

Зависимость величины f от γ/γ_0 различна при различных режимах движения смеси.

В общем случае эту зависимость можно выразить многочленом вида

$$(3.2) \quad f(\gamma) = f_0 \sum_{n=0} C_n \frac{\gamma^n}{\gamma_0^n} / \sum_{n=0} C_n$$

Здесь $f_0 = f(\gamma_0)$ — значение доли единицы объема, занятой жидкостью в подъемных трубах, C_n — постоянные (для данного режима).

Если режим течения близок к эмульсионному и жидкость почти равномерно диспергирована по поперечному сечению труб, то уравнение (3.2) при высоком газовом факторе можно привести к виду $f(\gamma) \approx f_0 \gamma / \gamma_0$.

При этом уравнение (3.1) принимает вид

$$(3.3) \quad \rho_c = f_0 \gamma \rho^\circ / \gamma_0 + (1 - f_0 \gamma / \gamma_0) \rho$$

Отсюда имеем, учитывая, что $\gamma = g\rho$

$$(3.4) \quad \gamma_c = \frac{f_0 \gamma \gamma^\circ}{\gamma_0} + \left(1 - \frac{f_0 \gamma}{\gamma_0}\right) \gamma, \quad \gamma^\circ = g\rho^\circ$$

Учитывая малость величины $f_0 \gamma \gamma_0^{-1}$ и ограниченное изменение γ по высоте подъемных труб, уравнение (3.4) можно преобразовать к виду

$$(3.5) \quad \gamma_c \approx (1 + f_0 \gamma^\circ / \gamma_0 - 1) \gamma$$

В этом случае удельный вес смеси γ_c отличается от удельного веса газа только постоянным множителем и рассмотренный в п. 1 и 2 метод решения задачи о распределении давления в газовом потоке применим и к газожидкостному потоку.

Поступила 15 XI 1976

ЛИТЕРАТУРА

1. Адамов Г. А. Движение реальных газов по вертикальным трубам при высоких давлениях. В сб. «Вопросы добычи, транспорта и переработки газов». М.—Л., Гостоптехиздат, 1951.
2. Катц Д. Л., Корнелл Д., Кобаяши Р., Поэтман Ф. Х., Вари И. А., Еленбаас И. Р., Вейнауэ С. Е. Руководство по добыче, транспорту и переработке природного газа. М., «Недра», 1965.
3. Иванов Т. Ф., Прокофьева Т. Е. Определение перепада давления в подъемных трубах газовых скважин за счет потерь на трение и массы столба газа. Газовая пром-сть, 1976, № 3.
4. Инструкция по комплексному исследованию газовых и газоконденсатных скважин. М., «Недра», 1971.

УДК 532.546

ОБ ОДНОЙ МОДЕЛИ ФИЛЬТРАЦИИ НЕСМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ

П. В. ИНДЕЛЬМАН, Р. М. КАЦ, М. И. ШВИДЛЕР

(Москва)

Анализ физики процесса фильтрации несмешивающихся жидкостей приводит к формированию представления о взаимопроникновении двух жидких потоков, разделенных, вообще говоря, несвязной поверхностью. Характерные пространственные масштабы связанной однородной фазы — глобулы — значительно больше масштаба пор, и для этих масштабов можно вводить осредненные фильтрационные характеристики — пористость, среднее давление, скорость фильтрации [1, 2]. Будем также считать, что на этом масштабе имеет смысл говорить о выполнении закона Дарси для однородной жидкости. Естественно, что понятие насыщенности следует вводить как характеристику области, содержащей много глобул, т. е. по отношению к выбранному масштабу насыщенность является макрохарактеристикой.

На границах, разделяющих жидкие фазы, существует скачок давления, определяемый кривизной менисков в порах и межфазным натяжением. Поскольку средняя кривизна менисков зависит от среднего масштаба пор, который в свою очередь определяет проницаемость, будем считать, что на границе раздела фаз существует скачок среднего давления $\sigma \sqrt{mk}^{-1}$ (σ — межфазное натяжение, m — средняя локальная пористость, k — средняя локальная проницаемость).

Указанные представления позволяют рассмотреть задачу о математическом моделировании вытеснения, приняв модель поршневого вытеснения в неоднородной пористой среде со скачком давления на границе. Очевидно, детальное описание течения на масштабе глобул невозможно с помощью общепринятых моделей двухфазной фильтрации (Баклей — Леверетт, Рапопорт — Лис), изучающих фильтрацию на существенно большем масштабе.

В работе представлены результаты численного решения задач о капиллярной пропитке и вытеснении жидкости из образца прямоугольной формы, позволяющие проследить за движением границы раздела и распределением фаз по полю.

1. Процесс будем изучать в области прямоугольной формы с длинами сторон l и b . Область течения разбивается на блоки прямоугольной формы, для которых определены их эффективные средние характеристики (проницаемость, пористость). Обозначим через D_1 и D_2 области, заполненные несжимаемыми смачивающей и несмачивающей жидкостями. В каждой области давление и скорость фильтрации определяются из уравнений неразрывности и закона Дарси

$$(1.1) \quad \operatorname{div} \mathbf{v}_i = 0, \quad \mathbf{v}_i = -\frac{k}{\mu_i} \nabla p_i, \quad i=1, 2$$

Здесь k — поле проницаемости, p_i , \mathbf{v}_i , μ_i — соответственно давление, скорость, вязкость i -й жидкости, индексами 1 и 2 обозначены смачивающая и несмачивающая жидкости.

На границе раздела жидкостей учитывается капиллярный скачок давления

$$(1.2) \quad p_2 - p_1 = p_h, \quad p_h = \sigma \sqrt{mk}^{-1}$$

и выполняется условие равенства нормальных компонент скорости фильтрации

$$(1.3) \quad V_{1n} = V_{2n}$$

На двух противоположных сторонах прямоугольника задано условие непротекания, на двух других задается давление.

Перемещение границы раздела определяется из решения линейного уравнения переноса

$$(1.4) \quad m \frac{\partial z}{\partial t} + \mathbf{v} \nabla z = 0, \quad \mathbf{v} = \begin{cases} \mathbf{v}_1, & (x, y) \in D_1 \\ \mathbf{v}_2, & (x, y) \in D_2 \end{cases}$$

с начальным условием

$$z(x, y, 0) = \begin{cases} 1, & (x, y) \in D_1 \\ 0, & (x, y) \in D_2 \end{cases}$$

и соответствующими граничными условиями.

Поскольку для прослеживания за поведением всего многообразия границ, разделяющих фазы, естественно применить схемы сквозного счета с малой аппроксимационной вязкостью, в работе используется квазилинейное уравнение переноса, решение которого при определенных условиях [3] совпадает с решением уравнения (1.4).

Численное решение задачи реализовано с помощью разностной интегроинтерполяционной схемы сквозного счета [3], в которой учтено условие (1.2). Как показали результаты расчетов, схема позволяет с приемлемым «размазыванием» описать распределение жидких фаз в плоской области, содержащей подобласти различной случайной проницаемости.

2. Рассмотрены задачи прямоточно-противоточной капиллярной пропитки и вытеснения. Область первоначально заполнена несмачивающей фазой (нефть). К левому сечению подводится смачивающая фаза (вода).

На фиг. 1 (прямоточно-противоточная пропитка) показана эволюция границы раздела двух жидких фаз для моментов времени, соответствующих получению из образца текущей нефтеотдачи ($\eta=0.04$ — кривая 1, $\eta=0.25, 0.42, 0.57$ — кривые 2–4 соответственно).

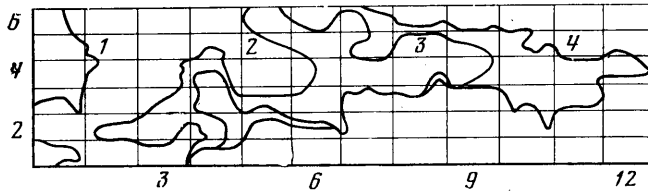
На фиг. 2 (вытеснение) границы раздела показаны для моментов времени, соответствующих $\eta=0.04, 0.25, 0.42$ и 0.55 — кривые 1–4 соответственно.

Расчеты проводились при следующих данных: $l=2$ см, $b=0.5$ см, $\mu_1=1$ спз, $\mu_2=20$ спз, $\sigma=50$ дин/см, $m=0.2$.

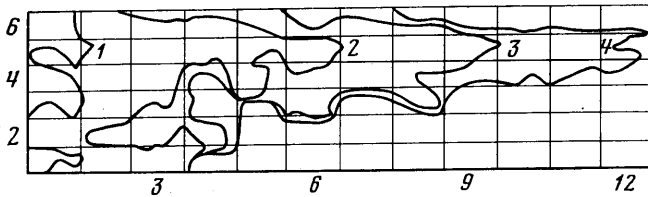
Распределение поля проницаемости подчинялось логнормальному закону и его выборка по блокам I, J показана в таблице. Выборка имеет среднее значение проницаемости 1.16 дарси и среднеквадратическое отклонение 0.35 дарси. В задаче вытеснения перепад давления $\Delta p=0.2$ ат, при пропитке $\Delta p=0$.

Расчеты позволяют сделать следующие выводы.

Смачивающая фаза впитывается в малопроницаемые блоки. В начальный период вода охватывает области у входного сечения с проницаемостями 0.73 и 0.62 *дарси*, почти не охватывая блока с проницаемостью 0.83 *дарси*. Однако, подойдя к блокам с большими проницаемостями, вода притормаживается и входит в блок с проницаемостью 0.83 и далее с 0.55 и 0.69 *дарси*. В результате одномерный фронт вытеснения на входе трансформируется в существенно двумерный с неоднородным полем скоростей. Необходимо сделать следующее замечание. Обводнение блоков зависит от проводимостей окружающих блоков, поскольку процесс впитывания нелокален. Так, после того как вода прошла ячейки с проницаемостями 0.55 и 0.69 *дарси*, обводнились и окружающие ячейки с проницаемостями 1.09 и 1.13 *дарси*.



Фиг. 1



Фиг. 2

Неоднородность поля по проницаемости приводит к возникновению в начальный период процесса противоточной пропитки как для $\Delta\rho=0$, так и для случая вытеснения. При этом нефть вытекает через высокопроницаемые блоки входного сечения, а вода входит в образец через низкопроницаемые блоки. По мере продвижения границы раздела противоточная пропитка прекращается и обводняются все блоки входного сечения.

J	$I=1$	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
6	0.62	1.13	0.90	0.98	1.33	1.27	0.89	0.90	0.99	1.06	0.87	0.94
5	0.83	0.55	0.69	1.52	1.13	0.77	1.19	0.79	0.98	1.19	1.70	1.03
4	0.73	1.09	1.07	1.79	0.82	0.77	0.82	1.24	1.12	1.01	1.36	1.33
3	1.47	1.18	1.41	1.61	1.13	0.99	2.19	1.24	1.88	0.98	1.14	1.17
2	1.49	2.03	1.57	1.24	1.36	1.19	0.84	0.51	1.66	0.86	1.14	1.35
1	1.08	0.78	0.96	1.48	1.48	0.83	1.11	1.36	0.78	1.53	1.62	1.11

Неоднородное поле скоростей приводит к образованию границы раздела сложной конфигурации, языкообразованию. Эта так называемая капиллярная «неустойчивость» приводит к быстрому прорыву языка воды и снижению нефтеотдачи. Найденные при расчете распределения фаз по полю и движение границы раздела дают возможность проследить за такими деталями процесса вытеснения, которые остаются нераскрытыми при физическом моделировании и в то же время по существу определяют механизм формирования остаточной нефти и нефтеотдачи.

Как показывают фиг. 1 и 2, в рассмотренном процессе вытеснения решающее значение имеют капиллярные силы. Задание большого градиента давления (10 ат/м), при котором проводился эксперимент (фиг. 2), не может существенно изменить картину движения. Несмотря на то что процесс вытеснения идет примерно вдвое быстрее капиллярной пропитки, распределение фаз по-прежнему контролируется

ются капиллярными силами. Исследование вытеснения после прорыва воды требует постановки специального граничного условия на выходе и особого рассмотрения.

Предлагаемый алгоритм может быть использован для исследования процесса вытеснения с детальным описанием распределения фаз на масштабе порядка размера пор. Для этого следует использовать модель капиллярных сетей регулярной структуры типа сеток. Задавая распределение радиусов капилляров, можно вычислить распределение фаз по капиллярам, предполагая, что в капиллярах осуществляется поршневое вытеснение.

Поступила 29 III 1977

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бабаян Г. А.* Вопросы механизма нефтеотдачи. Баку, Азнефтеиздат, 1956.
2. *Курбанов А. К.* Об уравнениях движения двухфазных жидкостей в пористой среде. В сб.: «Теория и практика добычи нефти». М., «Недра», 1968.
3. *Индельман П. В., Кац Р. М., Шейдлер М. И.* Исследование процессов неустойчивого вытеснения с помощью численного моделирования. В сб.: «Численное решение задач фильтрации многофазной несжимаемой жидкости». (Тр. 3 Всес. семинара.) Новосибирск, 1977. (АН СССР. Сиб. отд.-ние. Вычислит. центр).

УДК 533.6.011.8

О МОДЕЛИРОВАНИИ МЕЖМОЛЕКУЛЯРНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПРИ РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЯ БОЛЬЦМАНА МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

А. И. ЕРОФЕЕВ

(Москва)

При решении задач обтекания пластины потоком разреженного газа на основе уравнения Больцмана или модельного уравнения в [1-4] проводилось сравнение с экспериментальными данными. При этом отмечалось [3,4], что сравнение не является прямым, поскольку решение уравнений проводилось для одноатомного газа, в то время как в большинстве экспериментов рабочим газом был воздух. В данной работе проведено сопоставление расчетных значений аэродинамических коэффициентов пластины для углов атаки α от 0 до 40° и клина с углом полураствора $\theta=20^\circ$ при нулевом угле атаки с экспериментальными данными, полученными в потоках как одноатомных, так и многоатомных газов [5].

Решение уравнения Больцмана проводилось методом прямого моделирования, подробное описание которого дано в [6-8]. Здесь отметим только, что в этом методе прослеживается движение ансамбля молекул, моделирующих реальный газ. Область течения около тела разбивается на ячейки, размер которых должен быть меньше местной длины свободного пробега молекул. Движение молекул и столкновения между ними рассматриваются последовательно. Столкновения между молекулами проводятся статистически, причем сталкиваться могут те молекулы, которые находятся в одной геометрической ячейке. На каждом шаге по времени часть молекул покидает область течения, а с границ «вбрасывается» определенное число частиц в соответствии с граничной функцией распределения. Задача решается методом установления; по прошествии N шагов в системе устанавливается квазистационарное состояние, после чего расчет ведется до тех пор, пока флуктуации аэродинамических характеристик не станут достаточно малыми.

1. **Модель межмолекулярного взаимодействия.** При исследовании обтекания пластины потоком разреженного газа в [1,4,8] использовались простейшие модели межмолекулярного взаимодействия — твердые сферы и максвелловские сферы. Молекулам — максвелловским сферам, строго говоря, не соответствует какой-либо потенциал взаимодействия. Для этой модели предполагается, что сечение столкновений $\sigma(g)$ пропорционально относительной скорости, т. е. $g\sigma(g)=\sigma_0=\text{const}$, а само столкновение происходит по закону твердых сфер. В этом случае коэффициент вязкости $\mu=2kT\sigma_0^{-1}$ (k — постоянная Больцмана, T — температура газа). Рассмотрение этих двух моделей в задачах обтекания тел позволяет выяснить влияние сечений столкновений (частоты столкновений) в чистом виде, поскольку индикатрисы рассеяния одинаковы.