

УДК 532.546

© 1992 г. П. Г. БЕДРИКОВЕЦКИЙ

## ГОРИЗОНТАЛЬНОЕ ВЫТЕСНЕНИЕ СМЕШИВАЮЩИХСЯ ЖИДКОСТЕЙ ИЗ ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТЫХ СРЕД

Режим смешивающегося вытеснения наиболее эффективен при применении газовых методов воздействия на нефтяные пласты. В трещиновато-пористых средах эффективность смешивающегося вытеснения снижается из-за неполноты вытеснения нефти из низкопроницаемых блоков. Здесь особенно важен правильный выбор скорости вытеснения, рабочих давлений и закачиваемого агента, поскольку это позволяет повысить нефтеотдачу.

В трещиновато-пористых средах выделяют три механизма извлечения нефти из блоков при смешивающемся вытеснении: диффузионный, гравитационный и конвективный [1]. Они состоят в массообмене между блоками и трещинами за счет диффузии, за счет «проседания» более тяжелого флюида из блоков в трещины и за счет фильтрации в блоках. В [2, 3] дана трехмерная модель смешивающегося вытеснения из трещиновато-пористых сред с учетом диффузионного механизма. В [4] в модели вертикального вытеснения приводится описание гравитационного механизма обмена, однако без учета гидродинамического воздействия блоков и трещин. Все три механизма массообмена в рамках трехмерной модели вытеснения даны в [5].

При горизонтальном вытеснении из тонких пластов после осреднения вертикальных потоков гравитационный механизм обмена описывается в виде распределенного источника — стока. В [6] разработана модель горизонтального вытеснения из трещиновато-пористых пластов с учетом гравитационного массообмена, однако в пренебрежении взаимодействием фильтрационных потоков в блоках и трещинах.

Ниже выведены уравнения горизонтального вытеснения смешивающихся жидкостей из тонких трещиновато-пористых пластов с учетом всех трех механизмов массообмена между блоками и трещинами. Проанализировано влияние разности плотностей нефти и газа, скорости вытеснения на нефтеотдачу.

**1. Вывод уравнений движения.** Рассмотрим процесс однофазной многокомпонентной фильтрации в трещиновато-пористой среде (фиг. 1). Предполагается, что области  $\Omega_i$ , занятые трещинами ( $i = 1$ ) и блоками ( $i = 2$ ), имеют пористую структуру. На микроуровне уравнения конвективно-диффузионного массопереноса несжимаемой смеси имеют вид [7]

$$\operatorname{div} \omega = 0 \quad (1.1)$$

$$m \frac{\partial C^k}{\partial t} + \operatorname{div} C^k \omega = \operatorname{div} (D \nabla C^k), \quad k = 1, 2, \dots, n - 1 \quad (1.2)$$

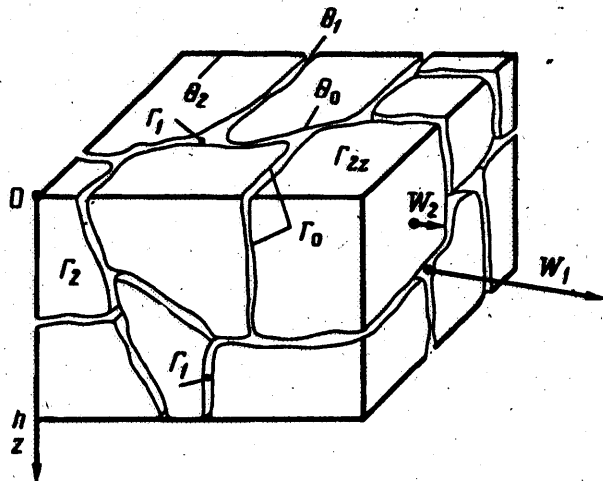
$$\omega = - \frac{K}{\mu(C)} (\nabla p - \rho(C)g) \quad (1.3)$$

Здесь  $\omega$  — скорость фильтрации,  $C = (C^1 \dots C^n)$  — объемные концентрации каждого из компонентов,  $\mu$  — вязкость,  $\rho$  — плотность. Коэффициенты проницаемости  $K$ , пористости  $m$  и диффузии  $D$  принимают различные значения в областях трещин  $\Omega_1$  и блоков  $\Omega_2$  и терпят разрыв на границе  $\Gamma_0$  между ними.

При фильтрации в тонких пластах на непроницаемых кровле и подошве выставляются условия непротекания компонентов

$$z = 0, h : \omega_z = 0, \partial C^k / \partial z = 0 \quad (1.4)$$

Уравнения движения будем получать путем осреднения системы (1.1) —



Фиг. 1

(1.3) по областям  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ . Контрольный объем  $\Omega = \Omega_1 \cup \Omega_2$  выбран таким образом, что в нем содержится бесконечное число блоков и трещин. Объем  $\Omega$  ограничен горизонтальными плоскостями  $z=0$ ,  $z=h$  и цилиндрической поверхностью  $\Gamma$  с вертикальными образующими. Границы областей связаны соотношениями

$$\Gamma_{iz} = \Omega_i \cap \{(z=0) \cup (z=h)\}, \Gamma_z = \Gamma_{1z} \cup \Gamma_{2z}, \partial\Omega_i = \Gamma_i \cup \Gamma_{iz} \cup \Gamma_0$$

Здесь индекс  $i=1$  относится к трещинам;  $i=2$  — к блокам. Обозначения всех областей и поверхностей приведены на фиг. 1.

Введем средние значения объемных долей, занимаемых трещинами  $\alpha_1(x)$  и блоками  $\alpha_2(x)$

$$\int_{\Omega_i} dx^3 = \int_{\Omega} \alpha_i dx^3 \quad (1.5)$$

Далее предположим, что существуют такие непрерывные функции  $m_i(x)$  (осредненные пористости трещин и блоков) и  $C_i^k$  (средние концентрации в трещинах и блоках), что

$$\int_{\Omega_i} m dx^3 = \int_{\Omega} \alpha_i m_i dx^3, \int_{\Omega_i} m C_i^k dx^3 = \int_{\Omega} \alpha_i m_i C_i^k dx^3 \quad (1.6)$$

Ввиду малости скорости фильтрации в системе блоков диффузионным потоком в них пренебрегаем по сравнению с конвективным. Вводим осредненный коэффициент диффузии в трещинах  $D_1$ , предполагая, что выполняется следующее равенство:

$$\int_{\Gamma_1} D \nabla C_n^k d\sigma = \int_{\Gamma} D_1 \nabla C_{1n}^k d\sigma \quad (1.7)$$

Вводим осредненные скорости фильтрации  $W_i$  через системы трещин и блоков

$$\int_{\Gamma_i} \omega_n d\sigma = \int_{\Gamma} W_{in} d\sigma \quad (1.8)$$

Из условия непротекания через кровлю и подошву пласта (1.4) имеем

$$\int_{\Gamma_i} \omega_n d\sigma = \int_{\Gamma_u} \omega_z d\sigma = 0 \quad (1.9)$$

Проекцию вектора скорости фильтрации на горизонтальную плоскость будем обозначать через  $W_x$ , на вертикальную ось — через  $W_z$ .

Из условия цилиндричности поверхностей  $\Gamma_i$  имеем

$$\int_{\Gamma_i} \omega_n d\sigma = \int_{\Gamma} W_{ix} d\sigma = \int_{\Gamma} W_{ixn} d\sigma, \quad W_i = W_{ix} + W_{iz} \quad (1.10)$$

Аналогично [5] записываем обобщенный закон Дарси для систем трещин и блоков

$$W_{ix} = - \frac{k_1}{\mu(C_1)} f_i \left( \frac{k_2}{\mu(C_2)} / \frac{k_1}{\mu(C_1)} \right) \nabla p \quad (1.11)$$

$$W_{iz} = - \frac{k_1}{\mu(C_1)} f_i \left( \frac{k_2}{\mu(C_2)} / \frac{k_1}{\mu(C_1)} \right) \left[ \frac{\partial p}{\partial z} - \rho(C)g \right] \quad (1.12)$$

Здесь  $k_1, k_2$  — проницаемости пористых сред в трещинах и в блоках. Функции  $f_i$  аналогичны относительным фазовым проницаемостям.

Проинтегрируем обе части уравнения неразрывности (1.1) по области  $\Omega$  с учетом (1.9), (1.10) для тонкого пласта при  $h \rightarrow 0$

$$\begin{aligned} \int_{\Omega} \operatorname{div} \omega dx^3 &= \int_{\Omega} \omega_n d\sigma = \int_{\Gamma_1} + \int_{\Gamma_2} + \int_{\Gamma_z} = \int_{\Gamma_1} \omega_n d\sigma + \int_{\Gamma_2} \omega_n d\sigma = \\ &= \int_{\Gamma} (W_{ix} + W_{iz})_n d\sigma \cong h \int_{\Omega} (W_{ix} + W_{iz})_n d\varphi = h \int_{\Gamma_z} \operatorname{div}(W_{ix} + W_{iz}) dx^2 = 0 \end{aligned}$$

Устремляя к нулю диаметр области  $\Omega$ , получим уравнение сохранения объема для суммарного потока несжимаемой жидкости

$$\operatorname{div}(W_{ix} + W_{iz}) = 0 \quad (1.13)$$

Проинтегрируем по области  $\Omega$  обе части уравнения (1.2). С учетом формул осреднения (1.5) — (1.8) имеем

$$\int_{\Omega} m \frac{\partial C^k}{\partial t} dx^3 = \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega} (\alpha_1 m_1 C_1^k + \alpha_2 m_2 C_2^k) dx^3 \cong h \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Gamma_z} (\alpha_1 m_1 C_1^k + \alpha_2 m_2 C_2^k) dx^2$$

$$\int_{\Omega} \operatorname{div} C^k \omega dx^3 = \int_{\Gamma_1} C^k \omega_n d\sigma + \int_{\Gamma_2} C^k \omega_n d\sigma \cong h \int_{\Gamma_z} \operatorname{div}(C_1^k W_1 + C_2^k W_2) dx^2$$

$$\int_{\Omega} \operatorname{div} D \nabla C^k dx^3 = \int_{\Gamma_1} D \nabla C_n^k d\sigma \cong h \int_{\Omega} D_1 \nabla C_{in}^k d\varphi$$

Устремляя диаметр множества  $\Omega$  к нулю, получим уравнение сохранения объема для суммарного объема  $k$ -го компонента

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 m_1 C_1^k + \alpha_2 m_2 C_2^k) + \operatorname{div}(C_1^k W_1 + C_2^k W_2) = 0 \quad (1.14)$$

Проинтегрируем обе части уравнения (1.2) по области  $\Omega_2$ . Диффузионным потоком через блоки пренебрегаем. Вектор скорости фильтрации разлагаем на горизонтальную и вертикальную компоненты. Имеем при  $h \rightarrow 0$

$$\int_{\Omega_2} m \frac{\partial C^k}{\partial t} dx^3 \cong h \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Omega_2} \alpha_2 m_2 C_2^k dx^2$$

$$\int_{\Omega_2} \operatorname{div} C^k \omega \, dx^3 = \int_{\Gamma_2} C^k \omega_n \, d\sigma + \int_{\Gamma_0} + \int_{\Gamma_{2z}} \equiv h \oint C_2^k \omega_{2z} \, d\varphi +$$

$$+ \int_{\Gamma_0} C^k \omega_{xz} \, d\sigma + \int_{\Gamma_0} C^k \omega_{zx} \, d\sigma \quad (1.15)$$

Аналогично [5] предлагается формула осреднения для конвективного потока компонента  $C^k \omega$  через границу  $\Gamma_0$

$$\int_{\Gamma_0} C^k \omega_n \, d\sigma = \int_{\Omega} \frac{(C_1^k - C_2^k)}{l_w} |W_2| \, dx^3$$

Применяя эту формулу для фильтрационных полей  $\omega_x$  и  $\omega_z$  по отдельности, преобразуем (1.15)

$$h \int_{\Gamma_z} \operatorname{div} C_2^k W \, dx^2 + \int_{\Omega} \frac{(C_1 - C_2) |W_{2x}|}{l_w} \, dx^3 + \int_{\Omega} \frac{(C_1 - C_2) |W_{2z}|}{l_z} \, dx^3 \quad (1.16)$$

Предположим, что при фильтрации в тонких пластах в системах высокопроницаемых трещин мгновенно устанавливается гидростатическое равновесие  $W_{1z} = 0$

$$\partial p / \partial z = \rho(C_1) g \quad (1.17)$$

Тогда вертикальная компонента скорости через блоки в (1.16) с учетом закона фильтрации (1.12) преобразуется к виду

$$|W_{2z}| = \left| \frac{k_1}{\mu(C_1)} f_2 [\rho(C_1) - \rho(C_2)] g \right|$$

Подставляя полученное выражение в (1.16) и составляя баланс осредненных по  $\Omega_2$  слагаемых в (1.2), получим

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 m_2 C_2^k) + \operatorname{div} C_2^k W_{2z} = (C_1^k - C_2^k) \left( \frac{|W_{2z}|}{l_w} + \frac{k_1 f_2}{\mu(C_1)} |\rho(C_1) - \rho(C_2)| g + \frac{D_0}{l_D} \right) \quad (1.18)$$

Уравнения (1.11), (1.13), (1.14), (1.18) образуют замкнутую систему. Для ее упрощения вводим функцию распределения потоков  $F$ , равную доле фильтрационного потока через трещины в суммарном потоке. Согласно (1.11), имеем

$$W_1 = F W, \quad W_2 = (1 - F) W, \quad F = (1 + f_2/f_1)^{-1} \quad (1.19)$$

Подставляя выражение (1.19) в уравнения (1.13), (1.14) и (1.18), получим

$$\operatorname{div} W_x = 0 \quad (1.20)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\alpha_1 m_1 C_1^k + \alpha_2 m_2 C_2^k) + \operatorname{div} [(C_1^k F + C_2^k (1 - F)) W] = 0 \quad (1.21)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} (\alpha_2 m_2 C_2^k) + \operatorname{div} [C_2^k (1 - F) W] = \\ & = (C_1^k - C_2^k) \left[ \frac{|W|(1 - F)}{l_w} + \frac{k_1 f_2}{\mu(C_1) l_z} |\rho(C_1) - \rho(C_2)| g + \frac{D_0}{l_D} \right] \end{aligned} \quad (1.22)$$

$$W_x = - \frac{k_1}{\mu(C_1)} (f_1 + f_2) \nabla p \quad (1.23)$$

Получена система  $2n$  уравнений на неизвестные  $W, \rho, C_1^k$  и  $C_2^k, k=1, 2, \dots, n-1$ .

2. Одномерная задача вытеснения. Рассмотрим процесс смешивающегося вытеснения из полубесконечного пласта. Из (1.22) следует, что суммарный поток по длине пласта сохраняется:  $W = W(t)$ . При заданном потоке это дает возможность отделить задачу определения поля давлений (1.23) от задачи на движение полей концентраций (1.21), (1.22).

Запишем уравнения (1.21), (1.22) в безразмерных переменных

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [\beta C_1^k + (1 - \beta) C_2^k] + \frac{\partial}{\partial X} [C_1^k F + C_2^k (1 - F)] = 0 \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial \tau} [(1 - \beta) C_2^k] + \frac{\partial}{\partial X} C_2^k (1 - F) = \\ & = (C_1^k - C_2^k) L \left( \frac{1 - F}{l_w} + \frac{D_0}{l_D W} + \frac{k f_2}{\mu(C_1)} \frac{[\rho(C_2) - \rho(C_1)]}{l_f W} g \right) \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$X = \frac{x}{L}, \quad \tau = \frac{1}{mL} \int_0^t W(t') dt'$$

Уравнение (2.2) содержит в правой части член релаксации с характерным временем  $\tau_0$ , в течение которого происходит выравнивание концентраций в трещинах и блоках. Каждый из механизмов массообмена между блоками и трещинами имеет свое характерное время, в течение которого происходит выравнивание концентраций из-за фильтрации в блоках, диффузии и гравитационного обмена

$$\tau_w = \frac{l_w}{|W_{2x}|}, \quad \tau_D = \frac{l_D^2}{D_0}, \quad \tau_f = \frac{l_f \mu(C_1)}{k f_2 [\rho(C_1) - \rho(C_2)] g}$$

Для встречающихся в природе трещиновато-пористых сред и насыщающих их нефтей [1, 8] получаем следующие оценки для величин времен релаксации:  $\tau_w = 10^6 - 10^{11}$  с,  $\tau_D = 10^5 - 10^{12}$  с,  $\tau_f = 10^7 - \infty$  с.

При различных значениях геолого-физических свойств коллекторов для разных вытесняемых нефтей и закачиваемых газов любой из трех механизмов может подавлять два остальных.

Время релаксации совокупного действия трех механизмов массообмена между блоками и трещинами  $\tau_0$ , как видно из (2.2), равно среднему гармоническому времен  $\tau_w, \tau_D$  и  $\tau_f$ .

Процессу одномерного вытеснения углеводородных флюидов газом (растворителем) соответствуют следующие начальные и граничные условия:

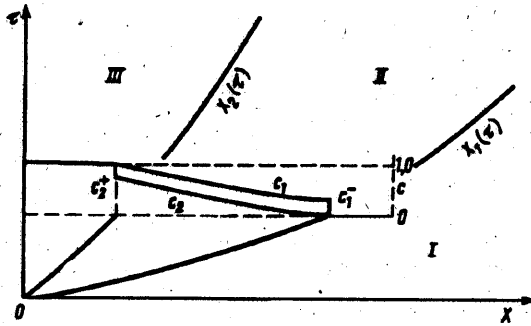
$$\tau = 0: C_1^k = C_2^k; \quad X = 0: C_1^k = c^0 \quad (2.3)$$

Решение задачи (2.3) для системы (2.1), (2.2) будем обозначать через  $C_i(X, \tau, \tau_0)$ . Применим к независимым переменным  $X$  и  $\tau$  преобразование  $X \rightarrow X/\tau_0, \tau \rightarrow \tau/\tau_0$ .

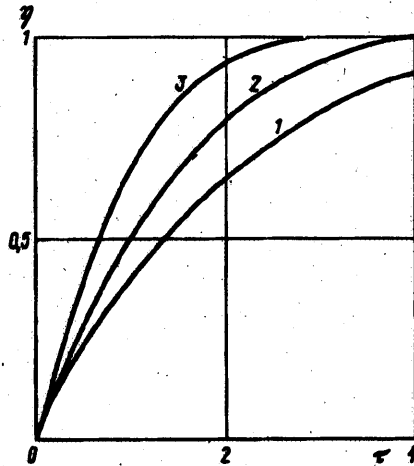
Уравнение (2.1) при этом не изменится, а в уравнении (2.2)  $\tau_0$  заменится на  $\tau_0/\tau_0$ .

$$C_i \left( X, \tau, \frac{\tau_0}{\tau_0} \right) = C_i \left( \frac{X}{\tau_0}, \frac{\tau}{\tau_0}, \tau_0 \right) \quad (2.4)$$

Устремим в обеих частях равенства (2.4)  $\tau_0$  к бесконечности. Предел левой части равен решению системы (2.1), (2.2) при отсутствии массообмена между блоками и трещинами. Система (2.1), (2.2) становится консервативной. В



Фиг. 2



Фиг. 3

случае, когда вытесняющий газ менее вязкий, чем вытесняемая нефть,  $\mu_1 < \mu_2$ , распад разрыва начальных и граничных условий (2.3) достигается двумя центрированными волнами. Если  $\mu_1 > \mu_2$ , в решении задачи о распаде разрыва (2.3) присутствуют два полных скачка концентрации  $C_1$  и  $C_2$ .

Устремим  $\tau$ , к бесконечности в правой части (2.4). Получим предел решения системы (2.1), (2.2) вдоль луча, проходящего через точки  $(X, \tau)$  и  $(0, 0)$ . Таким образом, при малых  $X$  и  $\tau$  задача вытеснения (2.3) имеет автомодельную асимптотику.

При стремлении  $\tau$ , к нулю в левой части (2.4) время релаксации в системе (2.1), (2.2) стремится к бесконечности. Как видно из (2.2), разность концентраций  $C_1^k$  и  $C_2^k$  при этом стремится к нулю (в условиях мгновенного выравнивания концентраций трещиновато-пористая среда начинает работать как однородная).

При стремлении  $\tau$ , к нулю в правой части (2.4) получим предел решения на бесконечности вдоль луча, проходящего через точки  $(0, 0)$  и  $(X, \tau)$ . Здесь решение  $C_1$  стремится к начальным данным  $C_1^k$ . Эти значения также задают автомодельную асимптотику решения на бесконечности.

Таким образом, вдоль каждого луча  $X/\tau = \text{const}$  значения  $C_1^k$  меняются от значения автомодельного решения задачи вытеснения в отсутствие массообмена между блоками и трещинами в начале координат до начальных значений  $C_1^k$  на бесконечности. Этот результат может быть полезен при построении приближенных решений задачи (2.3).

Зона вытеснения имеет следующую структуру (фиг. 2): в невозмущенной зоне I  $C = C_*$ , в зоне смеси концентрация меняется от  $C_*$  до  $C^*$ , в зоне полного вытеснения III имеем  $C = C^*$ .

В случае  $\mu_1 > \mu_2$  на переднем фронте вытеснения  $X_1(\tau)$  происходит скачок концентраций в трещинах, значения концентраций в блоках непрерывны. Условия Гюгонио на фронте  $X_1(\tau)$  имеют вид

$$\frac{dX_1}{d\tau} = \frac{C_1^* F(C_1^-, C_2) - C_1^* F(C_1, C_2^*)}{C_1^* - C_1}$$

На фронте вытеснения, движущемся по трещинам, происходит скачок концентраций  $C_1^- \rightarrow C_1$ .

На заднем фронте вытеснения  $X_2(\tau)$ , движущемся по блокам, происходит скачок концентрации  $C_2^* \rightarrow C_2^+$ , концентрации в трещинах на заднем фронте равны  $C_2^+$ :

$$\frac{dX_2}{d\tau} = \frac{C_2^* [1 - F(C_1^+, C_2^*)] - C_2^+ [1 - F(C_1^*, C_2^+)]}{C_2^* - C_2^+}$$

В случае  $\mu_1 < \mu_2$  все концентрации на границах зон  $X_1(\tau)$  и  $X_2(\tau)$  непрерывны. Вдоль  $X_1(\tau)$  имеем  $C = C_*$ , вдоль  $X_2(\tau)$ ,  $C = C^*$ . При изменяющихся вязкости  $\mu(C)$  и плотности  $\rho(C)$  задача вытеснения (2.3) решается численно.

3. Роль гравитационного обмена при горизонтальном вытеснении. В систему уравнений смешивающегося вытеснения из трещиновато-пористых сред (2.1), (2.2) входят следующие эмпирические функции и константы: функция распределения потоков  $F(\zeta, \Delta/D)$ ,  $\zeta = k\mu(C_1)/k\mu(C_2)$ , относительная фазовая проницаемость блоков  $f_2(\zeta, \Delta/D)$ , доля порового объема трещин  $\beta$ ; «конвективный»  $l_w$ , «диффузионный»  $l_D$  и «гравитационный»  $l_g$  размеры блоков, коэффициенты проницаемости сред блоков и трещин  $k_1$  и  $k_2$ , формулы для вязкости  $\mu(C)$  и плотности  $\rho(C)$ .

При фильтрации однородной жидкости  $\mu_2/\mu_1 = 1$  функция распределения потоков  $F$  задается формулой [9]

$$F_0 = (1 + k_2 l / 2k_1 \Delta)^{-1} \quad (3.1)$$

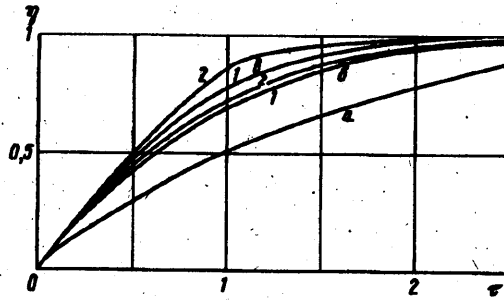
В соответствии с предположением о том, что при фильтрации многокомпонентных смесей законы движения получаются из законов движения для однородной жидкости [9] с заменой отношения проницаемостей  $k_2/k_1$  на отношение подвижностей  $\zeta$ , имеем

$$F(\zeta, \Delta/D) = (1 + \zeta l / \Delta)^{-1}, \quad \zeta = k\mu(C_1) / k\mu(C_2)$$

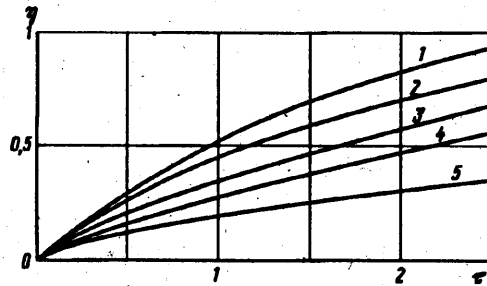
Вид формулы (3.2) позволяет вычислять значения  $F$  через значения функций распределения потоков при фильтрации изовязкозных жидкостей  $F_0$ .

$$F(C_1, C_2) = \left( 1 + \frac{(1 - F_0)\mu(C_1)}{F_0\mu(C_2)} \right)^{-1} \quad (3.3)$$

Выражение (3.3) позволяет восстановить функцию распределения потоков  $F(C_1, C_2)$  по данным о прокачке изовязкозных жидкостей через трещиновато-пористый пласт [5]. В этом случае задача вытеснения (2.3) допускает точное решение, с использованием которого по данным о прокачке нейтральной примеси могут быть определены константы  $\beta$ ,  $\tau_0$  и  $F_0 = F(C, C)$ . После этого функция распределения потоков в неизовязкозном случае рассчитывается по формуле (3.3).



Фиг. 4



Фиг. 5

Для пластовых смесей, для которых выполняется закон Амага аддитивности парциальных объемов компонентов при смешении, плотность имеет вид

$$\rho(C) = \sum_{k=1}^n \rho_k c^k = \sum_{k=1}^{n-1} (\rho_k - \rho_n) C_k + \rho_n \quad (3.4)$$

Здесь  $\rho_k$  — индивидуальные плотности компонентов. В формулу (2.2) при этом подставляют

$$\rho(C_2) - \rho(C_1) = \sum_{k=1}^n (\rho_k - \rho_n) (C_2^k - C_1^k)$$

На фиг. 3 приведены результаты серии сравнительных расчетов по влиянию диффузионного, конвективного и гравитационного механизмов массообмена между блоками и трещинами. В рассчитываемых примерах брались следующие исходные данные:  $W = 10^{-7}$  м/с, плотность нефти  $\rho_2 = 800$  кг/м<sup>3</sup>, плотность закачиваемого газа  $\rho_1 = 200$  кг/м<sup>3</sup>, вязкости нефти  $\mu(0) = 1 \cdot 10^{-3}$  Па·с и газа  $\mu(1) = 2 \cdot 10^{-4}$  Па·с, пластовое давление  $p = 50$  МПа, доля порового объема трещин  $\beta = 0,01$ , линейный размер блока  $l/L = 0,05$ ,  $l_w = l = 10 l_D = l$ , значение функции распределения потоков  $F_0 = 0,95$ , проницаемости блоков  $k_2 = 5 \cdot 10^{-13}$  м<sup>2</sup>.

Кривая 1 на фиг. 3 соответствует действию только диффузионного механизма массообмена между блоками и трещинами (модель Кутлярова). Кривая 2 отличается учетом гравитационного механизма массообмена. Кривая 3 соответствует учету всех трех механизмов.

Введение конвективного механизма массообмена между блоками и трещинами повышает коэффициент вытеснения после прокачки одного порового объема  $\eta(1)$  с 0,4 при действии только диффузионного механизма обмена до значения 0,5. Введение гравитационного механизма повышает  $\eta(1)$  до 0,67.

Для исследования влияния на коэффициент вытеснения  $\eta$  разности плотностей нефти и газа  $\Delta\rho$  и скорости закачки  $W$  была рассчитана серия примеров по вытеснению бинарных смесей,  $\Delta\rho = \rho_1 - \rho_2$ .

Вязкости смесей рассчитывались по формуле Кендалла:  $\mu = \mu(0)/\mu(1) = 2$ . Длина пласта  $L = 500$  м. Кроме того, полагалось  $m_1 = 0,2$ ,  $m_2 = 0,05$ ,  $k_1 = 10^{-12}$  м<sup>2</sup>,  $k_2 = 10^{-13}$  м<sup>2</sup>,  $\Delta = 10^{-3}$  м,  $l = 5$  м.

На фиг. 4 приведены результаты расчетов для  $\Delta\rho = 0$  и 600 кг/м<sup>3</sup> (кривые 1 и 2



соответственно). В каждой серии процесс вытеснения рассчитывался для скоростей вытеснения  $W = 10^{-6}$ ,  $10^{-7}$  и  $10^{-8}$  м/с (кривые *a*, *b* и *в* соответственно). С увеличением разности плотностей вытесняемого и закачиваемого флюидов в силу роста интенсивности гравитационной сегрегации в трещинах и в блоках растет массообмен между ними, нефтеотдача увеличивается. При  $W = 10^{-8}$  м/с нефтеотдача после прокачки одного порового объема  $\eta(1)$  возрастает от 0,74 при одинаковых плотностях  $\Delta\rho = 0$  до 0,84 при  $\Delta\rho = 600$  кг/м<sup>3</sup>.

При увеличении скорости вытеснения до  $10^{-7}$  м/с роль гравитационного фактора уменьшается. При дальнейшем увеличении скорости вытеснения до  $W = 10^{-6}$  м/с гравитационный фактор не влияет на извлечение нефти — кривые 1 и 2 в серии *a* на фиг. 4 практически сливаются.

Эффект снижения роли гравитационного фактора при увеличении скорости вытеснения виден из (2.2), где в члене интенсивности гравитационного обмена скорость входит в знаменатель дроби. При больших скоростях за время вытеснения объем перетекших из блоков в трещину углеводородов не успевает достигнуть значительной величины.

В расчетах, представленных на фиг. 5, исследовано влияние соотношения вязкостей на процесс вытеснения. Случай отличается от рассмотренного выше тем, что  $l/L = 0,02$ ,  $\alpha_1 = 0,03$ ,  $\alpha_2 = 0,997$ ,  $\Delta\rho = 0$ . Кривые 1—5 соответствуют отношению вязкостей  $\mu = \mu(0)/\mu(1) = 0,5; 1; 2; 5; 10$ . С увеличением отношения вязкостей коэффициент вытеснения уменьшается. Это объясняется уменьшением подвижности смеси в блоках и уменьшением потока через блоки ( $1-F$ ). Интенсивность конвективного механизма массообмена между блоками и трещинами уменьшается.

При увеличении отношения вязкостей от  $\mu = 0,5$  до  $\mu = 10$  для рассматриваемого примера величина  $\eta(1)$  уменьшается от 0,52 до 0,17.

Автор благодарит А. К. Курбанова за полезные обсуждения и внимание к работе, а также Г. Д. Истомина за проведение численных расчетов.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Голф-Рахт Т. Д.* Основы нефтепромысловой геологии и разработки трещиноватых коллекторов. М.: Недра, 1986. 607 с.
2. *Кутляров В. С.* Конвективная диффузия в трещиновато-пористых средах//ПМТФ. 1967. № 1. С. 84—88.
3. *Кутляров В. С.* О перемешивании жидкости при фильтрации в трещиновато-пористой среде//Тр. Всесоюз. нефтегаз. НИИ. 1968. Вып. 34. С. 148—152.
4. *Кац Р. М., Курбанов А. К., Юсупова З. С.* О фильтрации двух смешивающихся жидкостей в трещиновато-пористой среде в поле силы тяжести//Изв. АН СССР. МЖГ. 1973. № 2. С. 166—168.
5. *Бедриковецкий П. Г., Истомин Г. Д., Князева М. Б.* Смешивающееся вытеснение из трещиновато-пористых сред//Изв. АН СССР. МЖГ. 1989. № 6. С. 100—110.
6. *Кац Р. М., Курбанов А. К., Суворов Н. И., Шерстяков В. Ф.* Методы расчета технологических показателей разработки трещиновато-пористых коллекторов//Тр. Всесоюз. нефтегаз. НИИ. 1976. Вып. 61. С. 215—232.
7. *Николаевский В. Н.* Механика пористых и трещиноватых сред. М.: Недра, 1984. 232 с.
8. *Багришцева К. И.* Трещиноватость осадочных пород. М.: Недра, 1982. 241 с.
9. *Басниев К. С., Бедриковецкий П. Г., Дединец Е. Н.* Определение эффективной проницаемости трещиновато-пористой среды//Инж.-физ. журн. 1988. Т. 55. № 6. С. 940—948.

Москва

Поступила в редакцию  
20.XII.1990