

УДК 532.546.519.63

## **ОБ ЭФФЕКТЕ МЕЖФАЗНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В ЗАДАЧАХ СМЕШИВАЮЩЕГОСЯ ВЫТЕСНЕНИЯ МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ**

**ГУЖОВ Н. А., МИТЛИН В. С.**

На основе математической модели двухфазной многокомпонентной фильтрации [1, 2] рассмотрена задача вытеснения газоконденсатной смеси газом, обогащенным промежуточными компонентами. Особенностью данного процесса является образование в ходе смешения пластового и нагнетаемого флюидов системы, близкой по составу к критической точке. Показано, что в этом случае необходимо учитывать зависимость относительных фазовых проницаемостей от коэффициента поверхностного натяжения. Теоретически это основано на зависимости величины остаточных насыщенных от характера распределения фаз в поровом пространстве, который определяется близостью многокомпонентной системы к критической точке. Проведено сравнение результатов численного моделирования с экспериментом. Обсуждается дальнейшее развитие моделей фильтрации смесей в околокритическом состоянии.

1. Математическое моделирование многокомпонентной фильтрации необходимо для современных методов вытеснения пластовых углеводородных смесей различного рода растворителями. Эффективность процесса вытеснения определяется степенью смешимости нагнетаемой и пластовой жидкостей [1, 2]. Полная смешимость достигается либо за счет увеличения давления пластовой жидкости выше критического  $P_*$ , либо за счет увеличения содержания в пластовой или нагнетаемой жидкостях компонента, понижающего в ходе смешивания значение  $P_*$ . Для месторождений углеводородов, находящихся на поздней стадии разработки, достижение полной смешимости за счет повышения давления технически неосуществимо. Достижение полной смешимости за счет изменения химического состава требует использования большого количества дорогостоящего растворителя. Поэтому представляет интерес изучение варианта частичной смешимости при вытеснении.

Для жидкостей, представимых в виде трехкомпонентных систем, вытеснение в условиях частичной смешимости исследовалось в [3–5]. Было показано, что структуры переходной зоны течения при закачке «сухого» и «обогащенного» газов качественно различны. В первом случае концентрации компонентов и насыщенности фаз изменяются по пласту монотонно. Основное отличие второго случая от первого состоит в немонотонности изменения концентраций и насыщенностей по пласту (образование «вала» жидкой фазы). В переходной зоне может происходить значительное ослабление межфазного натяжения, которое связывают с «разрыхлением» поверхности раздела фаз. Система, получающаяся в результате смешения пластовой смеси с «обогащенным» газом, приближается к критической точке, в которой фазы неразличимы, и характеризуется повышенным содержанием компонентов с константами равновесия порядка единицы.

Для адекватного описания физических свойств многокомпонентных многофазных систем должен быть известен закон соответственных состояний в форме зависимости свойств системы от параметров критической точки. Вместе с тем сближение плотностей и вязкостей газовой ( $\alpha$ ) и жид-

кой ( $\beta$ ) фаз при выравнивании фазовых составов не является определяющим для фильтрационных расчетов. Более существенны собственно фильтрационные характеристики процесса — функции фазовых проницаемостей  $f_\alpha(S_\alpha)$  и  $f_\beta(S_\beta)$ , зависящие от насыщенностей  $S_\alpha, S_\beta$  ( $S_\alpha + S_\beta = 1$ ) порового пространства. Из-за снижения роли поверхностных эффектов при подходе к критическому состоянию асимптотически должны выполняться соотношения

$$f_\alpha(S_\alpha) = S_\alpha, \quad f_\beta(S_\beta) = S_\beta$$

впервые отмеченные В. Н. Николаевским [6]. Это означает необходимость введения явной зависимости  $f_{\alpha, \beta}$  от составов фаз. Однако во многих случаях функции  $f_{\alpha, \beta}$  считаются зависящими лишь от насыщенностей фаз. Частично это связано с трудоемкостью проведения экспериментальных исследований по определению фактических зависимостей  $f_{\alpha, \beta}$  от состава. Второй причиной, по-видимому, является сложившееся представление о том, что зависимость фазовых проницаемостей от состава существенна лишь в малой окрестности критической точки. Ниже показано, что для процессов вытеснения с использованием газообразных растворителей, богатых промежуточными компонентами, эффект изменения межфазного натяжения, приводящий к сближению подвижностей фаз, весьма значителен. Существенно, что изменение структуры межфазной поверхности удается учесть в рамках крупномасштабного приближения [4].

2. Рассмотрим систему уравнений одномерной многокомпонентной равновесной изотермической фильтрации в пренебрежении капиллярными и гравитационными силами и молекулярной диффузией [1, 2]

$$\frac{1}{r^\gamma} \frac{\partial}{\partial r} \left( kr^\gamma q_i \frac{\partial P}{\partial r} \right) = \frac{\partial}{\partial t} (mNz_i), \quad i=1, \dots, l$$

$$q_i = z_i \left( \frac{\rho_\alpha f_\alpha K_i}{M_\alpha \mu_\alpha} + \frac{\rho_\beta f_\beta}{M_\beta \mu_\beta} \right) [1 + V(K_i - 1)]^{-1}, \quad K_i = \frac{y_i}{x_i}$$

$$\sum_{i=1}^l x_i = \sum_{i=1}^l y_i = \sum_{i=1}^l z_i = 1, \quad M_\alpha = \sum_{i=1}^l M_i y_i, \quad M_\beta = \sum_{i=1}^l M_i x_i$$

$$N = \frac{S_\alpha \rho_\alpha}{M_\alpha} + \frac{S_\beta \rho_\beta}{M_\beta}, \quad \sum_{i=1}^l \frac{(K_i - 1) z_i}{1 + V(K_i - 1)} = 0 \quad (2.1)$$

Здесь  $k, m$  — абсолютная проницаемость и пористость,  $\gamma=0, 1$  и  $2$  для линейного, плоскорадиального и сферически-радиального потоков,  $N$  — мольная плотность смеси,  $\rho_{\alpha, \beta}, \mu_{\alpha, \beta}$  — плотности и динамические вязкости фаз,  $M_i$  — молекулярный вес  $i$ -го компонента,  $M_{\alpha, \beta}$  — средние молекулярные веса фаз,  $x_i, y_i, z_i$  — мольные доли  $i$ -го компонента в жидкой, газовой фазах и в смеси,  $K_i$  — константа равновесия  $i$ -го компонента,  $V$  — мольная доля газовой фазы, определяемая из последнего соотношения (2.1) — уравнений концентраций [7].

Для проверки адекватности модели (2.1) численные решения соответствующей задачи сопоставлялись с результатами экспериментов по линейному плоскому вытеснению газоконденсатной смеси газом, обогащенным промежуточными компонентами [8]. В эксперименте модель пласта заполнялась реальной пластовой углеводородной жидкой фазой, которая вытеснялась затем равновесной газовой фазой до исчезновения жидкости в выходящем потоке. Далее, на втором этапе эксперимента через модель пласта проводилась прокачка обогащенного газа. Параметры процесса измерялись только на выходе из модели пласта.

В расчетах численно воспроизводилась лишь вторая часть эксперимента, когда обогащенный газ воздействовал на пластовую смесь при началь-

ной конденсатонасыщенности, близкой к остаточной насыщенности  $S_{\beta}^*$ . Исходные данные для расчета приведены ниже.

	$N_2$	$CH_4$	$C_2H_6$	$C_3H_8$	$C_4H_{10}$	$C_5H_{12}$	$C_6H_{14}$	$C_7H_{16}$	$C_9H_{20}$	$C_{10}H_{22}$
$z_i^{\circ}$	0,002	0,56	0,089	0,0536	0,0356	0,0254	0,0333	0,0813	0,0598	0,06
$\delta_i$	—	0,50	0,24	0,17	0,09	—	—	—	—	—

Для математического описания эксперимента требуется решить систему 10 уравнений (2.1) при  $\gamma=0$  на отрезке  $(0, L)$ , где  $L$  — длина модели пласта. Начальные условия

$$P(r, 0) = P^{\circ}, \quad z_i(r, 0) = z_i^{\circ}, \quad i=1, \dots, l, \quad 0 < r < L$$

соответствуют исходным значениям давления и состава в эксперименте.

На входе в пласт задаются условия постоянства состава закачиваемого газа и скорости нагнетания

$$z_i(0, t) = \delta_i, \quad i=1, \dots, l, \quad - \frac{kq}{N} \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=0} = v$$

$$N = N(\varphi_1, \dots, \varphi_{l-1}, P), \quad \varphi_i = \frac{q_i}{q}, \quad q = \sum_{i=1}^l q_i.$$

На выходе поддерживается постоянное давление

$$P(L, t) = P^{\circ}$$

Плотности и вязкости фаз определялись по формулам

$$\rho_{\alpha} = \rho_{\alpha}^{\circ} \frac{PM_{\alpha}}{P^{\circ}M_{\alpha}^{\circ}}, \quad \rho_{\beta} = \rho_{\beta}^{\circ} \frac{PM_{\beta}}{P^{\circ}M_{\beta}^{\circ}}$$

$$\mu_{\alpha} = \mu_{\alpha}^{\circ} \frac{PM_{\alpha}}{P^{\circ}M_{\alpha}^{\circ}}, \quad \mu_{\beta} = \mu_{\beta}^{\circ} \frac{PM_{\beta}}{P^{\circ}M_{\beta}^{\circ}}$$

где градусом помечены величины, относящиеся к исходной пластовой системе. В расчетах принималось  $P^{\circ}=10,5$  МПа,  $L=5$  м,  $v=1,16 \cdot 10^{-5}$  м/с,  $k=10^{-14}$  м<sup>2</sup>,  $m=0,222$ , пластовая температура  $T=335$  К.

Константы равновесия аппроксимировались квадратичными зависимостями от давления и одного параметра состава (функции  $z_1, \dots, z_{l-1}$ ), исходной информацией для построения интерполяционных полиномов являлись результаты экспериментов на PVT-бомбе. Параметр состава выбирался в виде

$$R = \frac{C_2}{C_2 + C_3 + d} \quad (2.2)$$

где  $C_2$  и  $C_3$  — соответственно доли промежуточных (этан — бутан) и тяжелых (пентан и выше) компонентов в смеси. Величина  $d$  должна быть определена так, чтобы составы газовой и жидкой фаз исходной пластовой системы соответствовали одному и тому же значению  $R$

$$\frac{C_{2,\alpha}}{C_{2,\alpha} + C_{3,\alpha} + d} = \frac{C_{2,\beta}}{C_{2,\beta} + C_{3,\beta} + d}$$

При этом величина  $R$  неизменна вдоль ноды (при смешении газовой и жидкой фаз в любых пропорциях). Отметим, что параметры вида (2.2) использовались ранее при описании трехкомпонентных систем [1, 9].

Функции фазовых проницаемостей выбирались в виде

$$f_i = \begin{cases} \left( \frac{S_i - S_i^*}{1 - S_i^*} \right)^{\alpha_i}, & S_i \geq S_i^*, \quad i = \alpha, \beta \\ 0, & S_i < S_i^* \end{cases}$$

Проводились две группы расчетов. В первой из них параметры фазовых проницаемостей задавались постоянными («замороженными»):  $S_{\beta}^* = 0,36$ ,  $S_{\alpha}^* = 0,12$ ,  $\kappa_{\alpha, \beta} = 3$ . Во второй группе фазовые проницаемости считались «подвижными» — зависящими от параметра близости свойств фаз, в качестве которого был выбран коэффициент поверхностного натяжения  $\sigma$ , обращающийся в нуль в критической точке многокомпонентной системы. Коэффициент  $\sigma$  определялся по формуле

$$\sigma^{1/4} = \sum_{i=1}^l A_i \left( x_i \frac{\rho_{\beta}}{M_{\beta}} - y_i \frac{\rho_{\alpha}}{M_{\alpha}} \right)$$

где  $A_i$  — паракор  $i$ -го компонента (коэффициент пропорциональности в зависимости межфазного натяжения на границе жидкой и паровой фаз индивидуального компонента от четвертой степени разности плотностей фаз [1]).

Остаточные насыщенности определялись так, чтобы при  $\sigma \rightarrow 0$  фазовые проницаемости переходили в прямые

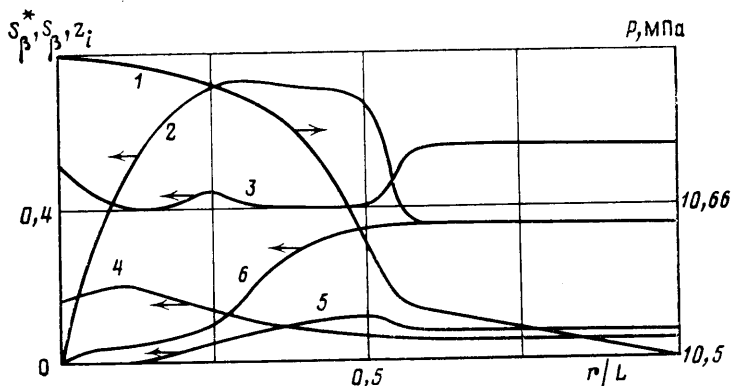
$$S_{\beta}^* = \frac{0,6\sigma}{0,0032 + \sigma}, \quad S_{\alpha}^* = \frac{1}{3} S_{\beta}^*, \quad \kappa_{\alpha, \beta} = 1 + 5S_{\beta}^* \quad (2.3)$$

причем коэффициенты в выражении для  $S_{\beta}^*$  определялись из лабораторных экспериментов [8] по прокачке газовых смесей различного состава до установления фазового равновесия.

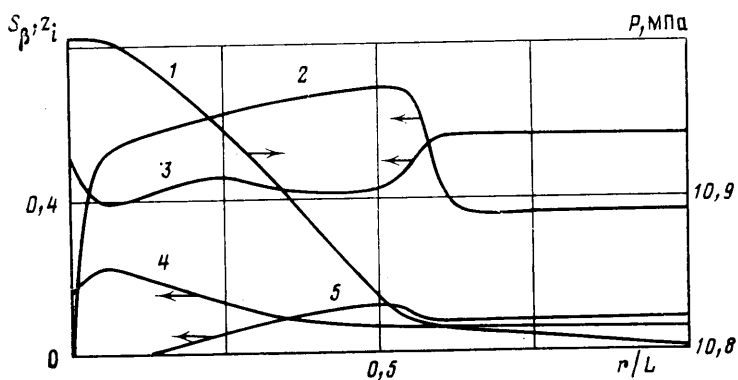
Следует отметить, что определение остаточных насыщенностей как постоянных величин оказывается вблизи критической точки физически противоречивым. С одной стороны, фазы, близкие по составу, должны обладать практически неограниченной подвижностью (почти полное отсутствие капиллярных сил). С другой стороны, в результате «жесткого» определения  $S_{\alpha, \beta}^*$  некоторая часть пластовой системы (жидкость) может оказаться неподвижной, хотя по своим физическим свойствам она мало отличается от другой, подвижной части системы (газа).

Система уравнений (2.1) решалась конечно-разностным методом, построенным с учетом требования минимума итерационных процедур [10]. Поле давления вычислялось по неявной схеме из уравнения изменения мольной плотности смеси, получающегося суммированием уравнений (2.1). Поля концентраций вычислялись явным образом по коэффициентам проводимостей, определенным на старом временном слое, и вычисленному полю давления. В методе отсутствуют итерационные процедуры, обычно применяемые при численном решении нелинейных уравнений. Построение безытерационного метода оказывается возможным благодаря использованию трехслойной аппроксимации производных по времени. К числу недостатков данного метода, имеющего первый порядок точности по пространственным и временным координатам, следует отнести наличие численной диффузии, сглаживающей разрывы решения.

3. На фиг. 1 и 2 приведены распределения давления (кривые 1), насыщенности жидкостью (кривые 2), долей в смеси метана (кривые 3), пропана (кривые 4) и гептана (кривые 5) соответственно для случаев «подвижных» и «замороженных» проницаемостей на момент безразмерного времени  $\tau = 0,5$ , где  $\tau = vt/(mL)$  — отношение объема закачанного газа к поровому объему модели. Основная часть перепада давления в первом случае расходуется в зоне передней части вала, во втором — равномерно вдоль всего вала. Передняя часть вала обогащена тяжелыми, тыловая — промежуточными компонентами. Максимумы содержаний промежуточных и тяжелых компонентов более близко расположены друг к другу в случае «подвижных» проницаемостей. Содержание метана имеет в зоне вала два минимума и один максимум. В первом случае тыловая часть вала содержит больше тяжелых компонентов, что приводит к существенным различиям



Фиг. 1



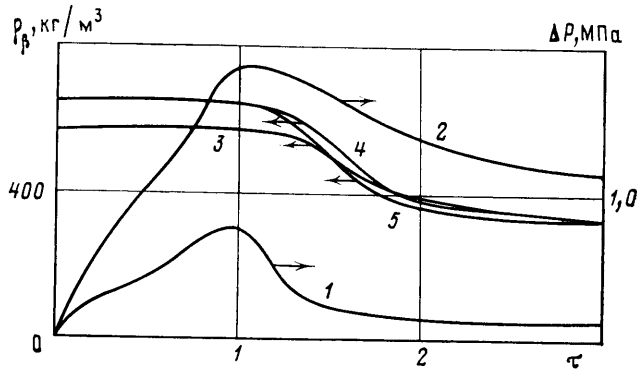
Фиг. 2

распределений насыщенности в расчетах. Цифрой 6 на фиг. 1 обозначено распределение остаточной насыщенности жидкой фазой. Видно, что  $S_{\beta}^*$  уменьшается в тыловой части вала практически до нуля.

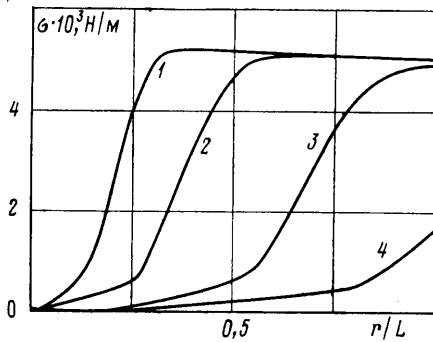
Момент прихода вала к выходному сечению модели пласта соответствует закачке одного порового объема. При этом доля легких компонентов в потоке выходящей продукции резко падает, доля промежуточных монотонно возрастает, доля тяжелых сначала сильно увеличивается, затем убывает. Перепад давления между концами пласта также сначала достигает максимума (кривые 1, 2 на фиг. 3), а затем уменьшается. Величина перепада в случае «замороженных» проницаемостей (кривая 2) в 2–2,5 раза больше, чем в случае «подвижных» проницаемостей (кривая 1). В пользу модели с «подвижными» проницаемостями свидетельствует в данном случае и то, что величина перепада в эксперименте заведомо не превышала 1 МПа.

На фиг. 4 показаны распределения коэффициента поверхностного натяжения. Кривые 1–4 соответствуют прокачке 0,25, 0,5, 1 и 1,5 объема пор. Участки резкого роста межфазного натяжения соответствуют передней части вала, в облегченной тыловой части оно меняется мало и близко к нулю. После прохода вала натяжение быстро уменьшается. Среднепластовая насыщенность жидкостью  $\langle S_{\beta} \rangle$  при этом уменьшается значительно медленнее. Так, при  $\tau=1,5$   $\sigma_{\max}=0,00178$  Н/м,  $\langle S_{\beta} \rangle=0,505$ , а при  $\tau=2,5$   $\sigma_{\max}=0,00041$  Н/м,  $\langle S_{\beta} \rangle=0,325$ . Это показывает, что состав остающейся в пласте системы близок к критическому.

На фиг. 3 показаны экспериментальная (кривая 3) и расчетные (кривые 4, 5) зависимости плотности жидкой фазы в выходной части модели пласта от времени. Как в случае «замороженных» (кривая 4), так и в случае «подвижных» проницаемостей (кривая 5) имеет место хорошее



Фиг. 3



Фиг. 4

совпадение с экспериментом. Различие расчетных и экспериментальных значений  $\rho_g$  при  $\tau < 1$  может быть связано с тем, что в эксперименте до момента прихода вала к выходу из пласта жидкость находилась в связанном состоянии и ее плотность не замерялась, горизонтальный отрезок экспериментальной кривой получен путем экстраполяции  $\rho_g$  по измерениям в более поздние моменты времени.

На фиг. 5 представлены расчетные (кривые 2, 3) и экспериментальные (кривая 1) зависимости коэффициента извлечения тяжелых компонентов  $\eta$ . Большой эффект извлечения достигается при «подвижных» проницаемостях (кривая 2). Подвижность жидкой фазы тыловой части вала в этом случае выше, чем при «замороженных» проницаемостях. Поэтому условия для образования устойчивого вала в случае «подвижных» проницаемостей более благоприятны (разность скоростей до и после скачка можно рассматривать как меру его устойчивости [11]).

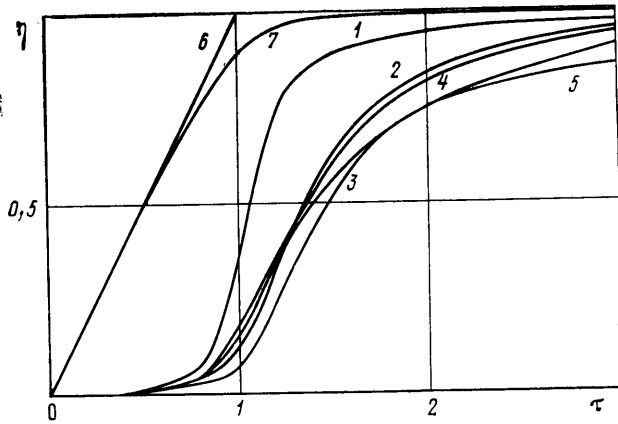
Для оценки влияния геометрии задачи на параметры вытеснения система (2.1) решалась не только при  $\gamma = 0$ , но и для плоскорадиального и сферически-радиального случаев, т. е. при  $\gamma = 1$  и 2, для области  $(r_c, R_k)$ ,  $r_c = 0,127$  м,  $R_k = r_c + L$ . Начальные и граничные условия по концентрациям на скважине  $r = r_c$  и по давлению на контуре те же, что и в линейном случае. Условие постоянства скорости нагнетания «обогащенного» газа в скважину имеет вид

$$-\frac{kq}{N} \frac{\partial P}{\partial r} \Big|_{r=r_c} = v$$

Решение также зависит от безразмерного времени

$$\tau = \frac{vB(\gamma)t}{mD(\gamma)}, \quad B = 2\gamma\pi r_c^\gamma, \quad D = \frac{\gamma+2}{3} \pi (R_k^{\gamma+1} - r_c^{\gamma+1})$$

На фиг. 5 представлены зависимости коэффициента извлечения при



Фиг. 5

«подвижных» проницаемостях в случае  $\gamma=1$  (кривая 4) и 2 (кривая 5). На первой стадии выхода вала ( $\tau < 1,25$ ) увеличение размерности задачи приводит к увеличению коэффициента извлечения. Однако на более поздних стадиях процесса коэффициент извлечения уменьшается с ростом  $\gamma$ . Аналогичная закономерность наблюдалась и в случае «замороженных» проницаемостей.

Несмотря на то что введение «подвижных» проницаемостей приводит к сближению расчетных и экспериментальных значений коэффициента извлечения, расхождение кривых остается весьма значительным. Для оценки влияния численной диффузии на результаты счета были проведены расчеты плоскорадиальной задачи вытеснения с плотностями, вязкостями и фазовыми проницаемостями, определяемыми формулами

$$\rho_{\alpha} = \rho_{\alpha}^{\circ} \frac{PM_{\alpha}}{P^{\circ}M_{\alpha}^{\circ}}, \quad \rho_{\beta} = \rho_{\beta}^{\circ} \frac{PM_{\beta}}{P^{\circ}M_{\beta}^{\circ}}, \quad \mu_{\alpha} = \mu_{\beta} = \mu_{\alpha}^{\circ} \frac{P}{P^{\circ}}$$

$$f_{\alpha} = S_{\alpha}, \quad f_{\beta} = S_{\beta}$$

В этом случае реализуется поршневое вытеснение. Задача имеет автомодельное решение, из которого следует, что коэффициент извлечения тяжелых компонентов совпадает с  $\tau$  (кривая 6 на фиг. 5). Кривая 7 получена при численном решении той же задачи. Из сравнения кривых 6 и 7 следует, что наибольшее влияние на интегральные показатели процесса численная диффузия оказывает на стадии подхода фронта к внешней границе. Вместе с тем различие кривых 6 и 7 существенно меньше, чем расхождение кривых 1 и 2.

4. Таким образом, учет изменений фазовых проницаемостей в окрестности критической точки существенным образом сказывается на расчетных характеристиках процесса смешивающегося вытеснения. Для полных математических моделей необходимо знать функциональные зависимости  $S_{\alpha, \beta}^*$  и  $\mu_{\alpha, \beta}$  от параметров поверхностного слоя и пористой среды при почти полной растворимости. Это требует дальнейших теоретических и экспериментальных исследований. Последние подразумевают измерения остаточных насыщенных фаз при прокачке смесей различного состава через пористые среды разного строения, что в сочетании с анализом составов «связанных» фаз позволит определять коэффициенты в формулах вида (2.3) в каждом конкретном случае. Вблизи критической точки для получения достоверных экспериментальных данных требуется чрезвычайно высокая точность измерения, в частности термостатирования [12]. Вместе с тем с точки зрения теоретических исследований ситуация упрощается в силу универсальности поведения различных систем вблизи критической точки. В качестве примера покажем, как может быть определен вид зависимости  $S_{\alpha, \beta}^*(\sigma)$  с использованием скейлингового подхода [12].

Как было отмечено выше, необходимость учета изменения свойств межфазной поверхности при определении  $f_{\alpha, \beta}$  следует из физики процесса смешения в пористой

среде. Действительно, установление полного равновесия фаз лимитируется малыми размерами поровых каналов  $d_p \sim \sqrt{k/n}$ . Поэтому распределение двухфазной смеси в выделенном канале представляет собой совокупность микрофаз, разделенных поверхностным слоем. При дальнейших рассуждениях удобно воспользоваться соображениями масштабной инвариантности. Если многокомпонентная система далека от состояния полной смесимости, то смачивающая фаза имеет вид изолированных капель. Пространственный размер капли мал в силу малости корреляционной длины  $\xi$  (величина  $\xi$  связана с обусловленностью матрицы вторых производных свободной энергии по независимым термодинамическим переменным и обращается в бесконечность в критической точке [12]). Величина плотности свободной энергии в поверхностном слое существенно превышает плотность свободной энергии в фазах и локализована на расстояниях порядка диаметра одной молекулы [1].

Как известно, для обеспечения подвижности фазы требуется связность ее частей в поровом пространстве [13]. Это может быть достигнуто не только путем увеличения насыщенности фазой, но и за счет добавления компонентов, приближающих систему к состоянию полной растворимости фаз. При этом плотность свободной энергии в поверхностном слое уменьшается и сближается со значениями в фазах. Размер капель и толщина поверхностного слоя, пропорциональные  $\xi$ , существенно возрастают. Остаточные насыщенности фаз  $S^*$  уменьшаются, поскольку движение фазы может происходить по связанной части, представляющей собой тонкий слой и занимающей из-за малой величины кривизны межфазной поверхности существенно меньшую, чем в случае взаимонерастворимых жидкостей, часть порового пространства. Таким образом, образование протяженного кластера капель происходит в данном случае не из-за увеличения их числа, а из-за увеличения их пространственных размеров и соответствующего уменьшения межфазного угла контакта с поверхностью пористой среды. Существенного увеличения подвижностей фаз следует ожидать при  $\xi \gg d_p$ . Отсюда следует зависимость фазовых проницаемостей от параметров пористой среды. Отметим, что сходная пространственно-периодическая структура микрофаз бинарной смеси полимеров, описываемая при помощи плотности свободной энергии типа Гинзбурга — Ландау, изучалась в [14].

Поскольку на микроуровне в пористой среде имеется единственный пространственный масштаб  $d_p$ , то  $S_{\alpha,\beta}^* = F(d_p \xi^{-1})$ , где  $F$  — монотонно возрастающая функция, конкретный вид которой зависит от структуры пористой среды. При достаточно малых  $S_{\alpha,\beta}^*$  это соотношение можно представить в виде

$$S_{\alpha,\beta}^* \approx \left( \frac{d_p}{\xi} \right)^{\nu}, \quad \nu > 0 \quad (4.1)$$

Раскладывая плотность свободной энергии в ряд около значения в фазе, где она достигает минимума, получаем, что избыток плотности энергии в поверхностном слое, пропорциональный  $\sigma$ , определяется матрицей вторых производных свободной энергии и, следовательно, пропорционален квадрату обратной корреляционной длины [15]. Имеем

$$\sigma \approx k_B T \xi^{-2} \quad (4.2)$$

где  $T$  — температура,  $k_B$  — константа Больцмана. Соотношение, аналогичное (4.2), получено в [16] для полуразбавленного раствора полимеров. Используя (4.1) и (4.2), находим

$$S_{\alpha,\beta}^* \approx \left( \frac{d_p^2 \sigma}{k_B T} \right)^{\nu/2} \quad (4.3)$$

Отметим, что в [17] экспериментально исследовалась зависимость  $S^*(\sigma)$  в системе нефть — вода. Для нефти было получено  $S_o^* \sim \sigma^{0,5213}$ , для воды  $S_w^* \sim \sigma^{0,1534}$ . Однако значения  $S_w^*$  были во всех случаях достаточно велики и потому представление  $S_w^*$  степенной зависимостью может быть некорректным, в то время как величина  $S_o^*$  в эксперименте достигала достаточно малых значений. Сравнение экспериментального значения показателя степени в зависимости  $S_o^*(\sigma)$  с (4.3) дает  $\nu = 1,04$ . Необходимы экспериментальные исследования систем типа газ — конденсат, для которых пороги подвижности при малых  $\sigma$  близки друг к другу. Сращивание соотношений вида (4.3), пригодных в непосредственной близости к критической точке, с надежными экспериментальными данными, полученными вдали от нее, должно дать достаточно полное представление о соответствующих свойствах родственных систем типа газ — конденсат.

Авторы благодарны В. Н. Николаевскому и Г. П. Цыбульскому за обсуждение результатов и внимание к работе.



## ЛИТЕРАТУРА

1. Николаевский В. Н., Бондарев Э. А., Миркин М. И. и др. Движение углеводородных смесей в пористой среде. М.: Недра, 1968. 190 с.
2. Розенберг М. Д., Кундин С. А., Курбанов А. К. и др. Фильтрация газированной жидкости и других многокомпонентных смесей в нефтяных пластах. М.: Недра, 1969. 453 с.
3. Афанасьев Е. Ф., Николаевский В. Н., Сомов Б. Е. Задача о вытеснении многокомпонентной углеводородной смеси при нагнетании газа в пласт.— В кн.: Теория и практика добычи нефти. М.: Недра, 1971, с. 107—120.
4. Енгов В. М. Физико-химическая гидродинамика процессов в пористых средах. Математические модели методов повышения нефтеотдачи пластов. Препринт № 161. М.: Ин-т пробл. механики. АН СССР, 1980. 63 с.
5. Завояский А. Ф. О вытеснении нефти растворителями и солюбилизирующими растворами ПАВ. Препринт № 195. М.: Ин-т пробл. механики АН СССР, 1982. 65 с.
6. Николаевский В. Н. Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984, с. 200.
7. Амикс Дж., Басс Д., Уайтинг Р. Физика нефтяного пласта М.: Гостоптехиздат, 1962. 572 с.
8. Тер-Саркисов Р. М. Использование обогащенного газа для повышения конденсатоотдачи.— Газовая пром-сть, 1982, № 10, с. 26—28.
9. Van-Quy N., Simandoux P., Corteville J. A numerical study of diphasic multicomponent flow.— Soc. Petrol. Eng. J., 1972, v. 12, № 2, p. 171—184.
10. Митлин В. С., Цыбульский Г. П. Математическая модель двухфазной многокомпонентной фильтрации газоконденсатной смеси.— В кн.: Научно-технические проблемы проектирования разработки газовых, газоконденсатных и газонефтяных месторождений. М., 1983, с. 97—108.
11. Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н. Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978. 687 с.
12. Ма Ш. Современная теория критических явлений. М.: Мир, 1980. 298 с.
13. Баренблатт Г. И., Енгов В. М., Рыжик В. М. Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 208 с.
14. Митлин В. С., Маневич Л. И., Ерухимович И. Я. Образование кинетически стабильной доменной структуры в процессе спинодального распада бинарных полимерных смесей — ЖЭТФ, 1985, т. 88, № 2, с. 495—506.
15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Статистическая физика. М.: Наука, 1976, с. 428.
16. Жен П.-Ж., де. Идеи скейлинга в физике полимеров. М.: Мир, 1982, с. 95.
17. Ataefule J. G., Handy L. L. The effect of interfacial tensions on relative oil/water permabilities of consolidated porous media.— Soc. Petrol. Eng. J., 1982, v. 22, № 3, p. 371—381.

Москва

Поступила в редакцию  
20.V.1985