

3. Bondarchuk S.S., Vorozhtsov A.B. Mathematical Simulation of a Large Size Rocket Motors // Proceedings of the 3-rd International High Energy Materials Conference and Exhibit HEMCE-2000 (6-8 December 2000). Thiruvananthapuram, India.
4. Bondarchuk S.S. et al. Ignition Pressure Transient in Solid Rockets Initially Filled with Water // Journal of Propulsion and Power. V. 15. 1999. № 6.
5. Bondarchuk S.S. et al. Solid Propellant Underwater Ignition Modelling // AIAA Paper 99-0864 (A99-16700), AIAA, Aerospace Sciences Meeting and Exhibit, 37th, Reno, NV (11-14 Jan. 1999).
6. Bondarchuk S.S. et al. Methods for Recovery of Ingredients from Solid-Propellant Rocket Motors // The First International Symposium on Special Topics in Chemical Propulsion and Combustion of Energetic Materials, 18-22 June, Stresa (Lake Maggiore), Italy.
7. Godunov S.K. (ed) Numerical Solution of Multidimensional Problems of Gas Dynamics. M., 1982.
8. Vilyunov V.N., Zarko V.E. Ignition of Solids. Elsevier, Amsterdam, 1989.
9. Bondarchuk S.S., Vorozhtsov A.B. Gasdynamics of filling of elastic stagnation zones of large-sized solid rocket motors // 30th International Annual Conference of ICT (Energetic Materials) (29 June – 2 July 1999). Fraunhofer – Institute Chemische Technologie. Karlsruhe, Fed. Rep. of Germany.
10. Bondarchuk S., Vorozhtsov A., Salko A., Kondratova O. Mathematical Simulation of Airbag Inflation by Low Temperature Gas Generator Products // An International Journal Propellants. Explosives, Pyrotechnics. V. 25, Issue 5, 2000. (Published Online: 3 Nov. 2000 WILEY-VCH Verlag GmbH, Weinheim, Fed. Rep. of Germany).
11. Vorozhtsov A.B., Bondarchuk S.S., Salko A.E., Zima V.P. Inflation of Elastic Airbag under Water – Experiment and Calculations // Energetic Materials: Ignition, Combustion and Detonation. 32nd International Annual Conference of ICT. (3 July – 6 July 2001). Karlsruhe, Fed. Rep. of Germany.

УДК (519.9+518.5):532.54

В.В. Жолобов, Е.И. Тарновский***

МОДЕЛИРОВАНИЕ НЕУСТАНОВИВШИХСЯ ТЕЧЕНИЙ УГЛЕВОДОРОДНЫХ СМЕСЕЙ В ТРУБОПРОВОДАХ

Управление магистральных нефтепроводов Центральной Сибири,
Томский государственный педагогический университет
*Томский политехнический университет

Трубопроводный транспорт, являясь доминирующим видом перемещения энергоносителей, играет особую роль для нашей страны. Современная наука и техника не нашли альтернативы трубопроводам, поэтому их значение в ближайшие десятилетия будет лишь возрастать. Эксплуатация трубопроводных систем порождает большое число вопросов, правильно ответить на которые можно, опираясь только на научные проработки. Для теоретического исследования течения в трубах, как правило, используются модели механики сплошных сред. Физические законы сохранения, примененные к элементарному объему транспортируемого флюида, приводят к определяющей системе дифференциальных уравнений, гибкость которой обеспечивается введением ряда параметров, идентифицируемых впоследствии по диспетчерской информации. Неуставившиеся напорные и безнапорные течения в гидравлическом приближении описываются системами дифференциальных уравнений в частных производных гиперболического типа [1].

Уравнения в частных производных этого типа достаточно хорошо изучены и разработан ряд эффективных численных методов для их решения. Привлекательной стороной такого подхода является универсальность и возможность адаптации к реальным условиям. Традиционно напорные и без-

напорные течения в трубопроводном транспорте рассматривались изолированно. Это, по-видимому, связано с тем, что сопряженное решение задачи о возникновении и схлопывании паровых или парогазовых полостей слабо поддается аналитическому анализу. Имеются лишь отдельные разрозненные публикации, в которых изучается поведение изолированных газопаровых полостей в ограниченных объемах жидкости. В случае существенного изменения давления при движении углеводородных смесей и при неуставившихся процессах возникают фазовые переходы, приводящие к образованию паровых и парогазовых объемов различного масштаба (от изолированных пузырьков в объеме жидкости до протяженных участков с неполным заполнением поперечного сечения трубы). Полости, возникающие при смене режимов перекачки, при восстановлении исходного режима могут исчезать (схлопываться) в том случае, если они заполнены только паровыми компонентами углеводородной жидкости. Различие в механизмах выделения и растворения газовых компонентов приводит к тому, что для растворения газовых компонентов необходимо уже настолько больше времени, что реализуются режимы течения с неполным заполнением трубы при давлениях, существенно превышающих давление насыщенных паров жидкости.

Для прогнозирования процессов, происходящих при транспортировке нефти в этом случае уже необходимо знать неравновесный компонентный состав фаз. Первичный компонентный состав газопаровой фазы, образовавшейся в волне разрежения, зависит от компонентного состава нефти и может быть определен путем рассмотрения фазового равновесия нефти как многокомпонентной углеводородной смеси. Последующее трансформирование компонентного состава газопаровой фазы необходимо рассматривать в рамках неравновесной схемы фазовых переходов, учитывающей предысторию процесса. Таким образом, одним из важных этапов построения математической модели, описывающей движение многокомпонентной смеси, является конкретизация функций, задающих интенсивность межфазного переноса компонентов.

Применение принципов термодинамики необратимых процессов [2] позволяет получать некоторые феноменологические линейные соотношения для кинетики фазовых переходов [3]. При этом феноменологические коэффициенты, входящие в эти соотношения, зависят от свойств фаз, структуры смеси, геометрии области движения и должны определяться из эксперимента или детального анализа микродвижений в окрестности поверхностей фазового перехода. Молекулярно-кинетический анализ процессов уноса и осаждения молекул пара на единицу площади межфазной границы приводит к формуле Герца-Кнудсена-Ленгмюра [4, 5, 6] для предельной скорости фазовых превращений. Использование этого уравнения в инженерных целях требует знания коэффициента аккомодации для составляющих углеводородную смесь компонентов. Относительно этого коэффициента не только не существует теории, пригодной для предсказания его величины, но и отсутствуют простые способы ее экспериментального определения. Имеющиеся в настоящее время данные о коэффициенте аккомодации для различных веществ очень противоречивы. В связи с этим имеет смысл рассмотреть упрощенной квазиравновесной схемы на межфазной границе, предполагающей, что, несмотря на неравновесность в объеме фаз, на самой границе выполняются условия термодинамического равновесия.

Дальнейшим упрощением является принятие более сильного допущения в виде квазиравновесной схемы в объеме непрерывных фаз, предполагающей выполнение условий термодинамического равновесия в объеме смеси одной из фаз с каплями или пузырьками другой. Это упрощение предполагает, что сначала каждая из фаз автономно подстраивается к изменению внешних условий, быстро трансформируя свой компонентный состав в направлении локального термодинамического равновесия внутри занимаемого ею объема. На втором (существенно более длительном) этапе

устанавливается истинное термодинамическое равновесие между сосуществующими фазами. В реальных условиях транспортировки истинное фазовое равновесие недостижимо. Кинетика межфазного массообмена в элементарном объеме определяется микроскопическими движениями компонентов смеси и структурой межфазной границы. Можно ожидать, что эти движения должны описываться соответствующим решением уравнений многокомпонентной диффузии. Даже в простейших случаях это можно осуществить лишь при условии правильного задания граничных условий.

Учитывая сложную форму межфазных границ смеси в реальной углеводородной смеси, которую практически невозможно описать в математическом виде, не удастся решить и задачу определения интенсивности межфазного массообмена каким-либо точным на микроуровне способом. В связи с этим полагается, что доминирующими факторами, определяющими интенсивность массообмена $i \rightarrow j$, являются скорости образования промежуточной фазы $i \rightarrow j^*$ в дисперсном виде и скорости перехода её в непрерывную форму $i^* \rightarrow j$ (осаждение капель, слияние пузырьков). По сравнению с характерным временем процесса транспортировки, временем образования и расслоения промежуточных фаз можно пренебречь и принять макроскопически изотермическую и локально равновесную по фазовому переходу $i \rightarrow j^*$ модель течения смеси газа, паров и капель нефти. Интенсивность массообмена между непрерывной и дискретной формами определяет в этом случае эффективную скорость массообмена в модели раздельного движения фаз. Принимая гравитационный механизм осаждения (всплытия) капель (пузырьков), введем характерные времена θ_i процесса объединения дисперсной и непрерывной частей фаз. Предполагая, что в момент времени t в объеме непрерывных частей фаз существуют только те дисперсные включения, которые образовались во временном промежутке $t - \theta_i$, получим следующие соотношения для интенсивностей межфазного массообмена:

$$G_{ij} = \chi (\alpha_i \rho_i^0 V_{ij} - \alpha_j \rho_j^0 V_{ji}), \quad (1)$$

где V_{ij} – вертикальная скорость движения дисперсных включений от j -й фазы к i -й фазе, которая определяется следующими обыкновенными дифференциальными уравнениями

$$V_{ij} \frac{dV_{ij}}{dt} = (-1)^i \left(\frac{\rho_j^0}{\rho_i^0} - 1 \right) g - C_{xj} \frac{V_{ij}^2}{d_{ij}} \frac{\rho_j^0 i}{\rho_i^0},$$

$$(i \neq j = 0, 1),$$

где χ – длина линии контакта непрерывных фаз, α_0 – объемная концентрация пузырьков пара в жидкости, α_1 – объемная концентрация капель

в газопаровой фазе, ρ_i^0 – истинная плотность соответствующей фазы в непрерывной форме.

В данной работе предполагается, что в трубопроводе имеются напорные участки, заполненные жидкостью целиком, а также участки, заполненные лишь частично, давление на которых равно давлению в парогазовой фазе. В отличие от работы [7] рассматривается случай, когда давление в парогазовой фазе может отличаться от давления насыщенных паров жидкости. Ограничимся рассмотрением изотермических течений вязкой сжимаемой жидкости. Систему уравнений для средних гидродинамических величин, выражающую баланс закона сохранения массы и количества движения фаз, можно представить следующим образом [1]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_i F_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho_i u_i F_i &= \chi (\alpha_i \rho_i^0 V_{ij} - \alpha_j \rho_j^0 V_{ji}), \\ \rho_i &= (1 - \alpha_j) \rho_i^0, (i \neq j = 0, 1), \\ \frac{\partial}{\partial t} \rho_i u_i F_i + \frac{\partial}{\partial x} F_i \beta_i \rho_i u_i^2 &= -F_i \frac{\partial \pi_{pi}}{\partial x} + \\ &+ (\pi_{\chi_i} - \pi_{pi}) \frac{\partial F_i}{\partial x} - \\ &- \int_{\chi_i} \tau_{0i} d\chi_i + \chi (\alpha_i \rho_i^0 V_{ij} u_j - \alpha_j \rho_j^0 V_{ji} u_i), \\ \pi_i &= p + \rho_i g z_i, \end{aligned} \quad (2)$$

здесь ρ_i – средняя по сечению кажущаяся плотность i -й фазы (включающей дисперсную часть j -й фазы – газопаровая фаза с каплями жидкости или жидкая фаза с пузырьками пара); F_i – часть поперечного сечения трубы, занятая соответствующей фазой (i -й фазой в непрерывной форме, включая дисперсную часть j -й фазы); u_i – средняя по поперечному сечению трубы скорость i -й фазы; β_i – коэффициент, характеризующий поправку на количество движения потока жидкости, которая протекает в единицу времени через поперечное сечение с площадью F_i , вследствие неравномерности распределения скорости и плотности по сечению ($\beta_i=1$ в случае идеальной жидкости, при турбулентном движении $\beta_i=1.03 \div 1.1$ при неустановившемся движении β_i будет переменной величиной, зависящей от характера распределения скоростей в сечениях трубы); z_i – расстояние по вертикали вверх от некоторой горизонтальной плоскости до данной точки i -й фазы; π_{χ_i} – среднее значение величины π_i по периметру сечения соответствующего потока; τ_{0i} – величина силы трения, действующая на единицу площади боковой поверхности трубы; p – давление, которое предполагается одинаковым

на границе раздела обеих фаз; χ_i – периметр сечения потока i -й фазы.

Предполагая, что давление по сечению жидкой фазы распределяется по гидростатическому закону: $p_1 = p_0 - p_1 g (z_2 - z_2^*)$,

где z_2^* – расстояние по вертикали вверх от некоторой горизонтальной плоскости до свободной поверхности жидкости; g – ускорение свободного падения; p_1 – давление в парогазовой фазе, которое можно предполагать слабо меняющимся по поперечному сечению. Тогда

$$\begin{aligned} \pi &= p + \rho_2 g z_2 = p_1 + \rho g z_2^*, \\ \pi_{cp2} &= \pi_{\chi_2} = p_1 + \rho g z_2^*, \\ \pi_{cp1} &= \pi_{\chi_1} = p_1 + \rho g z_2^*, \end{aligned} \quad (3)$$

так как z_2^* является функцией только x . Если ввести в рассмотрение глубину потока жидкости h , а через z_d обозначить вертикальную координату дна, то

$$z_2^* = z_d + h \sqrt{1 - \left(\frac{dz_d}{dx} \right)^2}$$

и

$$\begin{aligned} \frac{\partial z_2^*}{\partial x} &= \frac{dz_d}{dx} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \sqrt{1 - \left(\frac{dz_d}{dx} \right)^2} \right\} = \\ &= -i_G + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \sqrt{1 - \left(\frac{dz_d}{dx} \right)^2} \right\}, \end{aligned}$$

где i_G – гидравлический уклон на безнапорном участке течения (уклон дна). Часть периметра сечения потока, который примыкает к твердым стенкам (смоченный периметр), обозначим через L_i . Тогда гидравлический радиус потока опре-

делится выражением $r_{Gi} = \frac{F_i}{L_i}$. Объемная концен-

трация газовой фазы и смоченный периметр связаны с глубиной потока жидкости в трубопроводе следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} (1 - s_0) F &= (h - R) \sqrt{R^2 - (h - R)^2} + \\ &+ R^2 \arcsin \frac{h - R}{R} + R^2 \frac{\pi}{2}, \end{aligned}$$

$$L_1 = 2R \arcsin \frac{h-R}{R} + \pi R, \quad s_0 = \frac{F_0}{F_0 + F_1},$$

$$F_0 + F_1 = F = \pi R^2, \quad L_0 + L_1 = 2\pi R, \quad (4)$$

здесь R – внутренний радиус трубы; s_0 – объемное содержание парогазовой фазы в непрерывной форме, включающей капли; F – площадь поперечного сечения трубопровода.

Второе уравнение системы (2) с учетом (3) можно представить в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \rho_i u_i F_i + \frac{\partial}{\partial x} F_i (\beta_i \rho_i u_i^2 + p) = p \frac{\partial F_i}{\partial x} - \\ - F_i \rho_i g \left[\frac{dz}{dx} + \frac{\partial}{\partial x} \left\{ h \sqrt{1 - \left(\frac{dz}{dx} \right)^2} \right\} \right] - \\ - \int_{\chi_i} \tau_{0i} d\chi_i + \chi \left(\alpha_i \rho_i^0 V_{ij} u_j - \alpha_j \rho_j^0 V_{ji} u_i \right). \end{aligned} \quad (5)$$

Сила трения, действующая на единицу площади боковой поверхности трубы, может быть представлена следующим образом:

$$\tau_{0i} = \frac{1}{8} \rho_i u_i^2 \lambda_i \left(\text{Re}_i, \varepsilon_i, \frac{F_i}{L_i^2} \right), \quad (6)$$

$$\text{где } \text{Re}_i = \frac{\rho_i u_i 4r_{\Gamma}}{\mu_i}, \quad \varepsilon_i = \frac{e}{2r_{\Gamma_i}}.$$

Здесь ε_i – относительная шероховатость, e – средний размер выступов шероховатостей.

Для замыкания системы (1–6) воспользуемся уравнениями состояния фаз. Кроме этого, положим, что объемные концентрации дисперсных включений равны их мольным долям при локальном термодинамическом равновесии фаз. Определение составов и количественного соотношения равновесных паровой и жидкой фаз (при заданном давлении, температуре и общем составе смеси) осуществляется на основе классических положений термодинамики фазового равновесия многокомпонентных смесей, неоднократно рассмотренных в соответствующей литературе.

В настоящее время в качестве уравнений состояния углеводородных смесей широко используются уравнения состояния ван-дер-ваальсовского типа. Наиболее удачные из большого количества имеющихся модификаций обсуждаются в [9]. В данной работе используется уравнение Пен-

га-Робинсона [10], имеющее для индивидуально-го вещества следующий вид:

$$p = \frac{R^* T}{(v-b)} - \frac{a}{v(v+b) + b(v-b)}, \quad (7)$$

$$a = a_c \alpha_{(T)}, \quad a_c = \frac{0.4572 R^{*2} T_c^2}{p_c},$$

$$b = \frac{0.073 R^* T_c}{p_c}, \quad \alpha_{(T)} = \left\{ 1 + m \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{0.5} \right] \right\}^2,$$

$$m = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2,$$

$$\omega = \frac{0.424 T_k \lg(10.2 p_c)}{(1-T_k)} - 0.994, \quad T_k = \frac{T_b}{T_c}.$$

где T – абсолютная температура, К; v – мольный объем, м³/моль; R^* – универсальная газовая постоянная; ω – ацентрический фактор; T_b – температура кипения; индекс (c) приписывается параметрам в критической точке.

Для расчета смесей применяются комбинационные правила:

$$b_m = \sum \eta_k b_k, \quad a_m = \sum \sum \eta_k \eta_n a_{kn},$$

$$a_{kn} = (1 - c_{kn})(a_k a_n)^{0.5},$$

где η_k – условное обозначение мольной доли k -го компонента парогазовой или жидкой фазы; c_{kn} – коэффициенты парного взаимодействия, значения которых для ряда индивидуальных углеводородов приведены в работе [11].

Выражение для летучести k -го компонента, необходимое для записи условий равновесия, имеет вид [9]

$$\begin{aligned} \ln f_k = \ln(\eta_k p) - \ln(z - B) + \frac{b_k(z-1)}{b_k} - \\ - A \left[2 \sum \frac{\eta_k (1 - c_{kn})(a_k a_n)^{0.5}}{a_m} - \frac{b_k}{b_m} \right] \ln \left\{ \frac{z - 2.41B}{z - 0.41B} \right\}, \\ A = \frac{a_m p}{R^{*2} T^2}, \quad B = \frac{b_m p}{R^* T}, \quad (k \neq n = 1, 2, \dots, N), \end{aligned}$$

здесь суммирование ведется по числу компонентов N .

Коэффициент сжимаемости z определяется из кубического уравнения

$$z^2 - (1 - B)z^2 + (A - 3B^2 - 2B)z - (AB - B^2 - B^3) = 0.$$

При рассмотрении парогазовой фазы смеси выбирается максимальный действительный корень, а при рассмотрении жидкой фазы – минимальный действительный корень. Из условий термодинамического равновесия, материального баланса между фазами и нормировки следует замкнутая система уравнений для расчета локально-равновесного состава фаз:

$$f_{ki}^0 = f_{ki}^1, \eta_{k1} = y_{k1}\alpha_1 + (1 - \alpha_1)x_{k1},$$

$$\eta_{k2} = y_{k2}(1 - \alpha_2) + \alpha_2 x_{k2}, \sum x_{ki} = 1, \sum y_{ki} = 1,$$

здесь f_{ki}^0, f_{ki}^1 – летучести k -го компонента в равновесной парогазожидкостной смеси с капельной и пузырьковой структурой соответственно; $x_{ki}, y_{ki}, \eta_{ki}$ – мольные доли k -го компонента i -й фазы в газопаровой, жидкой составляющей фаз и смеси непрерывных и дисперсных составляющих соответственно; α_i – мольные доли общего количества вещества i -й фазы в непрерывной форме; Σ – суммирование по индексу k . Текущая величина η_{ki} вычисляется с помощью массовых концентраций C_{ki} , определяемых из уравнений сохранения массы компонент

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \rho_i C_{ki} F_i + \frac{\partial}{\partial x} \rho_i u_i C_{ki} F_i = \\ & = (-1)^i \chi \left(\alpha_1 \rho_1^0 V_1 \frac{x_{k2} M_{k2}}{M_1} - \right. \\ & \left. - \alpha_2 \rho_2^0 V_2 \frac{y_{k1} M_{k1}}{M_2} \right), \end{aligned} \quad (9)$$

здесь M_{ki} – молекулярный вес компонентов i -й фазы, M_i – молекулярный вес вещества дисперсных включений соответствующей фазы. При записи зависимостей (9) принято, что объемное содержание фаз в дисперсной форме равно их текущей молярной концентрации в соответствующей несущей фазе.

Коэффициент динамической вязкости фаз μ_i газовых и жидких углеводородных смесей, входящее в соотношение (6), при давлениях больших 1 МПа с учетом введенных ранее обозначений рассчитывается с помощью соотношений

$$\begin{aligned} \mu_i &= \mu_{0i} + 1.08 * 10^{-4} [\exp(1.439 \rho_{npi}) - \\ & - \exp(-1.111 \rho_{npi}^{1.858})] \xi_i, \end{aligned}$$

где μ_{0i} – коэффициент динамической вязкости при атмосферном давлении и температуре $\mu_{0i} = 3.4 * 10^{-4} T_{npi}^{8/9}$; ρ_{npi}, T_{npi} – приведенные плотность и температура

$$\rho_{npi} = \frac{\rho_i}{\rho_{npi}}, T_{npi} = \frac{T_i}{T_{npi}}, \xi_i = \frac{M_i^{0.5} \rho_{npi}^{2/3}}{T_{npi}^{1/6}},$$

$$\rho_{npi} = \frac{1}{\sum_{j=1}^N \eta_j V_{cp,ij}}, T_{npi} = \sum_{j=1}^N \eta_j T_{ppij},$$

$$p_{npi} = R^* z_{npi} T_{npi} / V_{npi},$$

$$z_{npi} = \sum_{j=1}^N \eta_j z_{ij}, M_i = \sum_{j=1}^N \eta_j M_j.$$

Зависимость площади сечения трубы от давления для упругого материала стенок, подчиняющегося закону Гука, выражается следующим соотношением:

$$F = F_0 \left(1 + \frac{D_y (p - p_0)}{\delta E} \right),$$

где D_y – внутренний диаметр трубы, δ – толщина стенки трубы, E – модуль упругости материала стенок трубы, F_0 – площадь поперечного сечения трубы при отсутствии избыточного внутреннего давления.

Далее будем полагать, что до момента времени $t = 0$ движение отсутствовало или было стационарным. По отношению к массовому расходу Q и давлению p имеем следующие начальные условия:

$$t = 0, \bar{Q} = Q - Q_0 = 0, \bar{p} = p - p_0 = 0.$$

Граничные условия зависят от вида возмущений на границах течения. Во многих задачах трубопроводного транспорта на одном конце трубопровода известно давление как функция времени. К другому концу трубопровода присоединен насосный агрегат, изменяющий расход жидкости по известному закону. При этом насосный агрегат может быть присоединен к трубопроводу непосредственно или отделен от него устройством для регулирования расхода или уменьшения колебаний давления. Граничные условия в этих случаях могут быть записаны в виде [1]

$$x = 0, \bar{p} = \varphi(t), x = 1, \bar{Q} + \varsigma \frac{\partial \bar{Q}}{\partial x} = \psi(t),$$

где $\varphi(t)$ и $\psi(t)$ – известные функции, равные нулю при $t=0$; ς – постоянная величина. Другой тип граничных условий задается в виде соотношения, связывающего расход и давление:

$$Q = m(t) \sqrt{A_1 \bar{p} + A_2},$$

где $m(t)$ – заданная функция времени; A_1, A_2 – некоторые постоянные. Это условие имеет место, например, в сечении, где нарушается герметичность трубопровода, при открытии (закрытии) задвижки и в некоторых других случаях.

Для численного расчета течений нефти или нефтепродуктов как на полностью заполненных участках трубопровода, так и на заполненных лишь частично используется аналог метода распада произвольного разрыва С.К. Годунова [12]. Рассматривая метод распада разрыва как формальную процедуру, приводящую к устойчивой разностной схеме, разностные уравнения для системы (2, 5, 9) представляются в виде, аналогичном случаю идеального газа. «Большие» значения определяются из условий распада произвольного разрыва в предположении отсутствия силы трения. Распадные значения для каждой из фаз в отдельности определяются из распада разрыва в идеальном газе, аппроксимирующем соотношения (7). При этом используется не истинная плотность фаз, а кажущаяся плотность, учитывающая наличие дисперсных включений. Уравнения для определения параметров на границах ячеек в этом случае совпадают с уравнениями для расчета распада разрыва в равновесном запыленном газе [13]. Особенность заключается в определении величин F_1 на границе расчетной ячейки. Для жидкой фазы оказывается эффективным использование направленной схемы [13] типа

$$(F_2)_{n+1} = \begin{cases} (F_2)_{n+0.5}, & (U_2)_{n+0.5} + (U_2)_{n+1.5} \geq 0; \\ (F_2)_{n+1.5}, & (U_2)_{n+0.5} + (U_2)_{n+1.5} \leq 0. \end{cases}$$

Для газопаровой фазы считается, что распадные значения устанавливаются в минимальном проходном сечении $(F_1)_{n+1} = \min\{(F_1)_{n+0.5}, (F_1)_{n+1.5}\}$.

Выбор шага по времени осуществляется таким образом, чтобы ни в каком месте разностной сетки не успевало произойти взаимодействие волн, образующихся в результате распада разрыва на границах соседних ячеек.

Таким образом, задача о движении многокомпонентной углеводородной жидкости при нестационарных режимах трубопроводной транспортировки в математическом плане сводится к решению системы уравнений (2, 5, 9) с соответствующими начальными и граничными условиями. При этом, в отличие от [7], нет необходимости вводить различные системы уравнений для описания движения на напорных и безнапорных участках.

Численный расчет движения и распределения многокомпонентной углеводородной смеси, состоящей из модельного состава, представленного в таблице, в трубопроводе при внутреннем давлении $p = 0.6$ МПа, $t = 293$ К и с граничными условиями соответствующие свободному истечению с одного торца трубопровода с $p = 0.3$ МПа и поступлению смеси при $p = 0.6$ МПа осуществлялся на основе принципа установления равновесного состояния по всей длине трубопровода.

Для всех расчетов профиль трубопровода $D = 1$ м выбирался с геодезическими координатами, представленными схематически (рис. 1).

Компоненты	η_k
CH_4	0.1
C_2H_6	0.0482
C_3H_8	0.0293
C_5H_{12}	0.3684
C_7H_{16}	0.1323
$C_{10}H_{22}$	0.2252
H_2S	0.0966

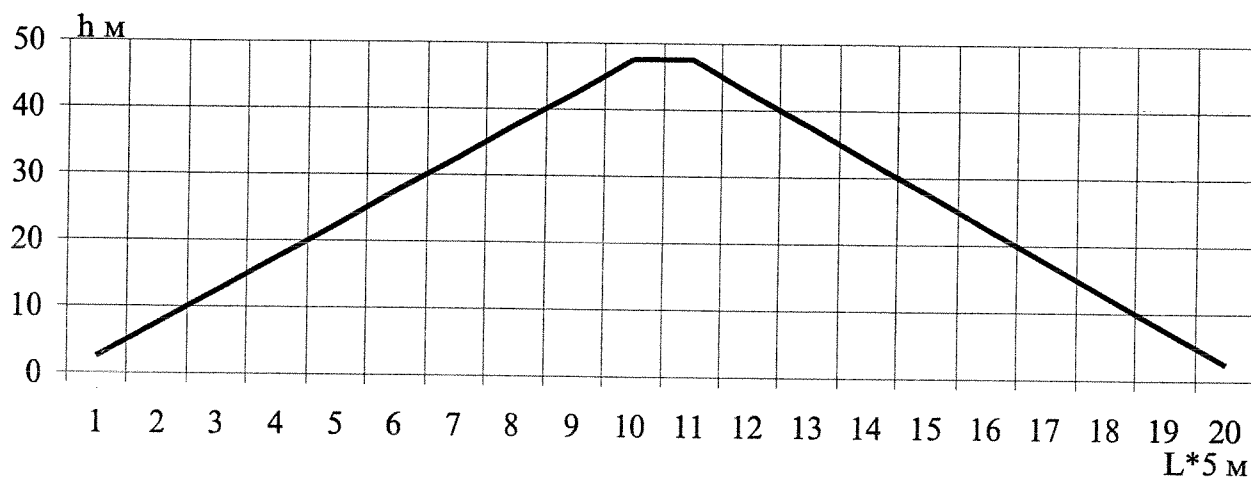


Рис. 1. Профиль трубопровода

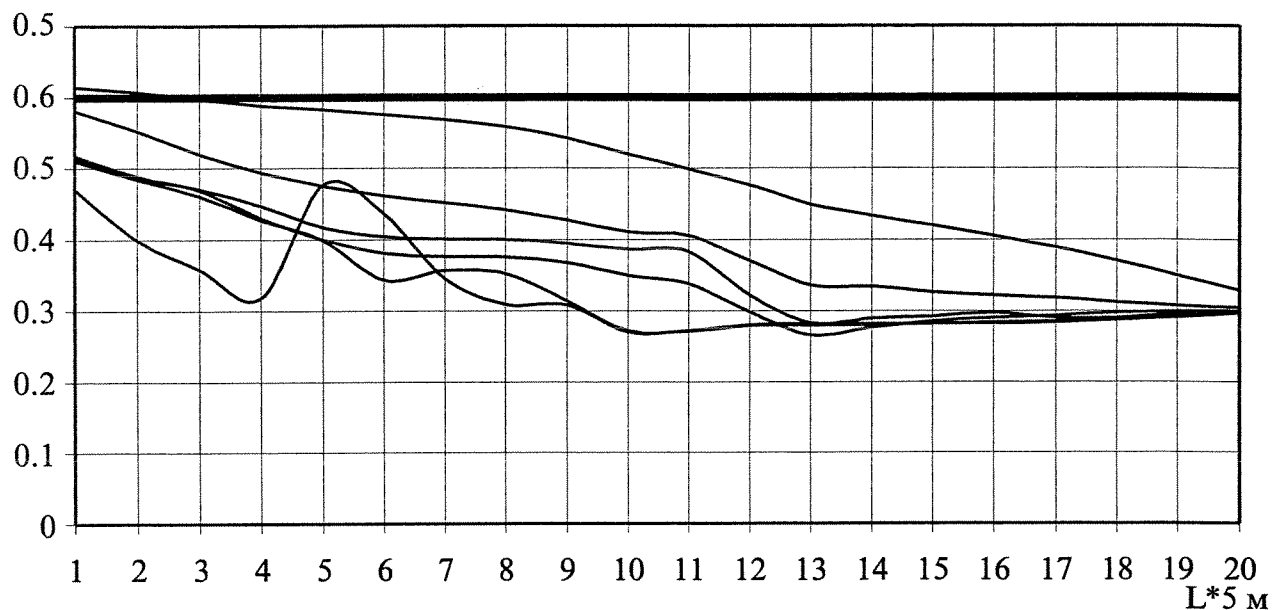


Рис. 2. Распределение фазового давления в трубопроводе при истечении многокомпонентной смеси

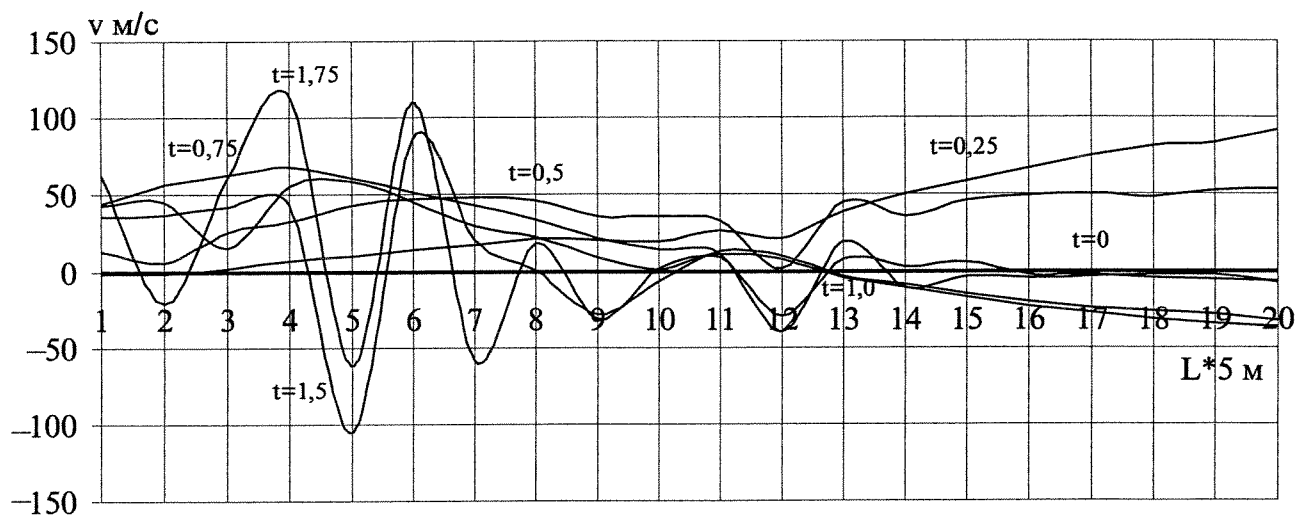


Рис. 3. Распределение скорости течения паровой фазы в трубопроводе

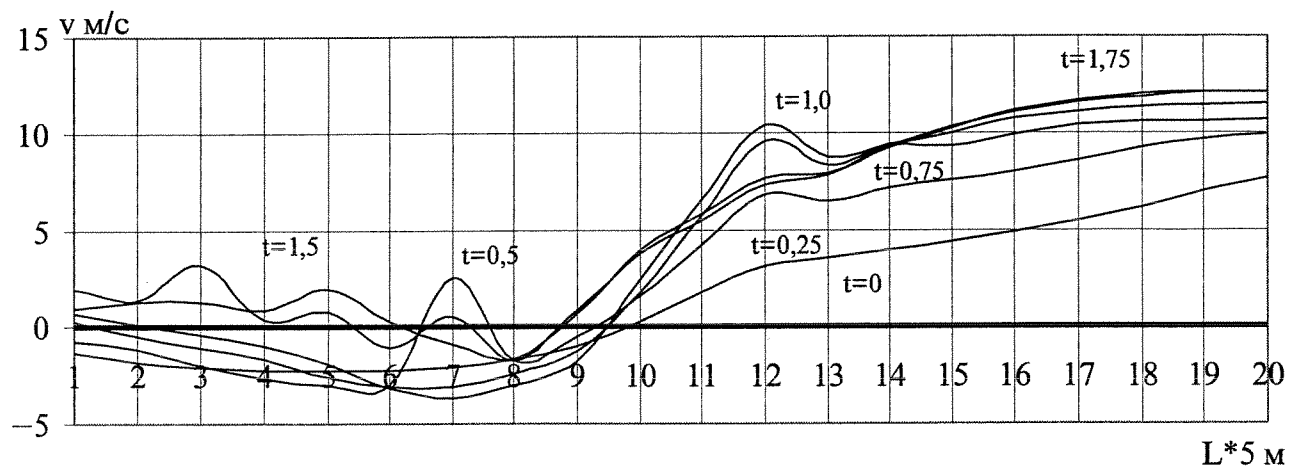


Рис. 4. Распределение скорости течения жидкой фазы в трубопроводе

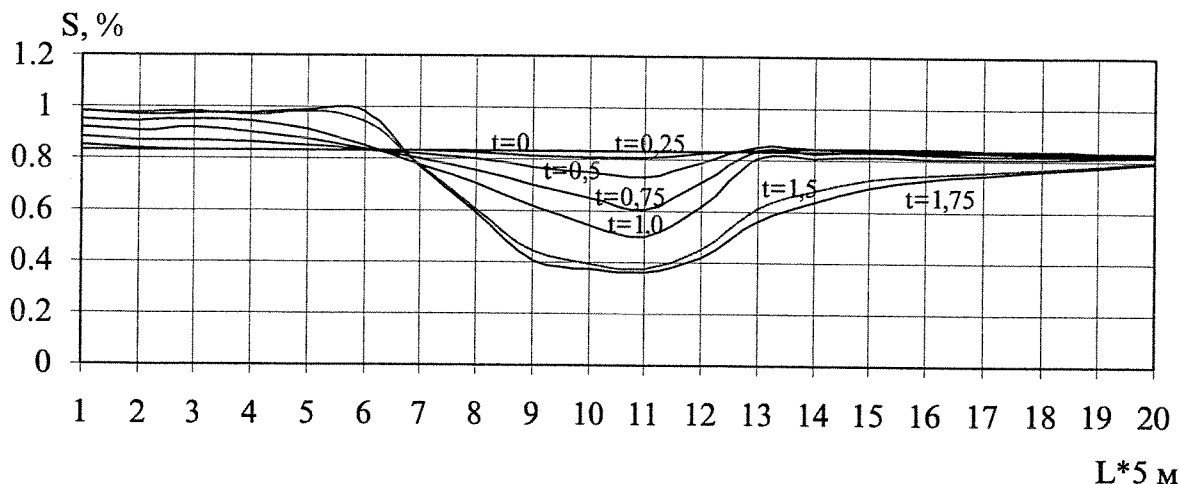


Рис. 5. Положение границы раздела жидкой и паровой фаз в различные моменты времени

На рис. 2 приведены результаты расчета распределения давления в фазах вдоль профиля трубы на выделенных участках. На рис. 3, 4 представлено распределение скорости течения паровой

и жидкой фаз соответственно по длине трубопровода. На рис. 5 – положение границы раздела жидкой и паровой фаз в различные моменты времени.

Литература

1. Гинзбург И.П. Прикладная гидрогазодинамика. Л., 1958.
2. Базаров И.П. Термодинамика. М., 1983.
3. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. М., 1987.
4. Hertz H. Über die Verdunstung der Flüssigkeiten, insbesondere des Quecksilbers im luftleeren Raume // Der Physik und Chemie. 1882. Bd. 17, 177.
5. Knudsen M. Die maximale verdampfungsgeschwindigkeit des Quecksilbers // Annalen der Physik. 1915. Bd. 47. № 13.
6. Langmuir I. The Dissociation of Hydrogen into atoms // The Journal of the American Chemical Society. 1915. V. 37. № 3.
7. Агавин А.А., Карасевич А.М., Сухарев М.Г. и др. Трубопроводные системы энергетики: модели, приложения, информационные технологии. М., 2000.
8. Рид Р. и др. Свойства газов и жидкостей. Л., 1982.
9. Баталин О.Ю. и др. Фазовые равновесия в системах природных углеводородов. М., 1992.
10. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of State // Ind. Eng. Chem. Fundam. 1976. V. 15. № 1.
11. Qerlich L., Plocker U., Prausnitz J.M., Knapp H. Equation-of-state methods for computing Phase equilibria and endhalpis // International Chemical Engineering. 1981. № 1.
12. Годунов С.К. Разностный метод численного расчета разрывных решений гидродинамики // Математический сборник. 1959. Т. 47. № 3.
13. Матвеев С.К. Некоторые аспекты применения метода Годунова к решению нестационарных задач газовой динамики // Уч. зап. Ленингр. ун-та. Сер.: Газодинамика и теплообмен. 1977. № 5.
14. Многомерная и многокомпонентная фильтрация / С.Я. Закиров, Б.Е. Сомов, В.Я. Гордон. М., 1988.