

УДК 532.546

© 1994 г. О.Ю. Динариев

МНОГОКОМПОНЕНТНЫЕ СТАЦИОНАРНЫЕ ФИЛЬТРАЦИОННЫЕ ТЕЧЕНИЯ С ФАЗОВЫМИ ПЕРЕХОДАМИ

Рассматривается стационарное многофазное фильтрационное течение многокомпонентной смеси с фазовыми переходами. Показано, что в широком классе случаев термодинамическая задача отщепляется от фильтрационной, причем последняя при этом интегрируется в квадратурах. Найденный класс точных решений используется для интерпретации индикаторных кривых. Для систем типа "газ-конденсат" и "нефть-газ" приводятся решения в аналитическом виде.

1. Пусть имеется стационарное течение многокомпонентной смеси в однородной изотропной пористой среде с проницаемостью k . Будем считать процесс изотермическим. Пусть T – соответствующая температура, N – число компонентов в пластовой смеси, K – число фаз. Рассмотрим класс течений, характеризуемых одной пространственной координатой r , который включает в себя одномерные ($\nu = 0$), цилиндрически-симметричные ($\nu = 1$) и сферически-симметричные ($\nu = 2$) течения. В последних двух случаях r – радиальная координата.

Как известно из химической термодинамики [1, 2], все термодинамические свойства смеси могут быть найдены из свободной энергии, приходящейся на единицу объема смеси $f = f(T, n_i)$, где n_i – плотность молекул i -го компонента в смеси. Энтропия на единицу объема s , давление p и химические потенциалы κ_i связаны соотношениями

$$df = -sdT + \sum_{i=1}^N \kappa_i dn_i, \quad f = -p + \sum_{i=1}^N \kappa_i n_i \quad (1.1)$$

Из (1.1) следует равенство Дюгема

$$0 = sdT - dp + \sum_{i=1}^N n_i d\kappa_i \quad (1.2)$$

Состояние смеси в элементе пористой среды характеризуется набором величин n_{ij} , s_j , где n_{ij} – плотность молекул i -го компонента в j -й фазе, s_j – насыщенность порового пространства j -й фазой. Здесь и всюду далее $i, k = 1, \dots, N; j, l = 1, \dots, K$.

В рассматриваемой постановке уравнения фильтрации [3] сводятся к уравнениям сохранения потоков компонентов:

$$\frac{d}{dr} \left(r^{\nu k} \sum_{j=1}^N \frac{n_{ij} f_j}{\mu_j} \frac{dp_j}{dr} \right) = 0 \quad (1.3)$$

где μ_j – вязкость j -й фазы, f_j – фазовая проницаемость j -й фазы, являющаяся функцией насыщенностей.

Удобно ввести новую координату

$$\eta = \int_a^r x^{-\nu} dx \quad (1.4)$$

где a – некоторая фиксированная постоянная с размерностью длины.

Уравнения (1.3) имеют первые интегралы

$$\sum_{j=1}^N A_j n_{ij} = \frac{Q_i}{k\alpha_\nu}, \quad A_j = f_j \mu_j^{-1} \frac{dp_j}{d\eta} \quad (1.5)$$

$$\alpha_0 = 1, \quad \alpha_1 = 2\pi, \quad \alpha_2 = 4\pi$$

где Q_i – поток молекул i -го компонента (при $\nu = 0$ взятый на единицу площади поперечного сечения, при $\nu = 1$ – на единицу длины).

Будем считать известными выражения

$$\mu_j = \mu_j(T, n_{ij}), \quad f_j = f_j(s_l), \quad p_j = p(T, n_{ij}) \quad (1.6)$$

Согласно правилу фаз Гиббса, будем полагать, что $K \leq (N + 1)$.

Задача состоит в определении $(KN + K - 1)$ неизвестных функций n_{ij}, s_j .

Задача становится замкнутой, если к N уравнениям (1.5) добавить $N(K - 1)$ уравнений фазового равновесия

$$\kappa_i(T, n_{k1}) = \dots = \kappa_i(T, n_{kK}) \quad (1.7)$$

а также $(K - 1)$ уравнений для капиллярных скачков давлений

$$p_{m+1} - p_m = p_{cm}, \quad m = 1, \dots, (K - 1) \quad (1.8)$$

где $p_{cm} = p_{cm}(s_l)$ – заданные функции.

Исследуем более подробно систему уравнений (1.5), рассматривая ее как задачу по определению A_j, n_{ij} при заданной правой части с дополнительными условиями (1.7), (1.8).

Когда решение существует, можно выделить две альтернативы: А) N -мерные векторы $\mathbf{n}_j = (n_{ij})$ линейно независимы (и следовательно, $K \leq N$), В) N -мерные векторы $\mathbf{n}_j = (n_{ij})$ линейно зависимы.

В случае А величины A_j однозначно определены. Пусть некоторое A_{j_0} равно нулю, а j_0 -я фаза имеет нетривиальный порог подвижности. Тогда фильтрационная задача разрешима неоднозначно, поскольку можно найти решение при произвольно заданном распределении насыщенности $s_{j_0}(\eta)$ ниже порога подвижности. Если порог подвижности тривиален, то $s_{j_0} = 0$.

Для давлений получаем систему уравнений:

$$f_j dp_j / d\eta = A_j \mu_j \quad (1.9)$$

Покажем, что эта система не порождает связей второго порядка из связей первого порядка (1.6), (1.7). Заметим, что согласно (1.2)

$$(\partial p / \partial \kappa_i)_T(T, n_{ij}) = n_{ij}$$

Поэтому из (1.7), (1.9) вытекает

$$f_j \sum_{i=1}^N n_{ij} \frac{d\kappa_i}{d\eta} = A_j \mu_j \quad (1.10)$$

В силу линейной независимости N -мерных векторов n_{ij} система (1.10) всегда допускает некоторое решение для величин $d\kappa_i/d\eta$, а следовательно, и для величин $dn_{ij}/d\eta$. Новых функциональных ограничений на неизвестные функции не возникает.

В случае B величины A_j определены неоднозначно. Это неоднозначность исчезает, если подбирать A_j таким образом, чтобы система (1.10) допускала некоторое решение для величин $dk_j/d\eta$, т.е. чтобы не возникало связей второго порядка.

Окончательно, если у системы (1.5) существует хотя бы одно решение, то существует (по крайней мере локально по η) решение фильтрационной задачи, удовлетворяющее системе уравнений (1.9), (1.8). Уравнения (1.9) нетривиальны только для ненулевых коэффициентов A_j .

Закономерно поставить вопрос о том, при каких правых частях в уравнениях (1.5) существует решение, т.е. какие можно задавать потоки компонентов, чтобы существовало соответствующее фильтрационное течение.

Вообще говоря, в качестве Q_i можно брать любой N -мерный вектор из линейной оболочки произвольного набора N -мерных векторов $n_j = (n_{ij})$, связанных условиями фазового равновесия (1.7). Однако построить эту линейную оболочку в явном виде затруднительно.

Существует важный класс случаев, когда термодинамическая задача расчета фазового равновесия отщепляется от фильтрационной задачи и когда допустимым правым частям в уравнениях (1.5) можно придать ясный физический смысл.

Предположим, что потоки всех компонентов положительны: $Q_i > 0$. Введем обозначения:

$Q = \sum_{i=1}^N Q_i > 0$ – полный поток, $n_j = \sum_{i=1}^N n_{ij}$ – полная плотность для фазы с номером j , $c_{ij} = n_{ij}/n_j$ – концентрация i -го компонента в фазе с номером j , $q = Q/(k\alpha_v)$, $B_j = n_j A_j / q$, $c_{i0} = Q_i / Q$.

Уравнения (1.5) приводятся к виду:

$$\sum_{j=1}^K B_j c_{ij} = c_{i0} \quad (1.11)$$

Вид системы (1.11) позволяет интерпретировать коэффициенты B_j , как мольные доли фаз при распаде некоторой гипотетической смеси состава c_{i0} на K фаз с составами c_{ij} и с давлениями в фазах p_j . Задачу о распаде этой смеси можно в принципе решать независимо от фильтрационной задачи: либо производя расчет по полуэмпирическим уравнениям состояния [4–6], либо создав смесь экспериментально и исследовав ее распад в капиллярах разного радиуса. Результатом решения термодинамической задачи является семейство зависимостей $B_j = B_j(T, p_i)$.

Удобно ввести коэффициенты $C_j = B_j n_j^{-1} \mu_j$. Как и раньше, если для некоторого j_0 соответствующая величина C_{j_0} равна нулю, и при этом j_0 -я фаза имеет нетривиальный порог подвижности, то фильтрационная задача разрешима неоднозначно, поскольку можно найти решение при произвольно заданном распределении насыщенности $s_{j_0}(\eta)$ ниже порога подвижности. Если порог подвижности тривиален, то $s_{j_0} = 0$. Если ввести новую независимую переменную $\xi = Q\eta/k$, то система (1.9) переписывается в виде, не содержащем явной зависимости от полного потока и проницаемости:

$$f_j dp_j / d\xi = \alpha_v^{-1} C_j \quad (1.12)$$

Таким образом, задача сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений относительно p_j со связями (1.8) для определения насыщенностей s_j . Эта система автономна, поэтому если известно хотя бы одно решение $p_{j_0}(\xi)$, $s_{j_0}(\xi)$, то все остальные решения могут быть получены преобразованием сдвига аргумента: $p_j = p_{j_0}(\xi + \xi_0)$, $s_j = s_{j_0}(\xi + \xi_0)$. Последнее эквивалентно изменению параметра a в формуле (1.4).

Заметим, что если заведомо известно, что в некоторой точке смесь находится в однофазном состоянии, то состав c_{i0} следует отождествить с составом смеси в этой точке.

Рассмотрим теперь случай, когда можно пренебречь капиллярными силами. Тогда определено одинаковое для всех фаз давление $p = p(\eta)$.

Из (1.5) видно, что имеет место формула

$$c_{i0} = \sum_{j=1}^K \frac{n_{ij} f_j}{\mu_j} \left(\sum_{j=1}^K \frac{n_j f_j}{\mu_j} \right)^{-1} \quad (1.13)$$

Поэтому если известно состояние пластовой смеси хотя бы в одной точке $r = r_d$, то величины c_{i0} определяются по формуле (1.13).

Система (1.12) приводится к уравнению

$$\sum_{j=1}^K f_j \frac{dp}{d\xi} = \alpha_v^{-1} \sum_{j=1}^K C_j \quad (1.14)$$

Насыщенности определяются из пропорции

$$C_1 : \dots : C_K = f_1 : \dots : f_K. \quad (1.15)$$

Таким образом, в отсутствие капиллярных сил задача сводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению (1.14) и семейству связей (1.15).

2. Обратимся к вопросу, как изложенная выше теория может быть применена к стационарным исследованиям скважин. Примем, что поток вблизи скважины – цилиндрически-симметричный ($\nu = 1$).

Итак, пусть известна зависимость забойного давления p_w от дебита D скважины, выраженного в молях: $p_w = F_0(D)$, для продуктивного слоя мощностью h_0 .

Обычно стационарные исследования скважин (индикаторные кривые) используются для определения проницаемости. Если априорно известны фазовые проницаемости и все свойства пластовой смеси, то можно решить систему (1.8), (1.12). Предположим, что можно выбрать решение $p_{j0}(\xi)$, $s_{j0}(\xi)$, соответствующее течению, реализующимся при снятии индикаторной кривой. Давление на забое p_w следует отождествить с давлением в фазе, составляющей основную продукцию скважины (например, с p_1), при значении параметра $\eta = \eta_{w0}$, соответствующем радиусу скважины r_{w0} . Итак,

$$F_0(D) = p_{10} (D(k_0 h_0))^{-1} \eta_{w0} \quad (2.1)$$

Соотношение (2.1) должно удовлетворяться для некоторого значения k_0 в определенном диапазоне дебитов D . Поэтому (2.1) представляет собой переопределенную систему уравнений для нахождения k_0 .

На практике вряд ли можно ожидать совпадения экспериментальных значений $F_0(D)$ и расчетных значений в правой части (2.1) из-за неполноты информации о фазовых проницаемостях и свойствах пластовой смеси. Можно лишь надеяться добиться подбором k_0 близости левой и правой частей (2.1) (например, в смысле среднего квадратичного отклонения).

Изложенная в разд. 1 теория позволяет получить ряд выводов, не решая системы (1.8), (1.12).

Действительно, пусть известна индикаторная кривая $p_w = F_0(D)$ для пласта с известными параметрами мощности h_0 и проницаемости k_0 . Покажем, как зная эту кривую, можно простым пересчетом аргумента получить индикаторные и депрессионные кривые для всех скважин и пластов с теми же пластовыми параметрами c_{i0} .

Во-первых, из формулы (2.1) находим депрессионную кривую

$$p_{10}(\xi) = F_0((k_0 h_0) \xi \eta_{w0}^{-1}) \quad (2.2)$$

Далее, пусть для некоторой скважины: r_{d1} – радиус дренирования, r_{w1} – радиус скважины, p_{d1} – пластовое давление (т.е. давление при $r = r_{d1}$), k_1 – проницаемость, h_1 – мощность слоя. Определим величины ξ_0 , ξ_1 , ξ_2 формулами

$$p_{10}(\xi_0) = p_{d1}, \quad \xi_1 = \frac{D}{k_1 h_1} \ln \frac{r}{r_{d1}}, \quad \xi_2 = \frac{D}{k_1 h_1} \ln \frac{r_{w1}}{r_{d1}}$$

Тогда $p_{11} = p_{10}(\xi_1 + \xi_0)$ – новая депрессионная кривая, $p_w = p_{10}(\xi_2 + \xi_0)$ – новая индикаторная кривая. Сравнение расчетных экспериментальных депрессионных кривых (2.2) может служить для уточнения параметров пластовой смеси и фазовых проницаемостей.

3. Вообще говоря, когда выражения, задающие фазовые проницаемости и свойства пластовой смеси, имеют достаточно общий вид, система (1.8), (1.12) может решаться только численными методами. Однако в ряде случаев упрощающие предположения позволяют получить приближенные решения в аналитическом виде.

Рассмотрим фильтрацию двухфазной смеси типа "газ – углеводородная жидкость". Предположим, что вдали от скважины при достаточно высоких давлениях смесь находится в однофазном состоянии.

Вдали от скважины при давлениях, близких к начальному пластовому давлению p_0 , смесь находится в однофазном состоянии. Тогда согласно формуле (1.13) c_{i0} – концентрации компонентов пластовой смеси.

Таким образом, уравнения (1.11) можно интерпретировать, как условия, связывающие состав c_{ig} газовой фазы и состав c_{il} жидкой фазы со средним составом c_{i0} в системе, в которой газовая и жидкая фаза сосуществуют в термодинамическом равновесии при соответствующих давлениях p_g и p_l . Пусть W – мольная доля жидкой фазы в этой системе, s_g – насыщенность газовой фазой, s_l – насыщенность жидкой фазой. Уравнения (1.11) приводятся к виду

$$(1 - W)c_{ig} + Wc_{il} = c_{i0} \quad (3.1)$$

Так как правые части в уравнениях (3.1) – постоянные величины, то W – некоторая функция давлений p_g и p_l : $W = W(p_g, p_l)$. Эту функцию можно в принципе определить, если решить уравнения равновесия, или если провести лабораторные исследования пробы пластовой смеси. Система (1.8), (1.12) в данном случае имеет вид:

$$f_g dp_g / d\xi = (1 - W) \alpha_v^{-1} \mu_g n_g, \quad f_l dp_l / d\xi = W \alpha_v^{-1} \mu_l n_l \quad (3.2)$$

$$p_g - p_l = p_c$$

и служит для определения неизвестных s_g , p_g , p_l .

Если газовая (жидкая) фаза имеет нетривиальный порог подвижности $s_{g*} > 0$ ($s_{l*} > 0$), то при $W = 1$ ($W = 0$) возможны две ситуации: либо данная фаза отсутствует $s_g = 0$ ($s_l = 0$), либо она есть и $s_g < s_{g*}$ ($s_l < s_{l*}$). Поэтому возможны участки двухфазной фильтрации, когда одна фаза подвижна и имеет состав c_{i0} , а другая фаза неподвижна. Как указано в разд. 1, это приводит к неединственности решения. Подобные решения с неподвижными фазами неблагоприятны с точки зрения эксплуатации месторождений жидких углеводородов, поскольку при том же дебите они дают большую депрессию. Условия возникновения таких решений требуют дальнейшего анализа.

Сосредоточимся на решениях, в которых нет неподвижных фаз. Это означает, что при нетривиальном пороге подвижности появление новой фазы происходит со скачком насыщенности.

Если фиксировать давление в газовой фазе p_g и рассмотреть поведение решений в двухфазной области с ограниченным отношением (dp_g/dp_l) при $\varepsilon = \mu_g/\mu_l \rightarrow 0$, то, как следует из (3.2), насыщенность s_g стремится к значению s_{g*} , соответствующему порогу подвижности для газовой фазы.

Будем решать систему (3.2) для случая, когда $p_c = 0$. При этом $p_g = p_l = p$, и система (3.2) сводится к одному обыкновенному дифференциальному уравнению

$$\alpha_v(\mu_g^{-1}(n_g f_g) + \mu_l^{-1}(n_l f_l)) dp / d\xi = 1 \quad (3.3)$$

и уравнению для определения насыщенности s_g

$$W:(1-W) = (f_l n_l \mu_g):(f_g n_g \mu_l) \quad (3.4)$$

Рассмотрим несколько конкретных ситуаций.

Нефтяное месторождение с растворенным газом. В этом случае c_{i0} – состав пластовой нефти. Примем, что плотность жидкой фазы n_l – постоянная величина.

$$n_l = n_{l0} = \text{const} \quad (3.5)$$

т.е. процессы разгазирования и понижения давления пренебрежимо слабо влияют на плотность жидкой фазы. Примем также, что

$$\mu_g = \text{const}, \quad \mu_l = \text{const} \quad (3.6)$$

Далее, пусть p_l – давление насыщения. Для мольной доли жидкости примем кусочно-линейную зависимость

$$W = 1, \quad p > p_l; \quad W = 1 - \beta(p_l - p), \quad p \leq p_l, \quad \beta > 0 \quad (3.7)$$

Будем искать решение задачи (3.3), (3.4) в низшем приближении по малому параметру $\varepsilon = \mu_g/\mu_l$ с краевым условием

$$p(\xi_d) = p_d > p_l \quad (3.8)$$

Как указано выше, при этом в двухфазной области

$$s_g = s_{g*} + \Delta s, \quad \Delta s \ll 1 \quad (3.9)$$

$$f_l = f_0 + O(\Delta s), \quad f_0 = f_l(s_{g*})$$

Из (3.3) – (3.9) в однофазной области $p > p_l$ получается уравнение

$$dp / d\xi = \mu_l (\alpha_v n_{l0})^{-1}$$

с очевидным решением

$$p = p_l + \mu_l (\alpha_v n_{l0})^{-1} (\xi - \xi_l), \quad \xi_l = p_d - (p_d - p_l) \mu_l^{-1} (\alpha_v n_{l0})$$

В двухфазной области $p \leq p_l$ получается уравнение

$$(1 - \beta(p_l - p))^{-1} dp / d\xi = \mu_l (\alpha_v n_{l0} f_0)^{-1}$$

которое имеет решение

$$p = p_l + \beta^{-1} (\exp(\beta \mu_l (\alpha_v n_{l0} f_0)^{-1} (\xi - \xi_l)) - 1)$$

Газоконденсатное месторождение. В данном случае c_{i0} – состав пластового газа.

Для решения уравнений (3.3), (3.4) нужно конкретизировать величины W , n_g , n_l , μ_g , μ_l . Эксперименты, а также расчеты по полуэмпирическим уравнениям состояния [4–6] показывают, что мольная доля жидкой фазы при давлении ниже давления начала конденсации p_l и температуре T выше критической температуры хорошо аппрок-

симируется выражением

$$W = a_1 p + a_2 / (p - a_3)$$

где a_1, a_2, a_3 – положительные величины, зависящие от T и c_{i0} . Эти величины можно найти, если известно давление p_* , при котором W принимает максимальное значение W_* . Три уравнения для определения величин a_1, a_2, a_3

$$W|_{p=p_i} = 0, \quad dW/dp|_{p=p_*} = 0, \quad W|_{p=p_*} = W_*$$

имеют два набора решений при $p_*/p_i > 0,75$ (это условие хорошо выполняется для природных смесей). Наилучшая аппроксимация достигается для решения с меньшим параметром a_3 .

Следуя традиции, принятой при расчете процессов в газоконденсатных месторождениях, примем для газовой фазы уравнение состояния

$$p = Z k_B T n_g$$

где Z – постоянная, называемая коэффициентом сверхсжимаемости, k_B – постоянная Больцмана. Примем также предположения (3.5), (3.6), (3.8).

В области двухфазного течения, где, как указано ранее, $s_l > s_{l*}$ и величина s_g близко к s_{g*} примем линейную зависимость для фазовых проницаемостей

$$f_g = f_{g1} s_g + f_{g0}, \quad f_l = f_{l1} s_l + f_{l0}$$

Плотности n_{i0} можно поставить в соответствие величину с размерностью давления $p_{i0} = k_B Z T n_{i0}$.

При $p > p_i$ жидкая фаза отсутствует ($W = 0$), и задача имеет хорошо известное решение

$$p^2 - p_d^2 = 2\mu_l k_B T Z (\xi - \xi_d) \alpha_v^{-1} \quad (3.10)$$

При $p \leq p_i$ для давления получается обыкновенное дифференциальное уравнение

$$dp/d\xi = \mu_l p_{i0} (n_{i0} p \alpha_v)^{-1} \Gamma F$$

$$\Gamma = (f_{l1} f_{g1} + f_{l1} f_{g0} + f_{l0} f_{g1})^{-1}, \quad F = f_{l1} \varepsilon (1 - W) + f_{g1} p p_{i0}^{-1} W$$

Анализ показывает, что корни p_1, p_2, p_3 уравнения $F = 0$ могут быть: 1) различными, причем $p_1 > p_i$, 2) $p_1 > p_i, p_2 = p_3 < 0$. В первом случае справедливо тождество

$$\frac{p(p - a_3)}{(p - p_1)(p - p_2)(p - p_3)} = \sum_{i=1}^3 \frac{A_i}{p - p_i}$$

где A_i – некоторые коэффициенты. Из этого тождества выводится неявное решение для p

$$\sum_{i=1}^3 A_i \ln \frac{p - p_i}{p_i - p_i} = \chi, \quad \chi = \mu_l a_1 n_{i0}^{-1} \Gamma f_{g1} \alpha_v^{-1} (\xi - \xi_i)$$

где значение ξ_i , соответствующее p_d , определяется из соотношения (3.10).

Во втором случае справедливо тождество

$$\frac{p(p - a_3)}{(p - p_1)(p - p_2)^2} = \frac{A_1}{p - p_1} + \frac{A_2}{p - p_2} + \frac{A_3}{(p - p_2)^2}$$

и соответственно имеется решение

$$-\frac{A_3}{p - p_2} + \sum_{j=1}^2 A_j \ln \frac{p - p_j}{p_i - p_j} = \chi - \frac{A_3}{p_i - p_2}$$

Эти решения стыкуются в точке $p = p_i$ с решением (3.10).

4. Таким образом, задача о стационарном многофазном фильтрационном течении многокомпонентной смеси с фазовыми переходами в широком классе случаев интегрируема в квадратурах. При этом для нахождения кривых давления и насыщенности не нужно решать уравнения фазового равновесия в каждой точке; достаточно провести лабораторные эксперименты или термодинамические расчеты для некоторой гипотетической смеси, которую иногда можно отождествить с начальной пластовой смесью.

Предложенное в данной работе решение задачи фильтрации позволяет осуществлять как прямой прогноз работы эксплуатационной скважины, так и пересчет показателей одних скважин на другие скважины. Для двухфазных систем типа "газ-нефть" и "газ-конденсат" можно указать приближенные решения фильтрационной задачи в аналитической форме.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л.Д., Лившиц Е.М. Теоретическая физика. Т. 5. Статистическая физика. Ч. 1. М.: Наука, 1976. 584 с.
2. Пригожин И., Дефэй Р. Химическая термодинамика. Новосибирск: Наука, 1966. 509 с.
3. Николаевский В.Н., Бондарев Э.А., Миркин М.И., Степанова Г.С., Терзи В.П. Движение углеводородных смесей в пористой среде. М.: Недра, 1968. 190 с.
4. Рид Р., Праусниц Дж., Шервуд Т. Свойства газов и жидкостей. Л.: Химия, 1982. 591 с.
5. Уэйлес Э. Фазовые равновесия в химической технологии. В 2-х ч. М.: Мир, 1989. Ч. 1. 302 с.; Ч. 2. С. 310-622.
6. Баталин О.Ю., Брусиловский А.И., Захаров М.Ю. Фазовые равновесия в системах природных углеводородов. М.: Недра, 1992. 272 с.

Москва

Поступила в редакцию
8.X.1993