 62 С 5/033. Способ тушения пожара и состав для его осуществления / Борисов П.Ф., Росоха В.Е., Абрамов Ю.А., Киреев А.А., Бабенко А.В.; заявитель и патентообладатель Академия пожарной безопасности Украины. – №2003237256/12; заявл. 23.12.2003; опубл. 20.11.10.2005, Бюл. №32.

9. Дадашов И.Ф. Выбор лёгкого силикатного носителя для гелиевого огнетушащего слоя при пожаротушении / И.Ф. Дадашов, А.А. Киреев, Л.А. Михеенко // Керамика: наука и жизнь. – 2016. – № 2. – С. 44-51.

10. Дадашов И.Ф. Моделирование изолирующих свойств гелеобразного слоя по отношению к парам горючих жидкостей / И.Ф. Дадашов, А.А. Киреев, А.Я Шаршанов, А.А. Чернуха // Проблемы пожарной безопасности. – 2016. – Вып. 40. – С.78-83. Режим доступа: <http://repositsc.nuczu.edu.ua/handle/123456789/2701>.

11. Дадашов И.Ф. Замедление испарения жидкости слоем гранулированного материала, нанесенного на её поверхность / И.Ф. Дадашов, А.Я Шаршанов, А.А. Киреев // Проблемы пожарной безопасности. – 2017. – Вып. 41 – С.53-58. Режим доступа: <http://repositsc.nuczu.edu.ua/handle/123456789/5946>

12. Шаршанов А.Я. Замедление массопереноса зернистой средой / А.Я. Шаршанов // Проблемы пожарной безопасности. – 2017. – Вып. 41. – С. 206-210. Режим доступа: <http://repositsc.nuczu.edu.ua/handle/123456789/6170>

13. Франк-Каменецкий Д.А. Диффузия и теплопередача в химической кинетике. / Д.А. Франк-Каменецкий – М.: Наука, 1967. – 491 с.

А.Я. Шаршанов

Математичне моделювання неізотермічної дифузії парів горючої рідини крізь зернисте покриття

Побудовано математичну модель процесу неізотермічної дифузії парів горючої рідини крізь шар зернистого покриття, що виступає над поверхнею рідини. Модель в квазістаціонарному наближенні описує процес випаровування рідини при нагріванні покриття. Модель дозволяє прогнозувати можливість загоряння рідини при різних товщинах захисного покриття.

Ключові слова: математичне моделювання, пари горючої рідини, дифузія, зернисте покриття, гранульоване піноскло.

A. Sharshanov

Mathematical modeling of non-isothermal diffusion of combustible liquids vapors through the granular coating

A mathematical model of the process of non-isothermal diffusion of vapors of combustible liquids through a layer of granular coating protruding above the surface of the liquid is constructed. The model in a quasistationary approximation describes the process of liquid evaporation when the coating is heated. The model makes it possible to predict the possibility of liquid ignition at various thicknesses of the protective coating.

Keywords: mathematical modeling, vapors of flammable liquids, diffusion, granular coating, granulated foam glass.