УДК 622.279:532.5

Неравновесная термодинамика процесса трубопроводного транспорта природного газа

В.А. Сулейманов[1,2]

[1] ООО «Газпром ВНИИГАЗ», Российская Федерация, 142717, Московская обл., Ленинский р-н, с.п. Развилковское, пос. Развилка, Проектируемый пр-д № 5537, вл. 15, стр. 1
[2] РГУ нефти и газа (НИУ) им. И.М. Губкина, Российская Федерация, 119991, г. Москва, Ленинский пр-т, д. 65, к. 1
E-mail: V_Suleimanov@vniigaz.gazprom.ru

Ключевые слова: транспортировка газа, газопровод, модель одномерного течения, неравновесная термодинамика, энтропия, тепловой баланс.

Тезисы. Выполнена проверка часто используемого в трубопроводной гидравлике положения о том, что работа сил трения, производимая при движении реального газа по газопроводу, полностью переходит в тепловую энергию. С помощью интегрального определения энтропии Клаузиуса показано, что этот тезис находит свое подтверждение с приемлемой для инженерных приложений точностью применительно к одномерной постановке задачи определения продольного температурного поля газа.

При моделировании тепловых процессов в газопроводах в настоящее время исходят из положения о том, что работа сил трения, производимая при движении газа по газопроводу, полностью переходит в тепловую энергию и не вносит вклада в изменение кинетической энергии потока. Обычно это утверждение принимается как не требующее доказательства. Отметим, что даже прецизионные измерения температуры транспортируемого газа не позволили бы подтвердить указанное положение из-за неточности измерений параметров, влияющих на тепловые процессы в реальном газопроводе. В настоящей работе предложен способ проверки справедливости этого положения с использованием уравнения интегрального определения энтропии.

Термобарические параметры установившегося движения природного газа по магистральному газопроводу с постоянным внутренним диаметром рассчитываются с помощью следующей системы одномерных дифференциальных уравнений [1]:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(\rho w) = 0; \tag{1}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}(p + \rho w^2) = -\lambda \frac{\rho |w| w}{2D} - g\rho\beta; \tag{2}$$

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[h + \frac{w^2}{2}\right] = \frac{4U}{\rho w D}(T_{\mathrm{ext}} - T) - g\beta, \tag{3}$$

где $p(x)$, $\rho(x)$, $w(x)$ и $T(x)$ – усредненные по поперечному сечению газопровода с эйлеровой координатой x давление, плотность, расходная скорость и температура транспортируемого газа соответственно; h – удельная энтальпия; D – внутренний диаметр труб; λ – коэффициент гидравлического сопротивления; U – коэффициент теплообмена с окружающей средой; T_{ext} – локальная температура окружающей среды; β – локальный угловой коэффициент; g – ускорение свободного падения.

В системе уравнений (1)–(3) исключен вклад внешней работы, производимой над газом. В правой части уравнения сохранения импульса (2) первый член $-\lambda \frac{\rho |w| w}{2D}$ является обобщением на турбулентный режим течения газа формулы для удельных потерь давления на трение, полученной в рамках точного решения уравнения Навье – Стокса для одномерного ламинарного течения вязкой жидкости (газа) по трубе [2].

В общем случае λ в соответствии с пи-теоремой Бэкингема является функцией не только критериального числа Рейнольдса, как это имеет место для ламинарного движения газа по трубе, но и относительной шероховатости внутренней поверхности труб.

При рассмотрении транспортировки природного газа как термодинамического процесса и выборе p и T в качестве независимых термодинамических параметров, решая систему уравнений (1)–(3), в качестве замыкающих используют следующие термодинамические соотношения:

- термическое уравнение состояния

$$\rho = \rho(p, T); \tag{4}$$

- калорическое уравнение состояния в виде полного дифференциала h:

$$\mathrm{d}h = c_p(\mathrm{d}T - \mu \mathrm{d}p), \tag{5}$$

где μ – коэффициент адиабатного дросселирования; c_p – коэффициент теплоемкости газа при постоянном давлении.

Из формул (3) и (5) следует, что тепловой баланс газовых потоков включает вклады:

- теплоты, вырабатываемой за счет дросселирования потока;
- внешнего теплопритока;
- тепловых эквивалентов работы по изменению кинетической энергии потока и работы по подъему перемещаемого по трубопроводу газа в гравитационном поле.

Важно отметить: при выводе уравнения превращения энергии (3) использовалось упомянутое допущение о тождественном равенстве работы сил трения и выделяемой внутри объема газа тепловой энергии при транспортировке газа.

Система одномерных уравнений установившегося движения газа по трубопроводу (1)–(3) получена на основе законов сохранения массы и импульса, превращения энергии газового потока и 1-го начала термодинамики применительно к движущемуся по газопроводу элементарному объему газа, имеющему форму цилиндра высотой dx и диаметром D, который соприкасается со стенкой трубы по всей боковой поверхности. Рассматриваемый элементарный объем газа, несмотря на свои малые физические размеры, содержит достаточно большое количество молекул, так что к нему можно применять законы статистической физики и термодинамики, т.е. рассматривать его как термодинамическую систему. Так, в современном газопроводе высокого давления с внутренним диаметром 1 м в объеме газа, имеющем форму цилиндра высотой Δl = 10 мм и диаметром 1 м, может содержаться до 10^{11} молекул. Определенная таким образом термодинамическая система – элементарный объем газа – является закрытой системой, в которой осуществляются теплообмен через боковую поверхность с окружающей средой и обмен механической энергией в торцевых сечениях. Массообмен в торцевых сечениях отсутствует в соответствии с уравнением (1).

Процесс трубопроводного транспорта газа с учетом теплообмена с окружающей средой и работы сил трения, очевидно, является неравновесным и необратимым. Однако, используя общепринятый подход, основанный на предположении о том, что рассматриваемый элементарный объем газа находится в локальном термодинамическом равновесии, можно решать систему уравнений (1)–(5), считая:

- что термодинамическое состояние элементарного объема газа возможно полностью определить двумя интенсивными термодинамическими параметрами – давлением p и температурой T, а также компонентным составом газа;
- к элементарному объему газа допустимо применять все количественные выводы классической равновесной термодинамики.

Решение этой системы уравнений можно рассматривать как последовательную совокупность значений термобарических и расходных параметров – давления, температуры, скорости – элементарного объема газа по мере его движения по газопроводу. Это означает, что с позиций термодинамики процесс транспортировки газа представляет собой цепочку последовательных переходов с временны́м шагом $\frac{\mathrm{d}l}{w}$ рассматриваемого элементарного контрольного объема газа из начального равновесного состояния (в начальном сечении газопровода) во все последующие равновесные состояния по направлению движения вплоть до конечного сечения газопровода.

Процесс, состоящий из непрерывной последовательности равновесных термодинамических состояний, относится к равновесным или квазистатическим, что, строго говоря, справедливо только по отношению к достаточно медленным процессам. Близкими к равновесным являются такие процессы, при которых скорости изменения локальных параметров системы гораздо меньше скоростей их релаксации. Характерные времена протекания релаксационных процессов в газе при значениях давления и температуры, типичных для современных магистральных газопроводов, не превышают 10^{-4} с [3]. С учетом размера выбранного нами элементарного объема газа видно, что соответствующий временной шаг его перехода из одного равновесного состояния в другое при движении по газопроводу существенно превосходит время релаксационных процессов в газе.

Из сказанного следует, что система дифференциальных уравнений (1)–(5) позволяет вместо реального процесса трубопроводного транспорта газа рассматривать воображаемый равновесный процесс транспортировки газа и рассчитывать одномерные (по длине газопровода) поля термобарических и расходных параметров.

Принципиальная возможность проверки вышеприведенного утверждения основана на использовании интегрального определения энтропии Клаузиуса: изменение энтропии ΔS при необратимом преобразовании из состояния «in» в состояние «out» всегда можно рассчитать с помощью интегрирования по параметрам соответствующим образом подобранного равновесного процесса:

$$\Delta S = S_{\text{out}} - S_{\text{in}} = \int_{\text{in}}^{\text{out}} \mathrm{d}S. \qquad (6)$$

Энтропия – функция состояния термодинамической системы, и ее изменение в результате термодинамического процесса определяется в нашем случае значениями p и T транспортируемого газа в конечном и начальном сечениях газопровода.

Применительно к процессу трубопроводного транспорта газа из уравнения (6) следует равенство двух значений ΔS: первое получено по значениям пары термобарических параметров (p_{out}, T_{out}) и (p_{in}, T_{in}) газопровода в его конечном и начальном сечениях соответственно, второе – в результате вычисления интеграла в уравнении (6) с использованием решения системы уравнений (1)–(5) для выбранного равновесного процесса транспорта газа с теми же значениями термобарических параметров в конечном и начальном сечениях.

Полный дифференциал приращения энтропии открытой термодинамической системы в работе И. Пригожина [4] предложено определять суммой двух независимых дифференциалов

$$\mathrm{d}S = \mathrm{d}S_e + \mathrm{d}S_i, \qquad (7)$$

где $\mathrm{d}S_e$ – изменение энтропии элементарного объема газа, обусловленное обменом энергии с окружающей средой; $\mathrm{d}S_i$ – изменение энтропии элементарного объема газа, вызванное необратимым процессом внутреннего теплообмена в системе [5].

Для процесса трубопроводной транспортировки газа для этих дифференциалов справедливы следующие выражения, содержащие в явном виде локальные значения измеряемых или расчетных термогидравлических параметров транспортировки природного газа:

$$\mathrm{d}S_e = \frac{\pi \mathrm{d}U(T_{\text{ext}} - T)}{GT}\mathrm{d}x, \qquad (8)$$

где G – весовой расход газа;

$$\mathrm{d}S_i = \gamma\lambda \frac{w^2}{2gDT}\mathrm{d}x, \qquad (9)$$

где коэффициент γ ($0 < \gamma \le 1$) в правой части уравнения введен для оценки той части работы сил трения при движении газового потока, которая переходит в тепловую энергию. Положительная определенность локальных значений приращения энтропии $\mathrm{d}S_e$, вызванного необратимыми процессами в термодинамической системе, является одной из формулировок 2-го начала термодинамики, введенной Пригожиным.

Приращения энтропии газового потока вдоль газопровода, задаваемые уравнениями (8) и (9), согласуются при $\gamma = 1$ с уравнением (3) и уравнением энергии в механической форме для сжимаемого флюида. При $0 < \gamma < 1$ уравнение превращения энергии (3) приобретает следующий вид:

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}x}\left[h + \frac{w^2}{2}\right] = \frac{4U}{\rho w D}(T_{\text{ext}} - T) - \lambda(1-\gamma)\frac{w^2}{2D} - g\beta. \qquad (3')$$

Уравнение (9) для дифференциала $\mathrm{d}S_i$ при $\gamma = 1$ отвечает утверждению, что в одномерной постановке задачи движения сжимаемой вязкой среды (газа) по трубопроводу работа сил трения полностью переходит в выделяемое внутри контрольного объема тепло [6, 7] и не вносит вклада в изменение кинетической энергии потока.

Приведенное выше утверждение широко используется при исследовании термогидравлики газовых потоков в каналах (трубах) и существенно упрощает уравнение баланса тепловой энергии, с помощью которого рассчитывается продольная температура газа. Некоторые авторы (см., например, [8]) относятся к этому утверждению как к предположению, а не как к постулату. Что касается общей постановки задачи о трехмерном движении сжимаемого вязкого флюида, то здесь справедливо утверждение (см., например, классическое руководство Н.Е. Кочина и др. [9]), что при движении флюида под действием массовых и поверхностных сил некоторая часть механической энергии необратимым образом переходит в энергию тепловую. О само́м количестве механической энергии, переходящей в тепло, можно судить только по результатам экспериментальных наблюдений тепловых процессов в системе.

С учетом уравнений (8) и (9) интегральное определение изменения энтропии ΔS в соответствующим образом подобранном равновесном процессе движения газа по трубопроводу задается формулой

$$\Delta S = \int_{\text{in}}^{\text{out}} \frac{1}{T}\left[\gamma\lambda\frac{w^2}{2gD} + \frac{\pi DU(T_{\text{ext}} - T)}{G}\right]\mathrm{d}x. \qquad (10)$$

Сравним расчетные значения ΔS, полученные решением термического уравнения состояния и интегрированием выражения (10), используя следующий мысленный эксперимент. Предположим, что имеется информация о параметрах и режимах действующего магистрального газопровода: длина практически горизонтального газопровода – 120 км; внутренний диаметр труб – 1,38 м; тип прокладки – подземная; средняя температура грунта на глубине заложения труб – минус 2 °С; суточная производительность газопровода – 150 млн м^3; компонентный состав газа, %: метан – 96, этан – 2,2, пропан – 0,6, азот – 1,2; давление и температура на входе (выходе) газопровода – 9,8 (6,23) МПа и 30 (10,5) °С соответственно.

Для расчета энтропии природного газа заданного состава применялась соответствующая корреляционная зависимость, использующая термическое уравнение состояния Пенга – Робинсона, входящее в программный вычислительный комплекс PipeSim 9.0. Полученная разность значений удельной энтропии ΔS в конечном и начальном сечениях газопровода составила 0,136 кДж/(кг·К). Из этой оценки следует, что энтропия природного газа в процессе его транспортировки по рассматриваемому виртуальному газопроводу увеличивается.

Воображаемый обратимый процесс транспорта газа по рассматриваемому газопроводу, определяемый решением системы уравнений (1), (2), (3′), (4), (5), промоделирован с помощью расчетных термогидравлических алгоритмов комплекса PipeSim 9.0. При этом:

- в качестве термического уравнения состояния газа заданного компонентного состава использовалось уравнение Пенга – Робинсона;
- эквивалентная шероховатость труб принята равной 7 мкм;
- коэффициент λ определялся по формуле Коулбрука – Уайта;
- коэффициент гидравлической эффективности газопровода Панхендла [10] принят равным 0,968;
- коэффициент теплообмена с вмещающим газопровод грунтом принят равным 1,6 Вт/(м^2·К).

В этих условиях при равенстве давления и температуры на входе в газопровод соответственно 9,8 МПа и 30 °С и суточной производительности газопровода 150 млн м^3 (G = 4404 т/ч газа) получены следующие значения давления и температуры в конечном сечении газопровода: 6,246 МПа и 10,4 °С. Они весьма близки к заданным для рассматриваемого газопровода значениям давления и температуры (см. ранее).

Для расчета интегральной величины изменения энтропии ΔS по формуле (10) использовалось численное интегрирование методом трапеций, где в качестве значений w и T в расчетных узлах брались значения этих величин, полученные при решении системы уравнений (1), (2), (3′), (4), (5), а число расчетных интервалов принималось равным 100. Интегральное значение изменения удельной энтропии для воображаемого обратимого процесса транспортировки природного газа при γ = 1 составило 0,133 кДж/(кг·К).

Разность двух значений изменения энтропии, полученных описанными выше способами, незначительна и составляет 2,6 %. Это различие можно отнести как за счет погрешности используемого численного интегрирования, так и за счет погрешности расчетов энтропии на основе термических уравнений состояния.

Отметим, что при использовании для коэффициента γ значений, меньших единицы, различие в значениях изменения удельной энтропии существенно возрастает. Так, оно составляет 30 % при $\gamma = 0,9$ и 57 % при $\gamma = 0,8$, что существенно превышает точность расчетов абсолютных значений энтропии для рассматриваемых значений p и T. Полученные при этом разности значений изменения энтропии не могут быть отнесены к расчетным погрешностям.

Описанная процедура проверки справедливости приведенного выше утверждения имеет чисто расчетные ограничения, связанные:

- с большими погрешностями значений энтропии, получаемых с помощью сложных корреляционных зависимостей, основанных на термических уравнениях состояния;
- тем обстоятельством, что процессы трубопроводной транспортировки природного газа могут быть достаточно близкими к изоэнтропийным, что приводит к неточностям при расчетах малых величин изменения энтропии процесса, получаемых при вычитании бóльших по абсолютным значениям величин энтропии.

Анализ поведения энтропии в рассмотренном случае показывает: в рамках модели одномерного течения газа допущение предположения о том, что работа сил трения при течении газа по газопроводу целиком переходит в тепловую энергию, находит свое обоснование с приемлемой для инженерных приложений точностью. Более того, поскольку в основе указанного обоснования лежат интегральное определение энтропии (6) и формулировка Пригожина 2-го начала термодинамики в виде уравнения (7), то мы приходим к выводу, что полный переход работы сил трения во внутреннюю тепловую энергию является прямым следствием 2-го начала термодинамики применительно к процессу трубопроводного транспорта природных газов.

Из неравновесной термодинамики газовых систем известно, что энтропия газа растет с ростом температуры и падением давления. Для условий магистрального транспорта газа сам факт роста энтропии свидетельствует о большем влиянии на изменение энтропии падения давления в газопроводе, чем уменьшения температуры газа. Здесь следует отметить наличие корреляционной зависимости между уменьшением плотности природного газа и ростом его энтропии при трубопроводной транспортировке. Моделирование процесса трубопроводной транспортировки природного газа по изложенной методике показало, что рост гидравлических потерь в газопроводах при практически одинаковом уменьшении температуры приводит к росту энтропии газового потока. И наоборот, уменьшение температуры газового потока при практически одинаковых гидравлических потерях приводит к уменьшению его энтропии.

Одно из применений другого термодинамического потенциала – энтальпии – связано с возможностью оценки разности уровней энергии для различных состояний термодинамической системы. Применительно к термодинамике процессов трубопроводной транспортировки газов можно утверждать, что энтальпия газа в конце газопровода практически всегда ниже его энтальпии в начале газопровода, т.е. потенциал производства тепловой энергии газом уменьшается по ходу его движения. Это вызывается как типичным для магистрального транспорта понижением температуры газа при его движении, так и вкладом в тепловой баланс процесса эффекта адиабатического термического расширения газа.

Оценить отклонение параметров реального необратимого процесса трубопроводного транспорта от параметров виртуального обратимого процесса в принципе можно следующим образом, используя фактические параметры реально действующего магистрального газопровода:

1) провести прецизионные замеры продольных полей давления и температуры вдоль реального газопровода, действующего при стационарном режиме транспортировки газа известного компонентного состава;

2) с помощью подбора «разумных» значений коэффициентов λ, гидравлической эффективности и теплообмена получить такое решение системы уравнений (1)–(5), которое с достаточной точностью воспроизводит значения давления и температуры в конечном сечении реального газопровода. Тем самым удается получить воображаемый «обратимый» процесс транспорта газа с изменением энтропии, эквивалентным изменению энтропии в реальном газопроводе;

3) сравнить замеренные и расчетные термобарические параметры работы реального и умозрительного газопроводов.

Список литературы

1. Васильев О.Ф. Неизотермическое течение газа в трубах / О.Ф. Васильев, Э.А. Бондарев, А.Ф. Воеводин и др. – Новосибирск: Наука, Сибирское отд., 1978. – 126 с.
2. Шлихтинг Г. Теория пограничного слоя = Boundary layer theory / Г. Шлихтинг; пер. с англ. – М.: Наука, 1969. – 743 с.
3. Чёрный Г.Г. Газовая динамика: уч. для университетов и втузов / Г.Г. Чёрный. – М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1988. – 424 с.
4. Пригожин И. Современная термодинамика. От тепловых двигателей до диссипативных структур = Modern thermodynamics. From heat engines to dissipative structures / И. Пригожин, Д. Кондепуди; пер. с англ. – М.: Мир, 2002. – 464 с.
5. Белоконь Н.И. Основные принципы термодинамики / Н.И. Белоконь. – М.: Наука, 1968. – 110 с.
6. Вулис Л.А. Термодинамика газовых потоков / Л.А. Вулис. – М.: Госэнергоиздат, 1950. – 304 с.
7. Чарный И.А. Основы газовой динамики / И.А. Чарный. – М.: Гостоптехиздат, 1961. – 210 с.
8. Страхович К.И. Гидро- и газодинамика / К.И. Страхович. – М.: Наука, 1980. – 313 с.
9. Кочин Н.Е. Теоретическая гидродинамика. Ч. 2 / Н.Е. Кочин, И.А. Кибель, Н.В. Розе. – М.: Физматгиз, 1963. – 728 с.
10. Ходанович И.Е. Аналитические основы проектирования и эксплуатации магистральных газопроводов / И.Е. Ходанович. – М.: Гостоптехиздат, 1961. – 128 с.

Nonequilibrium thermodynamics of a process of natural gas pipeline transportation

V.A. Suleymanov[1,2]

[1] Gazprom VNIIGAZ LLC, Bld. 1, Estate 15, Proyektiruemyy proezd no. 5537, Razvilka village, Leninskiy district, Moscow Region, 142717, Russian Federation
[2] National University of Oil and Gas "Gubkin University", Bld. 1, Est. 65, Leninskiy prospect, Moscow, 119991, Russian Federation
E-mail: V_Suleimanov@vniigaz.gazprom.ru

Abstract. Author verifies a proposition commonly used in the pipeline hydraulics that the work of friction forces being performed during a real gas is moving along a gas pipeline completely turns into thermal energy. By means of the integrated determination of entropy of Klauzius it is shown that in relation to 1D problem definition of the longitudinal temperature field of gas this thesis is confirmed with an accuracy acceptable for engineering applications.

Keywords: gas transportation, gas pipeline, one-dimensional model of flow, nonequilibrium thermodynamics, entropy, thermal balance.

References

1. VASILYEV, O.F., E.A. BONDAREV, A.F. VOYEVODIN et al. *Anisothermal flowing of gas in tubes* [Neizotermicheskoye techeniye gaza v trubakh]. Novosibirsk: Nauka, 1978. (Russ.).
2. SCHLICHTING, H. *Boundary layer theory*. New York: McGraw-Hill, 1979.
3. CHERNYY, G.G. *Gas dynamics* [Gazovaya dinamika]. Moscow: Nauka, 1988. (Russ.).
4. KONDEPUDI, D., I. PRIGOGINE. *Modern thermodynamics. From heat engines to dissipative structures*. Chichester, West Sussex, UK: John Wiley & Sons, 1998.
5. BELOKON, N.I. *The main principals of thermodynamics* [Osnovnyye printsipy termodinamiki]. Moscow: Nauka, 1968. (Russ.).
6. VULIS, L.A. *Thermodynamics of gas flows* [Termodinamika gazovykh potokov]. Moscow: Gosenergoisdat, 1950. (Russ.).
7. CHARNYY, I.A. *Fundamentals of gas dynamics* [Osnovy gazovoy dinamiki]. Moscow: Gostoptekhizdat, 1961. (Russ.).
8. STRAKHOVICH, K.I. *Hydro and gas dynamics* [Gidro- i gazodinamika]. Moscow: Nauka, 1980. (Russ.).
9. KOCHIN, N.Ye., I.A. KIBEL, N.V. ROZE. *Theoretical hydrodynamics* [Teoreticheskaya gidrodinamika]. Pt. 2. Moscow: Fizmatgiz, 1963. (Russ.).
10. HODANOVICH, I.Ye. *Analytical principals of gas mains designing and operation* [Analiticheskiye osnovy proyektirovaniya i ekspluatatsii magistralnykh gazoprovodov]. Moscow: Gostoptehizdat, 1961. (Russ.).