

УТВЕРЖДАЮ

Генеральный директор
ООО "ПМФ ТАКТ"

_____ Маркелов А.Г.

" ___ " _____ " 2010 г.

Методика расчета времени выхода огнетушащего вещества для систем газового пожаротушения на основе сжиженных газов под давлением газа-вытеснителя

Данная методика предназначена для проведения расчета (с использованием компьютерной техники) времени выхода в помещение необходимого количества газового огнетушащего вещества для систем газового пожаротушения, в которых огнетушащее вещество находится в баллонах в жидком состоянии под давлением газа-вытеснителя, обеспечивающего необходимую скорость выхода огнетушащего вещества из системы. В расчете учитывается факт растворения газа-вытеснителя в жидком огнетушащем веществе, из-за которого последнее нельзя считать несжимаемой жидкостью. В основе метода лежит физическая модель течения сжимаемой жидкости через трубопровод переменного сечения (с возможными разветвлениями). Проведение данного расчета позволяет подобрать оптимальные характеристики системы газового пожаротушения, обеспечивающей требуемое время выхода огнетушащего вещества.

Основные идеи данной методики опубликованы в журнале "Пожарная безопасность", см. ссылку [1] (ссылки на литературу приведены в в Приложении В).

Проведение расчетов по данной методике вручную наталкивается на непреодолимые трудности, поскольку требует решения большого количества сложных уравнений. Поэтому предполагается, что при применении данной методики будет использоваться специально разработанная на основанная данной методике компьютерная программа "ТАКТ-Газ".

1. Введение

При проектировании систем газового пожаротушения возникает задача определения времени выхода в помещение необходимого количества огнетушащего вещества (ОТВ) при заданных параметрах системы. Возможность проведения такого проверочного расчета позволяет подобрать оптимальные характеристики системы газового пожаротушения, обеспечивающие требуемое время выхода необходимого количества ОТВ.

В соответствии с п. 8.7.3 СП 5.13130.2009 должна быть обеспечена подача не менее 95% массы газового ОТВ, требуемой для создания нормативной огнетушащей концентрации в защищаемом помещении, за временной интервал, не превышающий 10 с для модульных установок и 15 с для централизованных установок газового пожаротушения, в которых в качестве ОТВ применяются сжиженные газы (кроме двуокиси углерода).

Данная методика обеспечивает возможность проведения указанного проверочного расчета для случая, когда ОТВ находится в баллоне в жидком состоянии под давлением газа-вытеснителя (ГВ), обеспечивающего необходимую скорость выхода ОТВ из системы. При этом учитывается факт растворения ГВ в жидком ОТВ.

В такой системе при движении ОТВ по трубам происходит частичный переход в газообразную форму растворенного в жидкости ГВ, а также частичное испарение самого ОТВ, т. е. происходит вскипание жидкости в процессе ее течения. Это приводит к тому, что плотность возникающей газожидкостной смеси оказывается существенно отличающейся от исходной плотности жидкости, что не дает возможности с достаточным успехом применять стандартные методы гидравлических расчетов, предполагающих, что текущая жидкость несжимаема.

Обзор зарубежной и отечественной литературы, в которой исследуются параметры течения многофазных сред в трубопроводах систем газового пожаротушения, проведен в работе [2].

В основе используемого в данной методике описания рассматриваемого процесса лежит физическая модель течения сжимаемой жидкости через трубопровод переменного сечения (с возможными разветвлениями). Уравнение состояния (т. е. связь между давлением и плотностью) для этой сжимаемой жидкости определяется путем изучения процессов перехода в газообразную форму ГВ, растворенного в жидком ОТВ, и испарения ОТВ.

Для нахождения уравнения состояния, кроме знания стандартных, хорошо известных свойств используемых ОТВ и ГВ, необходимо также знать величину растворимости ГВ в жидком ОТВ. Следует отметить, что, как показывают расчеты, время выхода ОТВ не очень сильно зависит от величины растворимости. Это говорит о том, что, несмотря на то, что пренебрегать эффектом растворимости ГВ в жидком ОТВ нельзя, достаточно знать коэффициент растворимости с не очень большой точностью.

В качестве примеров ОТВ, для которых применим данный метод проведения проверочного расчета, можно назвать хладоны 125, 218, 227ea, 318Ц, 13В1 и появившееся недавно ОТВ Novac 1230. Роль ГВ при использовании этих ОТВ обычно играет азот. Коэффициенты растворимости азота в хладонах 125, 218, 227ea, 13В1 могут быть найдены из данных, приведенных в работе [3]. Как видно из таблицы 1 Приложения Б, значения этих коэффициентов для хладонов оказываются весьма близкими. Тот факт, что величина коэффициента не влияет сильно на результаты расчета, позволяет предположить, что такое же значение можно использовать и для хладона 318Ц.

Результаты расчетов, проведенных по данной методике, сравнивались с результатами, полученными для хладонов 125 и 227ea с помощью программы расчета систем газового пожаротушения "ZALP", разработанной ЗАО "Артсок"², а также с результатами вычислений для хладона 13В1 по методике ФГУ ВНИИПО МЧС России [4]. В обоих случаях относительное отличие результатов составило не более 15%, причем для большинства конфигураций системы время выхода ОТВ, полученное данным методом, оказалось больше, что означает, что при использовании этого метода надежность системы пожаротушения только повышается. Для ОТВ Novac 1230 результаты сравнивались с полученными с помощью программы VdS Novac-Calculationprogram Version 7.2. Такое сравнение позволило подобрать значение коэффициента растворимости азота в ОТВ, обеспечивающее наилучшее совпадение результатов. Относительное отличие результатов в этом случае также не превысило 15%.

Поскольку предлагаемая модель оказывается в математическом отношении весьма сложной, проведение проверочных расчетов в ее рамках оказывается возможным только с использованием компьютерной техники.

В простейшем случае система газового пожаротушения отдельного помещения представляет собой несколько одинаковых находящихся под давлением сосудов (баллонов) с ОТВ, присоединенных через их запорные устройства и отдельные трубы (трубы баллонов) к общему трубопроводу (коллектору), к которому присоединяются распределительные трубопроводы, заканчивающиеся насадками-распылителями. Типичный вид такой системы изображен на рис. 1.

² По утверждению разработчиков, результаты проводимых с помощью этой программы расчетов с точностью до 15% совпадают с экспериментальными данными, см. [5].

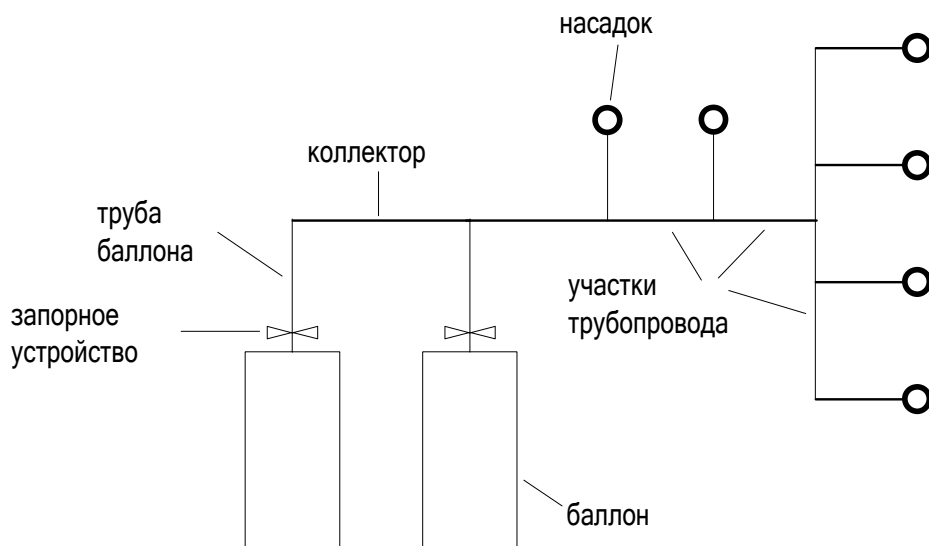


Рис. 1.

Баллон, равно как и насадок, может быть один. В случае централизованного газового тушения в системе дополнительно присутствуют запорные устройства секций (направлений), что не является существенным с точки зрения проведения проверочных расчетов, поскольку для каждой секции нужно проводить отдельный расчет.

При срабатывании системы газового пожаротушения ОТВ из баллона через сифонную трубку, запорный клапан и трубу баллона поступает в коллектор, а затем через распределительные трубопроводы и насадки в защищаемое помещение. Устройство баллона показано на рис. 2.

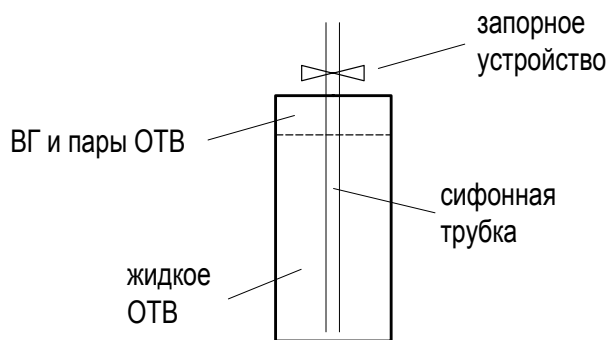


Рис. 2.

Коллектор с распределительными трубопроводами обычно имеет древовидную структуру, т. е. не содержит замкнутых контуров. Каждый участок коллектора и распределительных трубопроводов, равно как и сифонная трубка и труба баллона, характеризуется следующими величинами:

- L – длина;
- h – перепад высот;
- d – внутренний диаметр трубы.

Для баллона, кроме этого, обычно задается некоторая эквивалентная длина, включающая в себя местные потери в его сифонной трубке и клапане.

Насадки характеризуются величинами:

- μ – коэффициент расхода в насадке;

S_n – площадь сечения выпускных отверстий насадка.

Физическая модель процессов, происходящих при движении ОТВ по трубам и через насадки, а также процессов, происходящих при этом в баллонах, приведена, со всеми необходимыми формулами, в Приложении А. Следующий пункт содержит описание параметров, описывающих систему и алгоритм проведения расчета, позволяющий, в конечном итоге, найти время, за которое при данной конфигурации системы через насадки пройдет требуемое количество ОТВ.

2. Методика приближенного описания течения ОТВ

Истечение находящегося в двухфазном состоянии ОТВ из баллонов через трубопроводную систему является нестационарным процессом, поскольку по мере выхода ОТВ из баллонов давление в них понижается, а значит меняются и параметры течения во всех точках трубопровода. Однако попытка описания полностью нестационарного процесса течения, описываемого уравнениями (13) и (17) (см. формулы в Приложении А), наталкивается на существенные трудности. Если при достаточно малых диаметрах труб численное решение указанных уравнений (осуществляемое с помощью разбиения трубопровода на элементарные участки) дает разумные зависимости от времени параметров течения смеси, то при увеличении диаметров появляются явно нефизические колебания параметров течения со все увеличивающейся амплитудой. Это, очевидно, связано с накоплением со временем погрешностей, возникающих из-за дискретизации системы, т. е. разбиения трубопровода на элементарные участки. Поскольку рассматриваемая система описывается системой уравнений в частных производных (искомые величины являются функциями двух переменных z и t), избежать такого накопления ошибок очень сложно.

Поэтому предлагается рассматривать течение ОТВ как квазистационарный процесс, считая, что за некоторое малое время Δt давление в баллонах не изменяется и, поэтому, течение является стационарным (т. е. его параметры не меняются со временем), а затем происходит скачкообразное понижение давления до величины, определяемой количеством вытекшей к этому моменту из баллонов смеси. Понятно, что при достаточно малом значении параметра Δt понижение давления в баллоне будет происходить практически плавно, и такое квазистационарное рассмотрение процесса будет приближенно описывать реальный нестационарный процесс. Подробно квазистационарное описание процесса течения смеси будет изложено в п. 2.2, а сначала нужно задать способ построения необходимых для такого описания стационарных состояний системы. Такой способ описывается в п. 2.1.

Сделаем еще одно упрощающее предположение. Если в системе присутствуют несколько баллонов, то будем считать, что они все имеют одинаковые параметры, включая параметры трубы баллона, а концы всех труб баллонов подсоединяются к одной точке, от которой и начинается коллектор. В реальности, обычно, происходит не так, а таким образом, как показано на рис. 1, т. е. концы труб баллона подходят к разным точкам коллектора. Однако, если мы сделаем указанное упрощающее предположение, перейдя при расчете от реальной ситуации к модельной, как показано на рис. 3, то вычисленное время выхода ОТВ, очевидно, только немного увеличится по сравнению с реальным, и необходимые ограничения на время выхода ОТВ будут выполнены с запасом. При этом, поскольку все баллоны будут входить в систему симметрично, все их параметры, такие как давление, масса смеси и т. п., всегда будут совпадать.

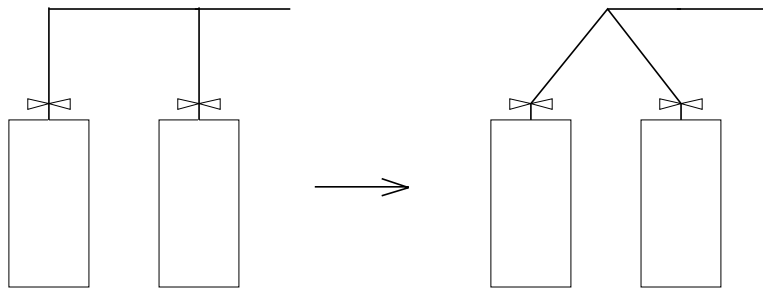


Рис. 3.

2.1 Построение стационарных состояний системы

Под стационарным состоянием системы будем понимать значения ее параметров (расход q , давление p и выражающиеся через них плотность ρ , скорость v и величина w), заданные во всех точках системы, при которых течение ОТВ стационарно, т. е. его параметры не меняются со временем. В такой ситуации уравнения (13) и (17) переходят в уравнения (20) и (21), где искомые величины уже являются функциями одной переменной z , что существенно упрощает задачу по сравнению с проблемой решения системы уравнений (13),(17).

Опишем способ построения возможных стационарных состояний системы. В любой момент времени каждый участок трубы характеризуется следующими величинами:

q_i – расход (остается неизменным вдоль участка вследствие уравнения (20));

w_i^H – значение величины w , определяемой формулой (16) в начале участка;

p_i^H – давление в начале участка;

ρ_i^H – плотность смеси в начале участка;

v_i^H – скорость смеси в начале участка;

w_i^K – значение величины w , в конце участка;

p_i^K – давление в конце участка;

ρ_i^K – плотность смеси в конце участка;

v_i^K – скорость смеси в конце участка;

m_i – полная масса смеси в участке.

Здесь индекс i показывает номер участка, а начало и конец участка понимаются как соответствующие движению смеси в направлении от баллонов к насадкам.

Будем для каждого участка создавать таблицу его возможных состояний. Сначала сделаем это для участков, оканчивающихся насадком. Для каждого из таких участков будем вычислять параметры возможных состояний, присваивая величине расхода q_i значения от 0 до некоторого максимального значения q_{max} с шагом $q_{ш}$. Для каждого такого значения q_i :

- Будем, подставляя в левую часть уравнения значение q_i , численно решать уравнение (39) относительно p (при этом ρ есть функция p , заданная уравнением состояния, о нахождении которой см. п. А.2). Таким путем будет найдено значение p_i^K (а, значит, и ρ_i^K).
- Будем численно решать относительно p дифференциальное уравнение (23), двигаясь от конца участка к его началу и беря в качестве начального условия значение p_i^K . В

уравнении (23) величины h, L, d, S – это параметры рассматриваемого участка, а λ дается формулой (11). Полученное значение p в начале участка принимаем за p_i^H . В процессе решения, находя значения плотности смеси ρ в каждой точке участка, определим величину m_i .

Если для начального значения p_i^K знаменатель правой части уравнения (23) оказывается меньше или равен нулю, это означает, что при заданном расходе скорость смеси в конце участка достигает скорости звука, поскольку из формул (14) и (36) следует, что

$$\frac{q^2}{\rho^2 S^2} \frac{\partial \rho}{\partial p} = \frac{v^2}{c_{зв}^2}. \quad (1)$$

Достижение скорости звука означает, что имеет место критический расход через данный участок (об этом эффекте говорится в п. А.4). Такое может происходить, если имеет место расширение, т. е. площадь сечения следующего участка (или сумма площадей ответвлений, если в конце данного участка есть разветвление) больше площади сечения данного участка. Из-за эффекта запираия скорость смеси в конце участка не может превысить скорость звука, но остается равной ей, в результате чего давление p_i^K должно находиться из условия $v = c_{зв}$, которое с помощью (1) можно записать в виде

$$\frac{q^2}{\rho^2 S^2} \frac{\partial \rho}{\partial p} = 1. \quad (2)$$

При наличии критического расхода через некоторый участок оказывается, что при движении смеси через следующие за ним участки происходит отрыв потока от стенок трубы, т. е. происходит эффективное уменьшение площади сечения этих участков (см. [6], §97). Если после участка с критическим расходом встречаются разветвления, то возникает неустойчивость в распределении расходов по насадкам в этом сегменте системы, поэтому следует, по возможности, избегать расширений труб при выборе диаметров трубопроводов. Для того чтобы при решении уравнения (23) избежать обращения в ноль знаменателя его правой части, при применении уравнения (2) в его правой части нужно вместо значения 1 ставить близкое к единице, но меньшее ее число, например 0.95.

- С помощью формулы (14) по ρ_i^H и q_i найдем v_i^H .
- С помощью формулы (16) по v_i^H и p_i^H найдем w_i^H (фигурирующая в (16) функция $f(p)$, определяемая формулой (15), должна быть заранее численно определена по уравнению состояния).

Затем начнем создавать таблицу возможных состояний прочих участков, начиная с тех из них, для которых такая таблица уже имеется. Для каждого из таких участков будем делать следующее. Пусть этот участок имеет номер i . Обозначим номера участков, которые присоединяются к его концу, через $i(l)$, где l нумерует эти участки, а через i' обозначим номер участка, к концу которого присоединен участок i . Зададим диапазон возможных значений w_i^K как пересечение диапазонов возможных значений $w_{i(l)}^H$, т. е. будем рассматривать такие значения w_i^K , которые можно обнаружить среди значений (или между значениями, в этом случае будем использовать интерполяцию отрезками) w^H в таблицах возможных состояний каждого из участков, присоединенных к концу рассматриваемого участка. Для каждого значения w_i^K , взятого с некоторым шагом из указанного диапазона:

- Найдем соответствующее величине w_i^k значение q_i по формуле

$$q_i = \sum_l q_{i(l)}, \quad (3)$$

где $q_{i(l)}$ – величина, взятая (с помощью интерполяции) из таблицы возможных состояний участка $i(l)$, и соответствующая значению $w_{i(l)}^h$ равному w_i^k . Обоснование формулы (3), а также того факта, что w_i^k должно совпадать с каждым из $w_{i(l)}^h$, дается в п. А.1.

- Если рассматриваемый участок является трубой баллона, уменьшим величину q_i в n_δ раз, где n_δ – число баллонов в системе. Это необходимо сделать, поскольку втекающий в коллектор поток складывается из n_δ экземпляров потока в трубе баллона (напомним, что баллоны и трубы баллонов считаются одинаковыми).
- Найдем p_i^k , решая относительно p систему уравнений (14),(16), в которой в качестве q и w подставлены q_i и w_i^k , а ρ есть задаваемая уравнением состояния функция p . Причем будем рассматривать только дозвуковое решение, т. е. такое, для которого $v < c_{зв}$. Если решение не существует, это означает, что при заданном расходе скорость смеси в конце участка достигает скорости звука, т. е. имеет место критический расход через данный участок. В этом случае для нахождения величины p_i^k вместо уравнений (14),(16) нужно использовать уравнение (2) (подробнее о такой ситуации уже говорилось выше).
- Будем численно решать относительно p дифференциальное уравнение (23), двигаясь от конца участка к его началу и беря в качестве начального условия значение p_i^k . В уравнении (23) величины h, L, d, S – это параметры рассматриваемого участка, а λ дается формулой (11). Полученное значение p в начале участка принимаем за p_i^h . В процессе решения, находя значения плотности смеси ρ в каждой точке участка, определим величину m_i .
- С помощью формулы (14) по ρ_i^h и q_i найдем v_i^h .
- С помощью формулы (16) по v_i^h и p_i^h найдем w_i^h (фигурирующая в (16) функция $f(p)$, определяемая формулой (15), должна быть заранее численно определена по уравнению состояния).

Описанным образом можно последовательно создать таблицы возможных состояний всех участков, включая трубы баллонов и их сифонные трубки. Используя эти таблицы, можно легко строить стационарные состояния системы. Для этого, задав давление в баллоне p , прежде всего находим значение величины w в баллоне, а, следовательно, и в начале его сифонной трубки, по формуле

$$w = f(p) \quad (4)$$

(использована формула (16) и учтено, что скорость смеси в баллоне пренебрежимо мала). Затем, используя таблицы возможных состояний участков и условие совпадения значений величины w в конце некоторого участка и в начале присоединенных к нему участков, сразу получаем состояния всех участков, в том числе значения расходов смеси из всех насадков.

2.2 Квазистационарное описание процесса течения ОТВ

Будем описывать процесс течения ОТВ как квазистационарный процесс, считая, что за некоторое малое время Δt давление в баллонах не изменяется и, поэтому, параметры течения не изменяются со временем, а затем происходит скачкообразное понижение давления до величины, определяемой количеством вытекшей к этому моменту из баллонов смеси.

В каждый момент времени состояние одного баллона описывается расходом смеси из баллона q , давлением p , плотностью смеси ρ (связанной с давлением уравнением состояния) и массой смеси m (подразумевается масса смеси в баллоне, но не в сифонной трубке). Значения этих параметров в любой момент времени одинаковы у всех баллонов.

Изменение состояния системы за время Δt , необходимое для того, чтобы масса смеси в баллоне изменилась на некоторую величину Δm ($\Delta m < 0$), т. е. за один шаг по времени, определяется следующим образом:

- Определим новое значение массы смеси в баллоне (без сифонной трубки) по формуле

$$m = m' + \Delta m, \quad (5)$$

где m' обозначает массу смеси в баллоне на предыдущем шаге, а Δm – заданная малая отрицательная величина. Отметим, что, в соответствии с изложенным в п. А.3, необходимо продолжать использование этой формулы даже после того, как в баллоне (без сифонной трубки) не останется смеси и величина m станет отрицательной.

- Найдем новое значение давления p , вычислив его приращение по формуле (33), если $m > 0$, или по формуле (35), если $m \leq 0$.
- Построим стационарное состояние системы, соответствующее найденному значению давления в баллоне p .
- Определим полную массу m_{mp} смеси в трубах, суммируя массы m_i смеси во всех участках. При этом необходимо учитывать, что вклад труб баллонов и сифонных трубок необходимо умножать на число баллонов n_σ .
- В качестве величины среднего за время Δt расхода смеси из баллона q нельзя брать значение расхода через сифонную трубку $q_{сиф}$, соответствующее построенному стационарному состоянию системы. Это связано с тем, что в стационарном состоянии масса смеси в трубах m_{mp} остается постоянной, в то время как на следующем шаге, после скачкообразного понижения давления в баллоне, масса m_{mp} будет иметь другое значение. Величина q должна определяться из условия соответствия между количеством вышедшей и остающейся в системе смеси, которое обеспечивается формулами

$$\Delta m = -q\Delta t, \quad (6)$$

$$m_{mp} = m_{mp}' + q\Delta t - q_{сиф}\Delta t, \quad (7)$$

где m_{mp}' обозначает массу смеси в трубах на предыдущем шаге. Если из этих формул найти величину q , то она окажется меньше, чем $q_{сиф}$. Это уменьшение расхода по сравнению с даваемым построенным стационарным состоянием системы можно объяснить тем, что в момент скачкообразного понижения давления, которое происходит в соответствии с рассматриваемой моделью (см. выше) в конце промежутка времени Δt , часть смеси попадает обратно в баллон из системы.

Найдем из формул (6),(7) величину интервала времени Δt :

$$\Delta t = \frac{m_{mp}' - m_{mp} - \Delta m}{q_{сиф}}. \quad (8)$$

- Определим количество ОТВ, вышедшее из каждого из насадков на данном шаге, умножая соответствующий построенному стационарному состоянию системы расход из насадка на найденный промежуток времени Δt .

Таким способом находятся значения всех параметров системы в следующий момент времени $t + \Delta t$, а также количество ОТВ, вытекшего через каждый из насадков на данном шаге.

Для того чтобы правильно описать процессы, происходящие в баллоне, необходимо начинать расчет с состояния системы, при котором давление p в баллоне равно своему начальному значению p^0 , а масса m равна разности полной массы m^0 ОТВ в одном баллоне и массы его части, находящейся в сифонной трубке. Однако если построить соответствующее стационарное состояние системы, то суммарная масса ОТВ в системе, складывающаяся из суммарной массы во всех баллонах (без сифонных трубок) $n_0 m$ и массы в трубах m_{mp} , окажется больше суммарной полной массы $n_0 m^0$. Это связано с тем, что в реальности в начальный момент ОТВ в трубах нет (кроме сифонной трубки). Поскольку отсчет времени выхода заданной массы ОТВ, которое необходимо найти, начинается с момента начала истечения смеси из насадка, когда трубопровод уже в основном заполнен смесью, можно при проведении вычисления начинать отсчет искомого времени с момента, когда суммарная масса ОТВ в системе окажется равна полной массе m^0 , т. е.

$$n_0 m + m_{mp} = n_0 m^0. \quad (9)$$

Отметим, что к этому моменту давление в баллоне p может уже существенно снизиться по сравнению с начальным давлением p^0 .

Сделав описанным в данном пункте образом достаточное количество шагов по времени, можно найти время, за которое при данной конфигурации системы через насадки пройдет требуемое количество ОТВ. При этом оказывается также известным, сколько его прошло через каждый насадок.

Применение данного алгоритма наталкивается на непреодолимые трудности, поскольку требует решения большого количества сложных уравнений при построении стационарных состояний системы. Поэтому предполагается, что при применении данной методики будет использоваться специально разработанная на основанная данной методике компьютерная программа "ТАКТ-Газ".

Для того чтобы лучше пояснить, как реализуется алгоритм расчета, описанный в данном пункте, в Приложении Г приведен пример проведения расчета в частично ручном режиме, когда описанные в п. 2.1 стационарные состояния системы подготовлены с помощью компьютерной программы и представлены в виде графиков, а изложенное в данном пункте квазистационарное развитие системы рассчитывается вручную.

Методику разработали:

С.А. Пастон, канд. физ.-мат. наук, доцент

А.Р. Пастон, зам. директора по науке ООО "ПМФ ТАКТ"

Физическая модель происходящих процессов

Будем рассматривать ОТВ, которое в баллоне находится в основном в жидком состоянии (но присутствуют и его насыщенные пары), что достигается закачиванием в баллон ГВ до необходимого давления. Под действием этого давления после открытия запорного устройства ОТВ начинает с большой скоростью двигаться по трубам, а затем через насадки. В процессе движения его давление падает, в результате чего в жидкости образуются пузырьки, в которые начинает выходить растворенный ГВ, а также испаряться ОТВ – происходит вскипание жидкости. Из-за присутствия в жидкости растворенного ГВ этот процесс вскипания происходит даже тогда, когда давление превышает давление насыщенных паров ОТВ. Таким образом, по трубопроводной системе движется двухфазная смесь, состоящая из жидкого ОТВ и газообразной фазы, в которую входит ГВ и газообразное ОТВ.

Необходимо, прежде всего, описать процесс течения смеси, происходящий в трубопроводах, включая сифонные трубки и трубы баллонов. Кроме этого, необходимо описать процесс расширения газа в верхней части баллона и процесс истечения смеси через насадки.

А.1 Движение смеси по трубам

Описание движения двухфазной смеси в общем случае является чрезвычайно сложной задачей, см., например, [7]. Ситуация несколько упрощается, если считать, что смесь является гомогенной, т. е. жидкая и газообразная фазы равномерно перемешаны, и описывать ее как сжимаемую жидкость с заданным уравнением состояния $\rho(p)$, где p – давление (здесь и далее под давлением понимается статическое абсолютное давление), ρ – плотность среды. Уравнение состояния должно быть получено из рассмотрения процесса испарения ОТВ и выхода из него растворенного ГВ (этому посвящен п. А.2). Тогда задача сводится к изучению движения по трубе вязкой сжимаемой жидкости.

Поскольку это движение происходит с достаточно большими скоростями, а трубы являются шероховатыми, ситуация соответствует так называемой квадратичной области течения жидкости, в которой потери давления на трение пропорциональны квадрату скорости (формула Вейсбаха-Дарси, см. [8], формула (1.59)):

$$\Delta p_{\text{тр}} = \lambda \frac{L}{d} \frac{v^2}{2} \rho. \quad (10)$$

Здесь L – длина участка трубы, d – ее внутренний диаметр, v – скорость течения жидкости, ρ – ее плотность, а λ – коэффициент потерь на трение, находящийся по формуле Шифринсона:

$$\lambda = 0.11 \left(\frac{\delta}{d} \right)^{1/4} \quad (11)$$

(см. [8], формула (1.103)), где δ – абсолютный размер шероховатостей трубы. Эта величина должна определяться из сравнения с опытом, причем не исключено, что наилучшее совпадение с опытом для течения по трубе двухфазной смеси может происходить при значении, отличном от используемого при описании течения воды. Расчеты показывают, что удовлетворительное согласие с полученными из независимых источников данными¹ имеет место при значении $\delta = 0.005 \text{ мм}$.

¹ Сравнение проводилось с результатами, полученными с помощью программы "ZALP", и с вычислениями, проведенными по методике [4]. Подробнее см. во Введении.

Динамика движения вязкой сжимаемой среды описывается уравнениями Навье-Стокса (см. [9], т. 2, Гл. 2, формула (4.9)). Их нужно переписать для рассматриваемого случая движения по трубе и изменить вклад силы трения на соответствующий квадратичной области течения жидкости, согласно (10). В результате получится уравнение

$$\frac{\partial v}{\partial t} = -v \frac{\partial v}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{gh}{L} - \frac{\lambda}{2d} v^2, \quad (12)$$

где t – время, z – расстояние вдоль трубы, h – перепад высот (в направлении течения жидкости) участка трубы, движение по которому рассматривается, g – ускорение силы тяжести. Должно также выполняться уравнение неразрывности (см. [9], т. 2, Гл. 2, формула (4.10)), которое в случае движения по трубе можно записать в виде

$$S \frac{\partial \rho}{\partial t} = - \frac{\partial q}{\partial z}, \quad (13)$$

где S – площадь сечения трубы, которая, вообще говоря, может меняться вдоль трубы, т. е. зависеть от z , а q – массовый расход жидкости, определяемый формулой

$$q = \rho v S. \quad (14)$$

Из уравнения (13) видно, что если имеет место скачок площади сечения трубы S , то расход q должен при этом оставаться непрерывным, иначе правая часть этого уравнения обратилась бы в бесконечность, в то время как величины ρ и v могут испытывать скачок. Отсюда также следует, что в случае разветвления трубопровода расход перед разветвлением должен быть равен сумме расходов в трубах после разветвления, поскольку поток в трубе до разветвления можно разделить на части, текущие каждая в свое ответвление.

Для того чтобы понять, какая еще величина, кроме q , остается непрерывной при скачке площади и при разветвлении труб, введем величины

$$f(p) = \int_{p^0}^p \frac{dp}{\rho(p)}, \quad (15)$$

где p^0 – некоторая константа,

и

$$w = \frac{v^2}{2} + f(p). \quad (16)$$

Тогда уравнение (12) можно переписать в виде

$$\frac{\partial v}{\partial t} = - \frac{\partial w}{\partial z} - \frac{gh}{L} - \frac{\lambda}{2d} v^2. \quad (17)$$

Из такой формы уравнения видно, что при скачке площади, кроме q , должна оставаться непрерывной величина w , являющаяся функцией скорости v и давления p . Эта же величина должна оставаться непрерывной и при разветвлении труб, поскольку, как уже говорилось выше, поток в трубе до разветвления можно разделить на части, текущие каждая в свое ответвление.

В частном случае несжимаемой жидкости, когда $\rho(p) = const$, легко заметить, что

$$f(p) = \frac{p - p^0}{\rho} \quad \text{и} \quad w = \frac{1}{\rho} \left(p + \rho \frac{v^2}{2} \right) - \frac{p^0}{\rho}. \quad (18)$$

Видно, что в этом случае величина w , с точностью до вычитания константы $\frac{p^0}{\rho}$ и деления на константу ρ , совпадает с используемой обычно для несжимаемой жидкости величиной

$$p + \rho \frac{v^2}{2}, \quad (19)$$

называемой полным давлением. Для сжимаемой же жидкости введение понятия полного давления смысла не имеет, вместо него нужно использовать даваемую формулой (16) величину w , потому что именно она остается непрерывной при скачке площади.

Таким образом, для того чтобы можно было рассматривать скачкообразные изменения площади сечения трубы в системе, наиболее естественно в качестве независимых переменных брать величины q и w , а скорость v , давление p и плотность ρ выражать через них с помощью формул (14), (16) и уравнения состояния. При этом изменение со временем этих независимых переменных определяется уравнениями (13) и (17), в левых частях которых величины ρ и v должны быть выражены через q и w .

Важным частным случаем рассматриваемого процесса течения сжимаемой жидкости является стационарное течение, когда все его параметры не меняются со временем (такая ситуация используется в п. 2). В этом случае уравнения (13) и (17) переходят в уравнения

$$\frac{\partial q}{\partial z} = 0, \quad (20)$$

$$\frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{gh}{L} - \frac{\lambda}{2d} v^2, \quad (21)$$

первое из которых просто означает, что расход q не меняется вдоль трубы между точками ветвления. Второе уравнение удобно представить в виде уравнения на p . Для этого используем в нем для w определение (16), а вместо скорости v подставим ее выражение из формулы (14). Получим

$$-\frac{q^2}{\rho^3 S^2} \frac{\partial \rho}{\partial z} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{gh}{L} - \frac{\lambda}{2d} \frac{q^2}{\rho^2 S^2}, \quad (22)$$

откуда находим

$$\frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{\rho \left(\frac{gh}{L} + \frac{\lambda}{2d} \frac{q^2}{\rho^2 S^2} \right)}{1 - \frac{q^2}{\rho^2 S^2} \frac{\partial \rho}{\partial p}}. \quad (23)$$

Уравнения (20),(23) описывают процесс течения смеси, происходящий в трубопроводе, включая сифонные трубки и трубы баллонов.

А.2 Уравнение состояния среды

Уравнением состояния сжимаемой жидкости называется зависимость ее плотности от давления $\rho(p)$. В частном случае несжимаемой жидкости эта зависимость имеет вид $\rho(p) = const$.

При выводе уравнения состояния для рассматриваемого случая необходимо учитывать факт растворения в ОТВ ГВ, закачанного в баллон для получения необходимого давления. Количество растворенного ГВ определяется законом Генри:

$$p_a = k_{\Gamma} x, \quad (24)$$

где p_a – парциальное давление ГВ над раствором, x – мольная доля растворенного ГВ, k_{Γ} – постоянная Генри, имеющая размерность давления (см. [10], формула (VI.60)). Постоянную Генри k_{Γ} удобно выражать через характеризующую растворимость газа безразмерную величину ω – отношение концентраций (масса в единице объема) ГВ в жидкости и в газе над раствором (см. формулу (46)).

Поскольку смесь из баллона в гидравлическую систему поступает через сифонную трубку (см. рис. 2), присутствующая в верхней части баллона чисто газообразная фаза попадает в систему только после полного освобождения баллона от жидкой фазы.

В п. А.5 рассматривается, что происходит с некоторым элементом жидкой фазы в процессе его движения сначала по сифонной трубке, а затем по остальной гидравлической системе. При этом предполагается, что этот элемент не успевает перемешиваться с соседними элементами, он может только расширяться, в результате чего его давление и плотность, а также температура, уменьшаются. При расширении элемента среды в жидкости возникают пузырьки, в которые происходит, во-первых, испарение ОТВ, а во-вторых, выход из раствора газообразного ГВ в соответствии с законом Генри (описание процесса вскипания газированной жидкости см. в [11], Гл. VII, §2). Таким образом, текущая по трубам среда становится двухфазной газожидкостной смесью.

Закон, который связывает давление и плотность такой смеси дает искомое уравнение состояния $\rho(p)$. Приведенный в п. А.5 метод расчета позволяет численно находить уравнение состояния $\rho(p)$ для рассматриваемой системы при заданной величине начального давления p^0 .

Полученный для случая, когда в качестве ОТВ берется хладон 125, а в качестве ГВ – азот, график функции $\rho(p)$ при $p^0 = 4.1$ МПа приведен на рис. 4 (сплошная линия). Пунктирной линией на этом графике показаны соответствующие значения давления p_n насыщенных паров ОТВ при соответствующей температуре. Видно, что всегда выполняется условие $p > p_n$, т. е. ОТВ всегда находится в состоянии ниже своей точки кипения (тем не менее, из-за выхода ГВ из раствора, возникновение в жидкости пузырьков газа оказывается возможным). На рис. 5 приведены соответствующие зависимости от плотности ρ массового содержания жидкого ОТВ α и температуры T . Видно, что при падении абсолютного давления до пяти атмосфер успевает испариться около 30% жидкого ОТВ, а температура при этом опускается примерно до -20°C . Используемые значения характеризующих хладон 125 и азот констант приведены в Приложении Б.

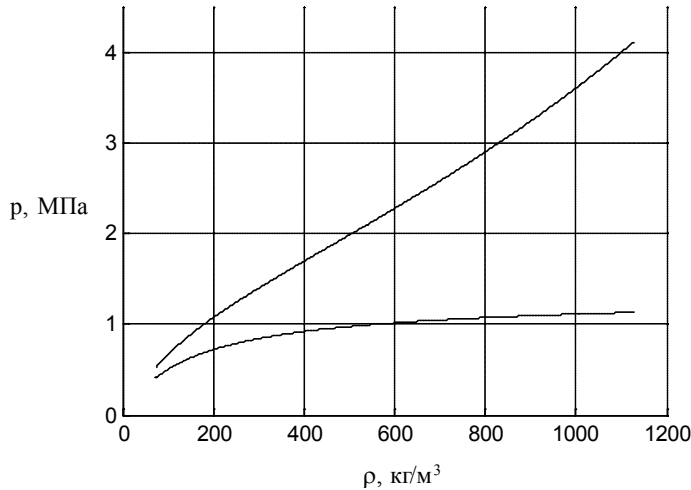


Рис. 4. Зависимость давления p (сплошная линия) и давления насыщенных паров p_n (пунктирная линия) от плотности ρ при начальном давлении $p^0 = 4.1$ МПа .

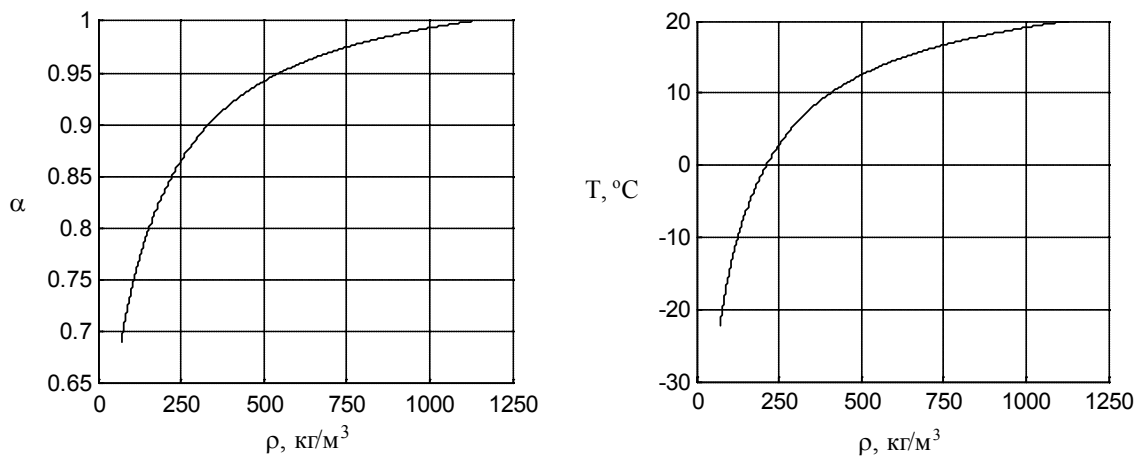


Рис. 5. Зависимости массового содержания жидкого ОТВ α и температуры T от плотности ρ при начальном давлении $p^0 = 4.1$ МПа .

А.3 Расширение газа в баллоне

Рассмотрим процесс расширения газа в верхней части баллона в процессе подачи ОТВ в защищаемое помещение. Этот газ состоит из ГВ и паров ОТВ. Поскольку процесс происходит достаточно быстро, теплообменом с окружающей средой можно пренебречь и считать, что расширение газа в баллоне происходит адиабатически. В начальный момент пары ОТВ находятся под давлением насыщения, но при расширении температура падает и давление насыщения также падает. Будем пренебрегать обменом вещества между частями баллона, содержащими газ и жидкость, а также возможным процессом конденсации газообразного ОТВ (если такой процесс и происходит, то в незначительной степени). В результате, давление в баллоне p оказывается связано с объемом занятой газом части баллона V_2 законом адиабатического процесса

$$pV_2^\gamma = p^0(V_2^0)^\gamma, \quad (25)$$

где p^0 – начальное давление в баллоне, V_2^0 – начальный объем газа, а γ – показатель адиабаты, определяемый удельной (на один моль) теплоемкостью газа c при постоянном объеме:

$$\gamma = 1 + \frac{R}{c}. \quad (26)$$

Здесь $R = 8.31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль К}}$ – универсальная газовая постоянная, а теплоемкость c дается формулой

$$c = n_x c_V^x + n_a c_V^a \quad (27)$$

где c_V^x и c_V^a – удельные (на один моль) теплоемкости газообразного ОТВ и ГВ постоянном объеме, а n_x и n_a – их мольные доли в газе. В соответствии со сделанными допущениями величины n_x и n_a не изменяются со временем. Используя закон Дальтона, из которого следует, что парциальные давления газа в смеси пропорциональны его мольной доле, легко найти эти величины:

$$n_x = \frac{p_n^0}{p^0}, \quad n_a = 1 - n_x = \frac{p^0 - p_n^0}{p^0}, \quad (28)$$

где p_n^0 – значение давления насыщенных паров ОТВ в начальный момент времени, т. е. при нормальной температуре. В результате для показателя адиабаты получаем формулу

$$\gamma = 1 + \frac{R}{c_V^a + (c_V^x - c_V^a) \frac{p_n^0}{p^0}}. \quad (29)$$

При изменении начального давления p^0 в диапазоне, например, от 3 МПа до 6 МПа, вычисленная по этой формуле величина γ принимает значения от 1.16 до 1.23. Отметим, что в конкретном расчете величина p^0 , а значит, и γ , является константой.

Обозначим через m массу находящейся в нижней части баллона смеси (без учета сифонной трубки). В еще остающейся в баллоне смеси происходят те же процессы испарения ОТВ и выхода из раствора ГВ (по всему объему жидкости), что и в трубах, так что, если считать, что гомогенность смеси не успевает заметно нарушаться, для смеси в баллоне работает то же уравнение состояния $\rho(p)$, которое используется для смеси в трубах (получению этого уравнения состояния посвящен п. А.2). Как уже говорилось выше, будем пренебрегать обменом вещества между частями баллона, содержащими газ и смесь, поскольку процесс испарения с поверхности жидкости происходит гораздо медленнее по сравнению с испарением в пузырьки по всему объему.

Для массы m можно написать

$$m = \rho(V_\sigma - V_2), \quad (30)$$

где V_σ – объем баллона без сифонной трубки, ρ – плотность смеси в баллоне. Взяв приращение обеих частей этого уравнения, получаем

$$\Delta m = (V_\sigma - V_2) \frac{\partial \rho}{\partial p} \Delta p + \frac{\rho V_2 \Delta p}{\gamma p}, \quad (31)$$

где использовано следующее из соотношения (25) уравнение

$$\frac{\Delta p}{p} + \frac{\gamma \Delta V_2}{V_2} = 0. \quad (32)$$

Отсюда, опять используя формулу (30), находим

$$\Delta p = \frac{\Delta m}{\left(\frac{\rho V_0 - m}{\gamma p} + \frac{m}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial p} \right)}. \quad (33)$$

Это уравнение позволяет находить связь между изменениями параметров баллона m и p до тех пор, пока в баллоне (без сифонной трубки) остается смесь, т. е. пока $m > 0$. За время, в течение которого в баллоне остается смесь, основная часть смеси обычно успевает пройти через насадки.

В случае, когда смесь в баллоне (без сифонной трубки) заканчивается раньше, чем через насадки пройдут требуемые 95% необходимого для тушения пожара ОТВ, необходимо продолжать вычисление и дальше. Но, поскольку время, требуемое для выхода оставшегося до требуемого количества ОТВ достаточно мало, при его вычислении можно использовать достаточно грубую модель.

После того как смесь в баллоне (без сифонной трубки) закончится, газ начинает поступать в сифонную трубку, что делает объем газа V_2 больше величины V_0 . Для приращения величины V_2 можно написать

$$\Delta V_2 = -\frac{\Delta m}{\rho}, \quad (34)$$

где ρ – плотность смеси на границе раздела газ-смесь, которая соответствует давлению в баллоне p . Поскольку граница раздела газ-смесь перемещается по трубе, со временем смесь испытывает сопротивление со стороны все меньшей (хотя и незначительно) части трубопровода. Будем при вычислении считать, что этого не происходит, т. е. несмотря на то, что мы учитываем увеличение объема газа за счет его проникновения в трубопровод, предполагаем, что смесь течет по всему трубопроводу. При этом с точки зрения расчета в трубах оказывается некоторое количество лишней смеси (в том месте, где на самом деле находится газ), но зато масса m смеси в баллоне становится отрицательной, так что суммарная масса смеси в системе меняется правильно. Такая модификация модели приводит к небольшому увеличению сопротивления трубопровода, а значит, увеличению времени выхода смеси, что означает, что вычисленное время будет несколько больше реального, причем разница будет небольшой.

В результате, подставляя формулу (34) в уравнение (32), и используя (25), находим

$$\Delta p = \Delta m \frac{\gamma p}{\rho V_2^0} \left(\frac{p}{p^0} \right)^{\frac{1}{\gamma}}. \quad (35)$$

Эту формулу нужно использовать вместо уравнения (33) после того, как в баллоне (без сифонной трубки) закончится смесь.

А.4 Истечение смеси через насадки

Выбор способа описания процесса истечения рассматриваемой смеси через насадок оказывается сложной задачей (некоторое обсуждение процесса истечения вскипающей жидкости из насадков см. в [12], §8.5). Прежде всего возникает идея рассматривать такое истечение как протекание через насадок сжимаемой жидкости с уравнением состояния $\rho(p)$, которое используется в процессе описания движения смеси по трубам, т. е. считать, что при прохождении через насадок со средой происходят те же процессы, что при движении по трубам. При таком подходе начинает играть существенную роль конечность скорости звука $c_{3\theta}$ в смеси, которая дается формулой

$$c_{зв} = \sqrt{\frac{\partial p}{\partial \rho}}. \quad (36)$$

Найденное в п. А.2 уравнение состояния дает значения величины $c_{зв}$ порядка 50 м/с, и эта скорость сравнима со скоростями движения смеси в рассматриваемой задаче.

Известно (см. [13], §33), что при истечении через отверстие газа, если скорость движения в отверстии достигает скорости звука, то происходит эффект запираания. Такую ситуацию называют критическим расходом через отверстие. При этом расход через отверстие перестает зависеть от давления снаружи и оказывается заметно меньше, чем в случае истечения несжимаемой жидкости, для которой скорость звука чрезвычайно велика и критического расхода быть не может.

При истечении через насадок рассматриваемой газожидкостной смеси, поскольку она обладает сжимаемостью, мог бы, в принципе, происходить критический расход. Однако, проведенные на основе этого предположения расчеты времени выхода ОТВ из системы дают слишком большие значения, более чем в два раза отличающиеся от полученных из независимых источников данных¹. Это приводит к необходимости пересмотра модели истечения газожидкостной смеси через насадок.

При получении уравнения состояния в п. А.2 предполагалось, что все время происходят процессы испарения ОТВ и выхода из раствора газообразного ГВ в имеющиеся в жидкости газовые пузырьки. Однако эти процессы не могут происходить мгновенно, а время, за которое элемент смеси проходит через насадок чрезвычайно мало. Поэтому можно считать, что указанные процессы в насадке не успевают происходить, что приводит к изменению уравнения состояния по сравнению с использованным при течении смеси по трубам. Кроме того, из-за небольшого размера отверстий насадка уже нельзя считать смесь полностью гомогенной, поскольку размер газовых пузырьков в жидкости или, наоборот, капель жидкости в газе (в зависимости от соотношения объемов жидкой и газовой фаз) может оказаться сравнимым с размером отверстий насадка.

Можно попытаться учесть эти факторы, используя модель, в которой в процессе истечения смеси через насадок средняя плотность смеси не изменяется, т. е. смесь ведет себя как несжимаемая жидкость с плотностью, которую смесь имела, оказавшись перед насадком. Сразу отметим, что проведенные в рамках такой модели расчеты времени выхода ОТВ из системы удовлетворительно согласуются с полученными из независимых источников данными¹. Заметим, однако, что возможность возникновения критического расхода при движении смеси по трубам учитываться будет, см. п. 2.1.

При истечении через насадок несжимаемой жидкости плотности ρ расход q дается формулой (см. [8], формула (1.129))

$$q = \mu S_n \sqrt{2\Delta p \rho}, \quad (37)$$

где S_n – суммарная площадь сечения отверстий насадка, μ – коэффициент расхода насадка, учитывающий местные потери (указывается в документации насадка, обычно имеет значения около 0.6), Δp – разность полного давления (см. формулу (19)) перед насадком и давления снаружи, т. е.

$$\Delta p = p + \rho \frac{v^2}{2} - p_{атм}. \quad (38)$$

Здесь через $p_{атм}$ обозначена величина атмосферного давления, а v – скорость среды в трубе перед насадком. Считая, что расход через насадок совпадает с расходом в трубе перед насадком и выражая скорость v с помощью формулы (14), получаем из формул (37),(38) окончательную формулу для расхода через насадок

¹ См. сноску на стр. 10.

$$q = \mu S_n \sqrt{\frac{2(p - p_{амм})\rho}{1 - \left(\frac{\mu S_n}{S}\right)^2}}. \quad (39)$$

Здесь S – площадь сечения трубы перед насадком, а p и ρ связаны уравнением состояния.

Будем предполагать, что для насадков всегда выполняется условие

$$S > \mu S_n, \quad (40)$$

поскольку в противном случае давление перед насадком оказывается меньше либо равно атмосферному.

Таким образом, расход q через насадок будем вычислять по формуле (39), предполагая выполненным условие (40).

А.5 Получение уравнение состояния

Рассмотрим, что происходит с некоторым элементом среды в процессе его движения сначала по сифонной трубке, а затем по остальной гидравлической системе. Будем считать, что этот элемент не успевает перемешиваться с соседними элементами, он может только расширяться, в результате чего его давление и плотность уменьшаются. Закон, который связывает при этом давление и плотность и дает искомое уравнение состояния $\rho(p)$.

Обозначим массу рассматриваемого элемента среды через m , а его объем через V . Тогда плотность элемента среды будет определяться как

$$\rho = \frac{m}{V}. \quad (41)$$

При расширении элемента среды в жидкости возникают пузырьки, в которые происходит, во-первых, испарение ОТВ, а во-вторых, выход из раствора газообразного ГВ в соответствии с законом Генри:

$$p_a = k_{\Gamma} x, \quad (42)$$

где p_a – парциальное давление ГВ над раствором, x – мольная доля растворенного ГВ, k_{Γ} – постоянная Генри.

Выразим постоянную Генри k_{Γ} через характеризующую растворимость газа безразмерную величину ω – отношение концентраций (масса в единице объема) ГВ в жидкости и в газе над раствором. Согласно уравнению Клапейрона-Менделеева (см. [10], формула (II.7); будем считать, что оно достаточно хорошо выполняется в рассматриваемом случае) для газообразного ГВ можно написать

$$p_a = \frac{RT}{M_a} \rho_a^g, \quad (43)$$

где $R = 8.31 \frac{\text{Дж}}{\text{моль К}}$ – универсальная газовая постоянная, T – температура среды в

кельвинах, M_a – молярная масса ГВ, ρ_a^g – концентрация (масса в единице объема) ГВ в газе над раствором. С другой стороны, аналогичная концентрация ГВ в жидкости $\rho_a^{жс}$ дается формулой

$$\rho_a^{жс} = \rho_x x \frac{M_a}{M_x}, \quad (44)$$

где ρ_x – плотность жидкого ОТВ, M_x – молярная масса ОТВ. Используя формулы (43),(44) и (42) можно для отношения ω написать

$$\omega = \frac{\rho_a^{\text{жс}}}{\rho_a^{\text{г}}} = \frac{\rho_x RT}{k_{\Gamma} M_x}, \quad (45)$$

откуда находим формулу для постоянной Генри

$$k_{\Gamma} = \frac{\rho_x RT}{\omega M_x}. \quad (46)$$

Будем пренебрегать возможной зависимостью величины ω от температуры, считая ее константой, определенной при нормальных условиях.

В результате испарения ОТВ и выхода из раствора газообразного ГВ рассматриваемый элемент среды становится двухфазной газожидкостной смесью. Будем считать, что пузырьки распределены по объему равномерно, т. е. смесь является гомогенной. Давление в пузырьке складывается из давления паров ОТВ p_n , равного давлению насыщенных паров ОТВ при данной температуре, и давления ГВ p_a , удовлетворяющего формуле (42). Полное давление p в пузырьке, а значит и во всем элементе среды, дается их суммой

$$p = p_n + p_a. \quad (47)$$

Обозначим через α отношение массы находящегося в жидком состоянии ОТВ в элементе среды к его полной массе m , а через V_2 – объем газообразной части элемента среды. Тогда

$$V = \frac{\alpha m}{\rho_x} + V_2. \quad (48)$$

Будем считать, что объем жидкого ОТВ не изменяется при растворении в нем ГВ.

Поскольку используемая в формуле (42) величина x это мольная доля растворенного ГВ, масса растворенного в жидком ОТВ ГВ m_a дается выражением

$$m_a = x \alpha m \frac{M_a}{M_x}. \quad (49)$$

В этой формуле мы пренебрегаем отличием между массой жидкого ОТВ αm и полной массой раствора $\alpha m + m_a$ поскольку величина x обычно достаточно мала.

Будем помечать верхним индексом "0" величины, относящиеся к начальному моменту времени, когда рассматриваемый элемент среды состоял только из жидкого ОТВ, а давление в нем совпадало с начальным давлением в баллоне, обозначаемым через p^0 . Тогда, например, $\alpha^0 = 1$.

Запишем уравнение Клапейрона-Менделеева для газообразного ОТВ и ГВ в пузырьке:

$$p_n V_2 = \frac{RT}{M_x} (m - \alpha m), \quad (50)$$

$$p_a V_2 = \frac{RT}{M_a} (m_a^0 - m_a). \quad (51)$$

В уравнении (50) мы пренебрегли вкладом массы ГВ по сравнению с полной массой m . Подставив в формулу (49) величину x , выраженную из формул (42),(47), получаем

$$m_a = m \alpha \frac{M_a (p - p_n)}{M_x k_{\Gamma}}. \quad (52)$$

В начальный момент эта формула переходит в

$$m_a^0 = m \frac{M_a(p^0 - p_n^0)}{M_x k_\Gamma}. \quad (53)$$

Подставляя эти две формулы в уравнение (51), а также используя (47), находим

$$(p - p_n)V_z = m \frac{RT}{M_x k_\Gamma} \left((p^0 - p_n^0) - \alpha(p - p_n) \right). \quad (54)$$

Выразим из уравнения (50) величину V_z и подставим в (54), а затем из получившегося уравнения найдем p :

$$p = p_n \left(1 + \frac{p^0 - p_n^0}{k_\Gamma \left(1 - \alpha \left(1 - \frac{p_n}{k_\Gamma} \right) \right)} \right), \quad (55)$$

где величина k_Γ определяется формулой (46).

Далее, подставляя формулы (48) и (41) в уравнение (50) его можно записать в виде

$$p_n \left(\frac{m}{\rho} - \frac{\alpha m}{\rho_x} \right) = \frac{RT}{M_x} (1 - \alpha)m, \quad (56)$$

откуда можно найти величину α :

$$\alpha = \frac{1 - \frac{\rho_n}{\rho}}{1 - \frac{\rho_n}{\rho_x}}, \quad (57)$$

где величина

$$\rho_n = \frac{p_n M_x}{RT} \quad (58)$$

есть плотность насыщенных паров ОТВ (как видно из уравнения (50)). Подстановка выражения (57) в формулу (55) дает уравнение, связывающее давление среды p с ее плотностью ρ и температурой T (последняя входит через плотность насыщенных паров ρ_n , см. формулу (58)). Важно отметить, что формула (55) работает только до тех пор, пока $\alpha > 0$, что означает, что в рассматриваемом элементе среды присутствует жидкое ОТВ.

Для того чтобы получить уравнение состояния, однозначно необходимо дополнительно учесть условие теплового баланса. Поскольку процесс происходит достаточно быстро, можно считать, что он идет адиабатически, т. е. без обмена теплом с окружением. Тогда условие теплового баланса (закон сохранения энергии) при малом изменении параметров рассматриваемого элемента среды можно записать как

$$p\Delta V + c_{жс}^x \alpha m \Delta T + c_V^x \frac{(1 - \alpha)m}{M_x} \Delta T + c_V^a \frac{m_a^0 - m_a}{M_a} \Delta T - r_n m \Delta \alpha = 0, \quad (59)$$

где $c_{жс}^x$ – удельная (на единицу массы) теплоемкость жидкого ОТВ, c_V^x и c_V^a – удельные (на один моль) теплоемкости газообразного ОТВ и ГВ при постоянном объеме, r_n – удельная (на единицу массы) теплота парообразования ОТВ. В уравнении (59) первое слагаемое соответствует работе по расширению элемента среды; второе, третье и четвертое – нагреванию составных частей смеси: жидкого ОТВ, газообразного ОТВ и ГВ, соответственно; пятое – энергии, затраченной на испарение ОТВ. Зависимостью

теплоемкостей $c_{жс}^x, c_V^x, c_V^a$ от температуры можно пренебречь, считая их константами, определенными при начальной температуре T^0 , которую будем считать равной 20°C. Зависимость же от температуры величин ρ_x и r_n будем аппроксимировать линейными функциями

$$\rho_x = \rho_x^0 + \rho_x'(T - T^0), \quad (60)$$

$$r_n = r_n^0 + r_n'(T - T^0) \quad (61)$$

где значения ρ_x^0 и r_n^0 соответствуют начальной температуре T^0 , а величины ρ_x' и r_n' определяются по экспериментальным данным зависимости соответствующих величин от температуры.

Найдем приращение величины α из формулы (57):

$$\Delta\alpha = \frac{\rho_n}{\rho^2 \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_x}\right)} \Delta\rho + \left(\rho_n \left(\frac{1}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho_x} \right) \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{p_n} \frac{\partial p_n}{\partial T} \right) - \frac{\alpha \rho_n \rho_x'}{\rho_x^2} \right) \frac{\Delta T}{\left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_x}\right)}. \quad (62)$$

Появившуюся здесь производную $\frac{\partial p_n}{\partial T}$ можно найти из уравнения Клапейрона-Клаузиуса (см. [10], формула (V.23)):

$$\frac{\partial p_n}{\partial T} = p_n \frac{M_x r_n}{RT^2} \quad (63)$$

откуда, в частности, следует, что

$$\Delta p_n = p_n \frac{M_x r_n}{RT^2} \Delta T. \quad (64)$$

Подставляя в уравнение (59) формулу (62) и следующее из формулы (41) соотношение

$$\Delta V = -\frac{m}{\rho^2} \Delta\rho, \quad (65)$$

находим связь между приращениями ΔT и $\Delta\rho$:

$$\begin{aligned} & \frac{1}{\rho^2} \left(p + \frac{r_n \rho_n}{\left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_x}\right)} \right) \Delta\rho = \\ & = \left(c_{жс}^x \alpha + c_V^x \frac{(1-\alpha)}{M_x} + \frac{c_V^a \omega}{\rho_x RT} \left((p^0 - p_n^0) - \alpha(p - p_n) \right) - \right. \\ & \quad \left. - \frac{r_n}{\left(1 - \frac{\rho_n}{\rho_x}\right)} \left(\frac{\rho_n}{T} \left(\frac{1}{\rho} - \frac{\alpha}{\rho_x} \right) \left(1 - \frac{M_x r_n}{RT} \right) - \frac{\alpha \rho_n \rho_x'}{\rho_x^2} \right) \right) \Delta T \end{aligned} \quad (66)$$

Полученные уравнения позволяют при заданной величине начального давления p^0 численно находить значения всех параметров системы для каждого значения ρ , а значит, в

частности, уравнение состояния $\rho(p)$. Для этого нужно сначала задать начальные значения параметров:

$$\rho = \rho_x^0, \quad T = T^0, \quad p_n = p_n^0, \quad \alpha = 1, \quad p = p^0, \quad \rho_x = \rho_x^0, \quad r_n = r_n^0, \quad (67)$$

а затем пошагово уменьшать плотность ρ на некоторую малую величину $\Delta\rho$, на каждом шаге вычисляя приращения ΔT из уравнения (66) и Δp_n из уравнения (64), вычисляя с помощью этих приращений новые значения величин T , p_n и вычисляя по ним новые значения величин ρ_x по формуле (60), r_n по формуле (61), α по формуле (57) и давления p по формуле (55) с учетом (46). На каждом шаге нужно во всех формулах использовать значения параметров, полученные на предыдущем шаге.

Графики полученных таким способом зависимостей $p(\rho)$, $p_n(\rho)$, $\alpha(\rho)$, $T(\rho)$ при $p^0 = 4.1$ МПа приведены на рис. 4,5.

Используемые при проведения расчетов параметры веществ

обозначение ОТВ		125	227ea	13B1	218	318Ц	Novac 1230
химическая формула		C_2F_5H	C_3F_7H	CF_3Br	C_3F_8	C_4F_8	$C_6F_{12}O$
молекулярная масса	M_x , г/моль	120	170	149	188	200	316
температура кипения ¹ (при атм. давлении)	$T^{кип}$, °C	-48.5	-18.3	-57.77	-36.8	6	49.2
плотность в жидком состоянии ¹ (при T=20°C)	ρ_x , кг/м ³	1127	1406	1573	1353	1520	1600
давление насыщенных паров ¹ (при T=20°C)	p_n^0 , МПа	1.131	0.391	1.430	0.76	0.266	0.04
теплота парообразования ¹ (при T=20°C)	r_n , кДж/кг	111.9	111.3	81.9	82.1	105.71	88
удельная теплоемкость в жидком состоянии ¹ (при T=20°C)	$c_{ж}^x$, кДж/(кг °C)	1.286	1.163	0.828	1.183	1.099	1.103
молярная теплоемкость в газообразном состоянии при постоянном объеме ¹ (при T=20°C)	c_V^x , Дж/(моль °C)	111.8	139.4	87.9	157.3	154.9	273.3
растворимость азота (определение см. в (45))	ω	0.67 ²	0.65 ²	0.69 ²	0.77 ²	0.66 ³	0.98 ⁴

Табл. 1. Параметры хладонов 125, 227ea, 13B1, 218, 318Ц и ОТВ Novac 1230.

химическая формула		N_2
молекулярная масса	M_a , г/моль	28
молярная теплоемкость при постоянном объеме	c_V^a , Дж/(моль °C)	20.86

Табл. 2. Параметры азота.

¹ Значения для хладонов взяты из [14].

² Значения найдены из данных, приведенных в работе [3].

³ Значение взято по аналогии с прочими хладонами.

⁴ Значение найдено как обеспечивающее наилучшее совпадение результатов, см. Введение.

Литература

- [1] Цариченко С.Г., Пастон С.А., Пастон А.Р., Жаров С.А., Куянов А.В. "Расчет времени выхода огнетушащего вещества под давлением газа-вытеснителя для систем газового пожаротушения на основе сжиженных газов", Пожарная безопасность, 2007, N 4, стр. 38-44.
- [2] Николаев В.М., Смирнов Н.В., Никонова Е.В., Копылов С.Н., Цариченко С.Г. "Гидродинамические параметры течения двухфазных сред в трубопроводах установок газового пожаротушения", Пожарная безопасность, 2006, N 2, стр. 91-100.
- [3] Yang J.C., Vazquez I., Boyer C.I., Huber M.L., Weber L. "Measured and predicted thermodynamic properties of selected halon alternative/nitrogen mixtures", Int. J. Refrig., 1997, vol. 20, N 2, pp. 96-105.
- [4] "Установки пожаротушения на основе регенерированных озоноразрушающих газовых огнетушащих веществ", руководство для проектирования. ФГУ ВНИИПО МЧС России, Москва, 2004.
- [5] Меркулов А.В., Меркулов В.А. "Газовое пожаротушение. Подход к выбору и расчету установок газового пожаротушения", Противопожарные и аварийно-спасательные средства, 2004, N 1, стр. 30-35.
- [6] Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. "Гидродинамика". М.:Наука, 1988.
- [7] Лабунцов Д.А., Ягов В.В. "Механика двухфазных систем". М.:МЭИ, 2000.
- [8] Башта Т.М., Руднев С.С., Некрасов Б.Б. "Гидравлика, гидромашины и гидроприводы: учебник для машиностроительных вузов". М.: Машиностроение, 1982.
- [9] Кочин Н.Е., Кибель И.А., Розе Н.В. "Теоретическая гидромеханика", в 2х томах. М.:Физматгиз, 1963.
- [10] Стромберг А.Г., Семченко Д.П. "Физическая химия". М.: "Высшая школа", 2001.
- [11] Несис Е.И. "Кипение жидкостей". М.:Наука, 1973.
- [12] Скрипов В.П., Синицин Е.Н., Павлов П.А., Ермаков Г.В., Муратов Г.Н., Буланов Н.В., Байдаков В.Г. "Теплофизические свойства жидкостей в метастабильном состоянии". М.:Атомиздат, 1980.
- [13] Лойцянский Л.Г. "Механика жидкости и газа". Л.:Гостехиздат, 1950.
- [14] Максимов Б.Н., Барабанов В.Г. и другие. "Промышленные фторорганические продукты". С-Пб.: Химия, 1996.

Пример использования методики в частично ручном режиме расчетов

В качестве примера рассмотрим простейшую систему газового пожаротушения, состоящую из баллона МОГП(60-100-36), наполненного хладоном 125 массы $M_{нач}$ под давлением азота 4 МПа, и горизонтального участка трубы длины L и внутреннего диаметра 36 мм, заканчивающегося насадком с площадью отверстий 500 мм^2 и коэффициентом расхода 0.65.

Поскольку в данной методике истечение ОТВ описывается как квазистационарный процесс необходимо сначала построить стационарные состояния системы. Это требует решения весьма сложных уравнений и может быть проведено только с использованием компьютерной техники. Состояния рассматриваемой системы, построенные с помощью основанной на данной методике расчета компьютерной программы "ТАКТ-Газ", приведены на рис. 6,7,8. Используя эти графики, можно приближенно определить, как в процессе истечения ОТВ изменяются давление в баллоне, масса ОТВ в баллоне и трубах, а также количество ОТВ, вышедшего через насадок. Это можно сделать для любых комбинаций значений величин длины трубы $L = 5, 10, 15, 20, 25 \text{ м}$ и начальной массы ОТВ в баллоне $M_{нач} = 60, 70, 80, 90, 100 \text{ кг}$. Опишем подробно алгоритм такого вычисления.

Алгоритм

Используемые величины:

- n – номер шага. Начальное значение $n = 0$.
- Δt – шаг по времени. Чем меньше величина Δt , тем точнее вычисление, но больше шагов необходимо проделать. При вычислении вручную рекомендуются значения от 1 с до 0.1 с.
- $t_n = (n + 1) \Delta t$ – момент времени, соответствующий окончанию шага n . Момент времени $t = 0$ соответствует началу выхода ОТВ из насадка.
- P_n – давление в баллоне, соответствующее шагу n .
- M_n – масса ОТВ в баллоне, соответствующая шагу n (точнее, это масса в части баллона без сифонной трубки).
- m_n – масса ОТВ в трубопроводе, соответствующая шагу n (включая сифонную трубку баллона).
- q_n – массовый расход из баллона, соответствующий шагу n .
- $m_n^{нас}$ – масса ОТВ, прошедшего через насадок на шаге n .
- $m^{нас}$ – полная масса ОТВ, прошедшего через насадок.

Последовательность действий:

1. Из рис. 6 и 7 определить давление P_0 в баллоне в момент начала выхода ОТВ из насадка. Оно не совпадает с исходным давлением в баллоне, поскольку за время заполнения трубопровода давление успевает упасть. Это такое значение, при котором $M(P_0) + m(P_0) = M_{нач}$, где $M(P)$ и $m(P)$ – функции, задаваемые изображенными на рис. 6 и 7 графиками, соответствующими выбранным значениям $M_{нач}$ и L . Положить $M_0 = M(P_0)$, $m_0 = m(P_0)$, $n = 0$.

2. Из соответствующего графика $q(P)$, изображенного на рис. 8, определить расход на данном шаге: $q_n = q(P_n)$.
3. Вычислить массу ОТВ в баллоне, соответствующую следующему шагу, по формуле: $M_{n+1} = M_n - q_n \Delta t$.
4. Из соответствующего графика $M(P)$, изображенного на рис. 6, найти давление в баллоне на следующем шаге P_{n+1} из требования: $M(P_{n+1}) = M_{n+1}$.
5. Из соответствующего графика $m(P)$, изображенного на рис. 7, определить массу ОТВ в трубах на следующем шаге: $m_{n+1} = m(P_{n+1})$.
6. Вычислить массу ОТВ, прошедшего на данном шаге через насадок по формуле: $m_n^{nac} = q_n \Delta t + m_n - m_{n+1}$. Увеличить на эту величину значение полной массы m^{nac} .
7. Вычислить соответствующий окончанию данного шага момент времени по формуле: $t_n = (n + 1) \Delta t$.
8. Если значение m^{nac} не превышает 95% от $M_{нач}$, то увеличить на единицу номер шага n и перейти к пункту 2. В противном случае прекратить расчет.

Соответствующее окончанию последнего шага расчета время t_n дает искомое время выхода в помещение необходимого количества ОТВ. Последние значения величин P_n , M_n и m_n дают информацию о давлении в баллоне, массе ОТВ в баллоне и трубах в этот момент времени.

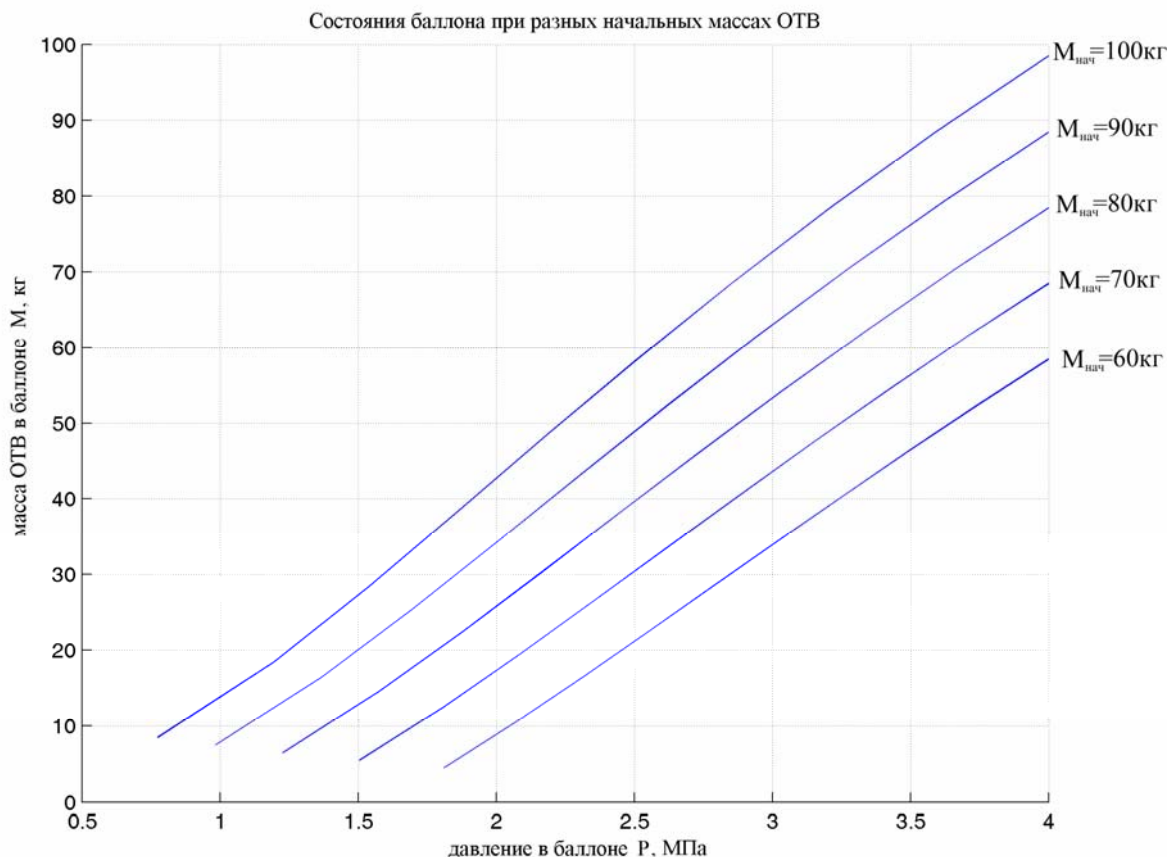


Рис. 6.

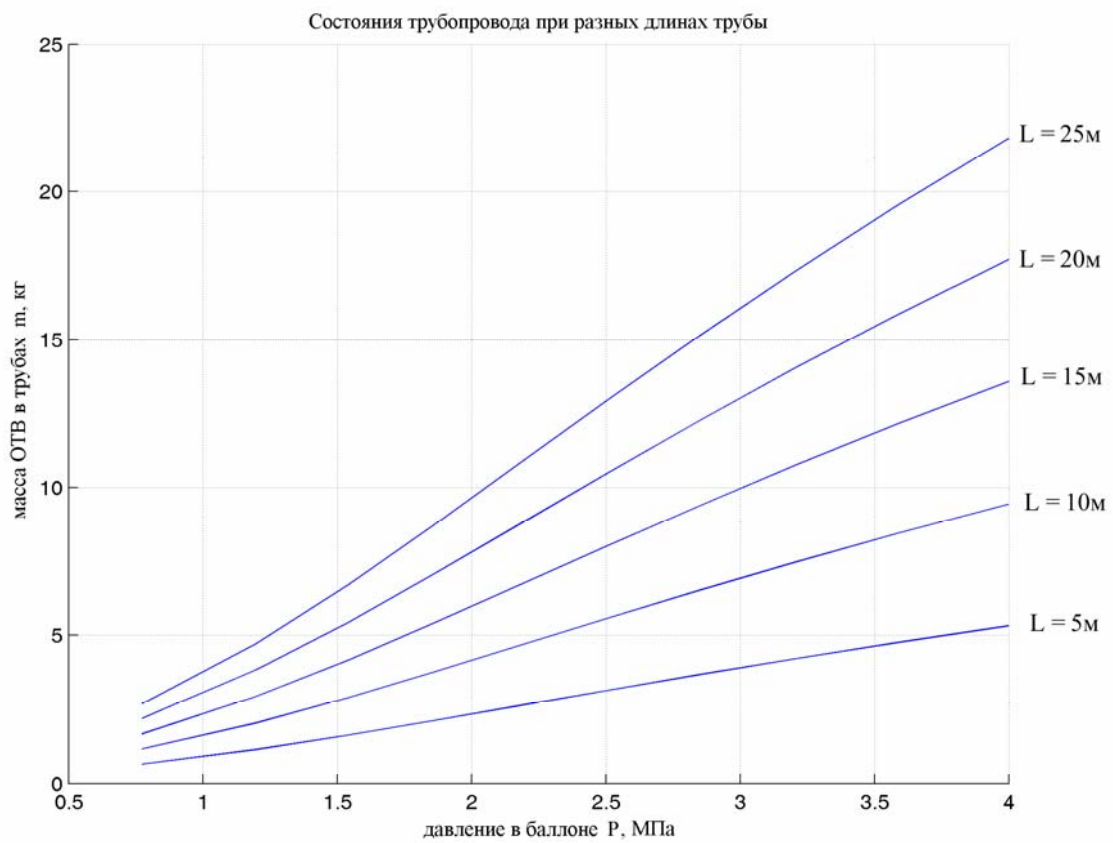


Рис. 7.

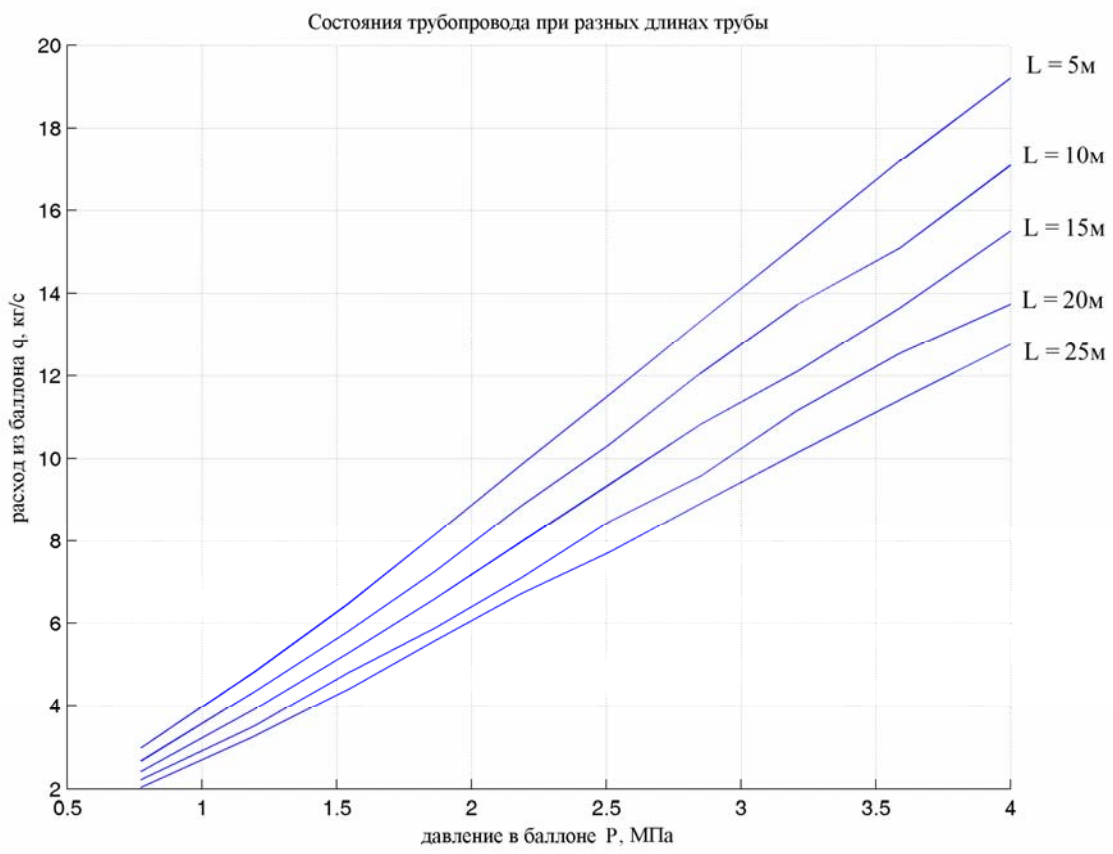


Рис. 8.