

МОДЕЛИРОВАНИЕ ДИНАМИКИ УДАРНОГО ИМПУЛЬСА В ТРУБЕ С ВНУТРЕННИМ СЛОЕМ ВОДНОЙ ПЕНЫ

Р.Х. Болотнова¹, Э.Ф. Гайнуллина¹

¹Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, г. Уфа,
Российская Федерация

Численно исследована динамика сферической ударной волны, инициированной взрывом в центре трубы, содержащей газ и слой водной пены с объемным водосодержанием 0,2, расположенный около внутренней границы трубы. Система модельных уравнений водной пены включает законы сохранения массы, импульса, энергии каждой фазы и уравнение динамики водосодержания пены в однодавленческом, двухскоростном, двухтемпературном приближениях в трехмерной постановке и учитывает силы межфазного сопротивления и межфазный контактный теплообмен. Термодинамические свойства воздуха и воды, составляющих газокапельную смесь, описаны реалистическими уравнениями состояния. Численное решение поставленной задачи реализовано с использованием открытого программного комплекса OpenFOAM. Достоверность расчетов по предлагаемой модели подтверждена их согласованием с литературными экспериментальными данными. Для оценки эффективности пенной защиты решена аналогичная задача о распространении сферической ударной волны в воздухе при отсутствии пенного слоя. Показано, что наличие пенной преграды снижает скорость и амплитуду ударной волны, защищая стенки трубы от воздействия взрыва.

Ключевые слова: ударная волна; слой водной пены; численное моделирование; программный комплекс OpenFOAM.

Введение

Исследование динамики ударных волн (УВ) в газожидкостных пенных структурах является актуальным с точки зрения практического применения демпфирующих свойств водных пен в задачах обеспечения безопасности промышленных объектов. Защитные барьеры из водной пены способны локализовать взрывное воздействие на окружающую среду за счет значительного снижения интенсивности и скорости распространения УВ, обусловленного высокой сжимаемостью пен.

В экспериментальных исследованиях [1] по изучению диссипативных свойств, определяющих структуру пены, было обнаружено, что энергопоглощающие способности водных пен позволяют снижать на порядок интенсивность ударного импульса в пенной среде в сравнении с газом.

Теоретические подходы к описанию динамики многофазных течений изложены в [2]. Исследование динамических процессов, сопровождающих мощный сферический взрыв в водной пене, проведено в работе [3] для условий экспериментов [4]. В [5] численно исследована эволюция воздушного ударно-волнового импульса при его отражении от плоской границы с водной пеной.

В настоящей работе исследуется динамика двумерных осесимметричных течений в цилиндрической трубе, содержащей газ с окружающим внешним слоем водной пены, с учетом силы межфазного взаимодействия и процесса теплообмена. Численное моделирование рассматриваемых процессов выполнено в решателе, созданном авторами в программном комплексе OpenFOAM.

1. Уравнения модели

Предполагается, что воздействие мощной УВ разрушает жидкие пленки, формирующие водную пену, на микрокапли диаметра $d_0 = 30$ мкм, трансформируя пену в газокапельную среду [6]. Предлагаемая модель двухфазной газокапельной смеси описывается исходя из положений механики многофазных сред [2] и включает законы сохранения массы, импульса, энергии каждой фазы и уравнение динамики объемного содержания воды в пене согласно однодавленческому, двухскоростному, двухтемпературному приближениям:

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i)}{\partial t} + \operatorname{div}(\alpha_i \rho_i \vec{v}_i \vec{v}_i) = -\alpha_i \nabla p + \operatorname{div}(\alpha_i \vec{\tau}_i) + \vec{F}_{i,drag} + \vec{F}_{i,vm}, \quad (2)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i))}{\partial t} + \operatorname{div}(\alpha_i \rho_i (e_i + K_i) \vec{v}_i) = \\ & = -p \frac{\partial \alpha_i}{\partial t} - \operatorname{div}(\alpha_i \vec{v}_i p) + \operatorname{div} \left(\alpha_i \gamma_i \frac{c_{p,i}}{c_{V,i}} \nabla h_i \right) + K_{ht} (T_j - T_i), \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial \alpha_1}{\partial t} + \operatorname{div}(\alpha_1 (\alpha_1 \vec{v}_1 + \alpha_2 \vec{v}_2)) + \operatorname{div}(\alpha_1 \alpha_2 (\vec{v}_1 - \vec{v}_2)) - \alpha_1 \operatorname{div}(\alpha_1 \vec{v}_1 + \alpha_2 \vec{v}_2) = \\ & = \alpha_1 \alpha_2 \left(\frac{1}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dt} - \frac{1}{\rho_1} \frac{d\rho_1}{dt} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь α_i – объемное содержание, ρ_i – плотность, t – время, \vec{v}_i – вектор скорости, p – давление, T_i – температура, e_i – внутренняя энергия, K_i – кинетическая энергия, γ_i – температуропроводность, $c_{V,i}$, $c_{p,i}$ – удельные теплоемкости при постоянном объеме и давлении, h_i – энтальпия, $i, j = 1, 2$ – индексы, обозначающие жидкую и газовую фазы. Функциональные зависимости, используемые в системе уравнений (1) – (4):

$$\vec{\tau}_i = \mu_i (\nabla \vec{v}_i + \nabla \vec{v}_i^T) - \frac{2}{3} (\mu_i \operatorname{div} \vec{v}_i) I, \quad \vec{F}_{i,drag} = \frac{3}{4} \alpha_1 C_D \frac{\rho_2}{d_{10}} (\vec{v}_i - \vec{v}_j) |\vec{v}_i - \vec{v}_j|,$$

$$\vec{F}_{i,vm} = 0, 5 \alpha_1 \rho_2 \left(\frac{d_i \vec{v}_i}{dt} - \frac{d_j \vec{v}_j}{dt} \right), \quad K_{ht} = \frac{\kappa_2 \operatorname{Nu}}{d_{10}}, \quad \operatorname{Nu} = 2 + 0,6 \operatorname{Re}^{1/2} \operatorname{Pr}^{1/3}.$$

Здесь для каждой i -й фазы введены обозначения: $\vec{\tau}_i$ – тензор вязких напряжений, μ_i – динамическая вязкость, I – единичный тензор, $\vec{F}_{i,drag}$ – сила межфазного сопротивления по модели Шиллера – Наумана [7], $\vec{F}_{i,vm}$ – сила присоединенных масс, K_{ht} – коэффициент теплообмена согласно модели Ранца – Маршалла [7], κ_2 – теплопроводность газа, Nu , Re , Pr – числа Нуссельта, Рейнольдса и Прандтля, соответственно.

Газовая компонента представлена уравнением состояния в форме Пенга – Робинсона [7]:

$$p = \frac{RT_2}{V_m - b} - \frac{a(T_2)}{V_m(V_m + b) + b(V_m - b)}, \quad (5)$$

где R — универсальная газовая постоянная, V_m — молярный объем.

Жидкая фаза описана широкодиапазонным уравнением состояния [8] в форме Ми – Грюнайзена в виде суммы упругой и тепловой составляющих для давления и внутренней энергии:

$$p = p^{(p)} + p^{(T)}, \quad e = e^{(p)} + e^{(T)}, \quad (6)$$

$$p^{(p)}(\rho) = A \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-\beta+1} \exp \left[b \left(1 - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-\beta} \right) \right] - K \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\xi+1}, \quad \rho = \frac{1}{V},$$

$$e^{(p)}(\rho) = \int_{\rho^*}^{\rho} \frac{p^{(p)}(\rho)}{\rho^2} d\rho, \quad \frac{\xi_V(\rho)}{\rho} = \Gamma(\rho)c_V.$$

2. Метод численной реализации и тестирование модели

Численное решение уравнений (1) – (6) проводилось в решателе, разработанном авторами в открытом программном комплексе OpenFOAM, с применением метода контрольных объемов. При использовании данного метода вычислительная область разбивается на контрольные объемы – конечное число непересекающихся элементов. Внутри каждого контрольного объема находится узловая точка, содержащая значения макроскопических параметров. Интегрирование дифференциальных уравнений в частных производных по каждому контрольному объему обеспечивает консервативность численной схемы. Для нахождения значений искомых функций вне узловых точек применяются интерполяционные методы. При решении уравнений (1) – (6) используется двухшаговый итеративный алгоритм PIMPLE, который значительно ускоряет вычисления и позволяет достичь хорошей скорости сходимости решений.

Достоверность расчетов, полученных на основе предложенной модели газочапельной смеси, подтверждена согласованием экспериментальных данных [4] и численных решений для задачи о сферическом взрыве заряда ВВ в водной пене с $\alpha_{10} = 0,0083$. Расчетные (1) и экспериментальные (2) временные осциллограммы давления в местоположениях датчиков $l_1 = 0,41$ м и $l_2 = 0,53$ м от точки взрыва представлены на рис. 1.

3. Постановка задачи и анализ результатов

В представленной работе исследуется задача о распространении сферического взрыва в трубе, заполненной газом, окруженным внешним слоем водной пены. Вычислительная область имеет форму цилиндра длиной $x = 2,8$ м и радиуса $y = 1,4$ м с условиями симметрии на оси Ox и на плоскости $x = 0$. Зона $0 \leq y < 1$ м, $0 \leq x \leq 2,8$ м

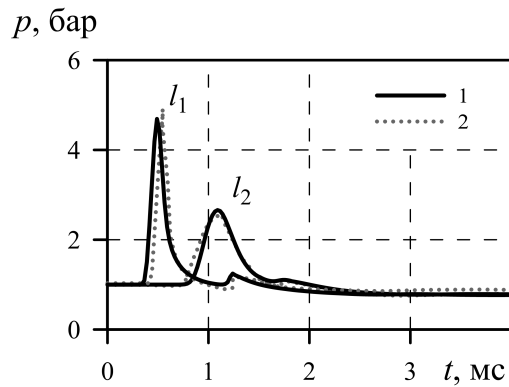


Рис. 1. Зависимости давления от времени в местоположениях датчиков $l_1 = 0,41$ м и $l_2 = 0,53$ м от точки взрыва; 1 – результаты численного моделирования; 2 – экспериментальные данные [4]

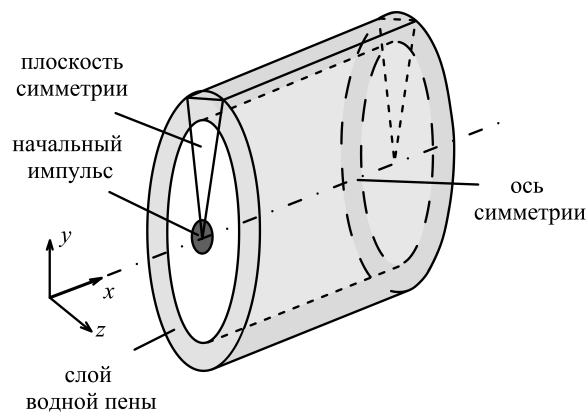


Рис. 2. Схема расчетной области

занята газом; внешний пенный слой толщиной 0,4 м ($1 \text{ м} \leq y \leq 1,4 \text{ м}$, $0 \leq x \leq 2,8 \text{ м}$) имеет начальное объемное содержание воды $\alpha_{10} = 0,2$ (см. рис. 2). Начальный импульс давления имеет вид:

$$p(x, y) = p_0 + \Delta p e^{-(x^2+y^2)/a^2}, \quad (7)$$

где $p_0 = 0,1$ МПа, $\Delta p = 100$ МПа, $a = 0,15$ м. Условие жесткой границы, окружающей центр симметрии радиуса 0,1 м, отсекает область неустойчивости при численном моделировании.

На рис. 3 показаны расчетные поля давления, векторные поля скоростей и линий тока в отмеченные моменты времени для задач о распространении воздушного ударного импульса в газовой области, окруженной слоем из водной пены (фрагмент а), и в случае его отсутствия (фрагмент б).

По мере распространения сферической УВ пиковое значение амплитуды импульса давления (7), равное 1000 бар при $t = 0$, снижается до ≈ 9 бар к моменту времени $t = 0,5$ мс. Уплотнение пены до $\alpha_1 = 0,5$ ($t = 3,5$ мс) в процессе ее взаимодействия с воздушной УВ сопровождается значительным уменьшением скорости распространения УВ в пенном слое.

Динамика отражения УВ от пенного барьера представлена на рис. 3, начиная с момента времени $t = 1,0$ мс а). К этому времени ударный импульс в газе б) достига-

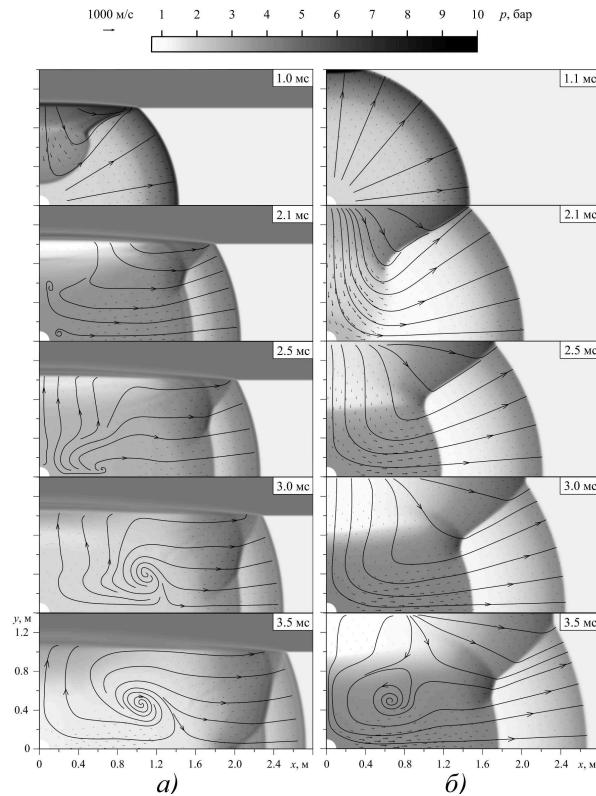


Рис. 3. Динамика полей давления, векторных полей скоростей и линий тока в задаче о распространении сферической УВ в цилиндрической трубе, содержащей газ с внутренним слоем водной пены (а), выделенным серым цветом, и в трубе, заполненной газом (б)

ет поверхности трубы. Процесс взаимодействия основной радиальной УВ с ударной волной, отраженной от боковой границы, приводит к усилению интенсивности давления в зоне взаимодействия. Пиковое значение давления на рассматриваемом участке составляет ≈ 5 бар вблизи границы пенного слоя ($t = 1,0$ мс, а) и ≈ 10 бар в газовой области ($t = 1,1$ мс, б).

Формирование отраженной от боковой поверхности цилиндра УВ показано в газе б) в момент времени $t = 2,1$ мс, что сопровождается изменением направления поля скоростей и искривлением линий тока и приводит к образованию локальной зоны низких давлений ($\approx 0,6 - 0,8$ бар) у границы с пеной ($t = 2,1$ мс, а) и боковой границы цилиндра ($t = 2,5$ мс, б). На фрагменте а) к моменту времени $t = 2,1$ мс вблизи оси симметрии формируется обширная область с низкими значениями давления $\approx 1,8$ бар. В случае наличия пенной преграды происходит существенное снижение массовых скоростей потока за фронтом ударного импульса, что сопровождается образованием вихревых течений в области инициирования УВ ($t = 2,1$ мс, а). При отсутствии пенного слоя за фронтом основной УВ формируется область пониженного давления ($t = 2,1$ мс, б), в рассматриваемом временном интервале вихреобразования не наблюдается. При этом зона, расположенная вблизи фронта УВ и боковой поверхности цилиндра, сохраняет высокие значения давлений (≈ 4 бар) по сравнению со случаем наличия пенного барьера ($\approx 2,5$ бар).

Начиная с $t = 2,5$ мс б) наблюдается искривление фронта УВ за счет увеличения его скорости вблизи боковой границы вследствие дополнительного влияния процесса

отражения УВ от боковой поверхности цилиндра. Аналогичный эффект при наличии пенного слоя отсутствует. Фронт основной УВ приобретает двухволновую конфигурацию с пиковыми давлениями порядка 2 бар а). В газовой области б) также формируется двухволновая структура ударного импульса, с более мощным вторым пиком амплитудой ≈ 3 бар.

В случае наличия пенного барьера а) в дальнейшем происходит смещение зоны вихреобразования вслед за основной УВ, наблюдаемое при $t = 3,0$ мс. В рассматриваемом временном интервале область низких давлений поддерживается как вблизи пенного слоя а), так и около боковой границы цилиндра при отсутствии пенной преграды б). В центральной зоне величины давлений составляют $\approx 1,5$ бар (а) и ≈ 2 бар (б). В обоих рассматриваемых случаях формируется устойчивый вихрь, вращающийся с угловой скоростью, которая при наличии пенного слоя в 1,5 раза меньше относительно расчетов в газовой области ($\omega_1 \approx 250$ рад/с, а); $\omega_2 \approx 400$ рад/с, б). При этом вихри имеют противоположную направленность: в случае а) вращение происходит по часовой, в случае б) – против часовой стрелки. У боковой границы трубы, заполненной газом, наблюдается расширение зоны низких давлений вблизи оси симметрии с сохранением на фронте основной УВ области повышенных значений давления.

Заключение

Исследована динамика воздушного сферического ударно-волнового импульса в цилиндрической трубе, содержащей газ, окруженный внешним слоем водной пены. Поставленная задача численно реализована применением решателя, разработанного авторами в открытом пакете OpenFOAM. Достоверность используемой модели подтверждена удовлетворительным согласованием по скорости и амплитуде расчетных и экспериментальных [4] осциллограмм давления для сферического взрыва в пене. При сравнительном анализе исследуемого процесса с аналогичной задачей для случая отсутствия пенной защиты установлено, что внутренний пенный слой защищает боковую поверхность трубы от ударного воздействия, снижает амплитуду давления и скорость распространения УВ, что приводит к формированию вихревых течений за ее фронтом. Наличие пенного слоя существенно снижает массовую скорость потока во внутренней области трубы и уменьшает интенсивность вихреобразования за ударным фронтом. В результате проведенных исследований показано, что противоударные преграды на основе водных пен могут быть использованы при решении проблем предотвращения аварийных ситуаций на промышленных объектах и при трубопроводной транспортировке газа.

Исследования Болотновой Р.Х. поддержаны средствами госбюджета по госзаданию 0246–2019–0052, исследования Гайнуллиной Э.Ф. выполнены при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-31-90013.

Литература

1. Borisov, A.A. Shock Waves in Water Foams / A.A. Borisov, B.E. Gelfand, V.M. Kudinov, B.I. Palamarchuk // Acta Astronautica. – 1978. – V. 5, № 11/12. – P. 1027–1033.
2. Нигматулин, Р.И. Динамика многофазных сред. Ч. 1. / Р.И. Нигматулин. – М.: Наука, 1987.

3. Болотнова, Р.Х. Моделирование динамики ударного воздействия на водные пены с учетом вязкоупругих свойств и явлений синерезиса / Р.Х. Болотнова, Э.Ф. Гайнуллина // Известия Российской академии наук. Механика жидкости и газа. – 2020. – № 5. – С. 28–32.
4. Del Prete, E. Blast Wave Mitigation by Dry Aqueous Foams / E. Del Prete, A. Chinnayya, L. Domergue // Shock Waves. – 2013. – V. 23, № 1. – P. 39–53.
5. Bolotnova, R.Kh. Wave Dynamics and Vortex Formation Under the Impact of a Spherical Impulse on the Boundary Between Gas and Aqueous Foam / R.Kh. Bolotnova, E.F. Gainullina // Journal of Physics: Conference Series. – 2019. – V. 1268. – Article ID: 012015.
6. Ждан, С.А. Численное моделирование взрыва заряда ВВ в пене / С.А. Ждан // Физика горения и взрыва. – 1990. – Т. 26, № 2. – С. 103–110.
7. Tacconi, Z. Feasibility Analysis of a Two-Fluid Solver for Cavitation and Interface Capturing as Implemented in OpenFOAM. PhD Thesis. Milan / Z. Tacconi. – Milan, 2018.
8. Нигматулин, Р.И. Широкодиапазонное уравнение состояния воды и пара. Упрощенная форма / Р.И. Нигматулин, Р.Х. Болотнова // Теплофизика высоких температур. – 2011. – Т. 49, № 2. – С. 310–313.

Раиса Хакимовна Болотнова, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, лаборатория «Механика многофазных систем», Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН (г. Уфа, Российская Федерация), bolotnova@anrb.ru.

Элина Фанилевна Гайнуллина, младший научный сотрудник, лаборатория «Механика многофазных систем», Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН (г. Уфа, Российская Федерация), elina.gef@yandex.ru.

Поступила в редакцию 16 сентября 2020 г.

MSC 76L04, 76T04, 76U04

DOI: 10.14529/mmp210109

MODELLING THE DYNAMICS OF SHOCK PULSE IN THE TUBE WITH INNER LAYER OF AQUEOUS FOAM

R.Kh. Bolotnova¹, E.F. Gainullina¹,

¹Mavlyutov Institute of Mechanics UFRC RAS, Ufa, Russian Federation

E-mails: bolotnova@anrb.ru, elina.gef@yandex.ru

The dynamics of the spherical shock wave initiated by an explosion in the center of the tube containing gas and layer of aqueous foam with the volumetric liquid fraction 0,2,

located near the inner tube boundary, is studied numerically. The system of model equations of aqueous foam includes the laws of conservation of mass, momentum, energy of each phase and the equation for the dynamics of foam liquid fraction in a single-pressure, two-velocity, two-temperature approximations in a three-dimensional formulation and takes into account the interfacial drag forces and contact heat transfer. The thermodynamic properties of air and water are described by the realistic equations of state. The numerical solution of the problem is realized using the free software OpenFOAM. The reliability of calculations by the proposed model is confirmed by their agreement with literary experimental data. To assess the effectiveness of foam protection, the similar problem was solved about the spherical shock wave propagation in air in the absence of the foam layer. It is shown that the presence of the foam barrier reduces the velocity and amplitude of the shock wave, protecting the tube walls from the explosion impact.

Keywords: shock wave; aqueous foam layer; numerical simulation; OpenFOAM software.

References

1. Borisov A.A., Gelfand B.E., Kudinov V.M., Palamarchuk B.I. Shock Waves in Water Foams. *Acta Astronautica*, 1978, vol. 5, no. 11/12, pp. 1027–1033. DOI: 10.1016/B978-0-08-025442-5.50010-X
2. Nigmatulin R.I. *Dynamics of Multiphase Media: V. 1–2*. New York, Hemisphere, 1990.
3. Bolotnova R.Kh., Gainullina E.F. Modeling the Dynamics of Shock Impact on Aqueous Foams with Account for Viscoelastic Properties and Syneresis Phenomena. *Fluid Dynamics*, 2020, vol. 55, no. 5, pp. 604–608. DOI: 10.1134/S001546282005002X
4. Del Prete E., Chinnayya A., Domergue L. Blast Wave Mitigation by Dry Aqueous Foams. *Shock Waves*, 2013, vol. 23, no. 1, pp. 39–53. DOI: 10.1007/s00193-012-0400-0
5. Bolotnova R.Kh., Gainullina E.F. Wave Dynamics and Vortex Formation under the Impact of a Spherical Impulse on the Boundary Between Gas and Aqueous Foam, *Journal of Physics: Conference Series*, 2019, vol. 1268, article ID: 012015. DOI: 10.1088/1742-6596/1268/1/012015
6. Zhdan S.A. Numerical Modeling of the Explosion of a High Explosive (HE) Charge in Foam. *Combustion, Explosion, and Shock Waves*, 1990, vol. 26, no. 2, pp. 221–227. DOI: 10.1007/BF00742416
7. Zeno Tacconi. *Feasibility Analysis of a Two-Fluid Solver for Cavitation and Interface Capturing as Implemented in OpenFOAM*. Milan, Politecnico di Milano, 2018, available at: <https://www.politesi.polimi.it/handle/10589/139684>
8. Nigmatulin R.I., Bolotnova R.Kh. Wide-Range Equation of State of Water and Steam: Simplified Form. *High Temperature*, 2011, vol. 49, issue 2, pp. 303–306. DOI: 10.1134/S0018151X11020106

Received September 16, 2020