

Высокая точность оценки параметров подтверждает пригодность разработанной методики для моделирования свойств низкокипящих углеводородных смесей.

Предложенная методика позволяет раскрыть и учесть нелинейность за счет межмолекулярных взаимодействий УВ, принадлежащих к разным углеводородным сериям, и использовать упрощенный подход для оценки аддитивных, слабо и средне неаддитивных свойств.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Сваровская Н. А., Марасанова И. В. Физико-химические вопросы систематизации углеводородов нефтяных систем. /Томск: ТПУ. — 58 с.
2. Aris G., Gavalas G. R. Theory of Reactions in Continuous Mixtures. /Phil Trans Roy Soc. — London, 1966. — A 220. — P. 351–376.
3. Андриасов Р. С. Физико-химические свойства нефти. /Тр. МИНХ и ГП, М.: Недра, 1972. — В. 77. — С. 180–210.
4. Викторов М. М. Методы вычисления физико-химических величин и прикладные расчеты. — Л.: Химия. — 1977. — 214 с.
5. Кравцов А. В., Сваровская Н. А., Марасанова И. В. Физико-химические основы построения моделирующих систем по подбору оптимального состава сырья нефтехимических процессов. //Хим. пром. — 1995. — № 2. — С. 25–27.
6. Сваровская Н. А., Марасанова И. В. и др. Алгоритм моделирующей системы по выбору оптимальных направлений переработки нефтяного сырья. /Сб. науч. тр. межвуз. НТП "Нефтегазовые ресурсы" — М.: ГАНГ. — 1995. — С. 181–186.

The correlation between composition of oil fraction and its hydrocarbon composition in the form of nomogram is proposed. This method allows to define the full content of oil fractions, using known composition of long distillate; to match the composition of initial raw materials with set of physico-chemical and technological properties; evaluate weakly and medium-nonadditive properties.

УДК 541.122: 622.276.012/.324.553.981

РАСЧЕТ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК УГЛЕВОДОРОДНЫХ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СМЕСЕЙ ГАЗОКОНДЕНСАТНЫХ МЕСТОРОЖДЕНИЙ

Е.И. ТАРНОВСКИЙ

Рассмотрена методика расчета термодинамического равновесия парожидкостных углеводородных систем на основе использования уравнения состояния Пенга-Робинсона. Проведена проверка термодинамической согласованности экспериментальных данных и расчета равновесия жидкость-пар в многокомпонентных системах. Обсуждаются результаты численного расчета основных термодинамических параметров для различной концентрации компонент в смеси. Получено дифференциальное уравнение состояния, учитывающее релаксацию внутреннего превращения неравновесного состояния.

Введение

В настоящее время в практике термодинамических расчетов в качестве уравнений состояния углеводородных смесей широко используются уравнения состояния вандерваальсовского типа. Различные модификации уравнения состояния для смесей природных углеводородов обсуждаются в [1,2], сравнительный анализ точности уравнений состояния проведен в [3,4]. На их основе, для компьютерного моделирования технологий промышленной обработки природного газа и нефти, газоразделения и фракционирования нефти и конденсата, созданы программные системы HYSYS, PRO-2, CHEMCAD, ГАЗКОНДНЕФТЬ (ГКН). Функциональные возможности программ позволяют с высокой точностью рассчитать стационарное фазовое состояние и теплофизические характеристики смесей предельных и циклических углеводородов, включая водные и солевые растворы. Используемый для сравнения рассчитанных констант фазового равновесия достаточно представительный массив экспериментальных данных охватывающий технически важные для газодобычи и газопереработки интервалы температур от 77° до 583° К и давлений от 0.1 до 34 МПа указывает на надежность получения численного результата в широком диапазоне изменения теплофизических характеристик. И в тоже время эти автономные программные системы малоприспособны для моделирования нестационарного течения многофазных систем.

При использовании любой математической модели, описывающей движение многокомпонентной углеводородной смеси в газоконденсатном месторождении, необходимо конкретизировать функции отражающие межфазовый массообмен. Одним из возможных путей является использование уравнения состояния для определения условного фазового равновесия и определения термодинамических параметров системы заданного состояния. Другой путь — применение линейных кинетических уравнений, определяемых временами релаксации (установления истинного равновесия всех фаз). В обоих случаях рассматривается вариант нарушения равновесия, приводящий к потере устойчивости фазового состояния одной или нескольких фаз (переходу их в нестабильное состояние).

Схему протекания межфазового массообмена в некотором объеме пористой среды, после того как фазовое равновесие в нем нарушено за счет отбора фаз или компонент, изменения давления или температуры, можно рассматривать

следующим образом. На первом этапе нестабильные фазы стремятся принять устойчивое состояние путем трансформирования своего объема и компонентного состава. В объеме нестабильной фазы образуются капли (пузырьки) новой фазы или уже имеющейся, но промежуточного состава и в дисперсной форме. На втором этапе осуществляется переход всех фаз от локально устойчивого состояния к состоянию истинного равновесия. Основным процессом здесь является диффузия и переход одноименных фаз к более простой геометрической форме, когда образовавшиеся на первом этапе пузырьки или капли объединяются с одноименной фазой как в дискретной, так и в непрерывной форме. Перераспределение компонент между фазами на этом этапе протекает значительно медленнее и вносит основной вклад в полное время истинной релаксации. Однако основной массообмен при фазовом переходе происходит на первом этапе между непрерывной и дисперсной частями фаз. Учитывая выше сказанное, интенсивность межфазного массообмена предлагается представлять с помощью времен релаксации и условий равновесия (истинного и промежуточного).

Теоретическая модель и результаты численного эксперимента

В данной работе для решения упомянутой выше задачи используется уравнение Пенга-Робинсона [5], имеющее для чистого вещества следующий вид:

$$p = \frac{RT\rho}{(1-b\rho)} - \frac{a\rho^2}{(1+b\rho)+b\rho(1-b\rho)}, \quad (1)$$

здесь

$$\rho = \frac{1}{v}; \quad a = a_c \alpha_{(T)}; \quad a_c = \frac{0.4572R^2T_c^2}{p_c}; \quad b = \frac{0.073RT_c}{p_c}; \quad \alpha_{(T)} = \left\{ 1 + m \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^{0.5} \right] \right\}^2;$$

$$m = 0.37464 + 1.54226\omega - 0.26992\omega^2; \quad \omega = \frac{0.424T_k \lg(10.2p_c)}{(1-T_k)} - 0.994; \quad T_k = \frac{T_{kun}}{T_c},$$

где p – давление, Па; T – абсолютная температура, К; v – мольный объем, м³/моль; R – универсальная газовая постоянная; ω – ацентрический фактор; T_{kun} – температура кипения; индекс (с) приписывается параметрам в критической точке.

Уравнение состояния (1) можно записать также в кубическом относительно молярного объема виде:

$$v^3 + v^2 \left(b - \frac{RT}{p} \right) + v \left(\frac{a}{p} - 3b^2 - \frac{2RTb}{p} \right) - b \left(\frac{a}{p} - b^2 - \frac{RTb}{p} \right) = 0. \quad (2)$$

Для многокомпонентной системы уравнение состояния (1) не описывает неоднородное состояние среды в целом, а является термодинамической моделью равновесных паровой и жидких фаз в отдельности. Сказанное относится для каждого компонента в отдельности и смеси в целом. Основными параметрами равновесного состояния термодинамической системы является давление, температура и молярный (удельный) объем. Указанные параметры системы взаимосвязаны. Фазовое равновесие стационарного состояния системы определяется относительно двух независимых параметров, третий параметр – через уравнение состояния. На фазовой диаграмме равновесие многокомпонентной системы соответствует точке на поверхности раздела фаз.

Поскольку в уравнение состояния (1) не закладывается механизм релаксационного процесса вблизи точки равновесия, определить направление движения к равновесию не представляется возможным. Уравнение состояния (1) получено [6] из вириального разложения фактора сжимаемости с определенным числом слагаемых при удовлетворении критерия термодинамической устойчивости в критической точке для каждого компонента

$$\left(\frac{dp}{dv} \right)_{T_c} = 0; \quad \left(\frac{d^2p}{dv^2} \right)_{T_c} = 0.$$

Вблизи фазового равновесия, в силу не выполнения данных условий, состояние системы однозначно не будет определено.

Расчет фазового равновесия основан на строгом применении классических положений термодинамики многокомпонентных систем – равенство летучестей (химических потенциалов) компонентов смеси во всех сосуществующих фазах.

При использовании уравнения состояния Пенга-Робинсона для смесей применяются следующие комбинационные правила:

$$b_m = \sum_{k=1}^N \eta_k b_k; \quad a_m = \sum_{k=1}^N \sum_{n=1}^N \eta_k \eta_n a_{kn}; \quad a_{kn} = (1 - c_{kn}) (a_k a_n)^{0.5},$$

где η_i – условное обозначение мольной доли i -компонента в парогазовой или жидкой фазе, c_{ij} – коэффициенты парного взаимодействия, значения которых для ряда индивидуальных углеводородов приведены в [7].

В дальнейшем будем считать, что компонентный состав смеси может образовать до четырех сосуществующих фаз. Выражение для летучести i -го компонента в фазе, необходимое для записи условий равновесия, имеет вид [8]:

$$\ln\left(\frac{f_i}{p}\right) = \ln \eta_i - \ln(z - B) + \frac{b_i(z-1)}{b_m} - \frac{A}{2\sqrt{2}B} \left[\frac{2 \sum_{j=1}^{N-1} \eta_i(1-c_{ij})(a_i a_j)^{0.5}}{a_m} - \frac{b_i}{b_m} \right] \cdot \ln \left[\frac{z + (1 + \sqrt{2})B}{z + (1 - \sqrt{2})B} \right];$$

$$A = \frac{a_m p}{R^2 T^2}; \quad B = \frac{b_m p}{RT},$$

коэффициент сжимаемости z определяется из кубического уравнения

$$z^3 - (1 - B)z^2 + [A - B(3B - 2)]z - B(B^2 + B - A) = 0.$$

При расчете газовой фазы выбирается наибольший действительный корень, а при расчете жидких фаз – наименьший действительный корень. Таким образом, при расчете фазовых состояний возникает необходимость решения системы нелинейных уравнений, выражающих условия равновесия фаз:

$$f_i = f_i^{(1)}; \quad f_i = f_i^{(2)}; \quad f_i = f_i^{(3)}; \quad (i = 1, 2, \dots, N)$$

f_i – летучесть i -го компонента в паровой фазе, $f_i^{(1)}, f_i^{(2)}, f_i^{(3)}$ – летучесть i -го компонента в одной из жидких фаз (ранее принято, что таких фаз может быть три).

Уравнения фазовых концентраций многокомпонентной смеси, находящейся в четырехфазном равновесии, записывается следующим образом:

$$W + L^{(1)} + L^{(2)} + L^{(3)} = 1; \quad \zeta_i = y_i W + x_i^{(1)} L^{(1)} + x_i^{(2)} L^{(2)} + x_i^{(3)} L^{(3)}, \quad (3)$$

где $W, L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}$ – мольные доли смеси в паровой и трех жидких фазах, $y_i, x_i^{(1)}, x_i^{(2)}, x_i^{(3)}$ – мольные доли i -го компонента в паровой и жидких фазах.

Вводя коэффициенты распределения компонентов по фазам (константы равновесия), получим:

$$K_i^{(1)} = \frac{y_i}{x_i^{(1)}}; \quad K_i^{(2)} = \frac{y_i}{x_i^{(2)}}; \quad K_i^{(3)} = \frac{y_i}{x_i^{(3)}}. \quad (4)$$

После очевидных преобразований уравнения (3),(4) могут быть представлены в виде соотношений выражающих компонентный состав жидких фаз, через компонентный состав паровой (газовой) фазы:

$$x_i^{(1)} = \frac{y_i}{K_i^{(1)}}; \quad x_i^{(2)} = \frac{y_i}{K_i^{(2)}}; \quad x_i^{(3)} = \frac{y_i}{K_i^{(3)}};$$

$$\zeta_i = y_i \left[1 + \left(\frac{1}{K_i^{(1)}} - 1 \right) L^{(1)} + \left(\frac{1}{K_i^{(2)}} - 1 \right) L^{(2)} + \left(\frac{1}{K_i^{(3)}} - 1 \right) L^{(3)} \right].$$

В качестве замыкающих соотношений служат условия

$$\sum_{i=1}^N y_i = 1; \quad \sum_{i=1}^N x_i^{(1)} = 1; \quad \sum_{i=1}^N x_i^{(2)} = 1; \quad \sum_{i=1}^N x_i^{(3)} = 1.$$

Исходная задача в математическом плане сводится к определению величин $y_i, x_i^{(1)}, x_i^{(2)}, x_i^{(3)}, W, L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}$ по заданным значениям состава газа y_i и коэффициентов $K_i^{(1)}, K_i^{(2)}, K_i^{(3)}$ распределения при заданном пластовом давлении и температуре T . Начальные приближения значений коэффициентов распределения компонентов смеси берутся в виде [8]:

$$K_i^{(0)} = \exp \left[\left[5.372697(1 + \omega_i) \right] \left(1 - \frac{T_c}{T} \right) \right] \cdot \frac{p_{ci}}{p}.$$

Мольные доли жидких фаз в смеси ищутся методом Ньютона:

$$L_{j+1}^{(1)} = L_j^{(1)} + \Delta L^{(1)}; L_{j+1}^{(2)} = L_j^{(2)} + \Delta L^{(2)}; L_{j+1}^{(3)} = L_j^{(3)} + \Delta L^{(3)}.$$

Величины $\Delta L^{(1)}$, $\Delta L^{(2)}$, $\Delta L^{(3)}$ определяются из системы уравнений:

$$\frac{\partial \psi_k}{\partial L^{(1)}} \Delta L^{(1)} + \frac{\partial \psi_k}{\partial L^{(2)}} \Delta L^{(2)} + \frac{\partial \psi_k}{\partial L^{(3)}} \Delta L^{(3)} = -\psi_k(L^{(1)}, L^{(2)}, L^{(3)}), \quad (k = 1, 2, 3)$$

где

$$\psi_1 = \sum_{i=1}^N \frac{\zeta_i (1 - K_i^{(1)})}{L^{(1)} (1 - K_i^{(1)}) + L^{(2)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(2)}} - 1 \right) + L^{(3)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(3)}} - 1 \right) + K_i^{(1)}};$$

$$\psi_2 = \sum_{i=1}^N \frac{\zeta_i \frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(2)}}}{L^{(1)} (1 - K_i^{(1)}) + L^{(2)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(2)}} - 1 \right) + L^{(3)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(3)}} - 1 \right) + K_i^{(1)}} - 1;$$

$$\psi_3 = \sum_{i=1}^N \frac{\zeta_i \frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(3)}}}{L^{(1)} (1 - K_i^{(1)}) + L^{(2)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(2)}} - 1 \right) + L^{(3)} \left(\frac{K_i^{(1)}}{K_i^{(3)}} - 1 \right) + K_i^{(1)}} - 1.$$

Определив мольные доли фаз, можно вычислить коэффициенты a и b в уравнении состояния, а также коэффициент сжимаемости z последовательно для каждой из фаз. После этого определяется летучесть компонентов смеси в паровой и жидких фазах. Цикл повторяется до тех пор, пока с достаточной степенью точности не удовлетворяются условия равновесия (4). Существенной особенностью технологических расчетов является характерная, при установлении равновесных состояний многокомпонентных смесей, необходимость многократного повторения трудоемких расчетов методом последовательных приближений.

Таблица 1

Компонент смеси, мольная доля	Количественный состав углеводородной смеси				
	1	2	3	4	5
CH ₄	0.7220	0.7223	0.7240	0.8533	0.62982
C ₂ H ₆	0.0482	0.0482	0.04533	0.0423	0.04903
C ₃ H ₈	0.0293	0.0290	0.02453	0.0264	0.03046
i-C ₄ H ₁₀	-	-	-	0.0060	-
C ₄ H ₁₀	-	-	-	0.0056	-
C ₅ H ₁₂	0.0464	0.0440	0.05132	0.0344	0.03040
C ₇ H ₁₆	0.0323	0.0306	0.03596	-	0.02061
C ₆ H ₅ -CH ₃	-	-	-	-	0.06820
C ₁₀ H ₂₂	0.0252	0.0231	0.02892	-	0.01552
N ₂	-	-	0.03023	0.0266	0.04031
CO ₂	-	-	0.02998	0.0054	0.03835
H ₂ S	0.0966	0.1028	0.02973	-	0.07730

Предлагаемый алгоритм позволяет решить задачу расчета равновесных состояний многофазных многокомпонентных систем, который, в свою очередь, дает возможность рассчитать ряд других термодинамических параметров связанных с уравнением состояния. Был проведен сравнительный анализ точности расчета парожидкостного равновесия многокомпонентных систем по изложенной методике с известными расчетными и экспериментальными результатами. Рассматривался исходный состав смеси 1,2,3 (табл. 1), для которых рассчитывалась при заданной температуре зависимость объемной доли (насыщенности в %) выпавшей жидкой фазы S_1 от давления – изотермы контактной конденсации. Результат численного эксперимента, совместно с расчетными и экспериментальными результатами из [2], представлен на рис. 1.

Для состава смеси 4, соответствующей пластовой смеси Мыльджинского ГКН месторождения ($T=357.2^{\circ}K$), расчетная изотерма контактной конденсации представлена на рис.1, г. Для исходного состава 5 (табл.1) результат численного эксперимента по определению равновесного компонентного состава пара (в табл. 2) и жидкости (в табл. 3) при $T=283^{\circ}K$ сравнивается с экспериментальными результатами [9] и рассчитанными по модели Пенга-Робинсона в HYSYS [10].

Анализ результатов показал расхождение расчетных характеристик с результатами представленных в [2] не более 3% и с экспериментальными данными – на 4.8% в диапазоне изменения давления от 12МПа до 25МПа (пластовые давления) и расхождения до 8% с расчетными и до 10% с экспериментальными данными в диапазоне от 0.1МПа до 10МПа.

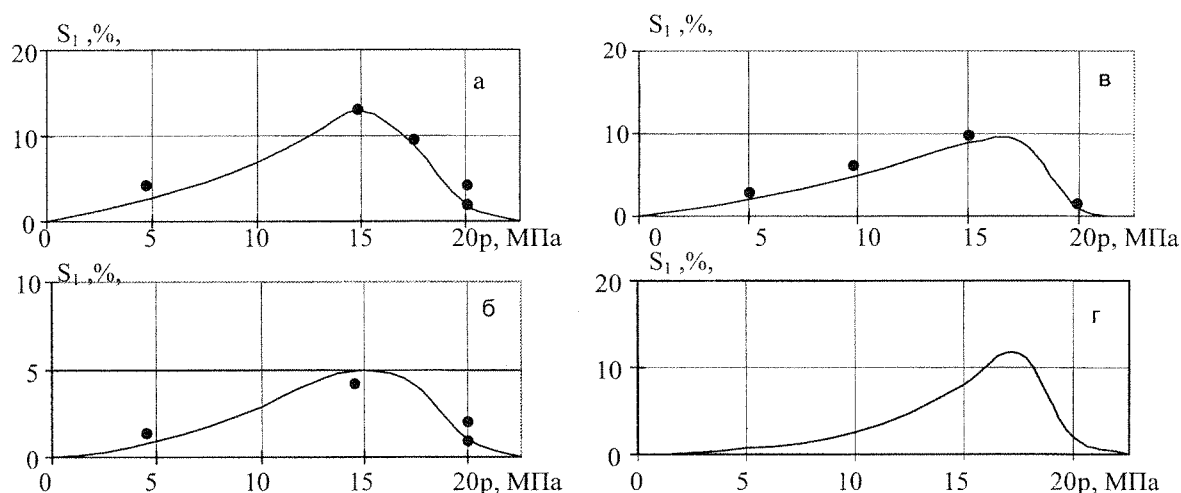


Рис.1. Экспериментальные и рассчитанные изотермы контактной конденсации а, б, в, г– для смесей соответственно 1 ($T=366.5K$), 2 ($T=394.3K$), 3 ($T=394.3K$), 4 ($T=357.2K$)

Таблица 2

Показатель	3.57 Мпа			13.93 МПа			20.79 МПа		
	Из [9]	Численн. расчет	HYSYS	Из [9]	Численн. расчет	HYSYS	Из [9]	Численн. расчет	HYSYS
CH4	0.76801	0.76498	0.76140	0.77726	0.77866	0.77540	0.72528	0.73698	0.74097
C2H6	0.04983	0.04985	0.05036	0.04369	0.04294	0.04395	0.04620	0.04574	0.04450
C3H8	0.02081	0.02100	0.02185	0.01950	0.01873	0.01960	0.02502	0.02441	0.02265
C5H12	0.00367	0.00373	0.00374	0.00777	0.00728	0.00742	0.01820	0.01709	0.01461
C7H16	0.00026	0.00031	0.00033	0.00196	0.00185	0.00194	0.00930	0.00831	0.00661
C6H5-CH3	0.000007	0.000011	0.000013	0.00034	0.00034	0.00037	0.00452	0.00332	0.00284
C10H22	0.00056	0.00064	0.00066	0.00399	0.00373	0.00350	0.02391	0.01694	0.01650
N2	0.05089	0.05032	0.05009	0.05680	0.05734	0.05665	0.05333	0.05250	0.05669
CO2	0.04319	0.04323	0.04280	0.03870	0.03878	0.03796	0.03817	0.03767	0.03832
H2S	0.06277	0.06592	0.06873	0.05000	0.05035	0.05309	0.05607	0.05804	0.05633
Пар, об.доля	0.958	0.959	0.959	0.698	0.705	0.709	0.497	0.514	0.431
ρ , кг/м ³	-	35.04	35.6	-	178.2	185.1	-	301.8	296.2
C_p , кдж/кг К	-	2.086	2.09	-	3.388	3.383	-	3.202	3.219

Таблица 3

Показатель	3.57 МПа			13.93 МПа			20.79 МПа		
	Из [9]	Численн расчет	HYSYS	Из [9]	Численн. расчет	HYSYS	Из [9]	Численн. расчет	HYSYS
CH ₄	0.13148	0.11880	0.11550	0.42111	0.40753	0.3863	0.55484	0.55698	0.50680
C ₂ H ₆	0.04730	0.04592	0.04383	0.05880	0.05812	0.0575	0.05243	0.05200	0.05287
C ₃ H ₈	0.06811	0.06621	0.06410	0.04812	0.04798	0.0485	0.03609	0.03557	0.03807
C ₅ H ₁₂	0.13525	0.13125	0.13460	0.06385	0.06492	0.0688	0.04176	0.04073	0.04778
C ₇ H ₁₆	0.09863	0.09734	0.09985	0.04698	0.04862	0.0518	0.03105	0.02978	0.03612
C ₆ H ₅ -CH ₃	0.07025	0.07415	0.07612	0.03359	0.03819	0.0409	0.02509	0.02383	0.02958
C ₁₀ H ₂₂	0.31568	0.32360	0.33220	0.15508	0.16449	0.1763	0.10783	0.10211	0.12720
N ₂	0.00301	0.00245	0.00209	0.01552	0.01488	0.0130	0.02916	0.02957	0.02380
CO ₂	0.02048	0.01990	0.02097	0.03869	0.03771	0.0390	0.03894	0.03837	0.03933
H ₂ S	0.10981	0.12033	0.11080	0.11826	0.11755	0.1178	0.08282	0.09104	0.09840
Жидк, об.доля	0.042	0.041	0.041	0.302	0.295	0.291	0.503	0.569	0.472
ρ , кг/м ³	-	733.6	740.8	-	633.7	626.8	-	551.3	560.0
C_p , кДж/кг К	-	1.94	1.88	-	2.19	2.11	-	2.42	2.25

Различие в результатах численных расчетов объясняется не полным соответствием коэффициентов парного взаимодействия используемых при расчете в [2] с принятыми в данной методике расчета для уравнения Пенга-Робинсона из [7].

Из табл. 2, 3 видно, что при давлениях 3.57 и 13.93 МПа рассчитанные составы пара и жидкости близки к экспериментальным данным и в пределах 2% различия с результатами полученными при расчете в HYSYS. Расчетные значения объемной доли фазы зависят от точности расчета как фазового равновесия, так и плотности фаз. При 20.79 МПа расхождения между рассчитанными величинами возрастают, что объясняется близостью смеси к критической точке.

На основе изложенного можно заключить, что предложенная методика расчета равновесия по уравнения состояния Пенга-Робинсона удовлетворительно описывает состояние многокомпонентной смеси углеводородов.

Дифференциальные уравнения термодинамики [11] имеют огромное значение как для теоретического, так и для экспериментального изучения свойств реальных газов и жидкостей. Основанные на двух законах термодинамики и фундаментальных соотношениях Гиббса [12] между параметрами состояния и физическими величинами устанавливается взаимно однозначное соответствие. Особенность этих уравнений заключается в том, что они не имеют никаких ограничений и могут быть использованы для определения любых физических величин, таких как энтропия, энтальпия, внутренняя энергия, теплоемкость, являющихся функциями состояния газа и жидкости, независимо от того, каким уравнением состояния описаны термические свойства изучаемого вещества. Дифференциальные уравнения термодинамики можно использовать в качестве одного из методов оценки точности и особенностей уравнения состояния.

Для процессов при постоянном давлении энтальпия (теплосодержание) термодинамической системы определяется уравнением:

$$H = U + pv,$$

здесь U – полная энергия системы.

Термодинамическая теплоемкость системы в каком-либо процессе, определяемое как отношение элементарного количества тепла, сообщаемой системе к соответствующему изменению температуры вычисляется как

$$C = \frac{dU}{dT} + p \frac{dv}{dT},$$

отсюда при постоянном давлении

$$C_p = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p \quad (5)$$

и при постоянном объеме

$$C_v = \left(\frac{\partial U}{\partial T} \right)_v.$$

Количественная оценка энтальпии смеси углеводородов проводилась на основе соотношения

$$H = \sum_{i=1}^N H_i \cdot \zeta_i = \sum_{i=1}^N \left[\int_0^T C_{pi} dT + H_{0i} \right] \cdot \zeta_i, \quad (6)$$

где C_{pi} – изобарная теплоемкость i -го компонента смеси, H_{0i} – энтальпия i -го компонента в идеальном газовом состоянии, ζ_i – молярная концентрация i -го компонента смеси.

Энтальпия идеального газа, как функция только абсолютной температуры, вычислялась из соотношения вида

$$H_{0i} = h_{0i} + h_{1i}T + h_{2i}T^2 + h_{3i}T^3 + h_{4i}T^4 + h_{5i}T^5,$$

где $h_{ki}(k=0, \dots, 5)$ – коэффициенты из [10].

Влияние давления на изменение теплоемкости определяется ее приращением от C_p^0 при идеальном газовом состоянии вещества при заданной температуре T до значения в реальных условиях при давлении p и той же температуре T . При вычислении изобарной теплоемкости (5) смеси исходили из соотношения

$$C_p = C_p^0 + \Delta C_p. \quad (7)$$

полученного в результате дифференцирования (6) по температуре T , где теплоемкость смеси в идеальном газовом состоянии определяется как

$$C_p^0 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{\partial H_{0i}}{\partial T} \right)_p \cdot \zeta_i.$$

Из (7), с учетом (6), следует, что приращение изобарной теплоемкости связано с приращением энтальпии следующим соотношением:

$$\Delta C_p = C_p - C_p^0 = \left(\frac{\partial H}{\partial T} \right)_p - \left(\frac{\partial H_0}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial (H - H_0)}{\partial T} \right)_p = \left(\frac{\partial (H - H_0)}{\partial T} \right)_v - \left(\frac{\alpha (H - H_0)}{\partial v} \right)_T \frac{(\partial p / \partial T)_v}{(\partial p / \partial v)_T}. \quad (8)$$

Правая часть выражения (8) получена следующим образом. Используя известное дифференциальное уравнение при определении энтальпии

$$\left(\frac{\partial H}{\partial p} \right)_T = v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p.$$

откуда при постоянном T находим

$$H - H_0 = \int_{p_0}^p \left[v - T \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p \right] dp. \quad (9)$$

Дифференцируя уравнение состояния вида (1) и (2) по T и v , получим соотношения

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v = \frac{R\rho}{1-b\rho} + \frac{\rho^2}{2\sqrt{2}} \left[\frac{1}{b\rho - (\sqrt{2}+1)} - \frac{1}{b\rho + (\sqrt{2}-1)} \right] \frac{da}{dT}; \quad (10)$$

$$\left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_T = \frac{RT}{(1-b\rho)^2} + \frac{\rho a}{2\sqrt{2}} \left[\frac{b\rho - 2(\sqrt{2}+1)}{(b\rho - (\sqrt{2}+1))^2} - \frac{b\rho + 2(\sqrt{2}-1)}{(b\rho + (\sqrt{2}-1))^2} \right]; \quad (11)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_p = \frac{R(1+2b\rho - b^2\rho^2) - \rho(1-b\rho) \left(\frac{da}{dT} \right)}{p(3+2b\rho - 3b^2\rho^2) - 2RT\rho(1+b\rho) + a\rho^2}; \quad (12)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_T = - \frac{(1+2b\rho - b^2\rho^2)(1-b\rho)}{pb(3+2b\rho - 3b^2\rho^2) - 2RT\rho^2(1+b\rho) + a\rho^3}. \quad (13)$$

В (11) выражаем дифференциал dp через dv , с учетом (12), выражение под интегралом в (9) преобразуется к одной переменной v . Интегрируем правую часть (9) по v , затем дифференцируем полученное выражение по T при постоянном p и v , дифференцируем (9) по v при постоянном T в результате получаем ряд полезных соотношений:

$$\left(\frac{\partial (H - H_0)}{\partial T} \right)_v = -R + \frac{1}{\rho} \left(\frac{\partial p}{\partial T} \right)_v + \frac{T}{2\sqrt{2}b} \ln \left[\frac{1 - (\sqrt{2}-1)b\rho}{1 + (\sqrt{2}+1)b\rho} \right] \frac{d^2a}{dT^2};$$

$$\left(\frac{\partial(H-H_0)}{\partial v}\right)_T = -\frac{p}{\rho^2} + \frac{1}{\rho}\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_T - \frac{1}{2\sqrt{2}}\left(a - T\frac{da}{dT}\right)\left[\frac{(\sqrt{2}-1)}{1-(\sqrt{2}-1)b\rho} + \frac{(\sqrt{2}+1)}{1+(\sqrt{2}+1)b\rho}\right],$$

в том числе и выражение вида:

$$\left(\frac{\partial(H-H_0)}{\partial T}\right)_p = \left(\frac{\partial(H-H_0)}{\partial T}\right)_v - \left(\frac{\partial(H-H_0)}{\partial v}\right)_T \frac{(\partial p/\partial T)_v}{(\partial p/\partial v)_T}.$$

Выражения (13), (12) и (10) удовлетворяют соотношению Максвелла:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_T = -\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p.$$

Во всех соотношениях приведенных выше производные $\frac{da}{dT}$, $\frac{d^2a}{dT^2}$ вычислялись как

$$\frac{da}{dT} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (1-c_{ij}) \eta_i \eta_j \left[\left(\frac{a_j}{a_i}\right)^{0.5} \frac{da_i}{dT} + \left(\frac{a_i}{a_j}\right)^{0.5} \frac{da_j}{dT} \right];$$

$$\frac{d^2a}{dT^2} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (1-c_{ij}) \eta_i \eta_j \left[\left(\frac{a_j}{a_i}\right)^{0.5} \left(\frac{d^2a_i}{dT^2} + \frac{\tilde{a}_{ji}}{2a_j^2} \frac{da_j}{dT} \right) + \left(\frac{a_i}{a_j}\right)^{0.5} \left(\frac{d^2a_j}{dT^2} + \frac{\tilde{a}_{ij}}{2a_i^2} \frac{da_i}{dT} \right) \right],$$

где

$$\tilde{a}_{ij} = a_j \frac{da_i}{dT} - a_i \frac{da_j}{dT}; \quad i \Leftrightarrow j;$$

$$\frac{da_j}{dT} = -a_{cj} m_j \left(\frac{a_j}{T_{cj} T}\right)^{0.5}; \quad \frac{d^2a_j}{dT^2} = \frac{a_{cj} m_j (1+m_j)}{2T^2} \left(\frac{T}{T_{cj}}\right)^{0.5},$$

здесь введенные обозначения определяются в (1).

Используя уравнение

$$C_p - C_v = T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p,$$

при вычисленных изобарной теплоемкости C_p по (7), $\left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v$ по (10) и $\left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ по (12) находим изохорную теплоемкость C_v .

Адиабатическое расширение и сжатие смеси углеводородов в равновесных фазах характеризуется показателем адиабаты определяемое как

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}. \quad (14)$$

При организации вычисления показателя адиабаты выражение (14) удобно представить к виду

$$\gamma = \frac{C_p}{C_p - T \left(\frac{\partial p}{\partial T}\right)_v \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p}.$$

На основе изложенного выше был проведен расчет теплоемкостей C_p , C_v и γ паровой и жидкой фазы углеводородной смеси 4, 5 (табл.1) в диапазоне изменения температуры от 273 до 363°K и давления от 5 МПа до 20 МПа. В табл. 2, 3 для паровой и жидкой фазы приведены результаты расчета C_p в сравнении с результатами полученными в XY-SYS. На рис. 2, 3 представлены результаты численного расчета теплоемкостей C_p и C_v паровой и жидкой фаз углеводородной смеси 3 (табл. 1) в зависимости от изменения температуры и давления.

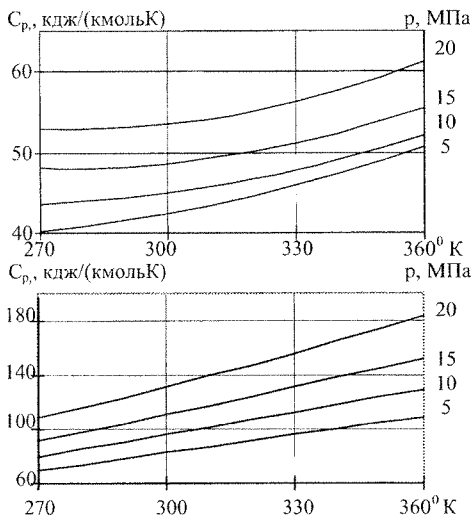


Рис. 2. Диаграмма теплоемкость C_p – температура паровой и жидкой фазы смеси

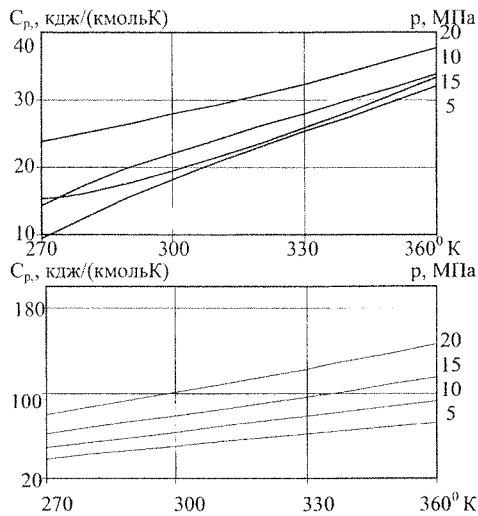


Рис. 3. Диаграмма теплоемкость C_v – температура паровой и жидкой фазы смеси

Если вычисленные по уравнению состояния теплоемкости и совпадают с их значениями, найденными экспериментально, это значит, что данное уравнение состояния достаточно полно отражает свойства смеси углеводородных компонент в равновесных фазах и удовлетворяет требованиям точности алгоритм расчета по уравнению состояния. Учитывая, что теплофизическая база программной системы HYSYS проверена с помощью программы глобальной проверки точности расчетных данных и банка экспериментальной информации, оценка и сравнение результата численного эксперимента по изложенной методике возможна, при отсутствии экспериментальных данных, с результатами полученными в HYSYS.

На рис. 4 представлены результаты численного расчета показателя адиабаты паровой и жидкой фазы углеводородной смеси 3 (табл. 1) в зависимости от изменения температуры и давления, а на рис. 5 – для смеси 3 (табл. 1) в зависимости от изменения температуры при $p = 20$ МПа с различным содержанием "легкого" (CH_4) газа.

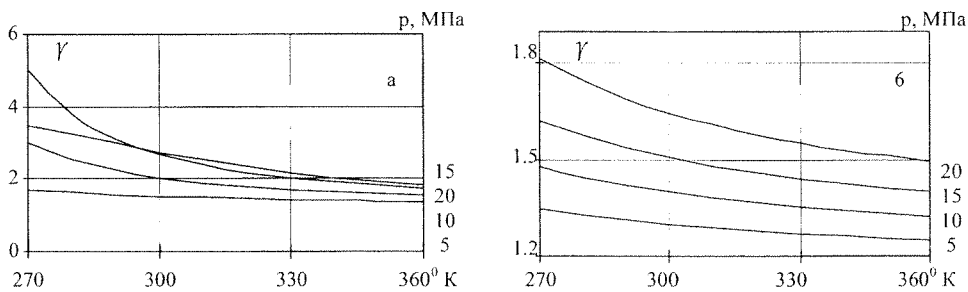


Рис. 4. Изменение показателя адиабаты смеси углеводородов в зависимости от температуры: а – паровая фаза, б – жидкая фаза

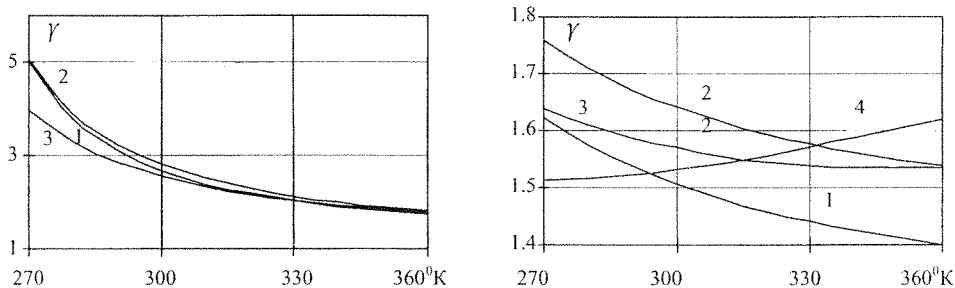


Рис. 5. Зависимость изменения показателя адиабаты от температуры при $p=15$ МПа смеси 3 табл. 1, содержание CH_4 , %: 1 – 72.4; 2 – 65.0; 3 – 55.0; 4 – 40.0

Если смесь газов расширяется по изоэнтальпии, то происходит охлаждение его, которое измеряется понижением температуры на единицу падения давления при постоянном теплосодержании, т.е. $\left(\frac{dT}{dp}\right)_H$ характеризует эффект

Джоуля-Томсона. Хотя общий эффект дросселирования заключается в понижении температуры дросселируемого газа смеси, в известных случаях газ может однако при процессе дросселирования и нагреваться. Эффект Джоуля-Томсона определяется как

$$\alpha = \left(\frac{dT}{dp}\right)_H = \frac{T \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p - v}{C_p} = \alpha_p \cdot T \frac{v}{C_p} - \frac{v}{C_p}, \quad (15)$$

здесь $\alpha_p = \frac{1}{v} \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ – коэффициент термического расширения. Все параметры входящие в (15) вычисляются на основе изложенного выше.

Коэффициент Джоуля-Томсона становится равным нулю, когда $\frac{v}{T} = \left(\frac{\partial v}{\partial T}\right)_p$ – условие определяет температуру инверсии. При температуре выше температуры инверсии эффект дросселирования положителен, и температура при расширении понижается, и наоборот, ниже этой температуры эффект дросселирования отрицателен и температура повышается.

На рис. 6 представлены результаты расчета коэффициента Джоуля-Томсона для паровой фазы смеси 3 (табл. 1) как функции изменения температуры при заданном значении давления p , а на рис. 7 – для смеси 1,2,3,4 (табл. 1 при $T=343^\circ\text{K}$ в зависимости от давления p . В рассматриваемом диапазоне изменения термодинамических параметров эффект дросселирования, когда $\left(\frac{dT}{dp}\right)_H \leq 0$ не был достигнут.

Располагая значениями теплоемкостей C_p и C_v при различном состоянии фазовых взаимоотношений несложно перейти к главнейшим термодинамическим функциям – энтальпии и энтропии пластовых углеводородных систем.

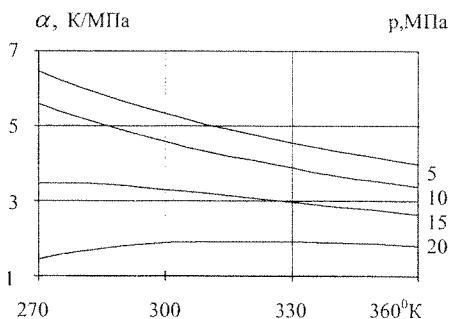


Рис. 6. Изменение коэффициента Джоуля-Томсона для смеси в зависимости от температуры

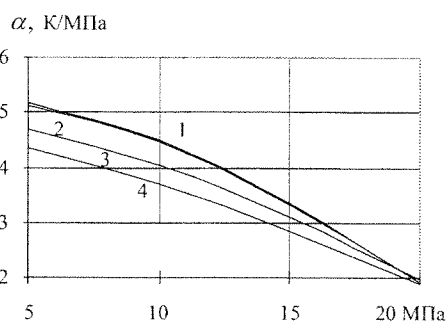


Рис. 7. Изменение коэффициента Джоуля-Томсона для смеси в зависимости от давления

Равновесные процессы являются модельными или теоретическими процессами. Все реальные процессы являются неравновесными и могут считаться равновесными лишь в той или иной мере. Модель равновесного процесса, являясь основной моделью классической термодинамики, позволяет построить фундаментальные теоретические соотношения, которые с определенными поправками можно использовать и для реальных процессов. Однако, если подходить строго к оценке состояния системы вблизи равновесия на основе статического уравнения, состояние системы однозначно выявлено быть не может.

Если заложен релаксационный механизм перехода системы из неравновесного состояния в равновесный, то он дает возможность качественно выявить направление протекания процесса в системе. В этом случае характеристическая функция состояния системы являются функцией времени и траектории процесса.

Динамическое уравнение состояния позволит оценить состояние системы вблизи равновесия и выявить пути термодинамической трансформации среды системы.

Рассмотрим закрытую систему, в которой протекает процесс релаксации, соответствующий единственному внутреннему превращению с неизвестным механизмом, с безусловным выполнением для любой области соотношения Гиббса-Дюгема:

$$SdT - vdp - \Psi d\xi = 0,$$

где S – энтропия системы, Ψ – функция внутреннего превращения.

Допустим, что две переменные, например, давление p и температура T являются произвольными функциями времени t . Предположим, что имеется небольшое отклонение от равновесного состояния, которое характеризуется давлением p_0 , температурой T_0 , объемом v_0 и внутренними параметром $\xi_0 = \xi(T_0, p_0)$.

В близи равновесия справедлив феноменологический закон

$$\frac{d\xi}{dt} = \varpi \Psi, \quad (16)$$

где ϖ – феноменологический коэффициент, который зависит только от давления p_0 , температуры T_0 и ξ_0 , т.е. для данной системы представляет собой постоянную величину. При рассмотрении системы с независимыми переменными p и T функция внутреннего превращения будет выражаться как $\Psi = \Psi(p, T, \xi)$.

В исходном равновесном состоянии равно нулю. Согласно этому для условий, близких к начальным, имеем

$$\Psi = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_{p, \xi} (T - T_0) + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial p} \right)_{T, \xi} (p - p_0) + \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p, T} (\xi - \xi_0). \quad (17)$$

Уравнение состояния (2) представим в виде

$$v = v(p, T, \xi). \quad (18)$$

В близи исходного состояния (p_0, T_0, ξ_0) уравнение (18) можно представить в следующем виде:

$$v = v(p_0, T_0, \xi_0) + \left(\frac{\partial v}{\partial T} \right)_{p, \xi} (T - T_0) + \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T, \xi} (p - p_0) + \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right)_{p, T} (\xi - \xi_0), \quad (19)$$

где $v_0 = v(p_0, T_0, \xi_0)$ объем системы в исходном состоянии.

Частные производные в уравнениях (17) и (19) получены для исходного состояния и, следовательно, для данной системы постоянны. Выразим их через известные величины (12), (13) и выражение закона (16) используя соотношения Максвелла:

$$k_T \equiv -\frac{1}{v_0} \left(\frac{\partial v}{\partial p} \right)_{T, \xi} \quad (20)$$

$$v_{pT} \equiv \left(\frac{\partial v}{\partial \xi} \right)_{p, T} = - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial p} \right)_{T, \xi}, \quad (21)$$

$$s_{pT} = \left(\frac{\partial S}{\partial \xi} \right)_{p, T} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_{p, \xi}. \quad (22)$$

Здесь k_T – коэффициент изотермической сжимаемости, определяемый по (13), v_{pT} , s_{pT} – изменение удельного объема и энтропии в результате движения системы к равновесному состоянию.

Из соотношений (17) и (19), а также (16) с учетом (20)–(22) получим

$$\dot{\xi} = \varpi s_{pT} (T - T_0) - \varpi v_{pT} (p - p_0) + \varpi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p, T} (\xi - \xi_0),$$

$$v_{pT} (\xi - \xi_0) = v - v_0 - \alpha_p v_0 (T - T_0) + k_T v_0 (p - p_0),$$

$$v_{pT} \dot{\xi} = \dot{v} - \alpha_p v_0 \dot{T} + k_T v_0 \dot{p}.$$

где $\dot{(\)}$ – производная по времени.

Отсюда, исключая $(\xi - \xi_0)$ и $\dot{\xi}$, учитывая очевидное равенство

$$\left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p, v} = \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p, T} - \left(\frac{\partial \Psi}{\partial T} \right)_{p, \xi} \frac{(\partial v / \partial \xi)_{p, T}}{(\partial v / \partial T)_{p, \xi}}$$

имеем

$$\dot{v} + k_T v_0 \dot{p} - \alpha_p v_0 \dot{T} = \varpi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p,T} (v - v_0) + \varpi k_T v_0 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p,v} (p - p_0) - \varpi \alpha_T v_0 \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p,v} (T - T_0).$$

Из полученного соотношения после введение в рассмотрение времен релаксации как

$$\frac{1}{\tau_{pT}} = -\varpi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p,T} \text{ для изотермически-изобарического процессов внутреннего превращения,}$$

$$\frac{1}{\tau_{Tv}} = -\varpi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{T,v} \text{ для изотермически-изохорического процессов внутреннего превращения и}$$

$$\frac{1}{\tau_{pv}} = -\varpi \left(\frac{\partial \Psi}{\partial \xi} \right)_{p,v} \text{ для изобарическо-изохорического процессов внутреннего превращения, окончательно получается динамическое уравнение состояния:}$$

$$\dot{v} + \frac{1}{\tau_{pT}} (v - v_0) + k_T v_0 \left[\dot{p} + \frac{1}{\tau_{Tv}} (p - p_0) \right] - \alpha_p v_0 \left[\dot{T} + \frac{1}{\tau_{pv}} (T - T_0) \right] = 0. \quad (23)$$

Уравнение (23) совместно с (2) связывает друг с другом переменные p , v , T и их производные \dot{p} , \dot{v} , \dot{T} . В него входят величины определяемые из условия равновесия p_0 , v_0 , T_0 и три времени релаксации τ_{pT} , τ_{Tv} и τ_{pv} . Если все эти величины известны, заданы давление и температура как функция времени, рассчитывается изменение объема со временем и все термодинамические параметры неравновесного состояния системы.

Заключение

Изложенный алгоритм расчета позволяет решить задачу определения равновесных состояний многофазных многокомпонентных систем связанных уравнением состояния и дает возможность рассчитать все термодинамические параметры системы.

Уравнение состояния Пенга-Робинсона рекомендуется применять для оценочных расчетов свойств природных газоконденсатных систем. Большая точность расчетов параметров фазового равновесия при использовании уравнения состояния Пенга-Робинсона достигается в диапазоне изменения давления от 12 до 25 МПа и температуры от 230 до 340°К. Проверка уравнения состояния Пенга-Робинсона на термодинамическую согласованность показала, что при вычислении теплоемкостей необходимо предъявлять повышенные требования к точности описания pVT свойств вещества. Погрешность вычисления теплоемкостей непосредственно зависит также от погрешности расчета энтальпии.

Релаксационный процесс перехода систем из неравновесного состояния в равновесный описывается с помощью полученного динамического уравнения состояния.

Анализируя результаты численного эксперимента по расчету теплофизических характеристик можно сделать следующие выводы:

1. Во всех случаях, как и для идеальных газов, для смеси углеводородов $C_p > C_v$.
2. С повышением давления и температуры величина $(C_p - C_v)$ увеличивается, особенно при повышении температуры.
3. С ростом легкого газа в смеси во всех случаях увеличивается $(C_p - C_v)$, что особенно можно отметить при переходе нефтегазовой смеси к чистому газу.
4. Показатель адиабаты для реальных углеводородных смесей представляется величиной переменной и зависит прежде всего от температуры. При увеличении температуры показатель адиабаты убывает в следствии повышения изохорной теплоемкости. Для паровой фазы смеси с повышением температуры показатель адиабаты уменьшается асимптотически приближаясь, как и в случае идеального газа, к пределу 5/3.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. — Л.: Химия, 1982. — 592 с.
2. Баталин О.Ю., Брусилковский А.И., Захаров М.Ю. Фазовые равновесия в системах природных углеводородов. — М., Недра, 1992. — 271 с.
3. Калашников О.В., Иванов Ю.В. Инженерные расчетные модели технологических сред газопереработки. 1—4 //Хим.технология. — 1990, 1991.
4. Степанова Г.С. Фазовые превращения углеводородных смесей газоконденсатных месторождений. — М., Недра, 1974.
5. Peng D.Y., Robinson D.B. A new two-constant equation of State. // Ind.Eng.Chem.Fundam, 1976, v. 15, № 1, P. 59—64.
6. Kamerlingh Onnes H. Comm. Phys. Lab., Leiden, No. 71 (1901).

7. Oellrich L., Ploker U., Prausnitz J.M., Knapp H. Equation-of-state methods for computing phase equilibria and enthalpies. — International Chemical Engineering, 1981, v 21, n 1, P 1–16.
8. Гуревич Г.Р., Брусиловский А.И. Справочное пособие по расчету фазового состояния и свойств газоконденсатных смесей. — М., Недра, 1984. — 264 с.
9. Jarborough L. Vapor-liquid equilibrium data for multicomponent mixture containing hydrocarbon and non-hydrocarbon components // AIChE J. — 1972. Vol. 17, № 2. — P. 129–133.
10. Программа HYSYS фирмы HYPROTECH.LTD.
11. Де Гроот С. Термодинамика необратимых процессов. Гостехиздат, 1956. — 391 с.
12. Гиббс Д.В. Термодинамика. Статистическая механика. — М.: Наука, 1982. — 584 с.

CALCULATION of GAS-CONDENSATE FIELD MULTICOMPONENT HYDROCARBONIC MIXTURE THERMODYNAMIC CHARACTERISTICS

E.I. TARNOVSKI

The calculation procedure of a vapor-liquid hydrocarbonic system thermodynamic balance is considered on the basis of use of the Peng-Robinson condition equation. A thermodynamic coordination of experimental data, and a calculation of liquid–vapor balance in the multicomponent systems is tested. Results of quantitative calculation of basic thermodynamic parameters for various component concentration in mixture are investigated. As a result, the differential equation of the Peng-Robinson condition is provided.

УДК 622.276.8

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ СЕПАРАЦИИ НЕФТЕГАЗОВОЙ СМЕСИ

Л.В. ШИШМИНА, А.В. ШАГАЕВ

На основе термодинамического моделирования процесса двухступенчатой сепарации нефтегазовой смеси с помощью программы HYSYS показаны преимущества применения технологии рециркуляции газа второй ступени сепарации.

В настоящее время многие крупные месторождения, обеспечивающие основные объемы добычи нефти, вступили в позднюю стадию разработки и имеют высокую степень истощения запасов и обводненности продукции. Среди вновь открываемых залежей нефти возросла доля месторождений со сложным геологическим строением, расположенных в труднодоступных местах с суровыми климатическими условиями, что требует применения более сложных технологий добычи и методов повышения нефтеотдачи продуктивных пластов. В связи с этим возрастает значение разработки малых месторождений.

Проекты разработки таких месторождений довольно часто не предусматривают использования нефтяного газа. Это приводит к потере ценного химического сырья и к загрязнению окружающей среды продуктами сжигания нефтяного газа. Поэтому целесообразно совершенствовать систему подготовки скважинной продукции в направлении утилизации газа. Удачным решением является технология сепарации нефти с рециркуляцией газа, предложенная специалистами ТатНИПИнефти, суть которой заключается в возврате газа второй и последующих ступеней сепарации на предыдущую ступень для извлечения из него нефтью тяжелых компонентов. Технология позволяет осушить непосредственно сырьевым потоком тяжелый газ перед подачей его в газопровод и тем самым уменьшить количество выпадающего конденсата без применения абсорбентов и дорогостоящего оборудования и может быть использована как на узлах сепарации нефти, так и на ДНС [1,2].

Таблица 1. Состав пластовой нефти

Компоненты	Мольные доли
Метан	0,2041
Этан	0,0066
Пропан	0,0346
и-Бутан	0,018
н-Бутан	0,055
и-Пентан	0,0294
н-Пентан	0,0465
Остаток	0,5955
Азот	0,0095
Двуокись углерода	0,0008

Для того чтобы оценить преимущества данной технологии, проведено моделирование и сравнение двух принципиальных технологических схем двухступенчатой сепарации: с рециркуляцией газа второй ступени и без рециркуляции. За основу принята технологическая схема рециркуляции газа, представленная в [1]. Сравнение проводили по наиболее важным показателям, а именно: выходу разгазированной нефти и потерям легких фракций нефти от конденсации в магистральном газопроводе и от испарения из сырьевого резервуара.

При моделировании использован состав пластовой нефти, приведенный в табл. 1. Исследованный диапазон давлений первой ступени сепарации составлял 0,3–0,8 МПа, а давлений второй ступени сепарации – 0,102–0,150 МПа.

Моделирование проведено с помощью программного комплекса HYSYS фирмы Huprotech. Программа предусматривает построение моделирующей системы, состоящей из технологических аппаратов, связанных воедино материаль-