МОДЕЛИРОВАНИЕ И РАСЧЕТ УСТАНОВИВШИХСЯ РЕЖИМОВ РАБОТЫ ГАЗОПРОВОДОВ ВЫСОКОГО ДАВЛЕНИЯ

Г.И. Машуков, С.А Синяков

Научный руководитель доктор физико-математических наук С.Н. Харламов

Национальный исследовательский Томский политехнический университет, г. Томск, Россия

В данной статье рассматриваются газопроводы, условия работы которых значительно отличаются от условий работы большинства ныне действующих систем. Речь идет прежде всего о газопроводах с большой разностью высотных отметок, эксплуатируемых при высоких (5-15 МПа) и сверхвысоких давлениях (до 20-35 МПа). В первую очередь это глубоководные газопроводы, а также газопроводы, преодолевающие высокогорные перевалы. Излагается теория и алгоритм расчета установившихся режимов работы подобных газопроводов.

Для расчета установившегося течения сжимаемого газа на участке газопровода используются следующие уравнения:

- Уравнение неразрывности:

$$\frac{d}{dx}(\rho \upsilon \mathrm{S}) = 0, \tag{1}$$

из которого следует равенство $Q = \rho \upsilon S = const$, означающее постоянство массового расхода Q по длине газопровода. [1] Поскольку плотность р газа уменьшается по мере падения давления, из уравнения (1) следует, что в случае постоянства площади S = const, поперечного сечения газопровода скорость υ газа увеличивается от начала участка к его концу;

- Уравнение движения:

$$\rho \upsilon \frac{d\upsilon}{dx} = -\frac{d\rho}{dx} - \frac{4}{d}\tau_w - \rho g \cdot \frac{dz}{dx}, \tag{2}$$

где $\tau_w = \dfrac{\lambda}{8 \cdot \rho \upsilon^2}$ – касательное напряжение трения на внутренней поверхности трубопровода;

g - ускорение силы тяжести;

z (x) - профиль газопровода;

- dz / dx = sin a
- Уравнение баланса полной энергии:

$$\rho \upsilon S \cdot \frac{d}{dx}\left[\left(\frac{\alpha_k \upsilon^2}{2} + J\right)\right] = \pi d \cdot q_n - \rho \upsilon S \cdot g \frac{dz}{dx}, \tag{3}$$

где q_n - плотность теплового потока, рассчитанная на единицу поверхности трубопровода. [2]

Если в этом уравнении использовать зависимость энтальпии от давления и температуры T, положив

J = J(p, T), а также считать, что теплообмен газа с окружающей средой подчиняется закону теплопередачи Ньютона $q_n = K_т (T - T_{нар})$, где $K_т$ - коэффициент теплопередачи и $T_{нар}$ наружная температура, будем иметь:

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{\alpha_k \upsilon^2}{2}\right) + \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right) \cdot \frac{dp}{dx} = -\frac{\pi d \cdot K_T}{Q} \cdot (\mathrm{T} - \mathrm{T}_{\text{нар.}}) - g\frac{dz}{dx} \tag{4}$$

Здесь C_p (p, T) – теплоемкость газа при постоянном давлении; D_*(p, T) – коэффициент Джоуля-Томсона;

- Уравнение состояния реального газа

$$p = Z(p,T) \cdot \rho R T, \tag{5}$$

где Z - коэффициент сжимаемости; R - газовая постоянная.

С помощью уравнения состояния реального газа основные термодинамические коэффициенты можно выразить через функцию Z(p, T). В частности, выражение для связи теплоемкостей при постоянном давлении и постоянном объеме для реального газа имеет вид [5]:

$$C_p - C_V = -\frac{T}{\rho^2}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_\rho \left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p,$$

Выразив производные, входящие в это выражение, через давление и температуру с помощью уравнения состояния p = Z (p, T) pRT, получим:

$$C_p(p,T) = C_V + R \cdot \frac{\left[Z + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_\rho\right]^2}{Z - p\left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T}, \tag{6}$$

где C_v – теплоемкость газа при постоянном объеме. Для совершенного газа Z = 1, поэтому C_p - C_v= R. Для реального газа разность C_p - C_v > R.

Коэффициенте, D_*(p, T) Джоуля-Томсона представляется формулой [4]:

$$D_*(p,T) = -\frac{1}{C_p(p,T)} \cdot \frac{\rho + T\left(\frac{\partial \rho}{\partial T}\right)_p}{\rho^2},$$

где теплоемкость C_p (p,T) определяется выражением (6) [3]. Используя уравнение состояния газа, получаем для этого коэффициента выражение

$$D_*(p,T) = -\frac{1}{C_p(p,T)} \cdot \frac{T}{\rho Z}\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right), \quad (7)$$

Для совершенного газа Z ≡ 1, поэтому $D_* \equiv 0$.

Необходимо отметить, что эффект Джоуля-Томсона может изменять направление своего действия на обратное, если $(dZ / dT)_p$ производная изменяет знак с положительного на отрицательный. Если основываться на известных диаграммах Z (p, T) природного газа, речь идет о давлениях ≈ 35÷40 МПа. Уравнения (1-7) образуют замкнутую систему уравнений для расчета установившихся неизотермических течений газа в трубопроводе с произвольным профилем.

Если в уравнении (2) движения газа выразить касательное напряжение τ_w на внутренней поверхности трубы согласно формуле $\tau_w = \frac{\lambda}{8 \cdot \rho \upsilon^2}$, то систему уравнений для расчета установившихся режимов работы

магистральных газопроводов можно представить в виде:

$$\begin{cases} \rho\upsilon\frac{d\upsilon}{dx} + \frac{dp}{dx} = -\lambda\frac{1}{d}\frac{\rho\upsilon^2}{2} - \rho g\frac{dz}{dx}, \\ \frac{d}{dx}\left[\left(\frac{\upsilon^2}{2} + J\right)\right] = -\frac{\pi d \cdot K_T}{Q}\left(T - T_{í\,àð}\right) - g\frac{dz}{dx}, \\ \mathrm{p} = \mathrm{Z}(p,T) \cdot \rho R T \end{cases} \quad (8)$$

Так как массовый расход газа Q = ρvS = const, то скорости является зависимой переменой и определяется через расход: v = Q/(ρS). Следовательно уравнения (8) сводятся к системе двух обыкновенных дифференциальных уравнений

$$\begin{cases} a_1(p,T)\frac{dp}{dx} + b_1(p,T)\frac{dT}{dx} = c_1(p,T,x), \\ a_2(p,T)\frac{dp}{dx} + b_2(p,T)\frac{dT}{dx} = c_2(p,T), \end{cases}$$

для двух функций - давления p (x) и температуры T(x). (9)

где

$$a_1(p,T) = \frac{1}{(Q/S)^2} - \frac{RT}{p^2}\cdot\left[Z - p\left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T\right],\ b_1(p,T) = \frac{\partial}{\partial T}\left(\frac{1}{\rho}\right) = \frac{R}{p}\cdot\left[Z + T\left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T\right],$$

$$c_1(p,T,x) = \frac{1}{(Q/S)^2}\left[\frac{\lambda}{2d}\frac{(Q/S)^2}{\rho} + \rho g\frac{dz}{dx}\right],\ a_2(p,T) = \left(\frac{\partial J}{\partial p}\right)_T - \frac{1}{\rho} = -\frac{RT}{p}\left[Z + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p\right],$$

$$b_2(p,T) = \left(\frac{\partial J}{\partial T}\right)_p = C_p(p,T) = C_V + R\cdot\left[Z + T\left(\frac{\partial Z}{\partial T}\right)_p\right]^2 \Bigg/ \left[Z - p\left(\frac{\partial Z}{\partial p}\right)_T\right],\ c_2(p,T) = -\frac{\pi d \cdot K_T}{Q}\left(T - T_{í\,àð.}\right) + \frac{\lambda}{2d}\frac{(Q/S)^2}{\rho^2}.$$

Литература

1 Кириллин А.В., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. – М., Энергоатомиздат, 1983 – С. 66 – 70
2 Лурье М.В. Математическое моделирование процессов трубопроводного транспорта нефти, нефтепродуктов и газа. – М., Издательский центр РГУ нефти и газа имени И.М. Губкина, 2012 – С. 24 – 170
3 Новоселов В.Ф., Гольянов А.И., Муфтахов Е.М. Типовые расчеты при проектировании и эксплуатации газопроводов. –М., Недра, 1982 – С. 56
4 Ходанович И.Е., Кривошеин Б.Л., Бикчентай Р.Н. Тепловые режимы магистральных газопроводов. – М., Недра, 1971 – С. 24
5 Чарный И.А. Основы газовой динамики. – М., Гостоптехиздат, 1961 – С. 16 – 20