

УДК 532.5

ОДНОМЕРНОЕ РАСТЕКАНИЕ НЕФТЕПРОДУКТОВ ПО ПОВЕРХНОСТИ ВОДЫ

© 2023 г. А. В. Кистович^{1,*}, Т. О. Чаплина^{1,**}¹Институт проблем механики им. А.Ю. Ишлинского, Москва, Россия

*e-mail: kavmendeleevo@mail.ru,

**e-mail: tanya.75.06@mail.ru

Поступила в редакцию 30.03.2023 г.

После доработки 01.10.2023 г.

Принята к публикации 10.10.2023 г.

Экспериментально и теоретически исследован процесс квазиодномерного растекания пятен нефтепродуктов по поверхности воды. В основе теоретической модели лежит приближенное уравнение, полученное при использовании законов сохранения массы разлившегося продукта и полной энергии системы. Представлены приближенные решения этого уравнения и результаты экспериментальных исследований по растеканию в узком протяженном контейнере машинного масла и сырой нефти, и показано их хорошее соответствие теории. Проведено сравнение с процессом двумерного осесимметричного растекания пятна таких же нефтепродуктов.

Ключевые слова: моделирование, квазиодномерное растекание, машинное масло, сырая нефть, коэффициент сопротивления формы

DOI: 10.31857/S0032823523060061, EDN: GYYKUG

1. Введение. Экспериментальному и теоретическому изучению растекания нефти и нефтепродуктов посвящена обширная научная литература, из которых к наиболее известным относятся работы [1–8]. Упомянутые работы содержат, ставшее почти обязательным, сравнение экспериментальных результатов с теоретическими предсказаниями, что связано с полуэмпирической природой математических моделей распространения. По этой причине необходимо проведение более глубокого изучения модели распространения, самая продвинутая версия которой, достигнутая в [6], все еще недостаточно точна для требуемого уровня понимания процессов, происходящих при распространении нефтепродуктов в различных природных условиях. Представленная в [9] простая модель осесимметричного радиального растекания, основанная на исследовании динамики полной энергии системы “вода–нефтепродукт”, показала хорошее совпадение экспериментальных и теоретических результатов. В большинстве естественных ситуаций разливы нефтепродуктов происходят на двумерной поверхности (открытые водные пространства заливов, озер, морей и т.д.), но также возможны и особые условия (каналы, реки, узкие аквариумы и т.д.), когда поверхность разлива можно считать одномерной [7, 8]. В данной работе представлена, основанная на энергетическом подходе, упрощенная математическая модель, позволяющая исследовать основные динамические параметры такого типа растекания. При этом химический состав и все термодинамические параметры сред считаются постоянными величинами, масса растекающегося пятна предполагается неизменной, все среды однородны, изотропны и несжимаемы.

2. Квазиодномерное растекание нефтепродукта. Ниже представлен приближенный расчет параметров разлива, в основу модели которого положена форма нефтяного пятна в виде полосы, ширина D которой постоянна, а его длина $L(t)$ вдоль оси x и толщина $h(t)$ вдоль оси z являются функциями времени. Полоса и нижележащая вода ограничены непроницаемой стенкой при $x = 0$. Структура течения нефти внутри полосы такова, что в надводной части жидкие частицы нефти движутся вниз и от стенки, а в нижней части — вверх и от стенки. Этот тип течения находится в соответствии с движением поверхностей пятна при разливе: верхняя граница (граница раздела “нефть—воздух”) движется вниз, а нижняя (граница раздела “нефть—вода”) движется вверх.

Для описания энергетических соотношений системы “нефть—вода” используется модель нефтяного пятна, помещенного на поверхность воды, содержащейся в призме ширины D и длины L_w . Изначально, при отсутствии нефти, глубина воды была равна H . Пусть в некоторый момент времени длина нефтяного пятна равна L_o , а толщина — h .

Координаты верхней и нижней границ нефтяного пятна в момент времени t задаются величинами $z = h_{\pm}(t)$, так что толщина пятна

$$h(t) = h_+(t) - h_-(t), \quad (2.1)$$

а его длина равна L_o . Уровень свободной поверхности воды в этот момент времени обозначен символом H' . Один из параметров проблемы — объем нефтяного пятна

$$V = DL_o(t)h(t) = DL_o(t)(h_+(t) - h_-(t)) = \text{const}, \quad (2.2)$$

который остается неизменным в течение всего времени разлива.

Исходя из закона сохранения объема воды

$$h_-L_o + H'(L_w - L_o) = HL_w \quad (2.3)$$

и закона Архимеда

$$(H' - h_-)\rho_w = (h_+ - h_-)\rho_o = h\rho_o, \quad (2.4)$$

получаются необходимые соотношения

$$H' = \frac{H - L_*h_-}{1 - L_*}, \quad h_- = H - (1 - L_*)\rho h, \quad h_+ = H + (1 - (1 - L_*)\rho)h, \quad (2.5)$$

где $\rho = \rho_o/\rho_w$, $L_* = L_o/L_w$.

При $L_w \gg L_o \sim L_* \rightarrow 0$ соотношения (2.5) приобретают вид

$$H' = H, \quad h_- = H - \rho h, \quad h_+ = H + (1 - \rho)h \quad (2.6)$$

Обратимся теперь к расчету энергетических характеристик системы. В постоянном поле силы тяжести потенциальная энергия системы, изображенной на рис. 1, с учетом (2.6) определяется соотношением

$$\Pi = \frac{\rho_w L_w D}{2} H^2 g + \frac{\rho_o L_o D}{2} h^2 g (1 - \rho) \quad (2.7)$$

Поверхностная энергия задается выражением

$$E_S = L_o D (\sigma_{ow} + \sigma_{oa}) + (L_w - L_o) D \sigma_{aw} = L_w D \sigma_{aw} + L_o D (\sigma_{ow} + \sigma_{oa} - \sigma_{aw}), \quad (2.8)$$

где σ_{ij} — коэффициент поверхностного натяжения на границе раздела i -й и j -й сред.



Рис. 1. Модель расчета энергетического состояния системы.

Кинетическая энергия системы складывается из кинетической энергии нефти и воды и имеет вид

$$T = \frac{D}{2} \left[\rho_w \int_{L_0}^{L_w} \int_0^H \mathbf{w}^2 dx dz + \rho_w \int_0^{L_0} \int_0^{h_-} \mathbf{w}^2 dx dz + \rho_o \int_0^{L_0} \int_{h_-}^{h_+} \mathbf{v}^2 dx dz \right], \quad (2.9)$$

где $\mathbf{v}$ и $\mathbf{w}$ — поля скорости в нефти и воде соответственно.

Скорость вязкой диссипации энергии в системе задается выражением

$$\dot{E}_v = \frac{D}{2\eta_w} \left[\int_{L_0}^{L_w} \int_0^H \Sigma_w dx dz + \int_0^{L_0} \int_0^{h_-} \Sigma_w dx dz \right] + \frac{D}{2\eta_o} \int_0^{L_0} \int_{h_-}^{h_+} \Sigma_o dx dz, \quad (2.10)$$

где $\Sigma_i = \sigma_{xx}^2 + 2\sigma_{xz}^2 + \sigma_{zz}^2$, причем элементы тензора вязких напряжений вычисляются для i -той среды.

Таким образом, имеет место

$$\begin{aligned} \Sigma_w &= 2\eta_w^2 \left[2(\partial w_x / \partial x)^2 + (\partial w_x / \partial z + \partial w_z / \partial x)^2 + 2(\partial w_z / \partial z)^2 \right] \\ \Sigma_o &= 2\eta_o^2 \left[2(\partial v_x / \partial x)^2 + (\partial v_x / \partial z + \partial v_z / \partial x)^2 + 2(\partial v_z / \partial z)^2 \right] \end{aligned} \quad (2.11)$$

В выражениях (2.7) и (2.8) величины $\rho_w L_w D H^2 g / 2$ и $L_w D \sigma_{aw}$ описывают потенциальную и поверхностную энергии воды до помещения на нее нефтяного пятна. Отбрасывание этих членов и перенос начала оси z на исходную поверхность воды, и, с учетом того, что протяженность акватории существенно больше протяженности разлива, устремляя размер системы к бесконечности ($L_w \rightarrow \infty \sim L_* \rightarrow 0$), а также вводя для сокращения записи обозначение $L_0 = L(t)$, получаем окончательные выражения для энергетических характеристик одномерного нефтяного разлива

$$\Pi = \frac{M_o g}{2} h(1 - \rho), \quad (2.12)$$

где M_o — масса нефти, постоянная величина,

$$E_S = LD(\sigma_{ow} + \sigma_{oa} - \sigma_{aw}) = M_o g \frac{\lambda_S^2}{h} \operatorname{sgn}(\sigma_{ow} + \sigma_{oa} - \sigma_{aw}), \quad (2.13)$$

где $\lambda_S = \sqrt{|\sigma_{ow} + \sigma_{oa} - \sigma_{aw}| / \rho_o g}$ — капиллярная постоянная контактной линии “нефть–вода–воздух”

$$T = \frac{D}{2} \left[\rho_w \int_{L_o}^{\infty} \int_{-H}^0 \mathbf{w}^2 dx dz + \rho_w \int_0^{L_o} \int_{-H}^{h_-} \mathbf{w}^2 dx dz + \rho_o \int_0^{L_o} \int_{h_-}^{h_+} \mathbf{v}^2 dx dz \right] \quad (2.14)$$

$$\dot{E}_v = \frac{D}{2\eta_w} \left[\int_{L_o}^{\infty} \int_{-H}^0 \Sigma_w dx dz + \int_0^{L_o} \int_{-H}^{h_-} \Sigma_w dx dz \right] + \frac{D}{2\eta_o} \int_0^{L_o} \int_{h_-}^{h_+} \Sigma_o dx dz \quad (2.15)$$

Уравнение динамики энергии системы имеет вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (T + \Pi + E_S) = -\dot{E}_v \quad (2.16)$$

Для того, чтобы система уравнений (2.1), (2.2), (2.11)–(2.16) приводила к конструктивным результатам, необходимо задаться моделью поля скорости в нефти и воде.

Поле скорости в нефти должно удовлетворять граничным условиям вида

$$v_x|_{x=0} = 0, \quad v_x|_{x=L(t)} = \dot{L}(t), \quad v_z|_{z=h_+(t)} = \dot{h}_+(t) \quad (2.17)$$

$$w_x|_{x=0} = 0, \quad w_x|_{x=L, z \in [h_-, 0]} = \dot{L}, \quad w_z|_{z=0, r > L} = 0, \quad w_z|_{z=h_-, r \leq L} = \dot{h}_- \quad (2.18)$$

$$\mathbf{w}|_{x=\infty} = 0, \quad \mathbf{w}|_{z=-H} = 0,$$

где точка над символом обозначает производную по времени.

Распределение скорости в нефти с учетом вязкого увлечения воды задается выражением [9]

$$v_x = \frac{\dot{L}}{L} x (1 - \kappa_{ow} \operatorname{erfc}(\zeta_o))$$

$$v_z = \dot{h}_- - 2 \frac{\dot{L}}{L} \sqrt{v_o t} \left[\zeta_o (1 - \kappa_{ow} \operatorname{erfc}(\zeta_o)) + \frac{\kappa_{ow}}{\sqrt{\pi}} e^{-\zeta_o^2} \right], \quad (2.19)$$

а в воде распределение скорости при $0 \leq x \leq L(t)$ имеет вид

$$w_x = \frac{\dot{L}}{L} x \kappa_{wo} \operatorname{erfc}(\zeta_w) + \frac{\partial \Phi_w}{\partial x}$$

$$w_z = 2 \kappa_{wo} \frac{\dot{L}}{L} \sqrt{v_w t} \left[\zeta_w \operatorname{erfc}(\zeta_w) - \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-\zeta_w^2} \right] + \frac{\partial \Phi_w}{\partial z}, \quad (2.20)$$

где введены обозначения

$$\zeta_o = \frac{z - h_-}{2\sqrt{v_o t}}, \quad \zeta_w = \frac{h_- - z}{2\sqrt{v_w t}}, \quad \kappa_{ow} = \frac{\rho_w \sqrt{v_w}}{\rho_o \sqrt{v_o} + \rho_w \sqrt{v_w}}, \quad \kappa_{wo} = 1 - \kappa_{ow} \quad (2.21)$$

Расчет кинетической энергии по соотношению (2.14) дает величину главного члена (без учета той части кинетической энергии воды, которая обусловлена сопротивлением формы нефтяного пятна)

$$T = \frac{M_o \alpha^2}{6} \dot{L}^2, \quad \alpha^2 = (1 - \kappa_{ow} \operatorname{erfc}(\zeta_h))^2, \quad \zeta_h = \frac{h}{2\sqrt{v_o t}} \quad (2.22)$$

Мощность производства кинетической энергии воды за счет сопротивления формы нефтяного пятна при его растекании определяется выражением

$$P_{kw} = C_{sh} \dot{L}^2, \quad (2.23)$$

где C_{sh} — коэффициент сопротивления формы.

Анализ составляющих уравнения (2.16) и использование приближений, подобных тем, которые были проведены в случае с азимутально симметричным пятном [9], приводят к уравнению вида

$$\ddot{L} + 2\alpha^2 \dot{L} - \frac{b^2}{L^2} + c^2 \operatorname{sgn}(\sigma) = 0, \quad (2.24)$$

где введены обозначения

$$a^2 = \frac{3C_f}{2M_o\alpha^2}, \quad b^2 = \frac{3gV(1-\rho)}{2D\alpha^2}, \quad c^2 = \frac{3gD\lambda_s^2}{V\alpha^2} \quad (2.25)$$

В качестве начальных условий для уравнения (2.24) выбираются значения длины разлива L и скорости его края $\dot{L}$ в некоторый начальный момент времени

$$L|_{t=0} = L_0, \quad \dot{L}|_{t=0} = L_1 \quad (2.26)$$

I. Сначала рассматривается случай разлива конечных размеров, когда $\text{sgn } \sigma = 1$. Положение равновесия задается величиной $L_* = c/b$.

I.1. Начальные моменты времени разлива. В этом случае толщина нефтяного пятна h существенно больше капиллярной постоянной λ_s и последним членом в уравнении (2.24) можно пренебречь, так что справедливо приближенное уравнение

$$\ddot{L} + 2a^2\dot{L} - \frac{b^2}{L^2} = 0, \quad (2.27)$$

решение которого имеет вид

$$L = \frac{3L_0}{2} + \frac{e^{-a^2t}}{\rho} \begin{cases} L_1 \sin(\rho t) - \frac{L_0\rho}{2} \left(\cos(\rho t) + a^2 \frac{\sin(\rho t)}{\rho} \right), & a^4 - \frac{2b^2}{L_0^3} < 0 \\ L_1 \text{sh}(\rho t) - \frac{L_0\rho}{2} \left(\text{ch}(\rho t) + a^2 \frac{\text{sh}(\rho t)}{\rho} \right), & a^4 - \frac{2b^2}{L_0^3} > 0, \end{cases} \quad (2.28)$$

где $\rho = \sqrt{|a^4 - 2b^2/L_0^3|}$.

На малых временах оба соотношения (2.28) описывают единое поведение размера нефтяного пятна во времени

$$L = L_0 + L_1 t + \frac{b^2 - 2L_1 L_0^2 a^2}{2L_0^2} t^2 + o(t^2),$$

которое определяется относительными вкладами гравитационных, инерциальных эффектов и явлением сопротивления формы нефтяного пятна.

I.2. Вблизи положения равновесия решение принимает вид

$$L = L_* + e^{-a^2t} \begin{cases} A \cos(\rho t) + B \sin(\rho t), & a^4 - \frac{2b^2}{L_*^3} < 0 \\ A \text{ch}(\rho t) + B \text{sh}(\rho t), & a^4 - \frac{2b^2}{L_*^3} > 0, \end{cases} \quad (2.29)$$

где $\rho = \sqrt{|a^4 - 2b^2/L_*^3|}$.

II. Теперь рассматривается случай разлива неограниченных размеров, когда $\text{sgn } \sigma = -1$. Положение равновесия отсутствует.

II.1. Начальные моменты времени разлива. В этом случае так же, как и в случае I.1 толщина нефтяного пятна h существенно больше капиллярной постоянной λ_s и искомое решение совпадает с решением (2.28).

II.2. На больших временах, когда $L \gg L_*$, в уравнении (2.24) можно пренебречь членом b^2/L^2 , в результате чего это уравнение приобретает вид

$$\ddot{L} + 2a^2\dot{L} - c^2 = 0 \quad (2.30)$$

Пусть в некоторый “начальный” момент времени $t = t_*$ (отличающийся от начального момента разлива, чтобы выполнялось условие $L \gg L_*$) и при $t \rightarrow \infty$ выполняются условия

$$L|_{t=t_*} = L_0, \quad \dot{L}|_{t=t_*} = L_1, \quad \lim_{t \rightarrow \infty} L = \infty \quad (2.31)$$

Тогда решение задачи (2.30, 2.31) представимо в форме

$$L = L_0 + \frac{c^2}{4a^4} \left(2a^2(t - t_*) - 1 + e^{-2a^2(t-t_*)} \right) + \frac{L_1}{2a^2} \left(1 - e^{-2a^2(t-t_*)} \right), \quad (2.32)$$

причем, согласно выражению для скорости роста разлива, получаемого дифференцированием (2.32)

$$\dot{L} = \frac{c^2}{2a^2} \left(1 - e^{-2a^2(t-t_*)} \right) + L_1 e^{-2a^2(t-t_*)} \xrightarrow{t \rightarrow \infty} \frac{c^2}{2a^2}, \quad (2.33)$$

на больших временах имеет место линейное приращение площади разлива, что отличается от экспоненциального приращения площади аксиально симметричного нефтяного пятна [9, 10].

3. Экспериментальные результаты и сравнение с аналитической моделью. В эксперименте использовалось машинное масло Volga M8B-SAE 20 API ($\rho_o = 883.7$ кг/м³, $\nu_o = 3.34 \times 10^{-4}$ м²/с, при температуре $T = 20^\circ\text{C}$) и сырая нефть Мамонтовского месторождения ($\rho_o = 878.0$ кг/м³, $\nu_o = 2.15 \times 10^{-5}$ м²/с, при температуре $T = 20^\circ\text{C}$). В опытах использовался пластиковый контейнер ($0.29 \times 0.08 \times 0.08$ м), который заполнялся дегазированной водой, температурой $T = 20^\circ\text{C}$.

Экспериментальный метод включал нанесение различных количеств (5, 10, 15 мл) моторного масла Volga M8B-S AE 20 API и сырой нефти Мамонтовского месторождения на поверхность воды площадью 37.35 см², ограниченной пластиковой перегородкой, после устранения которой, растекание происходит только в одном направлении.

На фотографии рис. 2 показана экспериментальная кювета, заполненная водой с нефтью (темная область в левой части кюветы) в первые моменты времени после устранения ограничивающей перегородки.

Ход экспериментов записывался с помощью цифровой камеры в автоматическом режиме, съемка велась с частотой 360 кадров в минуту, а полученные последовательности кадров обрабатывались и анализировались. Положение пятна нефтепродуктов регистрировали с использованием метода фотометрии обработанных изображений, полученных из исходных кадров методами пакетной обработки.

Рис. 3,а иллюстрирует поведение размера пятна нефтепродукта в случае, когда выполняется условие $a^4 - 2b^2/L_*^3 > 0$ (машинное масло) и возможно положение равновесия. Здесь и далее экспериментальные результаты представлены после численной обработки методом [11], устраняющим погрешности измерений при наличии различных временных масштабов, проявляющихся в исследуемом явлении. Рис. 3,а показывает хорошее качественное совпадение теоретических и экспериментальных данных изменения площади масляного пятна. Количественное сравнение результатов крайне затруднено отсутствием необходимых численных значений физических характеристик нефтепродуктов, так как производители машинных масел и нефти не могут их предоставить. По этой же причине не указаны количественные отсчеты на теоретических графиках.



Рис. 2. Фото экспериментальной кюветы с нанесенной на воду нефтью и убранной перегородкой.

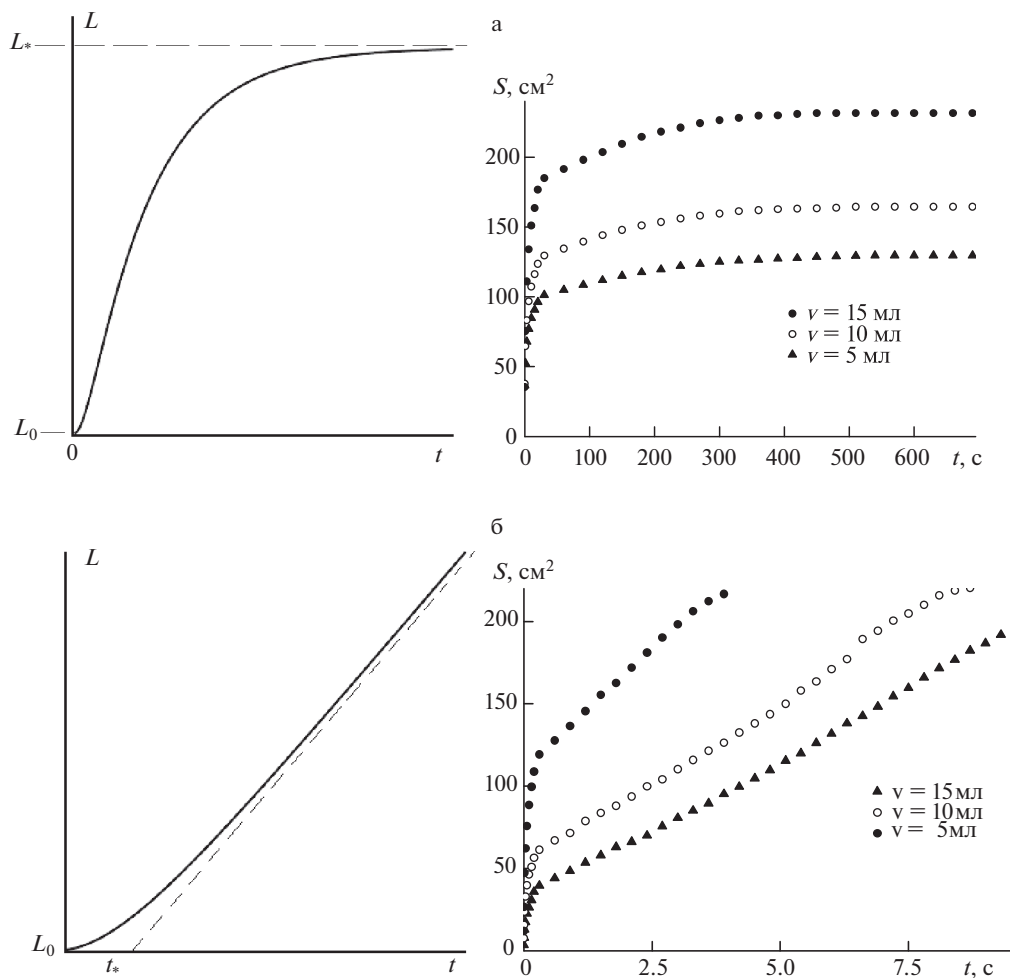


Рис. 3 а: Ограниченный рост пятна машинного масла. — сплошная кривая; б: Неограниченный рост пятна сырой нефти. — сплошная кривая слева а: теория (2.28); б: теория (2.32) для больших времен; справа наборы измерительных экспериментальных точек.

При обратном отношении $a^4 - 2b^2/L_*^3 < 0$ изменение размеров нефтяного пятна отличается затухающим колебательным характером вблизи положения равновесия. Затухание колебаний связано с генерацией движения воды за счет сопротивления

формы нефтяного пятна при его распространении по поверхности воды. Необходимо отметить, что в рассмотренных случаях характер поведения размера пятна качественно совпадает с поведением площади нефтяного пятна при аксиально симметричном разливе [9, 10].

Результаты теоретических расчетов и экспериментов с сырой нефтью приведены на рис. 3,б. В экспериментах отклонение закона роста площади пятна от линейного на конечных этапах разлива (рис. 3,б) связано с приближением края пятна к концу экспериментального контейнера, где структура течения в воде заведомо отличается от теоретической модели, в которой контейнер имеет неограниченные размеры.

Сравнение графиков рис. 3,б показывает совпадение теоретических и экспериментальных результатов — на основной и завершающей стадиях роста нефтяного пятна увеличение его площади происходит по линейному закону, в отличие от экспоненциального закона роста, наблюдаемом при двумерном осесимметричном разливе [9, 10].

Заключение. Подобно двумерному осесимметричному растеканию квазиодномерное растекание проявляет наличие тех же характерных режимов: ограниченное растекание с монотонным или колебательным характером стремления к предельному размеру пятна машинного масла и неограниченное растекание сырой нефти.

В отличие от неограниченного двумерного осесимметричного растекания сырой нефти, когда скорость роста площади пятна подчиняется экспоненциальному закону [9, 10], в одномерном случае имеет место линейная зависимость площади от времени.

Работа выполнена в рамках госзадания FFGN-2023-0006.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Fay J.A. The spreading of oil slicks on a calm sea from oil on the sea // in: Oil on the Sea / Ed. by Hoult D.P. New York: Plenum Press, 1969. P. 53–64.
2. Garrett W.D., Berger W.R. Factors affecting the use of monomolecular surface films to control oil pollution on water // Environ. Sci. & Technol. 1970. V. 4. Iss. 2. P. 123–127.
3. Cross R.H., Hoult D.P. Collection of oil slicks // in: Harbours and Coastal Engineering Division / Ed. by Waterways J. ASCE. 1971. V. 97. P. 313.
4. Hoult D.P. Oil spreading on the sea // Annu. Rev. Fluid Mech. 1972. V. 4. P. 341–368.
5. Buckmaster J. Viscous-gravity spreading of an oil slick // J. Fluid Mech. 1973. V. 59. Pt. 3. P. 481–491.
6. DiPietro N.D., Huh C., Cox R.G. The hydrodynamics of the spreading of one liquid on the surface of another // J. Fluid Mech. 1978. V. 84. Pt. 3. P. 529–549.
7. Hoult D.P., Suchon W. The spread of the oil in a channel // Fluid Mech. Lab. Rep. Dept. Mech. Engng. MIT. 1970. 25 p.
8. Huh C., Inoue M., Mason S.G. Unidirectional spreading of one liquid on the surface of another // Canad. J. Chem. Engng. 1975. V. 53. P. 367–371.
9. Кистович А.В., Чаплина Т.О., Пахненко В.П. Радиальное растекание нефтепродуктов по поверхности воды // ПММ. 2022. Т. 86. № 6. С. 956–974.
10. Кистович А.В., Чаплина Т.О., Пахненко В.П. Растекание технических масел и сырой нефти по поверхности воды // Докл. РАН. 2023. Т. 508. № 2. С. 290–296.
DOI: 10.31857/S2686739722601211
11. Солодкий Д.А., Кистович А.В. Модифицированный сдвиговый алгоритм обработки измерительных данных // Измер. техн. 2014. № 11. С. 43–47.

One-Dimensional Spreading of Petroleum Products on the Surface of the Water

A. V. Kistovich^{a,#} and T. O. Chaplina^{a,##}

^a*Ishlinsky Institute for Problems in Mechanics RAS, Moscow, Russia*

[#]*e-mail: kavmendeleevo@mail.ru*

^{##}*e-mail: tanya75.06@rambler.ru*

The process of quasi-one-dimensional spreading of oil product spots on the water surface has been experimentally and theoretically investigated. The theoretical model is based on an approximate equation obtained using the laws of conservation of the mass of the decomposed product and the total energy of the system. Approximate solutions of this equation and the results of experimental studies on the spreading of machine oil and crude oil in a narrow extended container are presented, and their good compliance with the theory is shown. A comparison is made with the process of two-dimensional axisymmetric spreading of a spot of the same petroleum products.

Keywords: modeling, quasi-one-dimensional spreading, engine oil, crude oil, resistance shape coefficient

REFERENCES

1. Fay J.A. The spreading of oil slicks on a calm sea from oil on the sea // in: *Oil on the Sea* / Ed. by Hoult D.P. N.Y.: Plenum Press, 1969, pp. 53–64.
2. Garrett W.D., Berger W.R. Factors affecting the use of monomolecular surface films to control oil pollution on water // *Environ. Sci.&Technol.*, 1970, vol. 4, iss. 2, pp. 123–127.
3. Cross R.H., Hoult D.P. Collection of oil slicks // in: *Harbours and Coastal Engineering Division* / Ed. by *Waterways J.* ASCE, 1971, vol. 97, pp. 313.
4. Hoult D.P. Oil spreading on the sea // *Annu. Rev. Fluid Mech.*, 1972, vol. 4, pp. 341–368.
5. Buckmaster J. Viscous-gravity spreading of an oil slick // *J. Fluid Mech.*, 1973, vol. 59, pt. 3, pp. 481–491.
6. DiPietro N.D., Huh C., Cox R.G. The hydrodynamics of the spreading of one liquid on the surface of another // *J. Fluid Mech.*, 1978, vol. 84, pt. 3, pp. 529–549.
7. Hoult D.P., Suchon W. The spread of the oil in a channel // *Fluid Mech. Lab. Rep. Dept. Mech. Engng. MIT*, 1970, 25 p.
8. Huh C., Inoue M., Mason S.G. Unidirectional spreading of one liquid on the surface of another // *Canad. J. Chem. Engng.*, 1975, vol. 53, pp. 367–371.
9. Kistovich A.V., Chaplina T.O., Pakhnenko V.P. On the radial spread of petroleum products on the surface of water // *Fluid Dyn.*, 2022, vol. 57, pp. 1008–1022. DOI: 10.1134/S0015462822080043
10. Kistovich A.V., Chaplina T.O., Pakhnenko V.P. Spreading of technical oils and crude oil on the water surface // *Dokl. Earth Sc.*, 2022, vol. 507 (suppl 3), pp. 474–479. DOI: 10.1134/S1028334X22601638
11. Solodkii D.M., Kistovich A.V. Modified shift algorithm for processing measured data // *Meas. Tech.*, 2015, vol. 57, no. 11, pp. 1287–1292. DOI: 10.1007/s11018-015-0622-5