

УДК 614.8  
№ держреєстрації 0114U002239  
інв. №

Державна служба України з надзвичайних ситуацій  
Національний університет цивільного захисту України  
61023, м. Харків, вул. Чернишевська, 94,  
тел. (057) 707-34-90

**ЗАТВЕРДЖУЮ**  
Ректор НУЦЗ України  
кандидат психологічних наук, професор

В.П. Садковий

ЗВІТ  
ПРО НАУКОВО-ДОСЛІДНУ РОБОТУ  
**„ДИНАМІКА РОЗЛИВУ І ГОРІННЯ НАФТОПРОДУКТІВ НА  
ЗАЛІЗНИЧНОМУ ТРАНСПОРТІ”**

Проректор НУЦЗ України  
з наукової роботи  
доктор технічних наук, професор

В.А. Андронов

Керівник НДР  
головний науковий співробітник  
доктор технічних наук, професор

О.Є. Басманов

2014

Рукопис завершено 14 листопада 2014 р.

## Список виконавців

Керівник роботи:

головний науковий співробітник  
доктор технічних наук, професор

О.Є. Басманов  
(розділ 2,  
висновки)

Відповідальний виконавець:

провідний науковий співробітник  
начальник навчальної  
пожежно-рятувальної частини

І.А. Горпинич  
(розділ 1,  
висновки)

Виконавці:

ад'юнкт

Я.С. Кулик  
(розділ 3)

## РЕФЕРАТ

Звіт про НДР: 72 с., 27 рис., 2 табл., 41 джерело.

Об'єкт дослідження – динаміка розтікання і горіння нафтопродуктів на горизонтальній поверхні.

Мета роботи – оцінка площі розливу.

Методи дослідження – методи теорії подібності, чисельні методи.

Розроблені моделі, методи, алгоритми є основою для побудови системи підтримки прийняття рішення керівником гасіння пожежі і може бути використаний як для розробки плану локалізації і ліквідації надзвичайної ситуації при складанні карток об'єкта, проведення штабних навчань, так і в бойовій обстановці

Ключові слова: нафтопродукт, розлив, пожежа.

## ПЕРЕДМОВА

Проведені дослідження за темою НДР «Динаміка розливу і горіння нафтопродуктів на залізничному транспорті»

Замовник – Національний університет цивільного захисту України.

Виконавець – Національний Університет цивільного захисту України.

Термін початку роботи – січень 2014, термін закінчення роботи – грудень 2014.

Звіт розглянуто та схвалено на засіданні науково-дослідної лабораторії моніторингу надзвичайних ситуацій Національного університету цивільного захисту України, протокол № 11 від „20” листопада 2014 р.

Звіт затверджено на засіданні вченої ради Національного університету цивільного захисту України, протокол № \_\_\_\_\_ від „ ” \_\_\_\_\_ 2014 р.

## СОДЕРЖАНИЕ

ВВЕДЕНИЕ .....	7
<b>РАЗДЕЛ 1. АВАРИИ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗЛИВОМ</b>	
<b>НЕФТЕПРОДУКТА НА ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОМ ТРАНСПОРТЕ.....</b>	<b>9</b>
1.1. Динамика растекания жидкости по горизонтальной поверхности .....	9
1.2. Выгорание жидкости .....	13
1.3. Длина пламени над круговым разливом нефтепродукта.....	15
1.4. Наклон пламени под воздействие ветра .....	18
1.5. Форма пламени над разливом круговой формы .....	21
<b>РАЗДЕЛ 2. МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛИВА ЖИДКОСТИ И ЕЕ</b>	
<b>ГОРЕНИЯ .....</b>	<b>22</b>
2.1. Растекание горючей жидкости при аварии на железнодорожном транспорте .....	22
2.2. Математическая модель растекания жидкости на горизонтальной поверхности.....	25
2.3. Горение жидкости, растекающейся по горизонтальной поверхности .....	34
2.4. Растекание жидкости по негладкой поверхности .....	37
2.5. Выводы.....	40
<b>РАЗДЕЛ 3. РАСТЕКАНИЕ И ГОРЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПРИ</b>	
<b>НАЛИЧИИ ОГРАНИЧЕНИЙ .....</b>	<b>41</b>
3.1. Разлив жидкости в полосе, ограниченной железнодорожными насыпями или рельефом .....	41
3.2. Горение жидкости, растекающейся в выемке.....	49
3.3. Растекание жидкости по негладкой поверхности в выемке.....	52
3.4. Растекание жидкости в полуплоскости, ограниченной железнодорожной насыпью .....	53
3.5. Горение жидкости, растекающейся в полуплоскости.....	60

3.6. Растекание на негладкой поверхности, ограниченной железнодорожными насыпями .....	63
3.7. Экспериментальное определение средней глубины неровностей поверхности.....	64
3.8. Выводы.....	67
<b>ВЫВОДЫ</b> .....	68
Список использованных источников .....	69

## ВВЕДЕНИЕ

Резервуары и резервуарные парки являются основными сооружениями, предназначенными для хранения нефти и нефтепродуктов. Они входят в технологические схемы сбора и подготовки нефти (нефтепромыслов), магистральных нефтепродуктопроводов, нефтеперерабатывающих заводов (НПЗ), перевалочных и распределительных нефтебаз, транспортных и промышленных предприятий и т.д. Поэтому пожары нефтепродуктов в резервуарных парках являются одной из опаснейших чрезвычайных ситуаций техногенного характера, способных привести не только к значительному материальному ущербу, но и к человеческим жертвам.

Проектирование сливно-наливных эстакад, меры пожарной безопасности при транспортировке легковоспламеняющихся жидкостей, действия подразделений МЧС по локализации и ликвидации пожара регламентируется нормативными документами. Тем не менее, ряд аварий сопровождается каскадным распространением пожара на соседние резервуары.

С учетом общемировой тенденции роста потребления нефтепродуктов (около 2% в год), объемы транспортируемых нефтепродуктов будут только увеличиваться, приводя к росту пожарной опасности.

Существующие методы оценки теплового воздействия пожара на цистерну с нефтепродуктом основываются на упрощенном подходе, предполагающем равномерный нагрев части стенки цистерны, обращенной в сторону пожара. В то же время различный угол падения лучистого теплового потока на поверхность цистерны приводит к существенно неравномерному ее нагреву. Кроме того, в существующих моделях рассматривается только 2 возможности: конвективный теплообмен с газовой средой, имеющей температуру пламени (в случае соприкосновения

пламени со стенкой цистерны); конвективный теплообмен с газовой средой, имеющей температуру окружающей среды (в случае отсутствия контакта стенки цистерны с пламенем). Возможность теплового воздействия восходящего от очага горения конвективного потока разогретого воздуха и продуктов горения не рассматривается.

Современный уровень развития вычислительной техники позволяет выработать новые подходы к анализу пожарной ситуации в резервуарных парках, учесть ее особенности и построить математические модели, которые более точно описывают тепловое воздействие пожара в резервуаре с нефтепродуктом. Это помогает руководителю тушения пожара выявить наиболее опасные пути распространения пожара и выработать план локализации и ликвидации пожара.



## РАЗДЕЛ 1

### АВАРИИ, СВЯЗАННЫЕ С РАЗЛИВОМ НЕФТЕПРОДУКТА НА ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНОМ ТРАНСПОРТЕ

Анализ [31, 37] показывает, что пожары разливов относятся к наиболее частым авариям со взрывоопасными веществами, имеющими место в химической промышленности, в том числе во время транспортировки и хранения.

#### 1.1. Динамика растекания жидкости по горизонтальной жидкости

Для разливов некруговой формы диаметр принимается равным

$$D = 2\sqrt{S/\pi},$$

где  $S$  – площадь разлива.

Размеры разлива зависят от длительности и интенсивности растекания. Все разливы разделяются на две категории по времени растекания: мгновенные и непрерывные [31]. В случае мгновенного разлива его площадь растёт до тех пор, пока не будут достигнуты физические барьеры, ограничивающие растекание, или жидкость не выгорит полностью. При непрерывном разливе прекращение роста его площади может произойти как при достижении физических барьеров, так и при равенстве интенсивности испарения (или интенсивности выгорания) и интенсивности вытекания. В [34] введен критерий мгновенности разлива:

$$t_{кр} = \frac{t_{разл} y}{V^{1/3}} = \frac{t_{разл} m}{V^{1/3} \rho},$$

где  $t_{кр}$  – безразмерное критическое время;  $t_{разл}$  – длительность разлива;  $u$  – линейная скорость выгорания;  $V$  – общий объем разлитой жидкости;  $m$  – массовая скорость выгорания;  $\rho$  – плотность жидкости. В соответствии с этим критерием, разлив считается мгновенным, если  $t_{кр} < 2 \cdot 10^{-3}$ . В противном случае разлив рассматривается как непрерывный.

Для непрерывного разлива без ограничивающих барьеров его диаметр может быть представлен в виде [28, 35]

$$D = D_{\max} \left[ \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \frac{t}{t_{\max}} \right) \left[ 1 + \left( \frac{2}{\sqrt{3}} - 1 \right) \left( \frac{t}{t_{\max}} \right)^2 \right] \right]^{1/2},$$

где  $D_{\max}$  – максимальный диаметр разлива:

$$D_{\max} = 2 \left( \frac{V^3 g}{y^2} \right)^{1/8};$$

$t_{\max}$  – время, необходимое для достижения максимального диаметра:

$$t_{\max} = 0,6743 \left( \frac{V}{gy^2} \right)^{1/4},$$

$g$  – ускорение свободного падения.

В [16, 19] для оценки площади разлива используется критериальное уравнение

$$R/\lambda = A Ga^n Ho^m, \quad (1.1)$$

где  $R$  – радиус растекания жидкости;  $\lambda$  – определяющий размер;  $A$ ,  $m$ ,  $n$

– экспериментально определяемые постоянные;  $Ga = \frac{g\lambda^3}{\nu^2}$  – критерий Галилея;  $g$  – ускорение свободного падения;  $\nu$  – кинематическая вязкость;  $Ho = \frac{g\tau^2}{\lambda}$  – преобразованный критерий гомохронности;  $\tau$  – продолжительность истечения. На основании (1.1) в [16] приведены формулы для определения радиуса разлива

$$\frac{R}{\sqrt[3]{\nu}} = 0,58 \left( \frac{g\nu}{\nu^2} \right)^{0,08} \left( \frac{g\tau^2}{\sqrt[3]{\nu}} \right)^{0,06}, \quad (1.2)$$

$$\frac{R}{\sqrt[3]{V}} = 0,46 \left( \frac{gV}{g\nu^2} \right)^{0,08} \left( \frac{g\tau^2}{\sqrt[3]{V}} \right) \quad (1.3)$$

для мгновенного и непрерывного истечения соответственно, где  $\nu$  – скорость истечения жидкости, м/с;  $V$  – объем вылившейся жидкости, м<sup>3</sup>. Недостатком приведенных зависимостей является их нефизичность: в формуле (1.2) отсутствует зависимость от объема вылившейся жидкости. Из формулы (1.3) следует, что при одинаковом объеме вылившейся жидкости  $V$ , больший радиус разлива будет при меньшей скорости вытекания (при большем времени вытекания).

В [19] для оценки площади разлива при аварии трубопровода или разгерметизации резервуара принималось, что толщина слоя нефтепродукта на грунте составляет  $h_{\min} = (0,1 \div 0,12)$  м. Там же для моделирования динамики растекания использовалась модель гравитационного растекания жидкости, не учитывающая вязкого трения

$$\frac{dR}{dt} = \sqrt{2g[h(t) - h_{\min}]},$$

где  $h(t)$  – толщина слоя нефтепродукта в момент времени  $t$ .

В [16] приведены эмпирические формулы, характеризующие разлив горючей жидкости (керосина, бензина, дизельного топлива, масла, нефти) на стандартной поверхности (поверхность стекла):

- удельная плоскость растекания  $f_0$  – площадь разлива единицы объема жидкости на стандартной поверхности при нормальных условиях;
- средняя толщина пленки  $\delta$  – осредненное значение по всей площади растекания жидкости;
- диаметр приведенного круга  $d$  – диаметр круга с площадью, равной площади растекания жидкости;
- относительное изменение поверхности  $s$

$$s = \frac{S_p}{S_{ш}},$$

где  $S_p$  – площадь разлива;  $S_{ш}$  – площадь поверхности шара с объемом, равным объему разлитой жидкости;

- относительная удельная площадь растекания  $\varepsilon$

$$\varepsilon = \frac{S_p}{S_{p\text{ ст}}},$$

где  $S_{p\text{ ст}}$  – площадь разлива стандартной жидкости (керосин).

Эмпирические данные [16] свидетельствуют, что толщина пленки жидкости на поверхности стекла составляет

- керосин – 0,0534 мм;
- бензин – 0,0581 мм;
- дизельное топливо – 0,285 мм;

- масло – 0,09025 мм;
- нефть – 0,3711 мм.

Влияние структуры поверхности на площадь растекания определяется коэффициентом влияния структуры  $K_{вл}$

$$K_{вл} = \frac{S_p}{S_{p \text{ стекло}}},$$

где  $S_{p \text{ стекло}}$  – площадь разлива на стекле. В [16] приведены значения коэффициента  $K_{вл}$  для грунта, бетона, плитки и асфальта. В частности, площадь разлива нефти и бензина на грунте составляют 0,6 и 0,1 соответственно от площади разлива этих жидкостей на стекле, что составляет около 6 мм. Здесь следует отметить, что наличие даже небольших неровностей на грунте (впадин) приведет к их заполнению и увеличению средней толщины слоя жидкости, а значит и к уменьшению площади разлива [9].

## 1.2. Выгорание жидкости

Вследствие выгорания жидкости, разлив с максимальным диаметром существует очень короткое время. Поэтому в [32] для практических расчетов теплового потока рекомендуется использовать эффективный диаметр разлива  $D_{эф}$ :

$$D_{эф} = 0,683D_{\max}.$$

Для непрерывных разливов без ограничивающих барьеров равновесный диаметр горящего разлива (скорость вытекания равна скорости выгорания) может быть определен из соотношения [35]:

$$D_{\text{равн}} = 2 \left( \frac{v}{\pi u} \right)^{1/2},$$

$$t_{\text{равн}} = 0,564 \frac{D_{\text{равн}}}{(g u D_{\text{равн}})^{1/3}},$$

где  $v$  – объемный расход вытекающей жидкости;  $t_{\text{равн}}$  – время, необходимое, для достижения равновесного диаметра.

Экспериментальные исследования зависимости массовой скорости выгорания  $m$  от диаметра разлива  $D$  дают эмпирические зависимость

$$m = m_{\infty} (1 - e^{-kD}),$$

где  $m_{\infty}$  – массовая скорость выгорания в бесконечно большом разливе;  $k$  – коэффициент,  $k = (0,88 \div 2,8) \text{ м}^{-1}$ . С учетом численных значений, принимаемых коэффициентом  $k$  для разливов диаметром более 3 м массовую скорость выгорания можно принимать  $m \approx m_{\infty}$ .

Экспериментальные исследования зависимости скорости выгорания нефтепродуктов [6] показали, что скорость выгорания в резервуарах дизельного топлива, тракторного керосина и бензина возрастала с увеличением скорости воздушного потока, стремясь к некоторому предельному значению.

В ходе экспериментальных исследований [6] было установлено, что скорость выгорания мазута не изменялась при повышении скорости потока воздуха от 0 до 2,8 м/с. При этом для описания зависимости скорости выгорания от скорости ветра предложено соотношение

$$v - v_0 = (v_{\infty} - v_0) (1 - e^{-\beta w}),$$

где  $v$  – линейная скорость выгорания при скорости ветра  $w$ ;  $v_0$  – линейная скорость выгорания при отсутствии ветра;  $v_\infty$  – предельное значение скорости выгорания;  $\beta$  – коэффициент, характеризующий быстроту изменения скорости выгорания при изменении  $w$ . В [6] проанализировано изменение величины

$$v = \left( \frac{v_\infty}{v_0} - 1 \right) \beta$$

и показано, что при горении нефтепродуктов в резервуаре диаметром 130 см и более величина  $v \approx 0,1$  с/м.

### 1.3. Длина пламени над круговым разливом нефтепродукта

Знание размеров и формы факела необходимо для оценки теплового воздействия пламени на окружающие объекты. Простейшие наблюдения показывают, что факел не имеет точной формы, кроме того, она меняется во времени в силу турбулентности. Поэтому, форму факела приближенно принимают в виде цилиндра, конуса или сферы.

Длина факела также меняется во времени, в связи с чем, вводится понятие средней и максимальной длины пламени. Под средней длиной пламени понимается такая величина  $L_{cp}$ , что доля времени, в течение которого длина факела превосходит  $L_{cp}$  составляет 0,5. Под максимальной длиной пламени понимается такая величина  $L_{max}$ , что доля времени, в течение которого длина факела превосходит  $L_{max}$  равна 0,05.

Длина пламени является функцией диаметра и скорости выгорания. Наиболее распространенной аппроксимацией, представляющей данную зависимость, является [41, 27]

$$\frac{L}{D} = 42 \left[ \frac{m}{\rho \sqrt{gD}} \right]^{0,61}, \quad (1.4)$$

где  $\rho$  – плотность воздуха. Выражение (1.4) справедливо для средней длины пламени. Максимальная длина пламени связана со средней соотношением [40]

$$\frac{L_{\max}}{D} = 1,52 \frac{L_{\text{cp}}}{D}.$$

Наряду с (1.4) существуют и другие аппроксимации зависимости длины пламени от массовой скорости выгорания и диаметра разлива. Все они представляются в той же форме, что и (1.4), но с другими коэффициентами [29, 30, 33, 36, 38, 39]:

$$\frac{L}{D} = a \text{Fr}^a u^{*c},$$

где  $\text{Fr}$  – число Фруда пламени:

$$\text{Fr} = \frac{m}{\rho \sqrt{gD}},$$

$u^*$  – безразмерная скорость ветра:

$$u^* = w \left( \frac{gmD}{\rho} \right)^{-1/3}, \quad (1.5)$$



$w$  – скорость ветра;  $a$ ,  $b$ ,  $c$  – эмпирические константы (табл. 1.1). При этом если  $u^* < 1$ , то принимается  $u^* = 1$ .

Таблица 1.1

## Параметры определения относительной длины пламени

a	b	c	Измеряемая величина	Условия
42	0,61		$L_{cp}$	Отсутствие ветра [41]
55	0,67	-0,21	$L_{max}$	[41]
6,2	0,254	-0,044	$L_{max}$	Сжиженный газ, цилиндрическая форма факела [33]
4,7	0,21	-0,114	$L_{max}$	Сжиженный газ, цилиндрическая форма факела [33]
10,615	0,305	-0,03	$L_{max}$	Сжиженный газ, $D = 6 \div 22$ м [38]
7,74	0,375	-0,096	$L_{cp}$	Бензин, газолин, дизельное топливо, $D = 1 \div 6$ м [36]
8,44	0,298	-0,126	$L_{max}$	Бензин, газолин, дизельное топливо, $D = 1 \div 6$ м [36]
15,5	0,4		$L_{cp}$	Сжиженный газ [29]

Анализ [31, 39] показывает, что для оценки длины пламени в условиях ветра наиболее часто используется зависимость [41]

$$\frac{L}{D} = 55 \left[ \frac{m}{\rho \sqrt{gD}} \right]^{0,67} (u^*)^{-0,21}.$$

Анализ формулы для безразмерной скорости ветра показывает, что безразмерная скорость пропорциональна обычной размерной скорости ветра

$$u^* = kw,$$

где коэффициент пропорциональности  $k$  зависит от диаметра разлива и вида разлившейся жидкости (рис. 1.1).

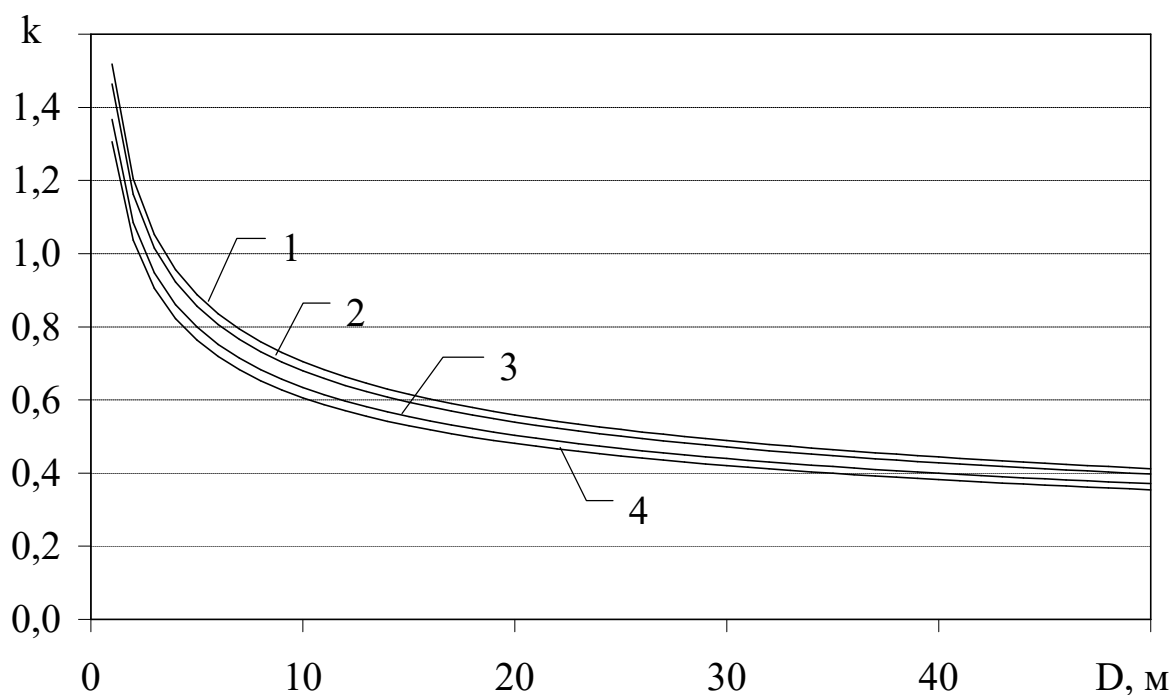


Рис. 1.1. Зависимость коэффициента пропорциональности между безразмерной и размерной скоростью ветра от диаметра разлива: 1 – мазут; 2 – трансформаторное масло; 3 – бензин; 4 – газолин

Анализ графических зависимостей на рис. 1.1 показывает, что чем больше тепловой поток от пожара (за счет массовой скорости выгорания или диаметра разлива), тем меньшее влияние оказывает ветер.

#### 1.4. Наклон пламени под воздействием ветра

Наличие ветра приводит к отклонению оси пламени на угол  $\alpha$  от вертикали (рис. 1.2). Оценка для величины этого угла имеет вид [31]

$$\alpha = \begin{cases} 0, & u^* \leq 1 \\ \arccos \frac{1}{\sqrt{u^*}}, & u^* > 1. \end{cases} \quad (1.6)$$

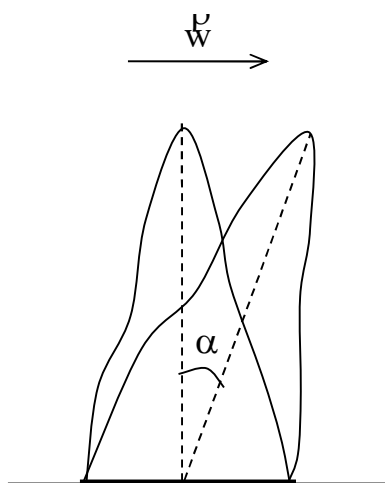


Рис. 1.2. Отклонение оси пламени от вертикали под влиянием ветра

В то же время, наблюдения [13] показывают, что при скорости ветра  $w = 2$  м/с угол наклона составляет около  $45^\circ$ , при  $w = 4$  м/с –  $60^\circ-70^\circ$  [17, 23], при  $w = 10$  м/с –  $75^\circ-80^\circ$  [18]. Нулевой скорости ветра соответствует угол отклонения  $0^\circ$ , а бесконечной –  $90^\circ$ . Тогда, с погрешностью не более 10% на данном множестве значений, зависимость угла наклона пламени от скорости ветра может быть представлена в виде.

$$\alpha = \operatorname{arctg} \frac{w}{2}. \quad (1.7)$$

В качестве примера на рис. 1.3 приведено углы наклона, вычисленные по формуле (1.6) и (1.7).

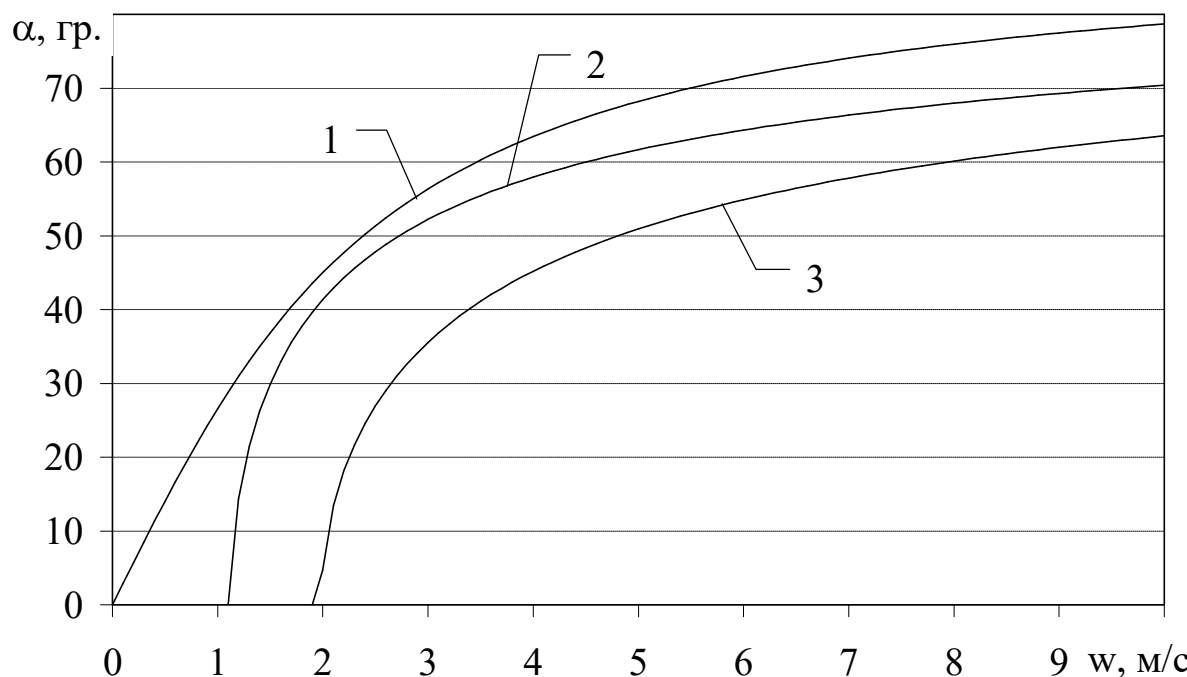


Рис. 1.3. Влияние скорости ветра на угол наклона пламени (градусы):  
 1 – зависимость (1.7); 2 – зависимость (1.6), мазут,  $D = 5$  м ; 3 –  
 зависимость (1.6), бензин,  $D = 20$  м

Сравнение графических зависимостей на рис. 1.3 показывает, что (1.6) дает меньший угол наклона, чем (1.7). Причем этот угол будет тем меньше, чем выше интенсивность выгорания и больше диаметр разлива.

Ветер также сдвигает пламя, увеличивая основание факела вдоль направления ветра на величину  $D' - D$ , где  $D$  – диаметр разлива – рис. 1.4 [31, 34]:

$$\frac{D'}{D} = 1,5 \left( \frac{w^2}{gD} \right)^{0,069} .$$

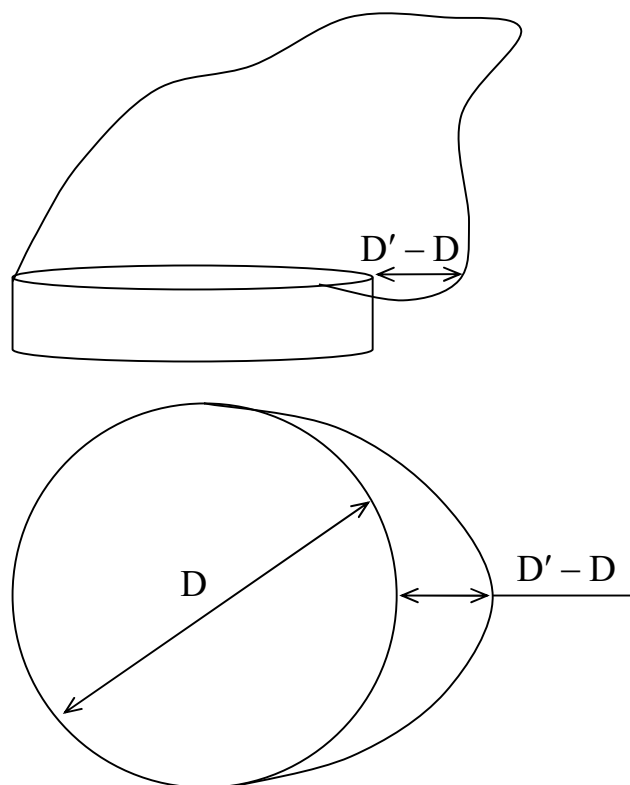
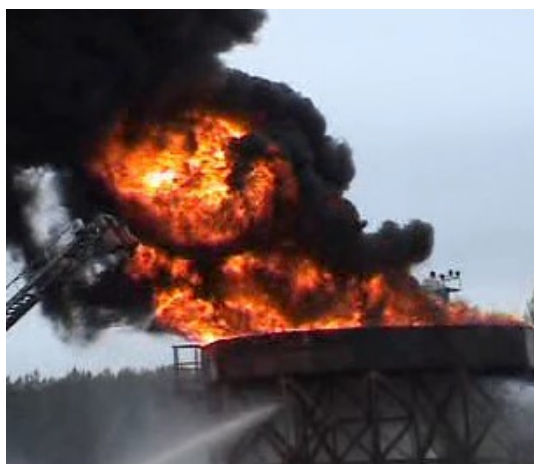


Рис. 1.4. Увеличение основания факела под воздействием ветра

#### 1.5. Форма пламени над разливом круговой формы

Как правило, при моделировании факел представляют в форме конуса [1, 22, 26], цилиндра [22, 26] или сферы [26]. Визуальные наблюдения за горением разлива нефтепродукта позволяют отдать предпочтение конической форме факела (рис. 1.5).



а)



б)

Рис. 1.5. Горение мазута в модели резервуара (а) и разлива керосина (б)

## РАЗДЕЛ 2

### МОДЕЛИРОВАНИЕ РАЗЛИВА ЖИДКОСТИ И ЕЕ ГОРЕНИЯ

Разливы горючих жидкостей на железнодорожном транспорте представляют особую опасность в связи с угрозой их воспламенения и дальнейшего распространения пожара на подвижной состав или технологические сооружения. Поэтому проектирование пожарной защиты сливно-наливных эстакад, разработка плана локализации и тушения пожара требуют оценок площади и формы разлива.

При написании раздела использовались работы [4, 5, 8, 9, 10, 11, 12].

#### 2.1. Растекание горючей жидкости при аварии на железнодорожном транспорте

На динамику растекания, форму и площадь разлива оказывают влияние наклон местности и препятствия. К типовым ситуациям можно отнести:

- растекание на горизонтальной поверхности без ограничений (рис. 2.1);
- растекание в полуплоскости – имеет место при наличии препятствия в виде нижнего строения пути – железнодорожной насыпи или склона (рис. 2.1);
- растекание в полосе – имеет место в случае, когда железнодорожное полотно проходит в выемке (рис. 2.2), или вылив горючей жидкости произошел между железнодорожными насыпями;
- стекание жидкости по наклонной плоскости – имеет место в случае, когда железнодорожное полотно проходит по склону (рис. 2.3).

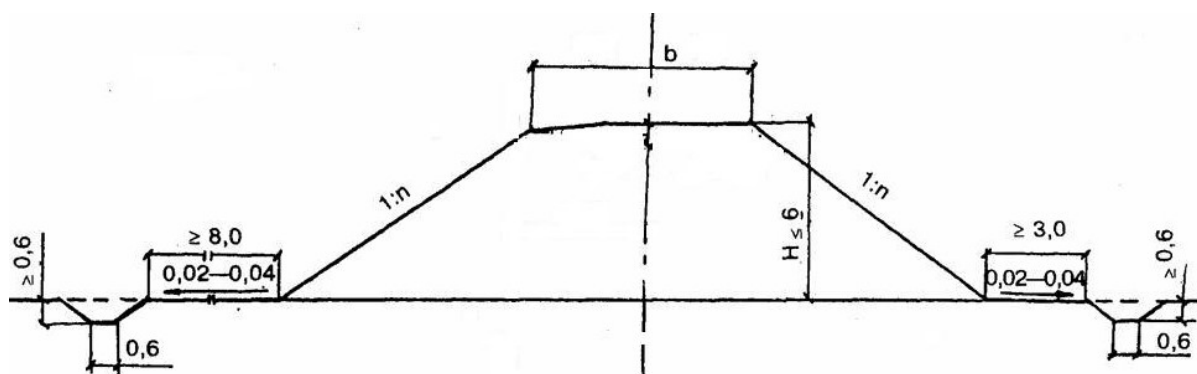


Рис. 2.1. Поперечный профиль насыпи из недренирующих грунтов [25]

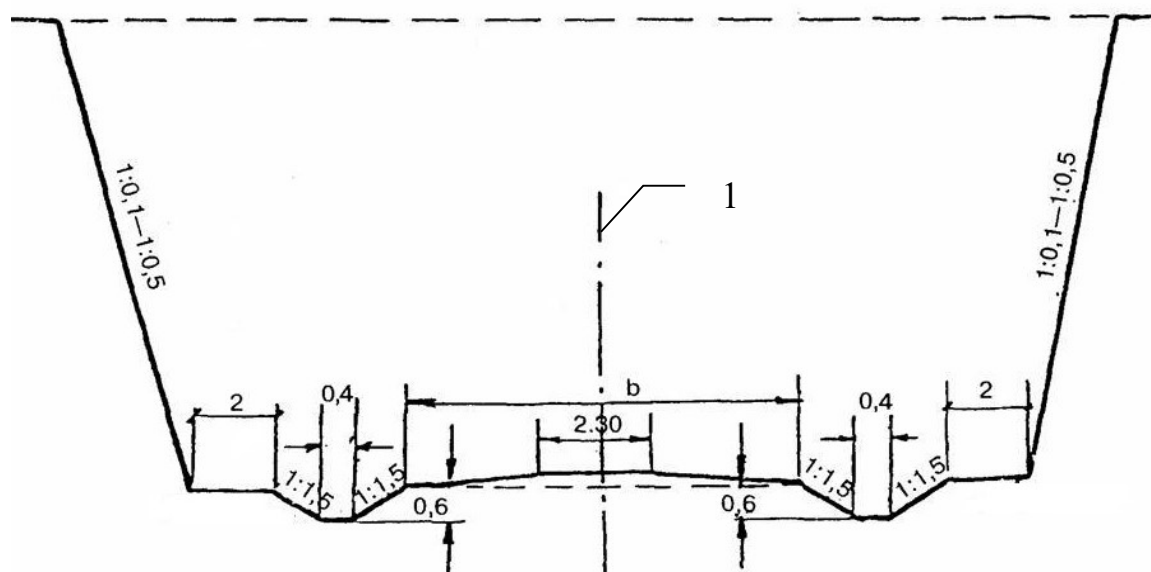


Рис. 2.2. Поперечный профиль выемки глубиной до 12 м: 1 – ось пути; b – ширина основной площадки земляного полотна [25]

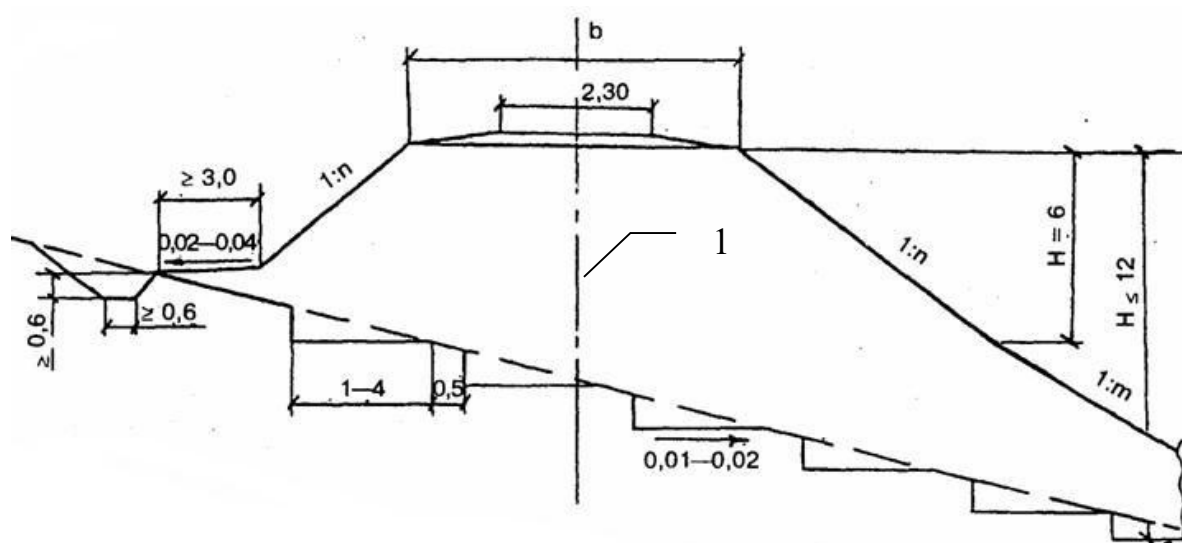


Рис. 2.3. Поперечный профиль насыпи на косогоре крутизной от 1:5 до 1:3: 1 – ось пути; b – ширина основной площадки земляной насыпи [25]

Ширина основной площадки земляного полотна (параметр  $b$  на рис. 2.1-2.3) зависит от типа магистрали, характера грунта, и лежит в пределах  $5,8 \div 12,0$  м [24].

Случай стекания горючей жидкости по склону не представляет опасности для подвижного состава ввиду удаленности возможного очага горения от него (рис. 2.4). Поэтому в работе будут рассматриваться только первые три возможности.



Рис. 2.4. Пример высокой насыпи, обеспечивающей стекание жидкости на значительное расстояние от места аварии

Наряду с растеканием жидкости происходит процесс ее впитывания в подстилающую поверхность. Количество воды, впитавшееся на единице площади поверхности, зависит от характера поверхности, ее пористости и влажности. В частности, впитывание нефтепродукта в мокрую поверхность практически отсутствует. Наиболее опасной с точки зрения пожара является ситуация, когда растекающаяся горючая жидкость не



впитывается в подстилающую поверхность. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать именно такой случай.

## 2.2. Математическая модель растекания жидкости на горизонтальной поверхности

Построим математическую модель гравитационного растекания цилиндрического слоя жидкости на горизонтальной поверхности (рис. 2.5), учитывающую влияние сил трения и сил поверхностного натяжения.



Рис. 2.5. Пример горизонтальной поверхности – в случае разлива вдали от склонов

Принцип расчета гравитационного растекания цилиндрического слоя жидкости приведен на рис. 2.6 [19].

В начальный момент времени  $t = 0$  жидкость представляет собой цилиндр высотой  $h_0$  и радиусом  $R_0$ . Под действием силы тяжести жидкость растекается, сохраняя в любой момент времени  $t$  форму цилиндра с радиусом  $R(t) \geq R_0$  и высотой  $h(t) \leq h_0$  (рис. 2.6).

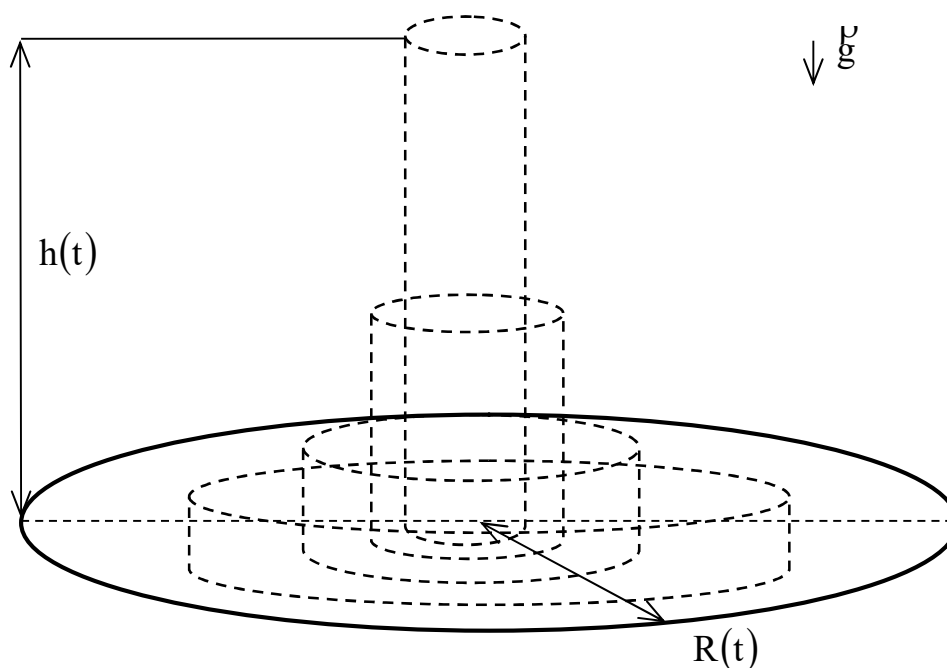


Рис. 2.6. Принцип расчета гравитационного растекания цилиндрического слоя жидкости

Растекание цилиндрического слоя происходит вследствие того, что на боковую поверхность каждого сегмента цилиндра действует сила давления

$$F_d = \int_0^h 2\pi R p(z) dz,$$

где  $p(z)$  – давление на глубине  $z$ :  $p(z) = \rho g z$ ;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $\rho$  – плотность жидкости. Тогда

$$F_d = \pi R \rho g h^2. \quad (2.1)$$

Растеканию жидкости препятствует сила поверхностного натяжения

$$F_{нат} = 2\pi R \sigma, \quad (2.2)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Растекание цилиндрического слоя на гладкой горизонтальной поверхности прекращается, когда силы (2.1) и (2.2) уравновешивают друг друга

$$\pi R \rho g h^2 = 2\pi R \sigma.$$

Таким образом, растекание жидкости прекращается при достижении ее слоем толщины  $h_{\min}$

$$h_{\min} = \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}, \quad R_{\max} = \sqrt[4]{\frac{V^2 \rho g}{2\pi^2 \sigma}}. \quad (2.3)$$

Рассмотрим теперь растекание жидкости при ее истечении из емкости, предполагая, что объемный расход жидкости, вытекающей из емкости, определяется зависимостью

$$v = v(t). \quad (2.4)$$

Тогда объем и масса разлившейся жидкости равны, соответственно,

$$V(t) = \int_0^t v(\tau) d\tau, \quad m(t) = \rho \int_0^t v(\tau) d\tau. \quad (2.5)$$

Преобразуя формулу (2.1), получим

$$F_d = \pi R \rho g h^2 = \pi R \rho g \left( \frac{V}{\pi R^2} \right)^2 = \pi R \rho g \frac{V^2}{\pi^2 R^4} = \frac{\rho g V^2(t)}{\pi R^3}. \quad (2.6)$$

При движении жидкости возникает сила вязкого трения  $F_{\text{тр}}$ , величину которой оценим из соотношения [21]

$$F_{\text{тр}} = \xi_{\text{тр}} \frac{\rho w^2}{2} S, \quad (2.7)$$

где  $\xi_{\text{тр}}$  – коэффициент трения;  $w$  – скорость движения жидкости в горизонтальном направлении;  $S$  – площадь соприкосновения:  $S = \pi R^2$ . Коэффициент трения определим из формулы Прандтля-Шлихтинга [20]:

$$\xi_{\text{тр}} = 0,455(\lg \text{Re})^{-2,58}, \quad (2.8)$$

где  $\text{Re}$  – число Рейнольдса:

$$\text{Re} = \frac{wL}{\nu}, \quad (2.9)$$

$L$  – характерный размер;  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости ( $\text{м}^2/\text{с}$ ). Полагая характерный размер равным радиусу разлива и объединяя (2.7)-(2.9), получим

$$F_{\text{тр}}(R) = 0,455 \left( \lg \frac{wR}{\nu} \right)^{-2,58} \frac{\rho w^2}{2} \pi R^2. \quad (2.10)$$

Поскольку кромка жидкости движется со скоростью  $w_{\text{к}} = R'$ , то из предположения о постоянной толщине слоя следует, что на расстоянии  $r$  от центра разлива ( $r \leq R$ ) скорость движения равна  $w(r) = w_{\text{к}} R/r$ . Тогда средняя скорость равна

$$w = \frac{1}{\pi R^2} \iint_{S_p} w(r) ds = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi R} \int_0^R w(r) r dr d\varphi = \frac{1}{\pi R^2} \int_0^{2\pi R} \int_0^R w_k R dr d\varphi = 2w_k = 2R'.$$

Тогда

$$F_{\text{тр}}(R) = 0,455 \left( \lg \frac{2RR'}{v} \right)^{-2,58} 2\rho(R')^2 \pi R^2.$$

Модифицируем полученную формулу так, чтобы что сила трения была направлена противоположно направлению движения:

$$F_{\text{тр}}(R) = -0,455 \left( \lg \frac{R|R'|}{2v} \right)^{-2,58} 2\rho|R'|R' \pi R^2, \quad (2.11)$$

Кроме того, движение жидкости будет замедляться за счет диссипации кинетической энергии турбулентного движения. Оценим ее вклад. Плотность кинетической энергии турбулентного движения

$$k = \frac{W_{\text{т}}}{m},$$

где  $W_{\text{т}}$  – кинетическая энергия турбулентного движения, связанная с кинетической энергией соотношением

$$W_{\text{т}} = c_1^2 W_{\text{к}}^2,$$

где  $c_1$  – эмпирическая константа, имеющая порядок 0,25 для струйных течений. Тогда объемная плотность кинетической энергии может быть выражена через скорость ее движения:

$$k = \frac{c_1^2 W_k^2}{m} = \frac{c_1^2 m w^2}{2m} = \frac{c_1^2 w^2}{2}. \quad (2.12)$$

Согласно гипотезе Колмогорова-Прандтля скорость диссипации турбулентной энергии равна

$$\varepsilon = c_d \frac{k^{3/2}}{L_{\max}}, \quad (2.13)$$

где  $c_d = 0,09$  – эмпирическая константа [7];  $L_{\max}$  – масштаб турбулентности, т.е. максимальный размер вихря. Упрощенно полагая, что кинетическая энергия движения цилиндрического слоя жидкости уменьшается на величину, равную диссипации энергии турбулентного движения, получим

$$-m\varepsilon = W_k' = \left( \frac{mw^2}{2} \right)' = \frac{mww'}{2} = \frac{F_{\text{турб}} w}{2},$$

$$F_{\text{турб}} = -\frac{2m\varepsilon}{w},$$

где  $F_{\text{турб}}$  – дополнительная сила сопротивления движению, обусловленная диссипацией кинетической энергии турбулентного движения. Подставляя (2.12) и (2.13) в последнюю формулу, получим

$$F_{\text{турб}} = -\frac{2m}{w} \frac{c_d}{L_{\max}} \left( \frac{c_1^2 w^2}{2} \right)^{3/2} = -\frac{c_d c_1^3}{L_{\max} \sqrt{2}} m w |w|. \quad (2.14)$$

В соответствии со вторым законом Ньютона под воздействием сил давления, трения и поверхностного натяжения цилиндрический слой

жидкости будет двигаться с ускорением  $a = w' = 2R''$  в горизонтальном направлении:

$$F_d + F_{тр} + F_{турб} - F_{нат} = ma, \quad (2.15)$$

Объединяя (2.1), (2.2), (2.6), (2.15), получим

$$\begin{aligned} \frac{\rho g V^2(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{\nu} \right)^{-2,58} 2\rho|R'|R'\pi R^2 - \frac{4c_d c_1^3}{L_{\max} \sqrt{2}} m(t)R'|R'| - 2\pi R\sigma = \\ = 2m(t)R'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\rho g V^2(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{\nu} \right)^{-2,58} 2\rho|R'|R'\pi R^2 - \frac{4c_d c_1^3}{L_{\max} \sqrt{2}} \rho V(t)R'|R'| - 2\pi R\sigma = \\ = 2\rho V(t)R'', \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} R'' = \frac{gV(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{\nu} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{V(t)} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}c_d c_1^3 R'|R'|}{L_{\max}} - \\ - \frac{2\pi R\sigma}{\rho V(t)}. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Поскольку максимальный размер вихря не может превосходить толщины слоя жидкости, то

$$L_{\max} \approx h(t) = \frac{V(t)}{\pi R^2}.$$

Тогда (2.16) примет вид

$$R'' = \frac{gV(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{\nu} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{V(t)} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}\pi c_d c_1^3 R'|R'|R^2}{V(t)} -$$

$$-\frac{2\pi R\sigma}{\rho V(t)}. \quad (2.17)$$

Уравнение (2.17) представляет собой нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка относительно радиуса разлива и описывает динамику изменения радиуса во времени. Начальные условия определяются соотношениями

$$R(0) = R_0, \quad R'(0) = 0, \quad (2.18)$$

где в качестве начального радиуса  $R_0$  может быть принят диаметр отверстия, из которого происходит истечение жидкости.

Если вытекание жидкости происходит с постоянным объемным расходом  $v$  в течение интервала времени  $(0, t_0)$ , то

$$V(t) = \begin{cases} \pi R_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}} + vt, & t < t_0, \\ \pi R_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}} + vt_0, & t \geq t_0. \end{cases}$$

При численном решении уравнения (2.17) необходимо учесть, что слагаемое, соответствующее силе трения, имеет неопределенность при  $R'(t) = 0$ , а его предельное значение в этом случае равно 0. Поэтому при численном решении достаточно полагать это слагаемое равным 0, если  $R'(t) = 0$ .

В качестве примера на рис. 2.7 приведено изменение радиуса разлива мазута во времени при ее истечении с объемным расходом  $v = 10$  л/с в течение времени  $t_0 = 100$  с. Линией 2 показано предельное значение радиуса разлива  $R_{\max}$ , соответствующее текущему объему разлившейся



жидкости, и рассчитанное по формуле (2.3). Физические характеристики мазута приняты  $\rho = 900 \text{ кг/м}^3$ ,  $\sigma = 0,03 \text{ Н/м}$ ,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ .

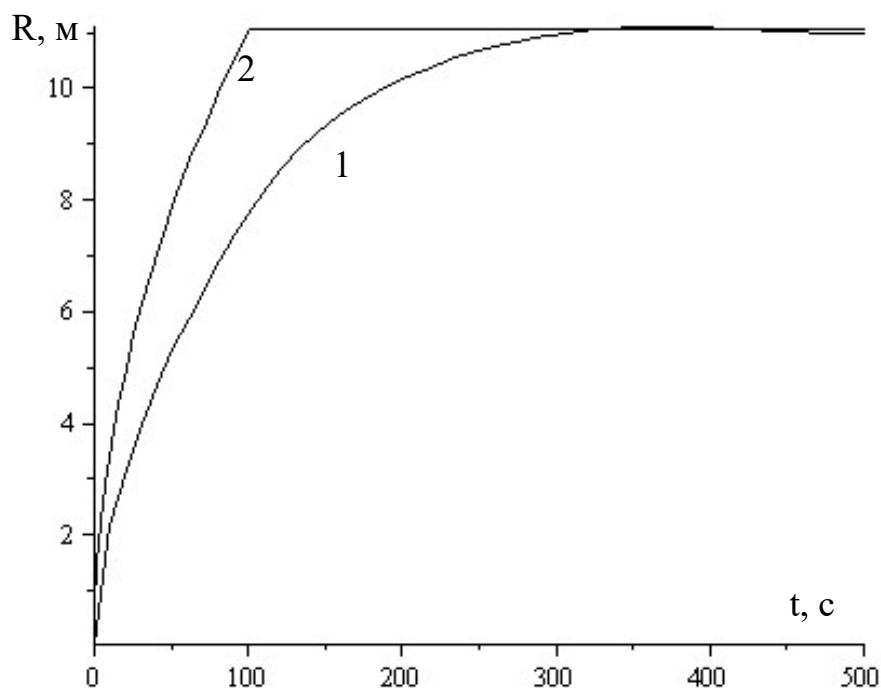


Рис. 2.7. Изменение радиуса разлива мазута с течением времени: 1 – радиус разлива; 2 – предельное значение радиуса для данного объема жидкости

На рис. 2.8 приведено изменение радиуса разлива бензина во времени для того же объемного расхода и времени истечения. Физические характеристики бензина:  $\rho = 780 \text{ кг/м}^3$ ,  $\sigma = 0,0212 \text{ Н/м}$ ,  $\nu = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}$ .

Анализ приведенных зависимостей показывает, что наличие сил трения замедляет растекание жидкости: в то время вытекания составляет 100 с, время достижения разливом максимального радиуса составляет около 300 с.

Анализ решений уравнения (2.17) на рис. 2.7, 2.8 показывает, что имеет место затухающий колебательный процесс. Эта особенность вызвана погрешностью построенной модели: использование силы давления (2.6) и силы поверхностного натяжения (2.2) для описания динамики изменения радиуса разлива является упрощением. Более точный

подход требует использования уравнений гидродинамики и не в работе не рассматривается.

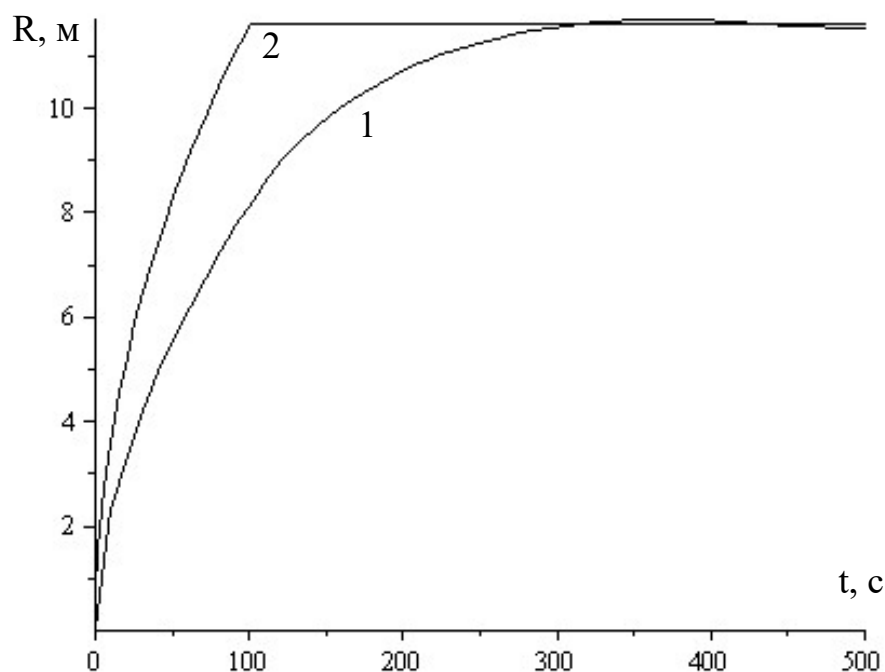


Рис. 2.8 Изменение радиуса разлива бензина с течением времени: 1 – радиус разлива; 2 – предельное значение радиуса для данного объема жидкости

При практическом использовании построенной модели достаточно фиксировать момент времени, в который происходит первое достижение предельного радиуса, и полагать, что после этого он остается неизменным.

### 2.3. Горение жидкости, растекающейся по горизонтальной поверхности

Пусть в момент времени  $t = t_b$  происходит воспламенение растекающейся жидкости, причем воспламенение происходит в центре разлива и пламя распространяется с нормальной скоростью  $v_n$ . Обозначим через  $R_r$  – радиус горячей жидкости,  $R_r \leq R$ . Тогда изменение радиуса горячей части разлива может быть представлено в виде обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка

$$R'_r = \begin{cases} 0, & t < t_B, \\ v_H, & t \geq t_B, R_r < R, \\ \min(v_H, R'), & t \geq t_B, R_r = R. \end{cases} \quad (2.19)$$

с начальным условием

$$R_r(0) = 0. \quad (2.20)$$

Изменение объема жидкости в разливе будет определяться расходом жидкости, вытекающей из поврежденной емкости, и ее выгоранием на площади  $S_r = \pi R_r^2$ :

$$V' = v(t) - \pi R_r^2(t) \frac{v_m}{\rho}, \quad (2.21)$$

где  $v(t)$  – объемный расход жидкости из поврежденной емкости;  $v_m$  – удельная массовая скорость выгорания. Начальное условие, как и в [12] зададим в виде

$$V(0) = \pi R_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}, \quad (2.22)$$

где  $R_0$  – начальный радиус, необходимость введения которого вызвана наличием полюсов в правой части уравнения (2.17) при  $V = 0$ .

Уравнения (2.17), (2.19), (2.21) с начальными условиями (2.18), (2.20), (2.22) образуют систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих горение растекающейся по горизонтальной поверхности жидкости:

$$R'' = \frac{gV(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{v} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{V(t)} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}\pi c_d c_1^3 R'|R'R^2}{V(t)} - \frac{2\pi R\sigma}{\rho V(t)}, \quad (2.23)$$

$$R'_r = \begin{cases} 0, & t < t_B, \\ v_H, & t \geq t_B, R_r < R, \\ \min(v_H, R'), & t \geq t_B, R_r = R. \end{cases} \quad (2.24)$$

$$V' = v(t) - \pi R_r^2(t) \frac{v_m}{\rho}, \quad (2.25)$$

$$R(0) = R_0, R'(0) = 0, R_r(0) = 0, V(0) = \pi R_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}. \quad (2.26)$$

Система уравнений (2.23)-(2.26) может быть решена численно, например, с использованием математического пакета Maple.

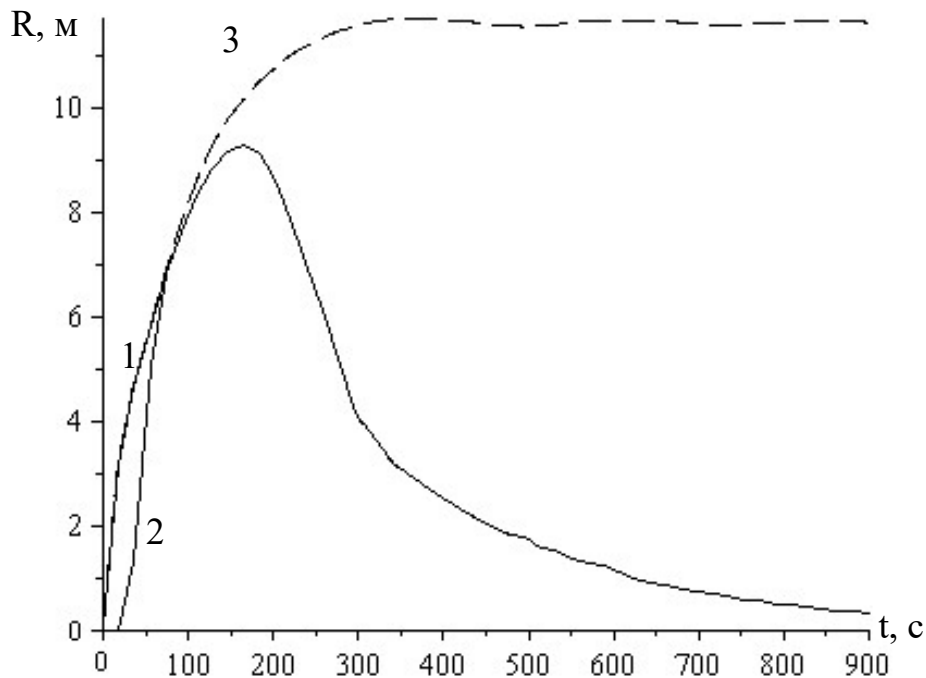


Рис. 2.9. Изменение радиуса разлива мазута во времени: 1 – радиус разлива  $R(t)$ ; 2 – радиус горячей части разлива  $R_r(t)$ ; 3 – радиус разлива при условии отсутствия горения

В качестве примера на рис. 2.9 приведен результат моделирования процесса растекания и горения мазута с объемным расходом  $v = 10$  л/с в течение времени  $t_0 = 100$  с. Горение мазута начинается в момент времени  $t_r = 30$  с, удельная массовая скорость выгорания  $v_m = 0,015$  кг/м<sup>2</sup> · с, нормальная скорость распространения пламени  $v_n = 0,4$  м/с [14]. Физические характеристики мазута приняты  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,03$  Н/м,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Из анализа зависимостей на рис. 2.9 следует, что примерно через минуту после начала горения горячая область распространяется на всю площадь разлива. После этого  $R_r(t) = R(t)$ . Выгорание жидкости приводит к тому, что максимальное значение радиуса разлива оказывается меньше, чем в случае, когда жидкость не горит (пунктирная линия 3 на рис. 2.9). Вследствие выгорания, сокращается площадь горения.

Зависимость радиуса горячей области от времени может быть использована для определения интенсивности тепловыделения пожара и его влияния на подвижной состав.

#### 2.4. Растекание жидкости по негладкой поверхности

Построенные выше модели предполагают растекание на идеально гладкой поверхности, но любой реальной поверхности (бетон, асфальт, грунт, щебень) присущи неровности. Это могут быть, например, трещины, углубления, растительность и т.д. Поэтому, растекание жидкости сопровождается заполнением углублений, вызванных этими неровностями. Фактически это означает, что некоторый объем растекающейся жидкости расходуется на заполнение углублений:

$$V_{\text{угл}}(t) = S(t)\delta,$$

где  $V_{\text{угл}}(t)$  – объем жидкости заполнившей углубления к моменту времени  $t$ ;  $S(t)$  – площадь разлива в момент времени  $t$ ;  $\delta$  – средняя глубина неровностей поверхности.

С учетом потерь жидкости на заполнение неровностей, уравнение (2.17) примет вид

$$R'' = \frac{g(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{v} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{(V(t) - V_{\text{угл}}(t))} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}\pi c_d c_1^3 R'|R'|R^2}{(V(t) - V_{\text{угл}}(t))} - \frac{2\pi R\sigma}{\rho(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}.$$

С учетом зависимости  $V_{\text{угл}} = \pi R^2 \delta$  для жидкости, растекающейся в форме круга, уравнение (2.17) примет вид

$$R'' = \frac{g(V(t) - \pi R^2 \delta)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{v} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{(V(t) - \pi R^2 \delta)} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}\pi c_d c_1^3 R'|R'|R^2}{(V(t) - \pi R^2 \delta)} - \frac{2\pi R\sigma}{\rho(V(t) - \pi R^2 \delta)}. \quad (2.27)$$

При этом максимальный радиус разлива жидкости объема  $V$  будет определяться из соотношения

$$V = \pi R_{\text{max}}^2 \delta + \pi R_{\text{max}}^2 h_{\text{min}}, \quad (2.28)$$

где первое слагаемое в правой части соответствует объему жидкости, заполнившей неровности поверхности, а второе – равновесию силы поверхностного натяжения и силы давления на боковые стенки цилиндра.

Подставляя (2.3) в (2.28), получим максимальный радиус разлива, соответствующий объему  $V$  жидкости:

$$R_{\max} = \sqrt{\frac{V}{\pi \left( \delta + \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}} \right)}}. \quad (2.29)$$

Полученная зависимость позволяет определить среднюю глубину неровности поверхности при известном объеме разлитой жидкости  $V$  и максимальной площади разлива  $S_{\max}$ :

$$\delta = \frac{V}{S_{\max}} - \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}}. \quad (2.30)$$

Для моделирования горения жидкости, растекающейся по негладкой поверхности, достаточно заменить уравнение (2.23) на (2.27). Наличие неровностей на поверхности приводит к тому, что по мере выгорания радиус разлива не сокращается, т.к. жидкость остается в углублениях. Но площадь горячей поверхности сокращается за счет выгорания жидкости с менее глубоких областей (рис. 2.10).

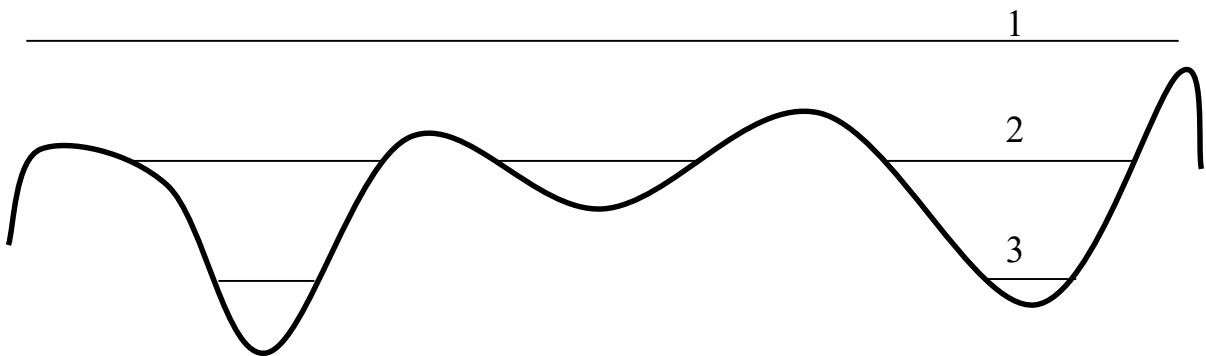


Рис. 2.10. Сокращение площади поверхности жидкости при ее выгорании на негладкой поверхности: 1, 2, 3 – уровни жидкости в моменты времени  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$  соответственно,  $t_1 < t_2 < t_3$

Поэтому, в случае горения жидкости на негладкой поверхности уравнения (2.19), (2.27) описывают не действительный радиус разлива  $R(t)$  и горячей области  $R_r(t)$ , а эквивалентные –  $R_э(t)$ ,  $R_{эг}(t)$  – площади которых совпадают с площадью поверхности жидкости (рис. 2.10).

## 2.5. Выводы

1. Анализ нижнего строения пути (железнодорожных насыпей) показал, что существуют четыре основных варианта растекания горючей жидкости вследствие аварии на железнодорожном транспорте: растекание на горизонтальной поверхности без ограничений; растекание в полуплоскости, ограниченной железнодорожной насыпью или склоном; растекание в полосе внутри выемки или между железнодорожными насыпями; стекание жидкости по склону от места аварии. При этом последний случай не представляет опасности для подвижного состава, т.к. в случае воспламенения очаг горения будет расположен вдали от него.

2. Для случаев растекания горючей жидкости на горизонтальной поверхности без ограничений, в полуплоскости и в полосе построены математические модели растекания жидкости, учитывающие силы вязкого трения и диссипацию кинетической энергии турбулентного движения. Динамика растекания жидкости описывается нелинейным обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка, которое решено численными методами.



### РАЗДЕЛ 3

## РАСТЕКАНИЕ И ГОРЕНИЕ ЖИДКОСТИ ПРИ НАЛИЧИИ ОГРАНИЧЕНИЙ

3.1. Разлив жидкости в полосе, ограниченной железнодорожными насыпями или рельефом

Рассмотрим теперь случай, когда разлив горючей жидкости происходит в выемке (рис. 2.7, 3.1) или между двумя железнодорожными насыпями.



Рис. 3.1. Пример выемки, ограничивающей область возможного растекания жидкости

При этом будем пренебрегать временем, в течение которого жидкость растекается свободно, и будем сразу рассматривать ситуацию, когда жидкость уже достигла преград и растекается в прямоугольной

полосе (рис. 3.2). По аналогии со свободным растеканием на жидкости на горизонтальной поверхности, воспользуемся принципом гравитационного растекания.

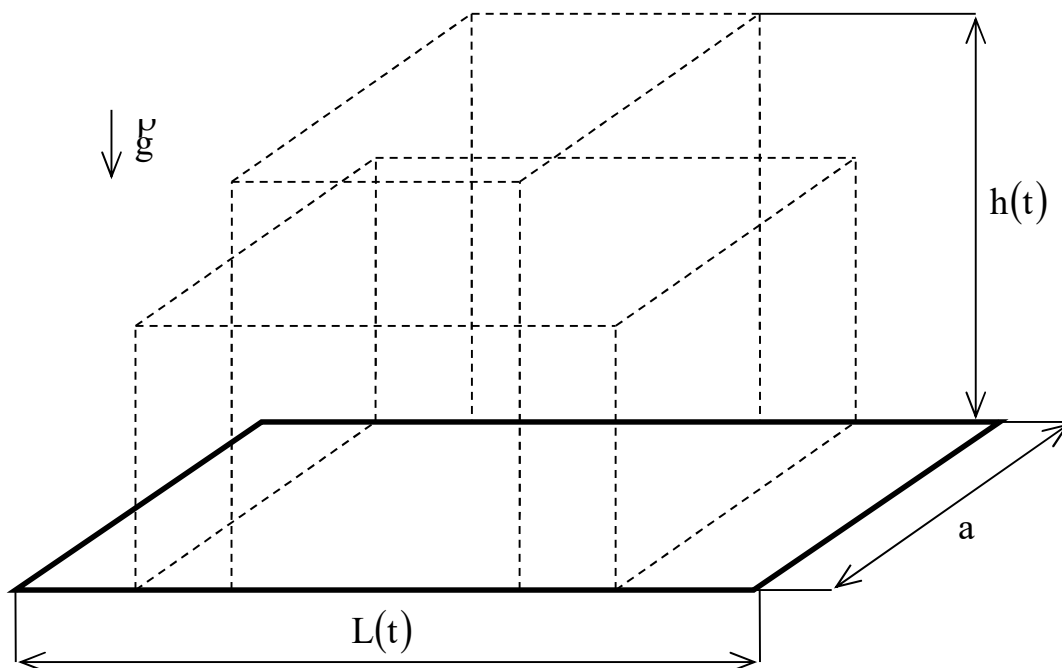


Рис. 3.2. Гравитационное растекание жидкости в форме параллелепипеда с постоянной шириной  $a$

В начальный момент времени  $t = 0$  жидкость представляет собой параллелепипед высотой  $h_0$  и длиной  $L_0$ . Под действием силы тяжести жидкость растекается, сохраняя в любой момент времени  $t$  форму параллелепипеда с длиной  $L(t) \geq L_0$  и высотой  $h(t) \leq h_0$  (рис. 3.2). При этом ширина параллелепипеда остается постоянной ( $a = \text{const}$ ) и определяется расстоянием между насыпями.

Растекание слоя жидкости происходит вследствие того, что на свободные боковые грани параллелепипеда (не упирающиеся в насыпи) действует сила давления

$$F_d = \int_0^h 2a p(z) dz,$$

где  $p(z)$  – давление на глубине  $z$ :  $p(z) = \rho g z$ ;  $g$  – ускорение силы тяжести;  $\rho$  – плотность жидкости. Тогда

$$F_d = \rho g h^2. \quad (3.1)$$

Растеканию жидкости препятствует сила поверхностного натяжения

$$F_{\text{нат}} = 2(L + a)\sigma, \quad (3.2)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Растекание слоя жидкости на гладкой горизонтальной поверхности прекращается, когда силы (3.1) и (3.2) уравновешивают друг друга:

$$\rho g h^2 = 2(L + a)\sigma.$$

Высота слоя разлившейся жидкости связана с длиной разлива  $L$  соотношением:  $h = V/(aL)$ . Это означает, что растекание прекратится, когда длина разлива будет удовлетворять уравнению

$$\frac{\rho g V^2}{aL^2} = 2(L + a)\sigma; \quad (3.3)$$

$$L^3 + aL^2 - \frac{\rho g V^2}{2a\sigma} = 0.$$

Разделим левую и правую часть уравнения на  $a^3$  и перейдем к безразмерной длине разлива  $\lambda = L/a$ :

$$\lambda^3 + \lambda^2 - \frac{\rho g V^2}{2a^4 \sigma} = 0. \quad (3.4)$$

Только один из трех корней уравнения (3.4) имеет физический смысл:

$$\lambda = \frac{1}{6} \left( 108c + 12\sqrt{81c^2 - 12c - 8} \right)^{1/3} + \frac{2}{3} \left( 108c + 12\sqrt{81c^2 - 12c - 8} \right)^{-1/3} - \frac{1}{3},$$

где  $c = \frac{\rho g V^2}{2a^4 \sigma}$ . При этом толщина слоя жидкости будет составлять

$$h_{\min} = \frac{V}{a^2 \lambda}. \quad (3.5)$$

В отличие от свободного разлива, толщина слоя при разливе в полосе зависит не только плотности жидкости и ее поверхностного натяжения, но и от ее объема, а также ширины полосы.

Отметим, что объем жидкости в разливе шириной  $a$ , достигшего максимальной длины  $L$ , может быть найден из (3.3):

$$V = L \sqrt{\frac{2a(L+a)\sigma}{\rho g}}. \quad (3.6)$$

Рассмотрим теперь растекание жидкости при ее истечении из емкости, предполагая, что объемный расход жидкости, вытекающей из емкости, определяется зависимостью

$$v = v(t). \quad (3.7)$$

Тогда масса и объем разлившейся жидкости равны, соответственно,

$$V(t) = \int_0^t v(\tau) d\tau, \quad m(t) = \rho \int_0^t v(\tau) d\tau. \quad (3.8)$$

Подставляя в (3.1) выражение для высоты параллелепипеда, получим

$$F_d = \rho g h^2 = \rho g \left( \frac{V}{aL} \right)^2 = \rho g \frac{V^2}{a^2 L^2} = \frac{\rho g V^2(t)}{aL^2}. \quad (3.9)$$

Учтем силу вязкого трения  $F_{тр}$ , возникающую при движении жидкости [21]:

$$F_{тр} = 0,455 (\lg Re)^{-2,58} \frac{\rho w^2}{2} S, \quad (3.10)$$

где  $w$  – скорость движения жидкости в горизонтальном направлении;  $S$  – площадь соприкосновения:  $S = aL$ ;  $Re$  – число Рейнольдса  $Re = wL_1/\nu$ ;  $L_1$  – характерный размер;  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости ( $m^2/c$ ).

Полагая характерный размер равным половине длины разлива, получим

$$F_{тр}(R) = 0,455 \left( \lg \frac{L'L}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{\rho(L')^2}{2} aL, \quad (3.11)$$

где  $L' = w$  – скорость растекания жидкости. С учетом того, что сила трения направлена противоположно направлению движения, формула (3.11) примет вид

$$F_{\text{тр}}(R) = -0,455 \left( \lg \frac{|L'|L|}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{\rho |L'|L'}{2} aL, \quad (3.12)$$

Кроме того, движение жидкости будет замедляться за счет диссипации кинетической энергии турбулентного движения. В [12] приведена ее оценка, построенная на основании [7]:

$$F_{\text{турб}} = -\frac{c_d c_1^3}{L_{\text{max}} \sqrt{2}} \rho V(t) w |w|,$$

где  $c_d = 0,09$ ,  $c_1 = 0,25$  – эмпирические константы;  $w = L'$ ;  $L_{\text{max}}$  – масштаб турбулентности (максимальный размер вихря), принимаемый равным толщине слоя жидкости:

$$L_{\text{max}} \approx h(t) = \frac{V(t)}{aL}.$$

Тогда

$$F_{\text{турб}} = -\frac{c_d c_1^3}{\sqrt{2}} aL \rho w |w|. \quad (3.13)$$

В соответствии со вторым законом Ньютона под воздействием сил давления, трения и поверхностного натяжения цилиндрический слой жидкости будет двигаться с ускорением  $w' = L''$  в горизонтальном направлении:

$$F_d + F_{\text{тр}} + F_{\text{турб}} - F_{\text{нат}} = mw', \quad (3.14)$$

Объединяя (3.2), (3.9), (3.12)-(3.14), получим

$$\rho V(t)L'' = \frac{\rho g V^2(t)}{aL^2} - 0,455 \left( \lg \frac{L|L'|}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{\rho |L'|L'}{2} aL - \frac{c_d c_1^3 a L \rho |L'|}{\sqrt{2}} - 2(L+a)\sigma.$$

Разделив левую и правую часть на  $\rho V(t)$ , получим

$$L'' = \frac{gV(t)}{aL^2} - 0,455 \left( \lg \frac{L|L'|}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{|L'|L'}{2V(t)} aL - \frac{c_d c_1^3 a L |L'|}{\sqrt{2}V(t)} - \frac{2(L+a)\sigma}{\rho V(t)}. \quad (3.15)$$

Уравнение (3.15) представляет собой нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка относительно длины разлива и описывает динамику изменения длины разлива во времени. В качестве начальных условий могут быть приняты

$$L(0) = L_0, \quad L'(0) = 0. \quad (3.16)$$

В случае, когда вытекание жидкости происходит с постоянным объемным расходом  $\nu$  в течение интервала времени  $(0, t_0)$ , то

$$V(t) = \begin{cases} L_0 \sqrt{\frac{2a(L_0 + a)\sigma}{\rho g}} + \nu t, & t < t_0, \\ L_0 \sqrt{\frac{2a(L_0 + a)\sigma}{\rho g}} + \nu t_0, & t \geq t_0, \end{cases} \quad (3.17)$$

где объем жидкости в разливе в момент времени  $t = 0$  получен подстановкой  $L(0) = L_0$  в формулу (3.6).

В качестве примера на рис. 3.3 приведено изменение длины полосы разлива мазута во времени при ее истечении с объемным расходом  $v = 10$  л/с в течение времени  $t_0 = 100$  с.

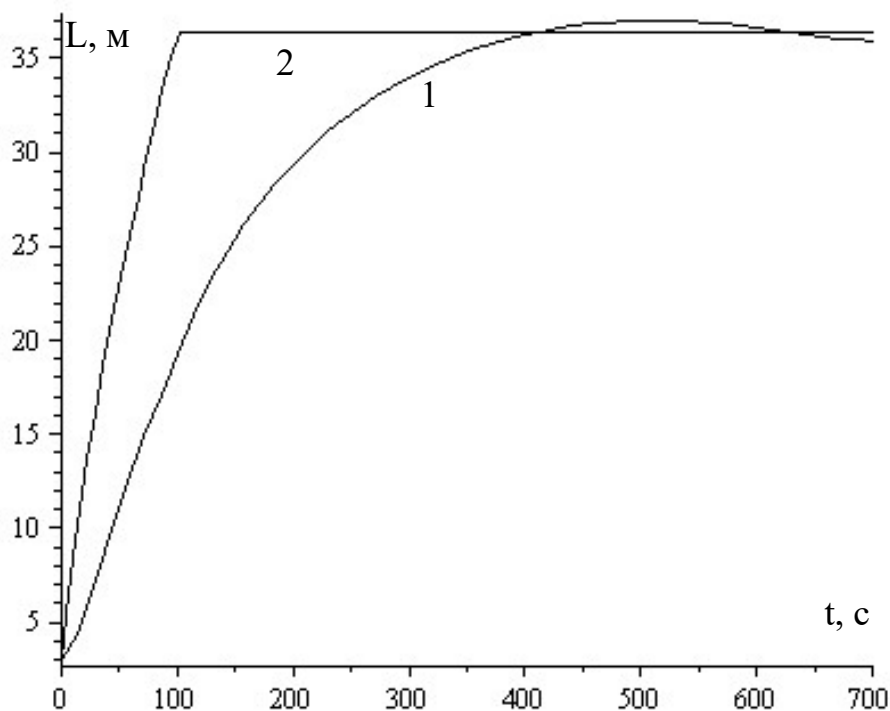


Рис. 3.3. Изменение длины полосы разлива мазута с течением времени: 1 – длина полосы; 2 – предельное значение длины полосы для данного объема жидкости

Предельное значение длины полосы разлива (линия 2 на рис. 3.3), соответствует текущему объему разлившейся жидкости, и определено по формуле (3.4). Физические характеристики мазута приняты  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,03$  Н/м,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Как и в случае со свободным растеканием жидкости на горизонтальной поверхности, наличие сил трения замедляет растекание жидкости: время достижения разливом максимальной длины составляет около 400 с, хотя вытекание жидкости длится лишь 100 с.



### 3.2. Горение жидкости, растекающейся в выемке

Предположим, что в момент времени  $t = t_B$  растекающаяся жидкость воспламеняется, причем воспламенение происходит вдоль линии проходящей через центр разлива перпендикулярно препятствиям, ограничивающим разлив (рис. 3.4). При этом  $w$  – скорость движения кромки растекающейся жидкости;  $v_H$  – нормальная скорость распространения пламени;  $L_\Gamma$  – длина горячей части полосы,  $L_\Gamma \leq L$ .

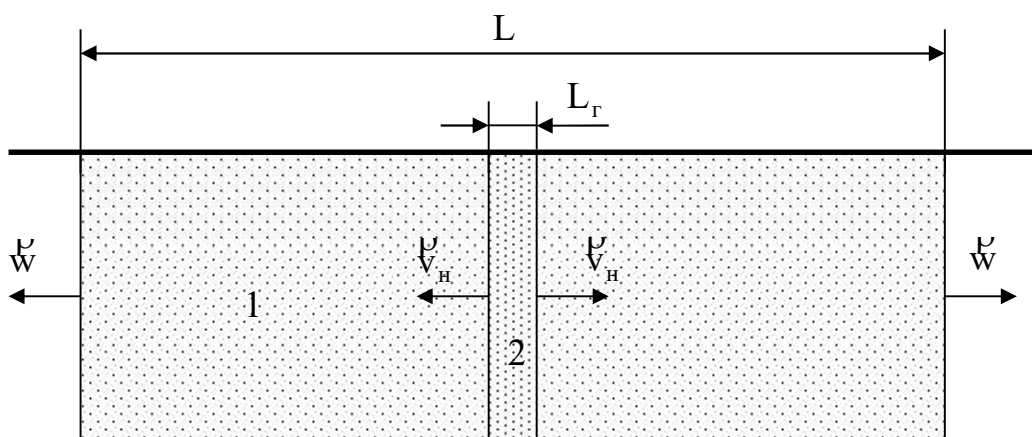


Рис. 3.4. Распространение пламени по растекающейся горячей жидкости: 1 – негорящая часть жидкости; 2 – горящая часть жидкости

Тогда изменение горячей части полосы может быть представлено в виде обыкновенного дифференциального уравнения первого порядка

$$L'_\Gamma = \begin{cases} 0, & t < t_B, \\ v_H, & t \geq t_B, L_\Gamma < L, \\ \min(v_H, L'), & t \geq t_B, L_\Gamma = L. \end{cases} \quad (3.18)$$

с начальным условием

$$L_\Gamma(0) = 0. \quad (3.19)$$

Изменение объема жидкости в разливе будет определяться расходом жидкости  $v(t)$ , вытекающей из поврежденной емкости, и ее выгоранием на площади  $S_r = aL_r$

$$V' = v(t) - aL \frac{v_m}{\rho}, \quad (3.20)$$

где  $v_m$  – удельная массовая скорость выгорания. Начальное условие следует из (3.6) при  $L = L_0$ :

$$V(0) = L_0 \sqrt{\frac{2a(L_0 + a)\sigma}{\rho g}}. \quad (3.21)$$

Уравнения (3.15), (3.18), (3.20) с начальными условиями (3.17), (3.19), (3.21) образуют систему нелинейных дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих горение жидкости, растекающейся в выемке:

$$L'' = \frac{gV(t)}{aL^2} - 0,455 \left( \lg \frac{L|L'|}{2v} \right)^{-2,58} \frac{|L'|L'}{2V(t)} aL - \frac{c_d c_1^3 a L L' |L'|}{\sqrt{2} V(t)} - \frac{2(L+a)\sigma}{\rho V(t)}; \quad (3.22)$$

$$L'_r = \begin{cases} 0, & t < t_B, \\ v_H, & t \geq t_B, L_r < L, \\ \min(v_H, L'), & t \geq t_B, L_r = L; \end{cases}$$

$$V' = v(t) - aL_r \frac{v_m}{\rho};$$

$$L(0) = L_0, L'(0) = 0, L_r(0) = 0, V(0) = L_0 \sqrt{\frac{2a(L_0 + a)\sigma}{\rho g}}.$$

Полученная система уравнений может быть решена численно с помощью пакета Maple. В качестве примера на рис. 3.5 приведен результат моделирования процесса растекания и горения мазута в выемке шириной  $a =$  при объемном расходе из поврежденной емкости  $v = 10$  л/с в течение времени  $t_0 = 100$  с.

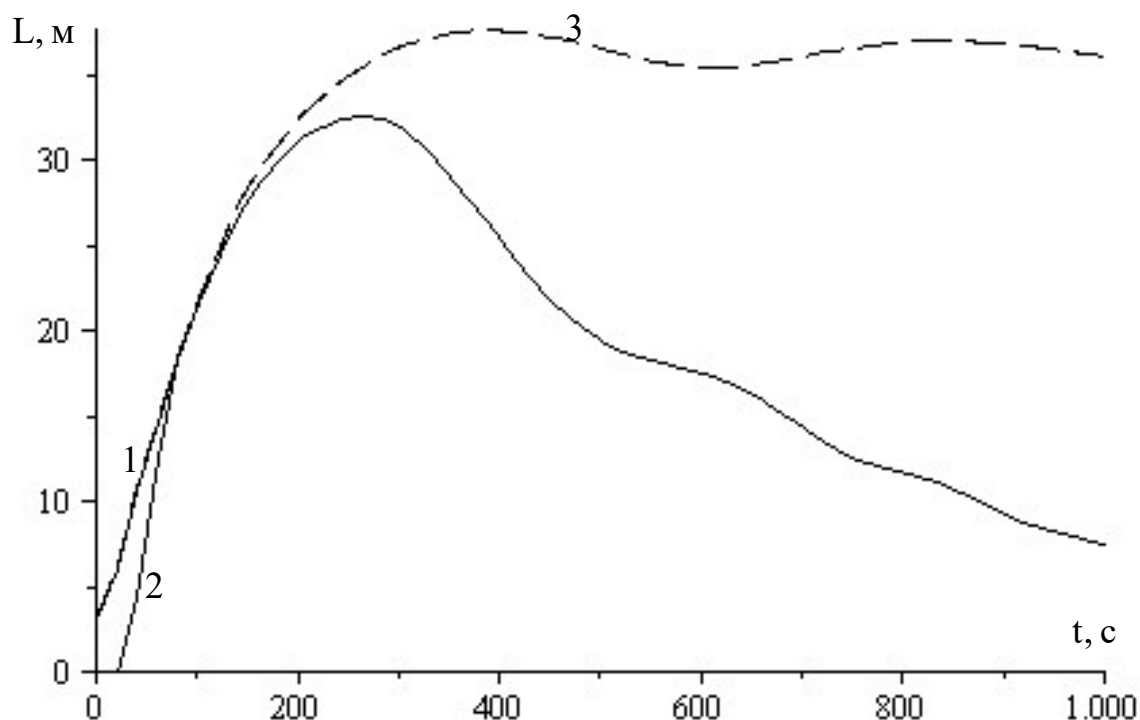


Рис. 3.5. Изменение длины разлива мазута в выемке с течением времени: 1 – длина разлива  $L(t)$ ; 2 – длина горячей части  $L_r(t)$ ; 3 – длина разлива при отсутствии горения

При этом предполагается, что горение начинается в момент времени  $t_r = 30$  с, удельная массовая скорость выгорания  $v_m = 0,015$  кг/м<sup>2</sup> · с, нормальная скорость распространения пламени  $v_n = 0,4$  м/с [2, 14]. Плотность мазута, коэффициент его поверхностного натяжения и кинематическая вязкость приняты, соответственно,  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,03$  Н/м,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

Из анализа зависимостей на рис. 3.5 следует, что примерно через минуту после воспламенения пожар охватывает всю поверхность

жидкости:  $L(t) = L_r(t)$ . Выгорание приводит к сокращению площади разлива. Как отмечалось выше, затухающие колебания на рис. 3.5 вызваны упрощенным подходом при моделировании динамики растекания жидкости.

### 3.3. Растекание жидкости по негладкой поверхности в выемке

С учетом потерь жидкости на заполнение неровностей, уравнение (3.15) примет вид

$$L'' = \frac{g(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}{aL^2} - 0,455 \left( \lg \frac{L|L'|}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{|L'|L'}{2(V(t) - V_{\text{угл}}(t))} aL - \\ - \frac{c_d c_1^3 a L L' |L'|}{\sqrt{2}(V(t) - V_{\text{угл}}(t))} - \frac{2(L + a)\sigma}{\rho(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}.$$

Тогда, с учетом зависимости  $V_{\text{угл}} = aL\delta$  для жидкости, растекающейся в полосе, последнее уравнение примет вид

$$L'' = \frac{g(V(t) - aL\delta)}{aL^2} - 0,455 \left( \lg \frac{L|L'|}{2\nu} \right)^{-2,58} \frac{|L'|L'}{2(V(t) - aL\delta)} aL - \\ - \frac{c_d c_1^3 a L L' |L'|}{\sqrt{2}(V(t) - aL\delta)} - \frac{2(L + a)\sigma}{\rho(V(t) - aL\delta)}. \quad (3.23)$$

При этом максимальная длина полосы разлива жидкости объема  $V$  будет определяться из равновесия сил (3.1) и (3.2)

$$\rho g h^2 = 2(L + a)\sigma, \quad (3.24)$$

где  $h = \frac{V - V_{\text{угл}}}{aL} = \frac{V - aL\delta}{aL}$ . Преобразуя (3.24), получим кубическое уравнение относительно  $\lambda$ :

$$\lambda^3 - \frac{\rho g \delta^2 - 2\sigma}{2\sigma} \lambda^2 + \frac{\rho g V \delta}{a^2 \sigma} \lambda - \frac{\rho g V^2}{a^4} = 0,$$

где  $\lambda = L/a$ . Его решение позволяет определить максимальную длину  $L_{\text{max}}$  полосы, в которой растекается жидкость.

Для моделирования горения жидкости, растекающейся по негладкой поверхности, достаточно заменить уравнение (3.22) на (3.23) и учесть, что его решение представляет собой не действительную длину полосы разлива, а эквивалентную – соответствующую площади поверхности жидкости (рис.2.10).

### 3.4. Растекание жидкости в полуплоскости, ограниченной железнодорожной насыпью

Рассмотрим разлив нефтепродукта в случае, когда растекание ограничено одной железнодорожной насыпью или склоном (рис. 3.6). Поскольку вытекание нефтепродукта из цистерны происходит в непосредственной близости от железнодорожной насыпи, то будем пренебрегать временем свободного растекания, рассматривая гравитационное растекание цилиндрического слоя, в основании которого лежит полукруг (рис. 3.7).

В начальный момент времени жидкость представляет собой цилиндр высотой  $h_0$  и основанием в форме полукруга радиусом  $R_0$ . Под действием силы тяжести жидкость растекается, сохраняя в основании цилиндра форму полукруга. Растекание происходит вследствие того, что на

свободную часть боковой поверхности цилиндра, т.е. не соприкасающуюся с насыпью, действует сила давления

$$F_d = \int_0^h \pi R p(z) dz,$$

где  $p(z)$  – давление на глубине  $z$ :  $p(z) = \rho g z$ . Тогда

$$F_d = \frac{\pi R \rho g h^2}{2}. \quad (3.25)$$



Рис. 3.6. Пример склона, ограничивающего область возможного растекания жидкости

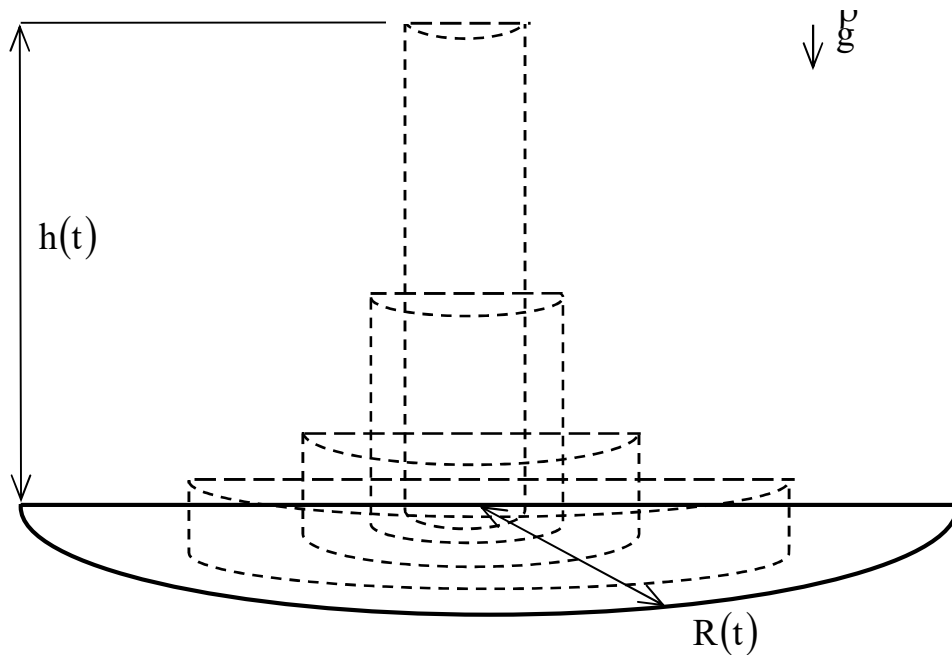


Рис. 3.7. Гравитационное растекание цилиндрического слоя жидкости с основанием в форме полукруга

Растеканию жидкости препятствует сила поверхностного натяжения, пропорциональная общей длине дуги полуокружности и диаметру:

$$F_{\text{нат}} = (\pi R + 2R)\sigma, \quad (3.26)$$

где  $\sigma$  – коэффициент поверхностного натяжения жидкости. Растекание слоя жидкости на горизонтальной поверхности прекращаются, когда силы (3.25) и (3.26) уравновешивают друг друга:

$$\frac{\pi R \rho g h^2}{2} = (\pi R + 2R)\sigma;$$

$$\frac{\pi \rho g h^2}{2} = (\pi + 2)\sigma.$$

Это означает, что растекание прекратится, когда толщина слоя достигнет значения  $h_{\text{min}}$

$$h_{\min} = \sqrt{\frac{(2\pi + 4)\sigma}{\pi\rho g}}. \quad (3.27)$$

Величина  $h_{\min}$ , как и в случае со свободным растеканием (2.3), зависит только от плотности жидкости и коэффициента ее поверхностного натяжения, но не зависит от объема разлитой жидкости. При этом толщина слоя оказывается в  $\sqrt{1 + 2/\pi} \approx 1,28$  раза больше, чем при круговом разливе. Радиус полукруга разлива, соответствующий толщине (3.27), будет равен

$$R_{\max} = \sqrt{\frac{2S}{\pi}} = \sqrt{\frac{2V}{\pi h_{\min}}} = \sqrt{\frac{2V}{\pi} \sqrt{\frac{\pi\rho g}{(2\pi + 4)\sigma}}} = \sqrt[4]{\frac{2V^2\rho g}{(\pi^2 + 2\pi)\sigma}}, \quad (3.28)$$

где  $V$  – объем разлитой жидкости;  $S$  – площадь разлива.

Рассмотрим растекание жидкости при ее истечении из емкости с объемным расходом (3.7). Тогда масса и объем вылившейся жидкости определяются соотношениями (3.8). Выразим высоту цилиндра через радиус полукруга  $R$  и объем разлитой жидкости:

$$h = \frac{V}{S} = \frac{2V}{\pi R^2}.$$

Подставляя полученное выражение в (3.25), определим силу давления на боковую поверхность цилиндра:

$$F_{\text{д}} = \frac{\pi R \rho g h^2}{2} = \frac{4\pi R \rho g V^2}{2\pi^2 R^4} = \frac{2\rho g V^2}{\pi R^3}. \quad (3.29)$$

Течению жидкости препятствует сила вязкого трения



$$F_{\text{тр}} = 0,455(\lg \text{Re})^{-2,58} \frac{\rho w^2}{2} S,$$

где  $w$  – скорость движения жидкости в горизонтальном направлении;  $S$  – площадь соприкосновения:  $S = \pi R^2/2$ ;  $\text{Re} = wL/\nu$  – число Рейнольдса;  $L$  – характерный размер ( $L = R$ );  $\nu$  – кинематическая вязкость жидкости ( $\text{м}^2/\text{с}$ ). Как и в случае с круговым разливом, средняя скорость движения жидкости в горизонтальном направлении может быть определена из предположения о постоянной толщине слоя. В этом случае скорость движения жидкости на расстоянии  $r$  от центра разлива (середины диаметра, ограничивающего полукруг) скорость движения равна  $w(r) = w_{\text{к}} R/r$ , где  $w_{\text{к}} = R'$  – скорость движения кромки разлива. Тогда

$$w = \frac{2}{\pi R^2} \iint_{S_p} w(r) ds = \frac{2}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^{\pi} w(r) r dr d\varphi = \frac{2}{\pi R^2} \int_0^R \int_0^{\pi} w_{\text{к}} R dr d\varphi = 2w_{\text{к}} = 2R'.$$

С учетом последнего соотношения выражение для силы вязкого трения примет вид

$$F_{\text{тр}} = -0,455 \left( \lg \frac{2|R'|R}{\nu} \right)^{-2,58} \pi \rho |R'|R^2, \quad (3.30)$$

в котором учтено, что сила трения направлена противоположно направлению движения.

Скорость движения жидкости также будет уменьшаться за счет диссипации кинетической энергии турбулентного движения (2.14), где масштаб турбулентности равен толщине слоя жидкости:  $L_{\text{max}} \approx h(t)$ .

Тогда

$$F_{\text{турб}} = -\frac{c_d c_1^3}{L_{\text{max}} \sqrt{2}} \rho V w |w| = -\sqrt{2} c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'|. \quad (3.31)$$

Подставляя выражения для силы давления (3.29), поверхностного натяжения (3.26), вязкого трения (3.30), силы сопротивления, вызванной диссипацией кинетической энергии турбулентного движения, во второй закон Ньютона, получим

$$\begin{aligned} \frac{2\rho g V^2}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2|R'|R}{\nu} \right)^{-2,58} \pi \rho |R'|R'R^2 - \sqrt{2} c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'| - (\pi + 2)R\sigma = \\ = 2\rho V R''. \end{aligned}$$

После деления левой и правой части на  $2\rho V$ , получим

$$\begin{aligned} R'' = \frac{gV(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2|R'|R}{\nu} \right)^{-2,58} \frac{\pi |R'|R'R^2}{2V(t)} - \frac{c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'|}{V(t)\sqrt{2}} - \\ - \frac{(\pi + 2)R\sigma}{2\rho V(t)}. \end{aligned} \quad (3.32)$$

Полученное нелинейное дифференциальное уравнение второго порядка (3.32) описывает динамику изменения радиуса разлива с течением времени. Начальными условиями для его решения являются

$$R(0) = R_0; \quad R'(0) = 0. \quad (3.33)$$

Если вытекание происходит с постоянным объемным расходом  $\nu$  в течение интервала времени  $(0, t_0)$ , то

$$V(t) = \begin{cases} \frac{\pi R_0^2}{2} \sqrt{\frac{(2\pi + 4)\sigma}{\pi \rho g}} + vt, & t < t_0, \\ \frac{\pi R_0^2}{2} \sqrt{\frac{(2\pi + 4)\sigma}{\pi \rho g}} + vt_0, & t \geq t_0. \end{cases}$$

В качестве примера на рис. 3.8 приведено изменение радиуса разлива мазута с течением времени при его истечении с объемным расходом  $v = 10$  л/с в течение времени  $t_0 = 100$  с. Предельное значение радиуса полукруга (линия на рис. 3.8) соответствует текущему объему разлитой жидкости и рассчитано по формуле (3.28). Физические характеристики мазута приняты  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,03$  Н/м,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

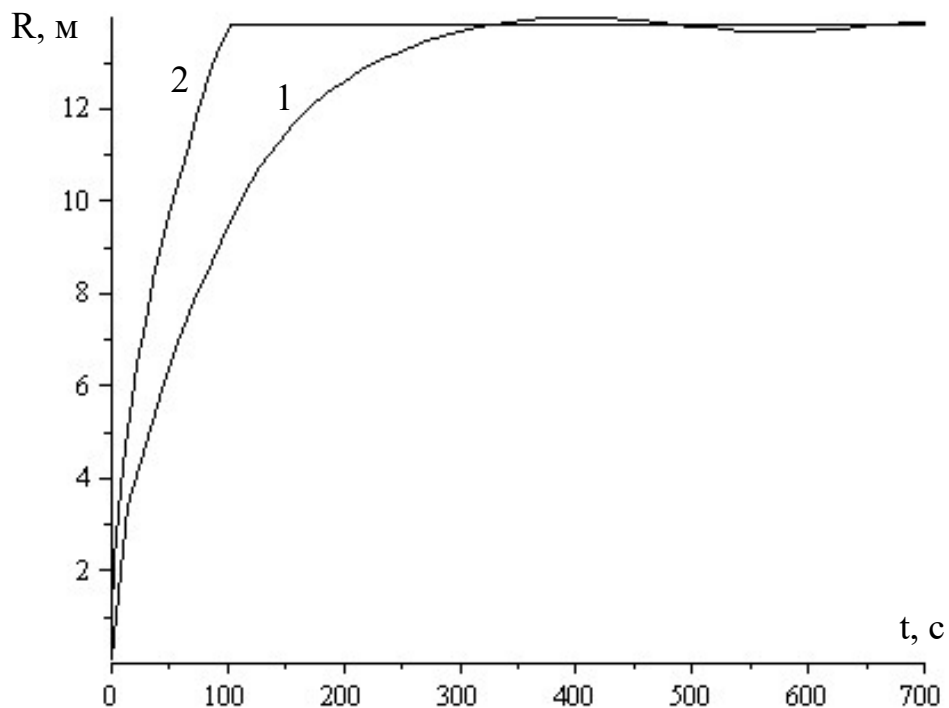


Рис. 3.8. Изменение радиуса полукругового разлива мазута с течением времени: 1 – радиус полукруга; 2 – предельное значение радиуса полукруга для данного объема жидкости

Как и в предыдущих случаях со свободным растеканием жидкости и растеканием жидкости в полосе, наличие сил трения замедляет процесс растекания. Время достижения максимального радиуса разливом составляет около 300 с, хотя вытекание жидкости длится 100 с.

### 3.5. Горение жидкости, растекающейся в полуплоскости

Пусть в момент времени  $t = t_b$  происходит воспламенение растекающейся жидкости, причем воспламенение происходит в центре диаметра, ограничивающего полукруг. Обозначим через  $R_r$  – радиус полукруга с горячей жидкостью,  $R_r \leq R$ ,  $v_H$  – нормальную скорость распространения пламени по поверхности жидкости (рис. 3.9).

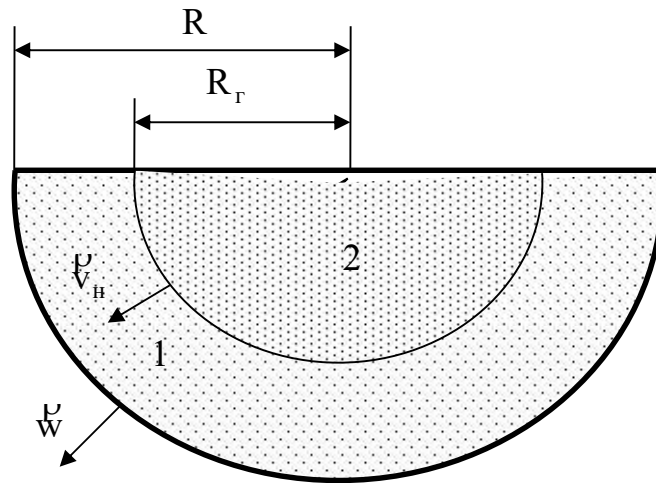


Рис. 3.9. Распространение пламени по растекающейся горючей жидкости: 1 – негорящая часть жидкости; 2 – горящая часть жидкости

Тогда изменение радиуса горящего полукруга представимо в виде дифференциального уравнения первого порядка

$$R_r' = \begin{cases} 0, & t < t_b, \\ v_H, & t \geq t_b, R_r < R, \\ \min(v_H, R'), & t \geq t_b, R_r = R \end{cases} \quad (3.34)$$

с начальным условием

$$R_r(0) = 0. \quad (3.35)$$

Скорость изменения объема жидкости в разливе будет определяться разностью между расходом жидкости  $v(t)$ , вытекающей из поврежденной емкости, и скоростью выгорания на площади  $S_r = \pi R_r^2/2$

$$V' = v(t) - \pi R_r^2 \frac{v_m}{2\rho}, \quad (3.36)$$

где  $v_m$  – удельная массовая скорость выгорания. Начальное условие (при разливе радиусом  $R_0$ ) следует из (3.27)

$$V(0) = \frac{\pi R_0^2}{2} h_{\min} = \frac{\pi R_0^2}{2} \sqrt{\frac{(2\pi + 4)\sigma}{\pi \rho g}} = R_0^2 \sqrt{\frac{\pi(\pi + 2)\sigma}{2\rho g}}. \quad (3.37)$$

Уравнения (3.32), (3.34), (3.36) с начальными условиями (3.33), (3.35), (3.37) образуют систему дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих горение растекающейся в полуплоскости горючей жидкости.

$$R'' = \frac{gV(t)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2|R'|R}{v} \right)^{-2,58} \frac{\pi |R'|R'R^2}{2 V(t)} - \frac{c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'|}{V(t)\sqrt{2}} - \frac{(\pi + 2)R\sigma}{2\rho V(t)}; \quad (3.38)$$

$$R'_r = \begin{cases} 0, & t < t_B, \\ v_H, & t \geq t_B, R_r < R, \\ \min(v_H, R'), & t \geq t_B, R_r = R; \end{cases}$$

$$V' = v(t) - \pi R_r^2 \frac{v_m}{2\rho};$$

$$R(0) = R_0; R'(0) = 0; R_r(0) = 0; V(0) = R_0^2 \sqrt{\frac{\pi(\pi+2)\sigma}{2\rho g}}$$

В качестве примера рассмотрим растекание и горение мазута (рис. 3.10). Вытекание из поврежденной емкости происходит в течение  $t_0 = 100$  с с объемным расходом  $v = 10$  л/с. Воспламенение мазута происходит через  $t_r = 30$  с после начала вытекания. Удельная массовая скорость выгорания  $v_m = 0,015$  кг/м<sup>2</sup>·с, нормальная скорость распространения пламени  $v_n = 0,4$  м/с [2]. Физические характеристики мазута:  $\rho = 900$  кг/м<sup>3</sup>,  $\sigma = 0,03$  Н/м,  $\nu = 4 \cdot 10^{-6}$  м<sup>2</sup>/с.

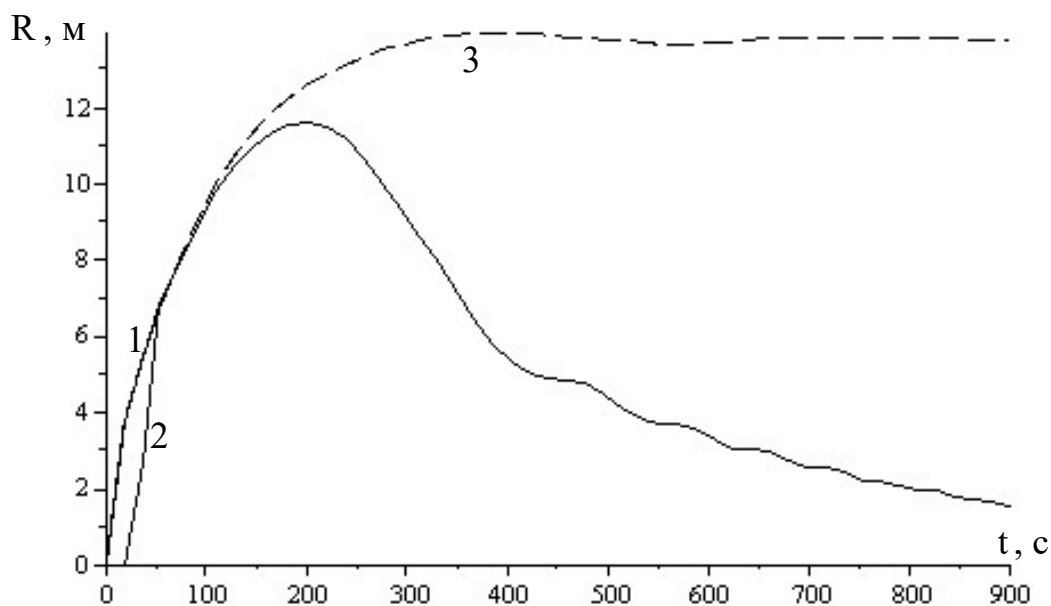


Рис. 3.10. Изменение радиуса разлива мазута во времени: 1 – радиус разлива  $R(t)$ ; 2 – радиус горячей части разлива  $R_r(t)$ ; 3 – радиус разлива при условии отсутствия горения

Из анализа зависимостей на рис. 3.10 следует, что через минуту после воспламенения горячая область распространяется на всю площадь разлива:  $R_r(t) = R(t)$ . Выгорание жидкости приводит к тому, что радиус разлива не достигает значений, которые были бы при отсутствии горения (пунктирная линия на рис. 3.10).

### 3.6. Растекание жидкости на негладкой поверхности, ограниченной железнодорожной насыпью

С учетом потерь жидкости на заполнение неровностей, уравнение (3.32) примет вид

$$R'' = \frac{g(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2|R'R|}{v} \right)^{-2,58} \frac{\pi |R'R|R^2}{2(V(t) - V_{\text{угл}}(t))} - \frac{c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'|}{(V(t) - V_{\text{угл}}(t)) \sqrt{2}} - \frac{(\pi + 2)R\sigma}{2\rho(V(t) - V_{\text{угл}}(t))}.$$

Тогда, с учетом зависимости  $V_{\text{угл}} = \pi R^2 \delta / 2$  для жидкости, растекающейся в полосе, где  $\delta$  – средняя глубина неровности поверхности, уравнение для радиуса полукруга примет вид

$$R'' = \frac{g(V(t) - \pi R^2 \delta / 2)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2|R'R|}{v} \right)^{-2,58} \frac{\pi |R'R|R^2}{2(V(t) - \pi R^2 \delta / 2)} - \frac{c_d c_1^3 \pi R^2 R' |R'|}{(V(t) - \pi R^2 \delta / 2) \sqrt{2}} - \frac{(\pi + 2)R\sigma}{2\rho(V(t) - \pi R^2 \delta / 2)}. \quad (3.39)$$

Растекание жидкости прекращается, когда силы (3.25) и (3.26) уравновешивают друг друга

$$\frac{\pi R \rho g (h - \delta)^2}{2} = (\pi R + 2R)\sigma,$$

где  $h = \frac{2V}{\pi R^2}$ . Тогда максимальный радиус полукруга, в котором растекается жидкость объемом  $V$ , составит

$$R_{\max} = \sqrt{\frac{2V}{\pi \left( \delta + \sqrt{\frac{2(\pi+2)\sigma}{\pi \rho g}} \right)}}.$$

Для моделирования горения жидкости, растекающейся по негладкой поверхности, достаточно заменить уравнение (3.38) на (3.39) и учесть, что его решение соответствует не радиусу полукруга разлива, а эквивалентному радиусу – такому, что площадь соответствующего полукруга совпадает с площадью поверхности жидкости (рис. 2.10).

### 3.7. Экспериментальное определение средней глубины неровностей поверхности

С целью определения средней глубины неровностей поверхности был проведен эксперимент, в ходе которого разливалась жидкость (вода) и определялась покрытая ею площадь. Эксперимент проводился на сухом грунте и асфальте. Для этого на поверхность предварительно наносились отметки мелом, что позволило затем построить сетку на кадрах, вырезанных из видеозаписи процесса растекания жидкости (рис. 3.11). Сетка построена с шагом  $\Delta = 1$  м.

Вода подавалась через пожарный рукав без насадка, присоединенный как насосу автомобиля АЦ 40(130)63Б. Интенсивность подачи определялась путем измерения времени, необходимого для заполнения емкости, объемом 20 л, и составила  $I = (7 \pm 1)$  л/с. Для погашения скорости воды, выходящей под давлением из рукава, и



недопущения размыва грунта под рукавом, рукав был опущен в ведро, объемом 10 л (рис. 3.11).

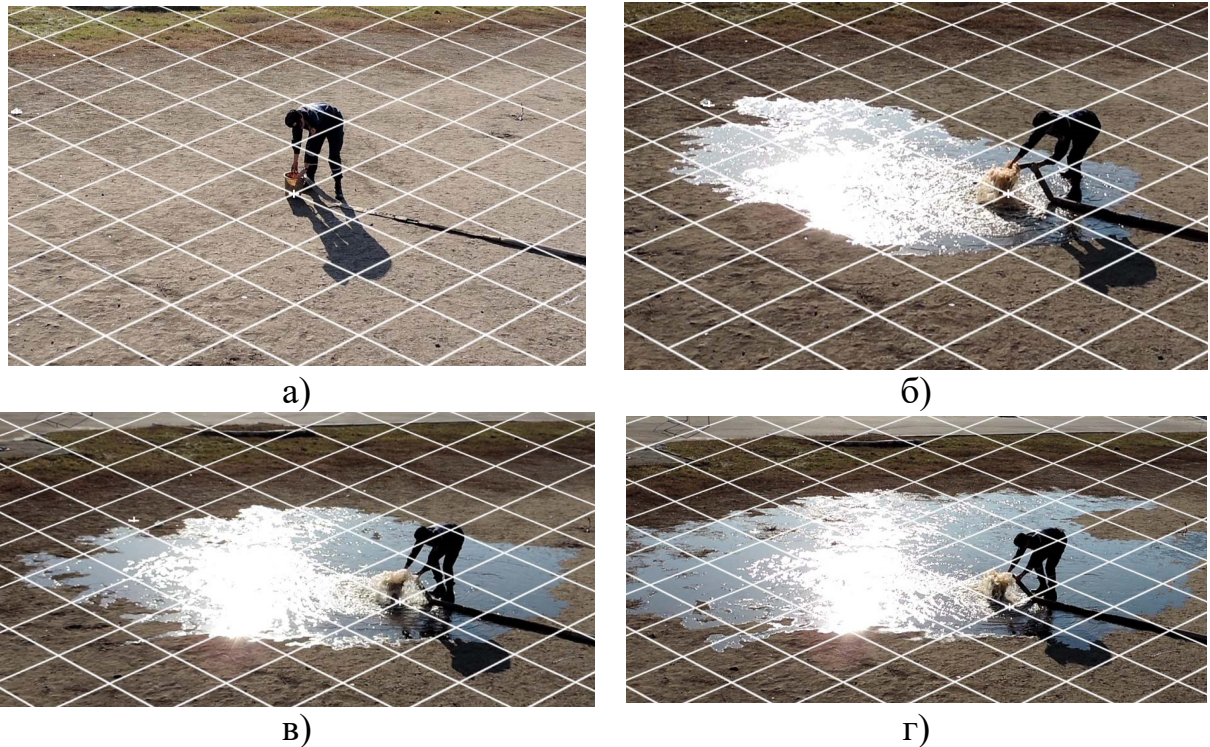


Рис. 3.11. Растекание воды на сухом грунте в различные моменты времени: а)  $t = 0$ ; б)  $t = 10$  с; в)  $t = 40$  с; г)  $t = 55$  с

Площадь разлива определялась в ходе анализа кадров видеосъемки путем подсчета квадратов сетки, покрытых разливом. Результаты эксперимента приведены в табл. 3.1.

Изменение радиус разлива во времени описывается нелинейным дифференциальным уравнением (2.27)

$$R'' = \frac{g(V(t) - \pi R^2 \delta)}{\pi R^3} - 0,455 \left( \lg \frac{2R|R'|}{\nu} \right)^{-2,58} \frac{|R'|R'}{(V(t) - \pi R^2 \delta)} \pi R^2 - \frac{\sqrt{2}\pi c_d c_1^3 R'|R'|R^2}{(V(t) - \pi R^2 \delta)} - \frac{2\pi R \sigma}{\rho(V(t) - \pi R^2 \delta)}; \quad (3.40)$$

$$V(t) = \pi R_0^2 \delta + \pi R_0^2 \sqrt{\frac{2\sigma}{\rho g}} + It; \quad (3.41)$$

с начальным условием  $R(0) = R_0$ , где  $R_0 = 0,1 \text{ м}$ ;  $\rho = 1000 \text{ кг/м}^3$ ;  $\sigma = 0,073 \text{ Н/м}$ ;  $\nu = 1,01 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2/\text{с}$ ;  $\delta$  – неизвестный параметр.

Таблица 3.1

Результаты эксперимента по растеканию воды на сухом грунте

Номер наблюдения, $i$	Момент времени, $t_i$ , с	Площадь разлива, $S$ , $\text{м}^2$
1	0	0
2	5	3
3	10	5
4	20	8
5	30	12
6	40	15
7	50	19
8	60	23
9	70	26
10	80	28
11	90	31
12	100	32
13	110	33
14	120	38
15	130	41
16	140	45
17	150	49

Значение параметра  $\delta$  подбиралось методом наименьших квадратов

$$\sum_{i=2}^{17} (S(t_i) - \tilde{S}_i)^2 \rightarrow \min_{\delta}, \quad (3.42)$$

где  $S(t_i) = \pi R^2(t_i)$ ;  $R(t_i)$  – значение радиуса разлива в момент времени  $t_i$ , полученное путем решения уравнений (3.40)-(3.41),  $\tilde{S}_i$  – экспериментально определенная площадь из табл. 3.1. Решение задачи (3.42) в среде Maple дает оценку  $\delta = 0,017 \text{ м}$ .

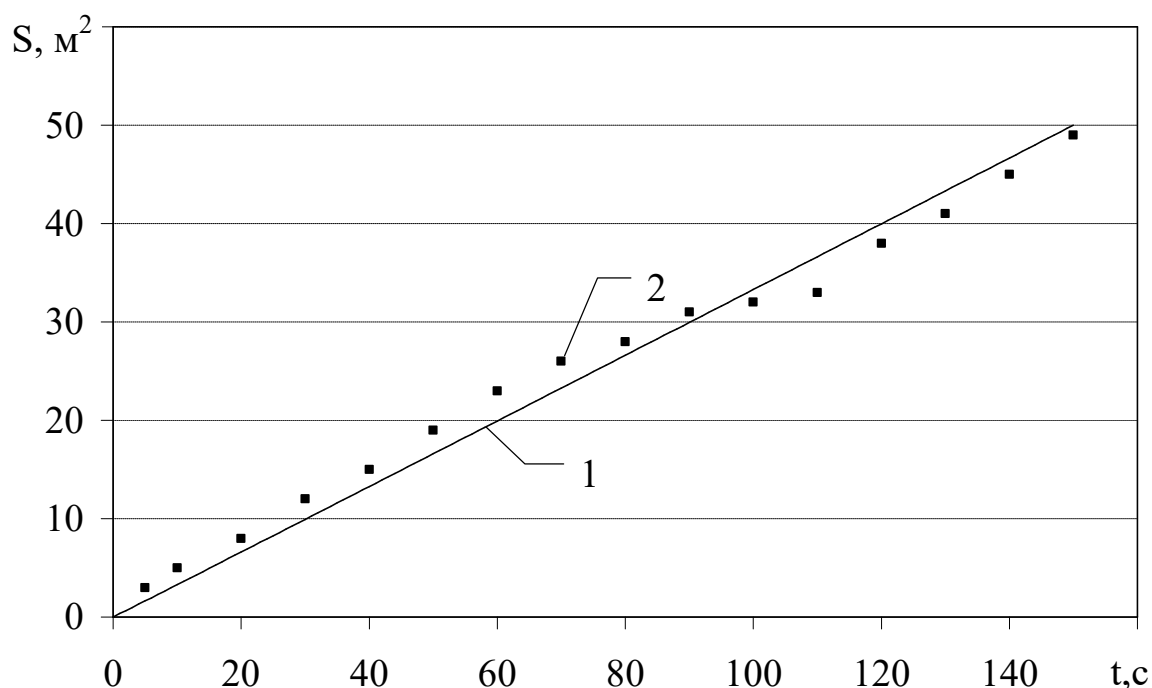


Рис. 3.12. Изменение площади разлива во времени: 1 – расчет; 2 – эксперимент

На рис. 3.12 приведены расчетные значения площади разлива, полученные из (3.40)-(3.41), и экспериментально определенные значения из табл. 3.1.

### 3.8. Выводы

1. Построены модели распространения пламени по поверхности растекающейся горючей жидкости, учитывающие выгорание жидкости. Растекание и горение жидкости описываются системой нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Решение системы найдено численными методами с использованием математического пакета Maple.

2. Построены модели растекания и горения жидкости на негладкой поверхности, учитывающие среднюю глубину неровностей таких поверхностей.

3. Экспериментально определена средняя глубина неровности поверхности при растекании жидкости та сухом грунте.

## ВЫВОДЫ

1. Анализ нижнего строения пути (железнодорожных насыпей) показал, что существуют четыре основных варианта растекания горючей жидкости вследствие аварии на железнодорожном транспорте: растекание на горизонтальной поверхности без ограничений; растекание в полуплоскости, ограниченной железнодорожной насыпью или склоном; растекание в полосе внутри выемки или между железнодорожными насыпями; стекание жидкости по склону от места аварии. При этом последний случай не представляет опасности для подвижного состава, т.к. в случае воспламенения очаг горения будет расположен вдали от него.

2. Для случаев растекания горючей жидкости на горизонтальной поверхности без ограничений, в полуплоскости и в полосе построены математические модели растекания жидкости, учитывающие силы вязкого трения и диссипацию кинетической энергии турбулентного движения. Динамика растекания жидкости описывается нелинейным обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка, которое решено численными методами.

3. Построены модели распространения пламени по поверхности растекающейся горючей жидкости, учитывающие выгорание жидкости. Растекание и горение жидкости описываются системой нелинейных обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка. Решение системы найдено численными методами с использованием математического пакета Maple.

4. Экспериментально определена средняя глубина неровности поверхности при растекании жидкости та сухом грунте.

### Список использованных источников

1. Андриенко В.Н., Говаленков С.В., Созник А.П. Математическая модель теплового излучения от факелов, имеющих форму конуса // Проблемы пожарной безопасности. – Харьков: Фолио, 2003. – Вып. 14. – С. 24-28.
2. Баратов А.Н. Пожаровзрывобезопасность веществ и материалов и средства их тушения: Справ. изд. в 2 книгах; кн. 1 / А.Н. Баратов, А.Я. Корольченко, Г.Н. Кравчук. – М.: Химия, 1990. – 496 с.
3. Баратов А.Н. Пожаровзрывобезопасность веществ и материалов и средства их тушения: Справ. изд. в 2 книгах; кн. 2 / А.Н. Баратов, А.Я. Корольченко, Г.Н. Кравчук. – М.: Химия, 1990. – 384 с.
4. Басманов А.Е. Моделирование разлива горючей жидкости в полосе, ограниченной железнодорожными насыпями / А.Е. Басманов, И.А. Горпинич // Пожарная безопасность. – Харьков: НУГЗУ, 2013. – Вып. 34. – С. 18-24.
5. Басманов А.Е. Моделирование горения жидкости, растекающейся при аварии на железнодорожном транспорте / А.Е. Басманов, И.А. Горпинич // Пожарная и аварийная безопасность: материалы VIII Международной научно-практической конференции. – Иваново: ИВИ ГПС МЧС России, 2013. – С. 116-117.
6. Блинов В.И. Диффузионное горение жидкостей / В.И. Блинов, Г.Н. Худяков. – М.: АН СССР, 1961. – 206 с.
7. Белов И.А. Моделирование турбулентных течений / И.А. Белов, С.А. Исаев. – СПб: Балт. гос. техн. ун-т, 2001. – 108 с.
8. Горпинич И.А. Динамика растекания горючей жидкости по горизонтальной поверхности / И.А. Горпинич // Пожарная безопасность: проблемы и перспективы: материалы III Всероссийской научно-практической конференции с международным участием. Ч. 1. – Воронеж: ВИ ГПС МЧС России, 2012. – С. 207-209.

9. Горпинич И.А. Методы оценки площади разлива горючей жидкости при аварии железнодорожной цистерны / И.А. Горпинич // Пожарная безопасность. – Харьков: НУГЗУ, 2012. – Вып. 31. – С. 44-47.
10. Горпинич И.А. Моделирование горения жидкости, растекающейся на горизонтальной поверхности / И.А. Горпинич // Пожарная безопасность. – Харьков: НУГЗУ, 2013. – Вып. 33. – С. 45-48.
11. Горпинич И.А. Моделирование горения жидкости, растекающейся по горизонтальной поверхности / И.А. Горпинич // Матеріали 15-ї Всеукраїнської наук.-практ. конф. рятувальників. – Київ: ІДУЦЗ, 2013. – 443 с.
12. Горпинич И.А. Моделирование динамики разлива горючей жидкости на горизонтальной поверхности / И.А. Горпинич // Пожарная безопасность. – Харьков: НУГЗУ, 2012. – Вып. 32. – С. 50-56.
13. Драйздейл Д. Введение в динамику пожаров / Д. Драйздейл. – М.: Стройиздат, 1990. – 420 с.
14. Иванников В.П. Справочник руководителя тушения пожара / В.П. Иванников, П.П. Ключ. – М.: Стройиздат, 1987. – 288 с.
15. Иванов Е.Н. Расчет и проектирование систем противопожарной защиты / Е.Н. Иванов. – М.: Химия, 1990. – 384 с.
16. Иванов Е.Н. Противопожарная защита открытых технологических установок / Е.Н. Иванов. – М.: Химия, 1986. – 288 с.
17. Інструкція щодо гасіння пожеж у резервуарах із нафтою і нафтопродуктами. НАПБ 05.02: Офіц. вид. – К.: М-во з питань надзвичайних ситуацій та у справах захисту населення від наслідків Чорнобильської катастрофи, 2003. – 81 с. – ( нормативний документ МНС України. Інструкція).
18. Клепоносов Н.Н. Пожарная защита объектов нефтяной и газовой промышленности / Н.Н. Клепоносов, А.И. Сорокин. – М.: Недра, 1983. – 192 с.

19. Козлитин А.М. Количественный анализ риска возможных разливов нефти и нефтепродуктов / А.М. Козлитин, А.И. Попов, П.А. Козлитин // Управление промышленной и экологической безопасностью производственных объектов на основе риска. – Саратов: СГТУ, 2005. – С. 135-160.
20. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа / Леонид Григорьевич Лойцянский. – М.: Наука, 1987. – 840 с.
21. Луканин В.Н. Теплотехника / В.Н. Луканин, М.Г. Шатров, Г.М. Камфер и др. – М.: Высш. шк., – 2002. – 671 с.
22. Рябова І.Б., Сайгук І.В., Шаршанов А.Я. Термодинаміка і теплопередача у пожежній справі. – Харків: АПБУ, 2002. – 352 с.
23. Руководство по тушению нефти и нефтепродуктов в резервуарных парках / ГУГПС МВД России. – М.: ВНИИПО, 1999.
24. СНиП 32-01-95. Железные дороги колеи 1520 мм. – М.: 2012. – 46 с.
25. СП 32-104-98. Проектирование земляного полотна железных дорог колеи 1520 мм.
26. Сознік О.П., Говаленков С.В., Андрієнко В.М. Геометричне моделювання випромінювання полум'я при пожежі нафти в резервуарі. – Прикладна геометрія та інженерна графіка. Праці / Таврійська державна агротехнічна академія. – Вип. 4, т. 27. – Мелітополь: ТДАТА, 2004. – С. 20-25.
27. Casal J. Evaluation of the Effects and Consequences of Major Accidents in Industrial Plants / Joaquim Casal. – Industrial Safety Series. –V. 8. – Elsevier, 2008. – 117 p.
28. Chatris J. Comb. and Flame / J. Chatris, J. Quintela, J. Folch, E. Planas, J. Arnoldos. – 2001. V. 126. – P.1373.
29. Fay H. Pool fire models / H. Fay // Hazard. Mater., 2006. – 136. – P. 219.

30. Hottel H.C. Certain laws governing the diffusion burning of liquids / H.C. Hottel // Research abstracts and reviews, 1, p. 41-44.
31. Less F. Loss prevention in the process industries / Frank P. Less. – Elsevier. – 497 p.
32. Mizner G.A. Comb. Sci. and Techn. / G.A. Mizner, J.A. Eyre. – 1983. – V. 35. – P. 33.
33. Moorhouse J. Scaling criteria for pool fires derived from large-scale experiments / J. Moorhouse // I. Chem. Sym., 1982. – p. 1982.
34. Mudan K. S. Prog. Energy Combust. Sci. – 1984. – V. 10. – P. 59.
35. Mudan K.S. Fire Hazard Calculations for Large Open Hydrocarbon Fires // K.S. Mudan, P.A. Croce. – The SFPE Handbook of Fire Protection Engineering . NFPA-SFPE. – Boston, 1988.
36. Munoz M. Analysis of the geometric and radiative characteristics of hydrocarbon pool fires / M. Munoz, J. Arnaldos, J. Casal, E. Planas // Combust. Flame, 2004. – 139. – P. 263.
37. Person H. Tank fire review of fire incidents 1951-2003 / H. Persson A. Lonnermark // Brandforsk Project 513-021. – Boras: Swedish National Testing and Research Institute. – 2004.
38. Pritchard M.J. A new approach for predicting thermal radiation levels from hydrocarbon pool fires / M.J. Pritchard, T.M. Binding // Symp. on Major Hazards Onshore and Offshore. – Manchester, 1992. – P. 491.
39. Schalike S. Flame Heights of Di-tert-butyl Peroxide Pool Fires – Experimental Study and Modeling / S. Schalike, K. Wehrstedt, A. Schonbucher // Chemical Engineering Transactions. – 2012. – V. 26. – P.363-368.
40. Siegel R. Thermal Radiation Heat Transfer // R. Siegel, J.R. Howel. – Taylor & Francis. – New York, 1992.
41. Thomas P.H. The size of flames from natural fires / P.H. Thomson // Proc. Combust. Inst., 1963. – V.9. – P. 844.