

Модель образования и распространения первичной воздушной ударной волны при аварии оборудования, находящегося под высоким давлением



Ю.В. Гамера,
канд. физ.-мат. наук,
вед. науч. сотрудник



С.В. Овчаров,
канд. техн. наук, нач.
лаборатории

ООО «Газпром ВНИИГАЗ»

Представлены решение задачи о формировании и эволюции первичной воздушной ударной волны при мгновенной разгерметизации находящегося под высоким давлением оборудования на объектах газотранспортной системы, а также результаты расчета зон негативного барического воздействия при гильотинном разрыве газопровода диаметром 1400 мм при рабочем давлении 15 МПа.

The Article provides for problem solving on the formation and evolution of the primary blast wave at instantaneous depressurization of the equipment under high pressure at the facilities of gas transmission system, as well as the results of calculations of the areas of negative baric effect at guillotine rupture of 1400 mm diameter gas pipeline operating under working pressure 15 MPa.

Ключевые слова: авария, воздушная ударная волна, зона негативного барического воздействия, разгерметизация оборудования.

Начальная стадия почти любой значительной аварии на объектах газотранспортной системы (ГТС) — разрушение оборудования, находящегося под высоким давлением. В результате этого в атмосфере формируется воздушная ударная волна (ВУВ). Проведенные исследования процессов, связанных с распространением такой волны, сводились в основном к оценке барического воздействия на сравнительно больших расстояниях от центра разгерметизации после трансформации ВУВ в воздушную волну сжатия (ВВС). Между тем в условиях компактного расположения оборудования на площадных объектах с точки зрения возможного каскадного развития событий важно определить характеристики ВУВ в ближней зоне. Изложенная ниже аналитическая модель процесса позволяет найти параметры скачка давления во всем диапазоне расстояний от источника.

Первичным фактором, определяющим движение газа после разгерметизации оборудования, становится распад контактного разрыва «природный газ — воздух». Причем газ расширяется по адиабате Пуассона, а воздух сжимается по адиабате Гюгонио [1]. Параметры газа в результате такого процесса могут быть рассчитаны по формулам:

$$M = \frac{2}{k-1} \left\{ 1 - \left[\frac{k(\gamma+1)}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{g0}} M^2 \right]^{\frac{k-1}{2k}} \right\}; \quad (1)$$

$$\frac{P_g^0}{P_{g0}} = \frac{k(\gamma+1)}{2} \frac{\rho_0}{\rho_{g0}} M^2,$$

где M и P_g^0 — соответственно число Маха и давление в газе после распада разрыва; k и γ — показатели адиабаты соответственно газа и воздуха; ρ_0 — плотность невозмущенного воздуха; P_{g0} и ρ_{g0} — начальные соответственно давление и плотность газа.

Ниже представлены рассчитанные по формулам (1) зависимости числа Маха, относительного и абсолютного давления после распада разрыва от исходного давления газа (это начальные параметры при формировании ВУВ).

P_{g0} , МПа 5,5	7,5	10,0	11,0	12,0	15,0
M 1,39	1,48	1,57	1,60	1,63	1,69
P_g^0/P_{g0} 0,102	0,086	0,071	0,067	0,064	0,056
P_g^0 , МПа 0,561	0,645	0,710	0,737	0,768	0,840

Заметим, что для нестационарного распада разрыва «газ — вакуум» (здесь и далее используется терминология работы [1]) формулы (1) дают $M = 2/(k-1)$, в то время как расчет стационарного истечения газа в вакуум предполагает $M = [2/(k-1)]^{1/2}$. Данный феномен объясняется тем, что при нестационарном истечении дополнительная кинетическая энергия частиц газа как сплошной среды приобретает за счет отбора энергии от соседних слоев. А значит при расчетах явлений, связанных с нестационарным течением, необходимо учитывать энергию всего газа, вовлеченного в процесс [1].

В идеализированной постановке решение задачи о формировании воздушной ударной волны при истечении газа может быть построено подобно решению задачи о сильном точечном взрыве, пред-

ложенному Л.И. Седовым [2], который построил автомодельное решение согласно теории размерностей на основе выбора двух определяющих параметров для движения газа при взрыве: энергии взрыва и начальной плотности окружающего воздуха. Однако существенным отличием такого решения от предложенного в работе [2] будет то, что определяющий параметр задачи в данном случае — не энергия взрыва E (Дж), а мощность, вносимая в атмосферу истекающим газом, Q (Вт). Тогда, придерживаясь идеологии работы [2]:

$$P_f \sim \rho_0 D^2 \sim \rho_0 \left(\frac{Q}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{5}} t^{-\frac{4}{5}} \sim \rho_0 \left(\frac{Q}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{3}} R^{-\frac{4}{3}}, \quad (2)$$

где P_f — давление во фронте ударной волны; D — скорость фронта; t — время от начала процесса; R — радиус фронта.

Для точечного взрыва соответствующие зависимости имеют вид

$$P_f \sim \rho_0 D^2 \sim \rho_0 \left(\frac{E}{\rho_0}\right)^{\frac{2}{5}} t^{-\frac{6}{5}} \sim ER^{-3}. \quad (3)$$

Из сравнения формул (2) и (3) видно, что затухание воздушной ударной волны в случае постоянного энерговыделения гораздо слабее, чем при мгновенном выделении энергии.

Для определения коэффициентов пропорциональности в законах (2) и (3) целесообразно сделать несколько общих предположений о характере течения газа. Во-первых, будем считать, что воздушная ударная волна и облако газа,двигающееся за волной, имеют форму полусферы, причем весь сжатый воздух сконцентрирован в узком слое позади фронта. Скорость воздуха внутри слоя равна его скорости во фронте u_f , а давление в слое P_c постоянно, составляет долю α давления во фронте и равно давлению в облаке P_g (через контактную поверхность «воздух — облако»). Во-вторых, истечение газа из места разрыва — изэнтропично и гомогенно в терминах средних скорости, давления и плотности. В-третьих, в отсутствие выброса модель должна описывать точечный взрыв, инициирующий ударную волну.

В рамках изложенных предположений эволюция ударной волны может быть описана на основе метода Г.Г. Черного [3] системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \frac{d(\bar{M}u_f)}{dt} &= 2\pi R^2 P_g; \\ E + 2\pi \int_0^r P_g r_g^2 \frac{dr_g}{dt} dt &= \frac{2}{3} \pi (R^3 - r_g^3) \frac{P_g}{\gamma - 1} + \frac{\bar{M}u_f^2}{2}; \\ \frac{dm}{dt} &= G(t); m = \frac{2}{3} \pi r_g^3 \rho_g; \bar{M} = \frac{2}{3} \pi R^3 \rho_0; P_g \rho_g = \nu R_g T_g; \\ u_f &= \frac{2}{\gamma + 1} \frac{dR}{dt} = \frac{2}{\gamma + 1} D; P_f = \frac{2}{\gamma + 1} \rho_0 \left(\frac{dR}{dt}\right)^2, \end{aligned} \right\} (4)$$

где \bar{M} — масса сжатого воздуха; r_g — радиус облака; m , ν , R_g , T_g — соответственно масса, сжимаемость,

газовая постоянная, температура газа в облаке; G — расход газа; ρ_g — плотность газа.

Поскольку модель (4) — общее выражение законов сохранения, то при отсутствии выброса газа (произошло лишь выделение энергии в точке) она адекватно описывает и этот процесс.

Первое уравнение системы (4) при $\alpha < 1$ интегрируется независимо и дает:

$$R^{3(1-\alpha)} \frac{dR}{dt} = A; R^{4-3\alpha} = A(4-3\alpha)t, \quad (5)$$

где A — константа интегрирования.

При этом из последнего соотношения системы (4) имеем

$$P_f = \frac{2\rho_0}{\gamma + 1} A^2 R^{-6(1-\alpha)}. \quad (6)$$

Формулы (4)–(6) применялись в работе [3] для анализа точечного взрыва. Считалось, что $r_g = 0$, а значит $E = \frac{2}{3} \pi R^3 \frac{P_g}{\gamma - 1} + \frac{\bar{M}u_f^2}{2}$. В результате решения для полусферической волны при мгновенном выделении энергии получено

$$P_f = \frac{3(\gamma^2 - 1)E}{\pi(3\gamma - 1)} R^{-3}. \quad (7)$$

В работе [4] рассматривалось асимптотическое решение системы (4) для постоянно действующего источника (извержение вулкана) при изотермическом расширении вулканических газов. Согласно этому решению на стадии извержения

$$P_f = \left[\frac{81(9\gamma - 4)\sqrt{2(\gamma + 1)\rho_0}}{100\pi(8\gamma - 1)} \nu R_g T_g G \right]^{\frac{2}{3}} R^{-\frac{4}{3}}.$$

В нашем случае такое решение неприемлемо из-за предположения об изотермичности газа [4]. При адиабатическом истечении уравнение, отражающее закон сохранения энергии (второе уравнение системы (4)), может быть переписано после интегрирования:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi}{3} P_f R^3 \left(\frac{\alpha}{\gamma - 1} + \frac{1}{\gamma + 1} \right) &= \\ = \frac{P_{g0} V_0(t)}{k - 1} + \frac{2\pi}{3} P_g r_g^3 \left(\frac{1}{\gamma - 1} - \frac{1}{k - 1} \right), \end{aligned} \quad (8)$$

где $V_0(t)$ — объем газа, вовлеченного в движение (по газу прошла волна разрежения); $\frac{P_{g0} V_0(t)}{k - 1}$ — внутренняя энергия газа.

Исходный газ вовлекается в движение за счет прохождения по нему волны разгрузки с местной скоростью звука. В дальнейшем, не теряя общности, будем рассматривать случай разгерметизации с торца достаточно протяженного цилиндрического сосуда. Достаточная протяженность подразумевается в том смысле, что за время процесса волна разрежения не достигает «дна» сосуда (если имеет

место обратное, то в процессе участвует весь газ, $V_0(t) = \text{const}$, и формирование ВУВ описывается законами точечного взрыва). Зависимость $V_0(t)$ для протяженного цилиндра имеет вид $V_0(t) = \pi/4d^2ct$, где d — диаметр основания; c — местная скорость звука. Отсюда

$$\frac{P_{g0}V_0(t)}{k-1} = \frac{\pi P_{g0}^{1,5}d^2\sqrt{k}}{4(k-1)\sqrt{\rho_{g0}}}t = Qt. \quad (9)$$

В общем случае в формулу (9) необходимо ввести коэффициент $K = 4S_r/(\pi d^2)$, где S_r — площадь поверхности разрыва. Так, при вскрытии скважины $K = 1$, при разрыве трубы на полное сечение $K = 2$ и т.д. (в зависимости от расположения места разрыва по отношению к концу трубы K изменяется непрерывно от 1 до 2). Однако, принимая во внимание, что скорость разрушения цилиндра меньше скорости звука в газе, из геометрических соображений легко получить $K \leq 2$. С учетом сказанного в условиях, когда $k = \gamma$, формула (8) преобразуется в соотношения:

$$\left. \begin{aligned} \frac{2\pi}{3} P_f R^3 \left(\frac{\alpha}{\gamma-1} + \frac{1}{\gamma+1} \right) &= Qt; \\ Q &= K \frac{\pi P_{g0}^{1,5} d^2 \sqrt{k}}{4(k-1)\sqrt{\rho_{g0}}}. \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

Из выражений (5), (6), (10) вытекает равенство $\frac{2\pi}{3} A^3 \frac{2\rho_0}{\gamma+1} \left(\frac{\alpha}{\gamma-1} + \frac{1}{\gamma+1} \right) = QR^{6(1-\alpha)+1-3\alpha}$. Поскольку за исключением R все величины в этом равенстве постоянны, то R должно входить в уравнение в 0-й степени, а значит $\alpha = 7/9$ и

$$A = 1,5 \left[\frac{(\gamma-1)(\gamma+1)^2}{\pi(8\gamma-1)} \frac{Q}{\rho_0} \right]^{1/3}. \quad (11)$$

Подставляя выражения (10) и (11) в формулу (6), после несложных преобразований получим

$$P_f = 2,25 P_{g0} \left[\frac{k(\gamma+1)\rho_0}{2\rho_{g0}} \right]^{1/3} \left(\frac{K}{8\gamma-1} \right)^{2/3} \left(\frac{d}{R} \right)^{4/3}. \quad (12)$$

Для поперечного разрыва трубы в условиях, когда начальная температура газа равна температуре окружающей среды, а $k = \gamma = 1,4$, из формулы (12) следует

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}_f &= b \left(\frac{d\sqrt{P_{g0}}}{R} \right)^{4/3}; \\ b &= 2,25 \left[\frac{k(\gamma+1)\mu_0}{2\mu_{g0}} \right]^{1/3} \left(\frac{K}{8\gamma-1} \right)^{2/3}, \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

где $\bar{P}_f = P_f/P_a$, $\bar{P}_{g0} = P_{g0}/P_a$ — нормированные давления; P_a — атмосферное давление; μ_0 и μ_{g0} — молекулярный вес соответственно атмосферного воздуха и газа.

По своей сути представленное решение — это решение задачи о точечном взрыве с постоянным выделением энергии. В решении задачи о точечном взрыве всегда принято нормировать радиус фронта на корень кубический из массового тротилового эквивалента взрыва m_{TNT} . В нашем случае параметр m_{TNT} переменный. Он растет с вовлечением в движение новых масс газа. Из соотношений (10)–(12) можно получить:

$$\left. \begin{aligned} m_{TNT} &= \frac{KQt}{Q_{TNT}} = \frac{3K}{5} \frac{Q}{AQ_{TNT}} R^{5/3}; \\ \text{при } K=2 \quad P_f &= \frac{45(\gamma^2-1)Q_{TNT}}{8\pi(8\gamma-1)} R_0^{-3}; \\ R_0 &= \frac{R}{\sqrt[3]{m_{TNT}}}, \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

где Q_{TNT} — удельный тепловой эквивалент тротила на единицу массы, $Q_{TNT} = 4,24 \cdot 10^6$ Дж/кг; R_0 — приведенный радиус, м/кг^{1/3}.

Интересно заметить, что выражение, аналогичное второму уравнению из формулы (14), при мгновенном выделении энергии будет иметь вид

$$P_{f1} = \frac{3(\gamma^2-1)Q_{TNT}}{2\pi(3\gamma-1)} R_0^{-3},$$

где P_{f1} — давление во фронте ударной волны при мгновенном взрыве; $P_f/P_{f1} = 1,176$ при $\gamma = 1,4$.

Область применимости описанной модели ограничивается пространственной зоной, в которой справедливо приближение сильной ударной волны, т.е. областью, в которой противодавлением атмосферного воздуха можно пренебречь. По мере удаления от источника давление во фронте ВУВ падает и становится сопоставимым с атмосферным; ВУВ трансформируется в воздушную волну сжатия типа акустической. Закономерности распространения такой волны исследованы экспериментально в работах [5] (для взрывов твердых веществ) и [6] (для воздушных взрывов водородных смесей). В результате для областей, достаточно удаленных от источника, построены аппроксимирующие зависимости избыточного давления от приведенного расстояния для ВВС. Поскольку решения (1)–(14) и данные работ [5, 6] относятся к разным областям, то целесообразно провести сшивку функций $P_f(R_0)$, полученных при использовании формул (1)–(14), с одной из аппроксимирующих зависимостей $P_f(R_0)$ из работ [5, 6]. В качестве таковой возьмем зависимость, предложенную в работе [6], как более отвечающую нашим исходным условиям:

$$\overline{\Delta P} = \frac{1,54}{R_0^{4/3}} + \frac{0,94}{R_0^2} + \frac{0,34}{R_0^3} \quad \text{при } R_0 \geq 2, \quad (15)$$

где $\overline{\Delta P} = \Delta P/P_a$; ΔP — избыточное давление во фронте ВВС.

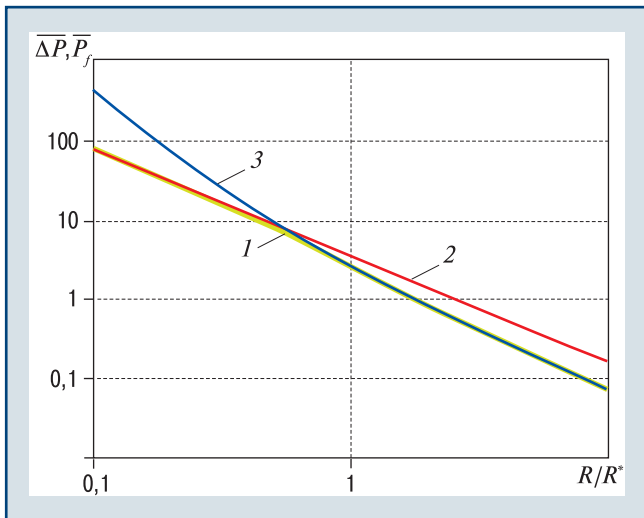
Из выражений (14), (15) при $\gamma = 1,4$, $Q_{TNT} = 4,24 \cdot 10^6$ Дж/кг, учитывая, что $P_f = \Delta P + 1$, получим

$R_0^* = 1,055$, $\overline{\Delta P}^* = 2,55$, $\overline{P}_f^* = 3,55$ (звездочкой обозначены параметры в точке сшивки).

Расчеты перехода ударной волны в волну сжатия, проведенные в работе [7] для случая мгновенного выделения энергии, дают $\overline{P}_{f1} = 3$. Если воспользоваться соотношением для $\overline{P}_f/\overline{P}_l$, полученным ранее, то $\overline{P}_{f1}^* = \overline{P}_f^* (P_{f1}/P_f) = 3,02$, что совпадает с данными работы [7]. Значения R_0^* и \overline{P}_f^* дают возможность вычислить радиус и тротиловый эквивалент по формулам: $R^* = d\sqrt{P_{g0}} \left(b/P_f^* \right)^{0,75}$, м, и $m_{TNT}^{1/3} = R^*/R_0^*$, кг. Окончательно во всей области зависимость избыточного давления $\overline{\Delta P}$ от радиуса R (м) будет определяться соотношениями:

$$\left. \begin{aligned} \overline{\Delta P} &= 3,55 \left(\frac{R^*}{R} \right)^{4/3} - 1 \text{ при } R \leq R^*; \\ \overline{\Delta P} &= 1,42 \left(\frac{R^*}{R} \right)^{4/3} + 0,84 \left(\frac{R^*}{R} \right)^2 + \\ &+ 0,29 \left(\frac{R^*}{R} \right)^3 \text{ при } R > R^*; \\ R^* &= 0,357d \sqrt{\frac{K}{2P_{g0}}} \left(\frac{\mu_0}{\mu_{g0}} \right)^{0,25}. \end{aligned} \right\} \quad (16)$$

Графики функций (13), (15) и (16) показаны на рис. 1.



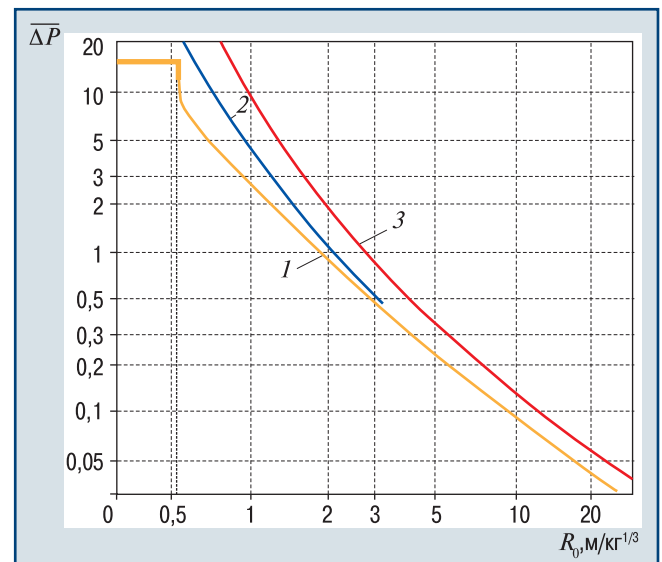
▲ Рис. 1. Зависимость $\overline{\Delta P}$ и \overline{P}_f от R/R^* :
1, 3 — функция $\overline{\Delta P} (R/R^*)$ согласно формуле соответственно (16), (15); 2 — функция $\overline{\Delta P}_f (R/R^*)$ согласно формуле (13)

Для поперечного разрыва трубы с внутренним диаметром 1,4 м, заполненной природным газом под давлением $P_{g0} = 15$ МПа, формула (16) дает $R^* = 7,1$ м. Давление распада разрыва для таких характеристик трубы по формулам (1) равно 0,84 МПа, число Маха 1,69. Указанное давление реализуется на расстоянии 3,73 м.

Зависимости (13) можно использовать в качестве консервативных оценок зон поражения, если принять $\Delta P \approx P_f$ и считать, что реализация поражающего фактора, соответствующего данному избыточному давлению, происходит на расстоянии

$$R_{\Delta P} = d\sqrt{P_{g0}} \left(\frac{b}{\Delta P} \right)^{0,75}. \quad (17)$$

В табл. 1 приведены значения избыточного давления, возникающего во фронте волны (ВУВ, ВВС) при разрушении на полное сечение газопровода диаметром 1400 мм с рабочим давлением 15 МПа, рассчитанные по формуле (17) и полученные в методике [8]. Ее анализ показывает, что формула (17) дает несколько меньшие перепады давления, чем методика [8], в которой расчет проводился на основании формулы М.А. Садовского. Такое отличие не случайно, оно объясняется спецификой газовых взрывов. На рис. 2 приведена зависимость $\overline{\Delta P}$ от R_0 , построенная по экспериментальным данным, заимствованным из работы [6], и иллюстрирующая это положение.



▲ Рис. 2. Зависимость $\overline{\Delta P}$ от R_0 :
1 — экспериментальные данные по детонации стехиометрических водород-кислородных смесей; 2 — согласно формуле (15); 3 — тротиловый взрыв (формула М.А. Садовского)

Таблица 1

Источник	Избыточное давление, МПа, при расстоянии от центра разрыва, м					
	50	100	150	200	250	300
СТО Газпром 2-2.3-400—2009 [8]	0,0420	0,0127	0,0079	0,0056	0,0044	0,0037
Формула (17)	0,0264	0,0104	0,0061	0,0042	0,0031	0,0024
Формула (13)	0,0216	0,0086	0,0050	0,0034	0,0025	0,0020

Таблица 2

Характер негативного воздействия	ΔP , МПа	$R_{\Delta P}$, м
Полное разрушение газопровода наземного в обваловании	> 0,500	< 5,51
Слабое разрушение газопровода подземного, среднее разрушение крановых узлов	0,300	8,08
Полное разрушение насосов и открытых компрессоров	> 0,130	< 15,13
Гибель людей (вероятность 99 %)	0,130	15,13
Полное разрушение холодильников и теплообменных аппаратов на нулевой отметке	> 0,100	< 18,42
Гибель людей (вероятность 1 %)	0,069	24,33
Полное разрушение вертикальных аппаратов	> 0,060	< 27,02
Полное разрушение газопровода наземного, холодильников и теплообменных аппаратов на этажерках	> 0,050	< 30,98
Полное разрушение компрессорных, котельных, регуляторных и насосных станций в кирпичных зданиях	> 0,040	< 36,62
Полное разрушение пылеуловителей, пунктов редуцирования газа, трубопроводов газовой обвязки	> 0,030	< 45,44
Полное разрушение инженерных коммуникаций	> 0,025	< 52,10
Разрушение оконного стекла площадью 0,5 м ²	0,002	346,35

Сравнение рис. 1 и 2 показывает, что экспериментальные данные в ближней области поддаются лучшей интерпретации зависимостями (13), чем (15).

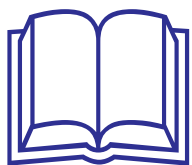
Масштабный фактор негативного воздействия первичной волны (ВУВ, ВВС) хорошо иллюстрирует табл. 2, в которой представлены результаты расчетов размеров зон барического воздействия, полученные по формуле (17), в случае разрыва на полное сечение трубопровода диаметром 1400 мм, заполненного газом при рабочем давлении 15 МПа (атмосферное давление — нормальное). Характер негативного воздействия и соответствующее ему избыточное давление были взяты из методики [8].

Таким образом, представлена достаточно простая (для инженерных расчетов) модель формирования и эволюции первичной ударной волны от аварии с разгерметизацией оборудования, находящегося под высоким давлением. Верификация данной модели путем сравнения с экспериментальными данными и более глубоким теоретическим рассмотрением показала, что модель одинаково хорошо описывает как ближнюю (ВУВ), так и дальнюю (ВВС) области распространения барического скачка уплотнения в воздухе при авариях с разгерметизацией.

Список литературы

1. Зельдович Я.Б., Райзер Ю.П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. — М.: Наука, 1966. — 688 с.
2. Седов Л.И. Методы подобия и размерности в механике. — 10-е изд., доп. — М.: Наука, 1987. — 432 с.
3. Черный Г.Г. Задача о точечном взрыве// Докл. АН СССР. — 1957. — Т. 112. — С. 213–216.
4. Белоцерковский О.М., Андрущенко В.А., Шевелев Ю.Д. Динамика пространственных вихревых течений в неоднородной атмосфере. Вычислительный эксперимент. — М.: Янус-К, 2000. — 455 с.
5. Садовский М.А. Избранные труды. Геофизика и физика взрыва. — М.: Наука, 2004. — 440 с.
6. Адушкин В.В., Гостинцев Ю.А., Фортвов В.Е. Энергетические характеристики взрыва и параметры ударных волн в воздухе при детонации водородосодержащих облаков в свободной атмосфере. Препринт. — Черногловка, 1995. — 85 с.
7. Станюкович К.П. Неустановившееся движение сплошной среды. — М.: Наука, 1971. — 855 с.
8. СТО Газпром 2-2.3-400—2009. Методика анализа риска для опасных производственных объектов газодобывающих предприятий ОАО «Газпром». — М.: ООО «Газпром экспо», 2010. — 361 с.

Y_Gamera@vniigaz.gazprom.ru



От редакции

Внимание авторов!

За публикацию научно-технических статей плата не взимается. Вознаграждение авторам не выплачивается. Один экземпляр журнала с опубликованной статьей высылается каждому автору. Статьи рецензируются. Отрицательные рецензии доводятся до сведения авторов.

Журнал выпускается в свет и в электронной версии.