

МОДЕЛЬ ПОЖАРА ПРИ РАЗЛИВЕ САМОВОСПЛАМЕНЯЮЩИХСЯ КОМПОНЕНТОВ ТОПЛИВА НА СТАРТОВОМ КОМПЛЕКСЕ РАКЕТЫ-НОСИТЕЛЯ

Предложена модель развития пожара разлива компонентов топлива на стартовом комплексе ракеты-носителя.

Запропонована модель розвитку пожежі розливу компонентів палива на стартовому комплексі ракети-носія.

A model of the fire evolution in spilling propellant components at the launching complex of a launch vehicle is proposed.

Решение практически важных задач по повышению пожаровзрывобезопасности эксплуатации стартовых комплексов (СК) ракет-носителей (РН) обуславливает необходимость адекватного прогнозирования основных характеристик наиболее опасных по возможным последствиям пожаров разливов компонентов топлива (КТ) в процессе их развития как основы для создания эффективных средств и способов их тушения.

Математические модели пожаров разливов и бассейнов горючих жидкостей начали активно разрабатываться в середине прошлого столетия. К настоящему времени известен ряд моделей, разработанных для решения отдельных задач пожарной безопасности, в которых формализуются наиболее существенные для каждой из этих задач процессы и взаимосвязи. При этом соответствующие решения получают, как правило, с использованием различных упрощений и допущений с последующим введением корректирующих коэффициентов, согласующих расчетные результаты с имеющимися экспериментальными данными. Общим недостатком известных моделей пожара разлива горючей жидкости является рассмотрение стационарного режима горения, происходящего с постоянной (максимальной) скоростью сгорания пожарной нагрузки и отсутствие описания начального этапа развития пожара разлива, представляющего наибольший интерес с позиций определения характеристик системы пожаротушения, минимизирующей ущерб от возможного пожара на СК.

Изложенное предопределяет необходимость разработки математической модели пожара разлива КТ, позволяющей рассчитывать изменение его основных характеристик на начальном этапе развития пожара.

Создание предсказательной модели развития пожара разлива как открытой, неоднородной и динамичной системы сопряжено со значительными трудностями. В значительной мере они обусловлены острой недостаточностью экспериментальных данных по масштабным пожарам, что предопределяет наличие определенного «горизонта предсказуемости», который с большим трудом поддается расширению. В этих условиях рациональным путем является конструирование модели на основе использования продуктивных фрагментов известных моделей [1 – 4] и данных экспериментов [5 – 7], условия проведения которых соответствовали условиям протекания реальных пожаров разливов, в виде совокупности соотношений, позволяющих рассчитывать в процессе развития пожара геометрические характеристики разлива (диаметр и глубина слоя), температуру поверхности горячей жидкости, скорость сгорания и интенсивность тепловыделения при пожаре, глубину

кипящего слоя, характеристики факела пожара (температуру и скорость движения продуктов сгорания), количество тепла, уносимого продуктами сгорания, и интенсивность теплового излучения от факела пожара к поверхности горячей жидкости.

Геометрические характеристики разлива. Диаметр разлива и средняя толщина его слоя при растекании жидкостей на горизонтальных поверхностях зависят от расхода, вязкости жидкости и продолжительности ее истечения.

Исследования, проведенные В. Ч. Реуттом [8] в широком диапазоне изменения указанных факторов, позволили установить, что зависимости для определения изменения диаметра разлива во времени имеют вид:

– при разовом истечении жидкости (выброс)

$$D_n = 1,6 \frac{Q_{ж}^{0,39}}{v_{ж}^{0,19}} \cdot \tau^{0,12}, \text{ м}, \quad (1)$$

– при непрерывном истечении

$$D_n = 1,27 \frac{\dot{Q}_{ж}^{0,4}}{v_{ж}^{0,16}} \cdot \tau^{0,52}, \text{ м}, \quad (2)$$

где $Q_{ж}$ – расход жидкости при разовом истечении, м^3 ; $v_{ж}$ – кинематическая вязкость жидкости, $\text{м}^2/\text{с}$; $\dot{Q}_{ж}$ – расход жидкости при непрерывном истечении, $\text{м}^3/\text{с}$; τ – время, с.

Средняя толщина слоя жидкости в разливе определяется следующими выражениями:

– при разовом истечении жидкости

$$\delta_{сл} = \frac{4Q_{ж}}{\pi D_n^2}, \text{ м}, \quad (3)$$

– при непрерывном истечении

$$\delta_{сл} = \frac{4\dot{Q}_{ж}\tau}{\pi D_n^2}, \text{ м}. \quad (4)$$

Для оценки максимального диаметра разлива можно воспользоваться экспериментально установленным фактом, что при проливе $0,001 \text{ м}^3$ жидкости на горизонтальную гладкую поверхность образуется разлив площадью $0,5 \text{ м}^2$ [8]. Отсюда следует, что растекание разлива прекращается, когда толщина слоя жидкости становится равной

$$\delta_{сл}^{\min} \leq 2 \cdot 10^{-3}, \text{ м}, \quad (5)$$

при этом максимальный диаметр разлива при разовом истечении составит

$$D_n = 25 Q_{ж}^{0,5}, \text{ м}. \quad (6)$$

Температура поверхности горячей жидкости. У наиболее распространенных в ракетной технике горючих (керосин, НДМГ и т.д.) теплотворная способность, определяющая интенсивность тепловыделения, скорость про-

грева горячей жидкости и полноту температурного профиля в ней, практически одинакова (от 39000 до 42000 кДж/кг). Это позволяет использовать для определения температуры поверхности горящего разлива КТ на СК РН экспериментально установленную зависимость [7]

$$T_{пер}(\tau) = T_0 + 24\tau^{0,25}, \text{ К}, \quad (7)$$

где T_0 – начальная температура жидкости, К; τ – время, с.

В случае горения разлива монофракционных горючих, их температура кипения постоянна и $T_{пер}^{max} = T_{кип}$.

Скорость испарения (сгорания) и интенсивность тепловыделения.

Горение жидкостей в условиях естественной конвекции включает ряд последовательных стадий: испарение жидкости, формирование над ее поверхностью парового потока, смешение и реагирование пара с окислителем, поступающим в зону реакции из окружающей среды.

Сгорание паров горючего происходит весьма интенсивно после их смешения с окислителем и подогрева парогазовой смеси поступающим от пламени теплом до температуры воспламенения [9]. Поэтому скорость сгорания лимитируется скоростью испарения жидкости, как наиболее медленным процессом.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований скорости испарения при кипении различных жидкостей (с подводом энергии к их поверхности от внешнего источника), проведенные в широком диапазоне изменения определяющих параметров, позволили установить, что наиболее достоверно имеющиеся экспериментальные данные описывает формула Герца – Кнудсена [10]

$$\dot{m}_n = \kappa \frac{P_S - P_{окр}}{\sqrt{R \cdot T_{пер}}}, \text{ кг/(м}^2 \cdot \text{с)}, \quad (8)$$

где κ – корректирующий коэффициент (коэффициент аккомодации); P_S – давление насыщенного пара жидкости, соответствующее температуре ее поверхности, Па; $P_{окр}$ – давление в окружающей среде, Па; R – газовая постоянная пара, кДж/(кмоль·К); $T_{пер}$ – температура поверхности горячей жидкости, К.

Давление насыщенного пара над поверхностью жидкости зависит от температуры поверхности, скрытой теплоты испарения и теплофизических характеристик жидкости и определяется соотношением [11]

$$P_S = P_{кр} \cdot \exp \left[0,06r \cdot \mu \cdot \left(\frac{1}{T_{кр}} - \frac{1}{T_{пер}} \right) \right], \text{ Па}, \quad (9)$$

где r – теплота испарения, соответствующая температуре поверхности жидкости, кДж/кг; $P_{кр}$ и $T_{кр}$ – критические параметры жидкости, Па и К соответственно; μ – молекулярная масса жидкости, кг/кмоль.

Зависимость, связывающая значение теплоты испарения с температурой поверхности жидкости, хорошо согласующаяся с экспериментальными дан-

ными для жидкостей, относящихся к различным термодинамическим группам, имеет вид [12]

$$r = r_{пл} \left(0,602\tau^{0,33} + 3,459\tau^{0,79} + 4,627\tau^{1,21} - 6,896\tau - 1,106\tau^2 + 0,315\tau^3 \right), \quad (10)$$

где $r_{пл}$ – теплота плавления, кДж/кг; $\tau = \frac{T_{кр} - T_{неп}}{T_{кр} - T_{пл}}$ – приведенная температура;

$T_{пл}$ – температура плавления (застывания) жидкости.

Выражения (9) и (10) позволяют с ошибкой, не превышающей 10 % во всем диапазоне изменения состояния жидкости (т.е. от $T_{пл}$ до $T_{кр}$), вычислять парциальное давление паров над ее поверхностью и, в последующем, скорость ее испарения по выражению (8).

Для определения значений корректирующего коэффициента κ в выражении (8) целесообразно использовать результаты экспериментов по определению характера изменения во времени массовой скорости выгорания горячей с поверхности углеводородной жидкости (дизельного топлива), представленные соотношением [6]

$$\frac{\dot{m}_{сз}(\tau)}{\bar{m}_{сз}} = \left(0,0584\tau^{0,5} \cdot e^{\frac{\tau}{1200}} + 0,1 \right), \quad (11)$$

где $\bar{m}_{сз}$ – стационарная скорость сгорания, кг/(с·м²); τ – время свободного горения, с.

Полагая, что указанная закономерность справедлива для жидкостей, наиболее широко используемых в качестве горючих КТ, можно получить выражения для определения значений корректирующего коэффициента κ в (8) в виде:

$$\kappa \cdot 10^5 = 7,6 - 0,026\tau \quad \text{при } 0 < \tau \leq 50 \text{ с}, \quad (12)$$

$$\kappa \cdot 10^5 = 6,5 - 0,0034\tau \quad \text{при } \tau > 50 \text{ с}. \quad (13)$$

Влияние ветра на скорость сгорания может быть учтено по полученному обработкой приведенных в [3] экспериментальных данных соотношению

$$\dot{m}_{nV \neq 0} = \dot{m}_n \cdot e^{(0,05V_B - 0,06)}, \quad \text{кг/(с·м}^2\text{)}, \quad (14)$$

где $V_B > 1$ м/с – скорость ветра, м/с.

С учетом (14) изменение скорости сгорания в процессе развития пожара определится выражением

$$\dot{m}_{сз}(\tau) = \kappa \cdot \frac{P_S(T_{неп}) - P_{окр}}{\sqrt{RT_{неп}}} \cdot e^{(0,05V_B - 0,06)}, \quad \text{кг/(с·м}^2\text{)}. \quad (15)$$

Интенсивность тепловыделения при пожаре определяется формулой

$$\dot{Q}_n = 0,785\chi \cdot D_n^2 \dot{m}_{сз} \cdot Q_n, \quad \text{кВт/м}^2, \quad (16)$$

где χ – коэффициент полноты сгорания ($\chi = 0,85$ [9]); Q_n – низшая теплота сгорания, кДж/кг.

Глубина кипящего слоя. При горении разлива тепло, поступающее от факела пожара к зеркалу жидкости, расходуется на ее прогрев и испарение. При этом температура поверхности свободно горячей жидкости монофрак-

ционного состава близка к температуре её кипения. Жидкости сложного состава, к числу которых относятся, в частности, продукты переработки нефти, представляющие собой смесь различных фракций [3, 8], не имеют фиксированной температуры кипения. Температура их поверхности увеличивается по мере выгорания легких фракций. При этом температура в слое жидкости, находящемся под ее поверхностью, в процессе горения непрерывно возрастает, причем наиболее быстрыми темпами в начальный период пожара продолжительностью менее 10 мин. По истечении этого времени в слое устанавливается определенное распределение температур, зависящее от вида горящей жидкости [3]. Для жидкостей типа керосина температура по мере удаления от поверхности плавно и постепенно снижается, а ее распределение в произвольный момент времени описывается уравнением нестационарной теплопроводности, решение которого при близкой к постоянной скорости сгорания может быть представлено выражением [3, 7]

$$\frac{T_h - T_0}{T_{пер} - T_0} = e^{-\frac{\dot{m}_n \cdot h}{\rho_{ж} \cdot a}}, \quad (17)$$

где T_h – температура в слое жидкости на глубине h , К; T_0 – начальная температура жидкости, К; h – глубина, м; a – коэффициент температуропроводности, $\text{м}^2/\text{с}$; $\rho_{ж}$ – плотность жидкости, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Из (17) следует, что при $\dot{m}_n = const$ глубина кипящего слоя определяется выражением

$$H_{кк} = -\frac{\rho_{ж} \cdot a}{\dot{m}_n} \cdot \ln \frac{T_{нк} - T_0}{T_{пер} - T_0}, \text{ м}, \quad (18)$$

где $T_{нк}$ – температура начала кипения ГЖ, К.

Следует, однако, иметь в виду, что в процессе развития пожара показатель степени в (17) изменяется не только вследствие изменения скорости сгорания, но и коэффициента температуропроводности. Последнее объясняется тем, что в процессе переноса тепла существенную роль наряду с молекулярной теплопроводностью играет также конвекция, обусловленная перемешиванием жидкости всплывающими паровыми пузырями.

Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что при достижении в слое жидкости температуры, соответствующей началу кипения $T_{нк}$, начинается интенсивное парообразование. Роль центров парообразования выполняют находящиеся в жидкости газовые пузырьки и различного рода плохо смачиваемые включения. Образующиеся паровые пузыри всплывают, а жидкость опускается, компенсируя таким образом поток массы пара. При этом в кипящем слое с уменьшением глубины паросодержание линейно возрастает за счет испарения жидкости в пузыри вплоть до их выхода на поверхность [13].

Влияние барботирующих пузырей пара на перенос тепла в слое жидкости может быть учтено введением эквивалентного коэффициента барботажной температуропроводности [14]

$$a_{бн} = \frac{U_n^2}{\nu} \cdot \varphi \cdot B, \text{ м}^2/\text{с}, \quad (19)$$

где U_n – скорость всплытия пузырей в кипящем слое, м/с; ν_n – частота образования пузырей, с^{-1} ; φ – коэффициент паросодержания в кипящем слое, равный отношению объема пара к объему слоя; B – коэффициент присоединенной массы паровых пузырей.

В диапазоне изменения коэффициента паросодержания $0,04 \leq \varphi \leq 0,1$, характерном для развитого кипения жидкостей, зависимость коэффициента присоединенной массы паровых пузырей от φ имеет вид [14]

$$B_n = 1 - 0,93 \cdot \varphi. \quad (20)$$

Определяя скорость парообразования (сгорания) как количество пара, генерируемого с единицы площади поверхности горячей жидкости в единицу времени (\dot{m}_n , $\text{кг}/(\text{м}^2 \cdot \text{с})$), и принимая во внимание, что скорости движения фаз в кипящем слое сравнительно невелики, допустимо полагать скорость всплытия пузырей и градиент паросодержания постоянными [13].

В свою очередь, коэффициент паросодержания кипящего слоя может быть записан в виде:

$$\varphi = \frac{\dot{m}_n}{2U_n \cdot \rho_n}, \quad (21)$$

где ρ_n – плотность пара, $\text{кг}/\text{м}^3$.

Принимая во внимание быстрое уменьшение толщины слоя разлива в процессе его растекания и сравнительно медленное нарастание толщины кипящего слоя, можно пренебречь взаимодействием отдельных паровых пузырей в процессе их всплытия и полагать, что $U_n = 0,2 \div 0,3$ м/с [14]. В этом случае выражение (19) после подстановки в него (20) и (21) и некоторых упрощений (обусловленных тем, что $\rho_{жс} \gg \rho_n$, а $\nu_n = 20 \text{ с}^{-1}$ [13]), может быть преобразовано к виду:

$$a_{\delta n} \approx 0,08 \left(\frac{\sigma}{\rho_{жс}} \right)^{0,25} \frac{\dot{m}_n}{\rho_n}, \text{ м}^2/\text{с}. \quad (22)$$

Подставляя (22) в (18), после соответствующих преобразований можно получить выражение для определения глубины кипящего слоя горячей жидкости в процессе развития пожара

$$H_{кс} = -11,8 \cdot 10^{-3} \frac{\rho_{жс} \sigma}{\dot{m}_n} \cdot \ln \frac{T_{нк} - T_0}{T_{нвр} - T_0}, \text{ м}. \quad (23)$$

Здесь корректирующий числовой множитель выбран из условия согласования результатов расчетов по (23) с данными экспериментов по определению изменения во времени температуры в слое керосина, горящего с поверхности [7].

Структура и основные характеристики факела пожара. Пламена горящих на горизонтальных поверхностях жидкостей практически идентичны по своей структуре пламенам, возникающим при горении жидкостей в резервуарах, где выделяют следующие характерные режимы горения [2, 15]. Для диффузионного пламени горячей с поверхности жидкости характерно первоначальное разделение горючего (паров жидкости) и окислителя (кислорода воздуха). При этом в факеле пожара разлива горючей жидкости можно выделить пять основных зон [15]: паровоздушный слой толщиной δ_n , зону разви-

вающегося горения, зону устойчивого пламени, зону прерывистого пламени, зону восходящих потоков продуктов сгорания.

Принимая во внимание незначительную толщину паровоздушного слоя ($\delta_n = 0,03 \div 0,05$ м) и небольшую протяженность зоны развивающегося горения ($z < 0,03D_n$), целесообразно рассматривать факел пожара состоящим из трех основных зон: устойчивого пламени, прерывистого пламени и восходящих потоков продуктов сгорания.

Состояние газовой среды в этих зонах характеризуется скоростью движения газового потока (W_z , м/с) и его температурой (T_z , К). Выражения для их определения, полученные обработкой экспериментальных данных, имеют вид [2, 15]:

$$\begin{aligned}
 & \text{- для зоны устойчивого пламени } \left(0,03 < \frac{z}{D_n^{0,8}} \leq 1,52 \right): \\
 & \quad W_z = 6,8z^{0,5}, \text{ м/с}; \quad T_z = 3,913 T_{окр}, \text{ К};
 \end{aligned} \tag{24}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{- для зоны прерывистого пламени } \left(1,52 < \frac{z}{D_n^{0,8}} \leq 3,8 \right): \\
 & \quad W_z = 1,9\dot{Q}_n^{0,2}, \text{ м/с}; \quad T_z = T_{окр} \left(1 + 0,23 \frac{\dot{Q}_n^{0,4}}{z} \right), \text{ К};
 \end{aligned} \tag{25}$$

$$\begin{aligned}
 & \text{- для зоны восходящих потоков } \left(\frac{z}{D_n^{0,8}} > 3,8 \right): \\
 & \quad W_z = 1,1\sqrt[3]{\frac{\dot{Q}_n}{z}}, \text{ м/с}; \quad T_z = T_{окр} \left(1 + 0,76\sqrt[3]{\frac{\dot{Q}_n^{0,4}}{z}} \right), \text{ К},
 \end{aligned} \tag{26}$$

где z – высота над уровнем горячей в разливе жидкости, м; $T_{окр}$ – температура окружающей среды, К.

Высота факела l_ϕ может быть определена с помощью выражения

$$l_\phi = 2,6D_n^{0,68}, \text{ м}, \tag{27}$$

полученного на основе обработки экспериментальных данных по стационарному горению разливов горючего JP-4 (аналог керосина) диаметром $1,7 \leq D_n \leq 17$ м. Принимая во внимание, что согласно [15] высота факела пожара разлива пропорциональна $\dot{Q}_n^{0,4}$, из (16) и (17) можно получить выражение для определения высоты факела в переходном режиме горения разлива

$$l_\phi(\tau) = 2,6D_n^{0,68} \left(\frac{\dot{m}_\tau}{\bar{m}_{c2}} \right)^{0,4}, \text{ м}, \tag{28}$$

где \dot{m}_τ – скорость сгорания жидкости в переходном режиме горения, кг/(с·м²); \bar{m}_{c2} – стационарная скорость сгорания, кг/(с·м²).

Используя (16), можно с помощью регрессионной зависимости, полученной обработкой приведенных в [16] экспериментальных данных, оценить количество тепла, уносимого из зоны пожара продуктами сгорания:

$$\dot{Q}_{nc} = 8,62 \cdot 10^{-7} \dot{Q}_n \cdot T_z^{2,06}, \text{ кВт/м}^2. \quad (29)$$

Здесь принято во внимание, что факел пожара разлива эжектирует в себя в пять раз больше воздуха, чем это необходимо для стехиометрического сгорания жидкости в разливе.

Тепловой поток от факела к поверхности горения. Как показано в [1, 3, 9], определяющая роль в переносе тепла от факела пожара к поверхности горящего разлива жидкости при $D_n > 1$ м принадлежит лучистому потоку, величина которого пропорциональна четвертой степени максимальной температуры факела (T_{\max}^4) и посредством которого передается 95 % энергии, выделяющейся при пожаре.

Интенсивность лучистого теплового потока определяется преимущественно излучением из зоны устойчивого горения, как наиболее нагретой области факела. При решении ряда практических задач хорошие результаты дает представление излучающего факела пожара разлива в виде плоскости [1] с температурой $T = T_z^{\max}$, расположенной над поверхностью горения на высоте

$$Y_{изл} = (1,08 \div 1,16) D_n, \text{ м}. \quad (30)$$

При этом необходимо иметь в виду, что если диаметр пожара разлива превышает высоту его факела, пламя разрывается на ряд независимых очагов [15]. Указанное условие, как следует из (27), выполняется для пожара разлива, диаметр которого $D_n > 17 \div 18$ м.

При прохождении лучистого потока через объем факела происходит ослабление его интенсивности. Степень ослабления зависит от оптической плотности факела, характеризуемой числом Бугера [1]

$$Bu = k D_n, \quad (31)$$

где k – коэффициент ослабления излучения в газовой среде факела.

Среднее значение коэффициента ослабления излучения в факеле определяется выражением

$$k = 1,6 \cdot 10^{-3} T_z^{\max} - 0,5, \quad (32)$$

где T_z^{\max} – максимальная температура факела, равная температуре газов в зоне устойчивого пламени, К.

Интенсивности лучистых тепловых потоков (кВт/м^2), приходящих к поверхности горения, определяются соотношениями [1]:

$$q_{\Sigma} = 60 Bu, \text{ при } 0 < Bu \leq 1, \quad (33)$$

$$q_{\Sigma} = 58,86 + 1,14 Bu, \text{ при } 1 < Bu \leq 14, \quad (34)$$

$$q_{\Sigma} = 75, \text{ при } Bu > 14. \quad (35)$$

С учетом изложенного математическая модель развития пожара разлива КТ может быть представлена совокупностью приведенных выше соотноше-

ний (1) – (16), (23) – (25), позволяющих рассчитывать характеристики пожара разлива на различных этапах его развития, включая начальную стадию.

Результаты расчета основных характеристик пожаров разливов керосина, полученные с использованием предложенной математической модели для случаев разового истечения (выброса) различных объемов горючего и для случаев постоянного истечения с фиксированными расходами, приведены на рис. 1, 2. На рис. 1 показано изменение геометрических характеристик разливов и глубины кипящего слоя керосина в процессе развития пожаров, а на рис. 2 – изменение температуры поверхности горящего разлива керосина и скорости его сгорания.

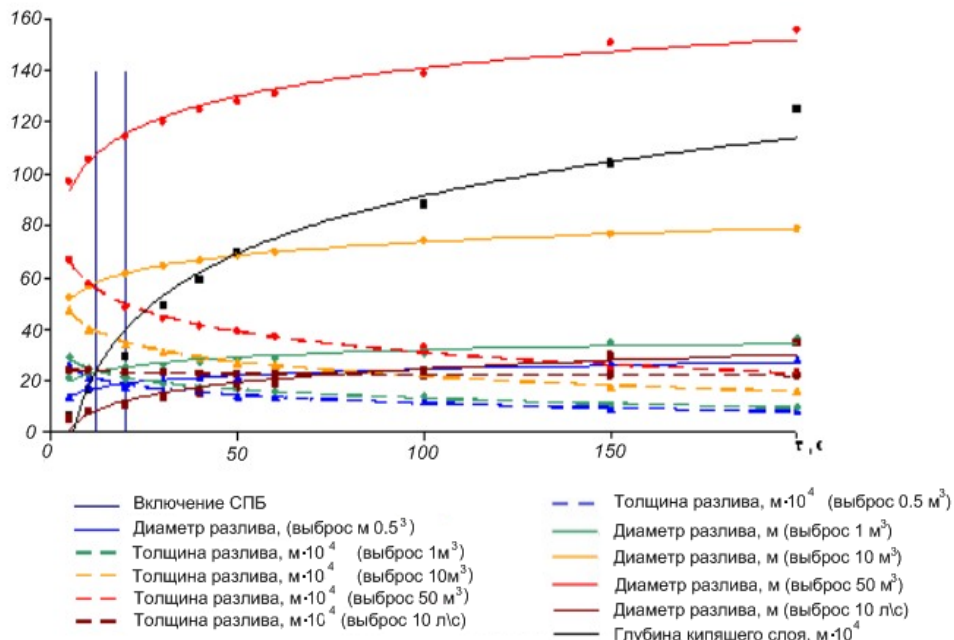


Рис. 1

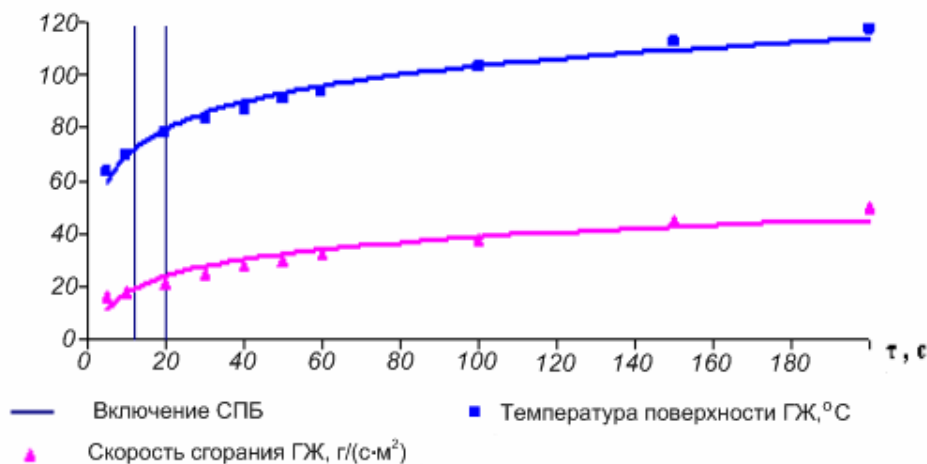


Рис. 2

Анализ расчетных данных показывает, что:

– при авариях, сопровождающихся разовым истечением КТ, наиболее быстрое увеличение диаметра разлива и уменьшение толщины слоя жидко-

сти, т.е. пожарной нагрузки, происходит на начальном этапе развития разлива. При этом чем больше масса выброса КТ, тем с большей скоростью протекают указанные изменения;

– при авариях, сопровождающихся истечением КТ с постоянным расходом, диаметр разлива и толщина его слоя изменяются с меньшей скоростью, но в течение более длительного промежутка времени;

– скорость сгорания в процессе развития возникшего пожара возрастает достаточно медленно, достигая к моменту включения системы пожарной безопасности СК РН ($\tau = 12 \div 20$ с) значений, соответствующих $25 \div 37\%$ от стационарной скорости сгорания, при этом температура поверхности горячей жидкости находится в диапазоне от 344 до 352 К;

– в отличие от скорости сгорания, глубина кипящего слоя быстро нарастает и распространяется на всю толщину слоя горячей в разливе жидкости за время τ от 15 до 30 с.

1. Термогазодинамика пожаров в помещениях / В. М. Астапенко, Ю. А. Кошмаров, И. С. Молчадский, А. Н. Шевляков. – М. : Стройиздат, 1988. – 448 с.
2. Воротинцев Е. В. Зонная модель факела пожара разлива горючей жидкости / Е. В. Воротинцев, А. П. Кремена, Н. Ф. Свириденко // Техническая механика. – 2003. – №2. – С. 125 – 130.
3. Казаков М. В. Средства и способы тушения пламени горючих жидкостей: (Монография) // М. В. Казаков, И. И. Петров, В. Ч. Реутт – М. : Стройиздат, 1977. – С. 113.
4. Бабенко В. С. Модель пожара горючих жидкостей / В. С. Бабенко, А. П. Кремена // Вопросы химии и химической технологии. – 2003. – №6. – С. 170 – 172.
5. Буглаев В. Т. Эффективность охлаждения газового потока мелкодиспергированной влагой / В. Т. Буглаев, М. Н. Лифшиц, Ф. В. Васильев, А. С. Стребков // Теплоэнергетика. – 1986. – № 5. – С. 45 – 49.
6. Овсянников М. Ю. Экспериментальные исследования массовой скорости выгорания / М. Ю. Овсянников VI Міжнар. науково-практ. конференція «Пожежна безпека». – Харьков, 2003. – С. 30 – 32.
7. Беляев Н. М. Системы наддува баков ракет // Н. М. Беляев. – М. : Машиностроение, 1976. – С. 328 – 333.
8. Иванов Е. Н. Пожарная защита открытых технологических установок / Е. Н. Иванов. – М. : Химия, 1975. – 200 с.
9. Баратов А. Н. Пожарная безопасность. Взрывоопасность: [Справочник] / А. Н. Баратов, Е. И. Иванов, А. Я. Корольченко и др. – М. : Химия, 1987. – 272 с.
10. Кремена А. П. Скорость сгорания нефтепродуктов при пожарах разливов / А. П. Кремена, Н. Ф. Свириденко // Вопросы химии и химической технологии. – 2006. – №4. – С. 166 – 169.
11. Торкватто С. Скрытая теплота парообразования широкого класса жидкостей / С. Торкватто, П. Смит // Тр. Амер. об-ва инж. механ. – 1984. – №1. – С. 215 – 217.
12. Петриченко Р. М. Элементы САПР ДВС / Р. М. Петриченко, С. А. Батурич, Ю. Н. Жаков и др. – Л. : Машиностроение. Ленингр. отд-ние, 1990. – 328 с.
13. Присняков В. Ф. Кипение / В. Ф. Присняков. – К. : Наук. думка, 1988. – 240 с.
14. Ильин Г. И. Экспериментальное исследование коэффициента температуропроводности жидкости, барботируемой газом / Г. И. Ильин, Н. Ф. Свириденко, В. С. Сенькин // Техническая механика. – 1995. – № 2. – С. 103 – 107.
15. Драйздейл Д. Введение в динамику пожаров / Д. Драйздейл. М. : Стройиздат, 1990. – С. 394 – 417.
16. Иссерлин А. С. Газовые горелки / А. С. Иссерлин. – Л. : Недра, 1973. – С. 188 – 189.

Институт технической механики
НАН Украины и НКА Украины,
Государственное предприятие «Конструкторское
бюро «Южное» им. академика М.К. Янгеля»,
г. Днепропетровск

Получено 29.07.10
в окончательном варианте 29.09.10