

УДК 532.546

УСЛОВИЯ МОБИЛИЗАЦИИ НЕСМАЧИВАЮЩЕЙ ФАЗЫ В ПОРИСТОЙ СРЕДЕ

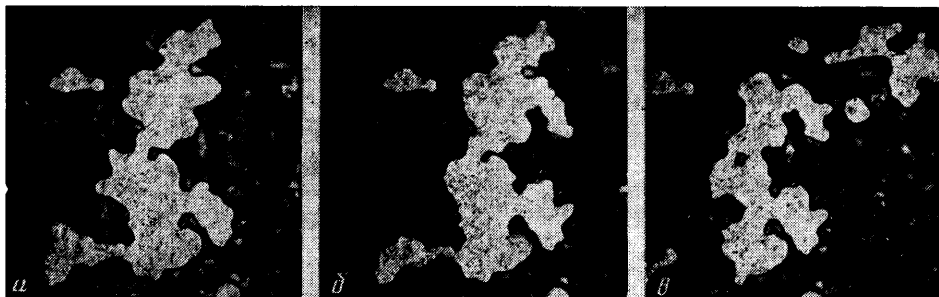
ДИМОВ С. В., КУЗНЕЦОВ В. В.

При вытеснении углеводородных жидкостей водой в пористых средах значительная часть несмачиваемой фазы остается в промытых водой зонах в виде рассеянных по поровому пространству гидродинамически не связанных капелек углеводородной жидкости — ганглиев. Ганглии защемлены капиллярными силами в расширенных пор и их размер зависит от геометрии порового пространства, условий смачивания, свойств жидкостей и условий заводнения [1, 2]. В гидрофильной среде ганглии занимают от 1 до 10–15 расширений пор. Для извлечения ганглиев необходимо преодолеть капиллярные силы на поровом уровне, например за счет увеличения градиента давления в непрерывной фазе. Условия возникновения движения отдельного ганглия проанализированы в [3]. В [4, 5] экспериментально изучено движение ганглиев при различных гравитационных и капиллярных числах в упорядоченной [4] и случайной [5] засыпке шаров. Численные эксперименты по изучению особенностей движения капелек нефти в решетчатой модели порового пространства проведены в [6]. Однако из результатов выполненных работ не ясно, как структура порового пространства влияет на особенности движения ганглиев в пористых средах.

В данной работе экспериментально изучены особенности движения одиночных ганглиев в модели гидрофильной пористой среды. Проведено обобщение полученных данных по мобилизации ганглиев на основе вероятностного анализа с учетом структуры порового пространства.

1. Опыты по изучению особенностей движения ганглиев несмачивающей фазы были проведены в прозрачной модели пористой среды. Рабочий участок модели представлял собой две стеклянные пластины с нанесенной шероховатостью, плотно прижатые шероховатыми поверхностями друг к другу. Профиль шероховатости зависел от времени обработки пластин и измерялся на шерохометре. В опытах использовались рабочие участки размером $0,05 \times 0,05$ м. Перед опытами рабочий участок вакуумировался, заполнялся окрашенной иммерсионной жидкостью (водным раствором NH_4CNS и CoCl_2) и фотографировался. Анализ негативов показал, что поровое пространство представляло собой систему объемных пор, связанных поровыми сужениями. Среднее число поровых сужений, приходящихся на одну пору, $z=3-4$. После опытов стекла очищались и высушивались, что позволило получить хорошую гидрофильность поверхности во всех опытах. В качестве моделей несмачивающей фазы использовался очищенный керосин, а смачивающей — 1%-ный водный раствор NaCl и окрашенная иммерсионная жидкость. Величина межфазного натяжения изменялась от $17 \cdot 10^{-3}$ до $26 \cdot 10^{-3}$ н/м, краевые углы натекания на микрошероховатой поверхности 20° , оттекания — 0° . Одиночный ганглий образовывался при введении небольшого объема керосина между неплотно прижатыми стеклами, рабочего участка. Затем стекла плотно прижимались друг к другу. В процессе проведения опытов проводилось микрофотографирование формы ганглиев.

2. Рассмотрим условия, необходимые для возникновения движения изолированного ганглия, занимающего несколько пор. Начальная форма ганглия показана на фиг. 1, а. Отношение вязкостей водной и углеводородной фаз $\mu_1/\mu_2=0,45$. Направление течения показано стрелкой. В соседние,



Фиг. 1

занятые водой поры углеводородная фаза может пройти только через поровые сужения, количество которых определяется координационным числом. Проведенные опыты показали, что при капиллярных числах $N_c < 10^{-5}$ форма ганглия не изменяется. Величина капиллярного числа N_c определяется как отношение $k\Delta P / (L\sigma)$, где k — проницаемость пористой среды, ΔP — перепад давления по длине модели L , σ — межфазное натяжение. В этом диапазоне капиллярных чисел с ростом градиента давления в водной фазе происходит смещение межфазных менисков в поровых сужениях и изменение гидродинамического давления компенсируется изменением капиллярного скачка давления на межфазных менисках.

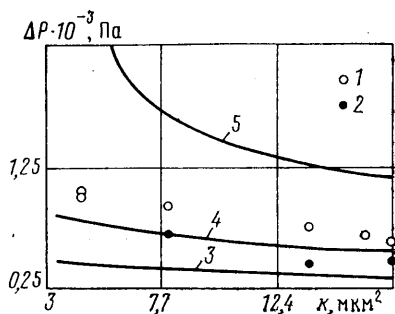
При капиллярных числах $N_c = 5,8 \cdot 10^{-5}$ для ганглия, показанного на фиг. 1, равновесие в одном из поровых сужений не достигается, происходит прорыв несмачивающей фазы в соседнюю пору (фиг. 1, б) и образование новой, равновесной при этих условиях формы ганглия. Прорыв несмачивающей фазы в соседнюю пору может привести к разрыву ганглия в поровом сужении (фиг. 1, в). Это обусловлено возможностью подтока водной фазы к вновь образовавшемуся межфазному мениску по стенкам порового сужения из-за сложной неправильной формы поверхности реальных пористых сред. Образовавшиеся ганглии имеют длину, меньшую начальной, и их движение начинается при больших капиллярных числах.

Распределение пор и поровых сужений по размерам, случайность формы ганглия и его расположения в пористой среде приводят к тому, что движение ганглиев, занимающих одно и то же число пор, происходит в широком диапазоне перепадов давлений на длине ганглия ΔP (фиг. 2). Здесь приведены опытные данные для ганглиев, прорыв которых в соседнюю пору сопровождался разрывом 1 и происходил без разрыва 2. Условие прорыва ганглия в соседнюю пору через одно из поровых сужений с учетом однородности давления в неподвижном ганглии имеет вид

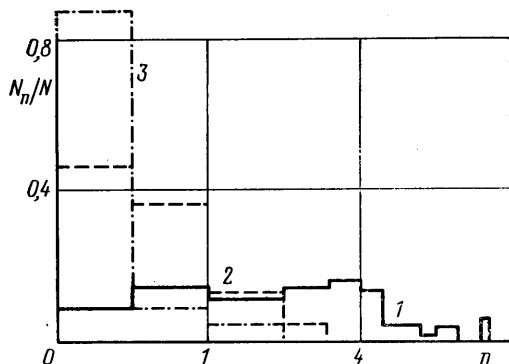
$$\min_i [(P_0 + \sigma j_{im,0}) - (P_i + \sigma j_{dr,i})] < 0 \quad (2.1)$$

$$j_{dr,i} = r_{1,i}^{-1} + r_{2,i}^{-1}, \quad j_{im,0} = R_{1,0}^{-1} + R_{2,0}^{-1}, \quad i = 1, \dots, n$$

Здесь $r_{1,i}$ и $r_{2,i}$ — минимальные главные радиусы кривизны межфазного мениска в i -м поровом сужении, отсчитываемом от нулевого верхнего по течению мениска, $R_{1,0}$ и $R_{2,0}$ — главные радиусы кривизны верхнего по течению мениска, P_0 и P_i — давления в водной фазе вблизи нулевого и i -го межфазных менисков. Перепад давления между нулевым и i -м менисками определяется как $P_0 - P_i = \alpha |\nabla P| l_i$, где ∇P — градиент давления в водной фазе, l_i — проекция расстояния между менисками на направление течения, α — фактор формы ганглия. Величина α определяется торможением потока жидкости вблизи ганглия. Например, для ганглия с продольным и поперечным размерами l, d , занимающего много пор, при $l/d = 1$ величина $\alpha = 2$, так же как и для капли в ячейке



Фиг. 2



Фиг. 3

Хеле — Шоу [7]. Разрыв ганглия при прорыве несмачивающей фазы в соседнюю пору происходит при выходе межфазного мениска в расширяющуюся пору; условие разрыва [8] имеет вид

$$r_{3,i}^{-1} \geq R_1^{-1} + R_2^{-1} + \rho_i^{-1} \quad (2.2)$$

Здесь R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны прорвавшегося мениска в соседней поре, $r_{3,i} = \min(r_{1,i}, r_{2,i})$ — минимальный радиус кривизны в сужении, ρ_i — обратный радиус кривизны в сужении. Анализ структуры порового пространства прозрачных моделей показал, что при $k_0 = 14 \cdot 10^{-12}$ м² минимальные главные радиусы кривизны межфазных менисков в сужениях при краевых углах смачивания, близких к 0, изменяются: r_1 от 10 до 60 мкм, $r_2 = 100$ мкм. Для пор в их максимальном поровом расширении R_1 изменяется от 80 до 120 мкм, $R_2 = 250$ мкм. Для модели другой проницаемости имеем $r_1(k) = \sqrt{k/k_0} r_1(k_0)$, $R_1(k) = \sqrt{k/k_0} R_1(k_0)$. На фиг. 2 показаны результаты расчетов по формулам (2.1) максимальных перепадов давлений, необходимых для прорыва несмачивающей фазы в соседнюю пору — кривая 5 ($r_1 = 20$ мкм и $R_1 = 120$ мкм), и минимальных перепадов давлений ($r_1 = 60$ мкм, $R_1 = 100$ мкм) — кривая 6 при $\sigma = 25$ мН/м. Кривая 4 на фиг. 2 отвечает критическим давлениям, выше которых в соответствии с (2.2) наблюдается разрыв ганглиев при их прорыве в соседнюю пору. Дробление ганглиев отсутствует только при малых перепадах давлений, т. е. между кривыми 3 и 4, на что указывают и опытные данные. Таким образом, разрывы ганглиев в сужениях пор оказывают определяющее влияние на их перенос потоком непрерывной фазы.

3. Для анализа влияния разрывов ганглиев на особенности движения коллектива ганглиев были проведены опыты по измерению величины остаточной насыщенности углеводородной жидкости от капиллярного числа N_c . В опытах поровое пространство прозрачной модели вначале под вакуумом заполнялось водой, затем вода вытеснялась углеводородной жидкостью и при повторном заводнении с $N_c < 10^{-6}$ получалась гидродинамически не связанная углеводородная фаза насыщенностью s_0 . В дальнейшем скачкообразным увеличением скорости фильтрации водной фазы достигалась необходимая величина капиллярного числа и регистрировались изменения остаточной насыщенности s и распределения ганглиев по размерам в процессе установления равновесного для данного значения N_c состояния среды.

На фиг. 3 представлены гистограммы распределения ганглиев несмачивающей фазы по размерам в прозрачной модели пористой среды при капиллярных числах $N_c = 3,4 \cdot 10^{-5}$, $3,4 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} . Цифры по оси ординат соответствуют количеству пор, занятых ганглием. Гистограмма с $N_c = 3,4 \cdot 10^{-5}$ (кривая 1) практически соответствует распределению ганглиев

по размерам после заводнения, и величина s при данном значении N_c равна s_0 . При увеличении капиллярного числа до $3,4 \cdot 10^{-4}$ насыщенность s изменяется слабо: $s/s_0 = 0,8$, но происходит существенное изменение распределения ганглиев по размерам. Если для начального распределения характерен большой разброс ганглиев по размерам, то при $N_c = 3,4 \cdot 10^{-4}$ практически не встречаются ганглии, занимающие 2–3 поры (кривая 2 на фиг. 3). Это свидетельствует об интенсивном дроблении ганглиев в процессе их движения.

Течение несмачивающей фазы, вызывающее ее вынос из образца, при $N_c = 3,4 \cdot 10^{-4}$ происходит в виде сгустков, занимающих 10 и более пор, не наблюдаемых в начальном распределении и образовавшихся в результате коллективного взаимодействия ганглиев. При $N_c = 10^{-3}$ наблюдается течение несмачивающей фазы в виде непрерывного движения одно-двух-ячеечных ганглиев, сопровождаемого зацементированием капелек несмачивающей жидкости размером, меньшим размера пор (кривая 3 на фиг. 3). В этом случае равновесная остаточная насыщенность существенно уменьшается: $s/s_0 = 0,45$, и в равновесном распределении отсутствуют ганглии, занимающие больше одной поры. В целом зависимость остаточной насыщенности s от капиллярного числа, полученная на прозрачной модели, совпадает с данными, полученными для песчаника Berea [9], что свидетельствует об общности закономерностей движения ганглиев в такой модели и реальной пористой среде.

4. Для статистического описания условий мобилизации ганглиев рассмотрим движение в модельной пористой среде, поровое пространство которой представляет собой систему каналов, образующих правильную решетку. Каждый канал имеет сужающуюся и расширяющуюся части. Каналы соединяются в расширяющихся частях, образуя поры. Важной особенностью таких каналов в пористой среде является их неправильная форма, что обуславливает возможность подтока смачивающей фазы к межпоровой горловине даже при ее заполнении несмачивающей жидкостью. Координационное число решетки равно четырем. При известных геометрических размерах каналов давления дренажа и пропитки для двух жидкостей в условиях преимущественного смачивания непрерывной фазой определяются выражениями [3]: $P^+ = \sigma(r_1^{-1} + r_2^{-1})$, $P^- = \sigma(R_1^{-1} + R_2^{-1})$, где r_1 , r_2 и R_1 , R_2 — главные радиусы кривизны мениска в сужении и расширении порового канала. Распределение геометрических размеров каналов определяет верхний и нижний пределы давления пропитки и дренажа в пористой среде для данной пары жидкостей. Рассмотрим ганглий, занимающий случайным образом n соседних пор. Изменение давления по длине ганглия определяется как $\Delta P = \alpha N_c l \sigma / k$, где α — фактор формы, l — расстояние вдоль ганглия по направлению течения.

Определим вероятность прорыва несмачивающей жидкости через горловину i -го порового сужения, отсчитываемого от нулевого, самого верхнего по течению мениска, при заданных распределениях средних радиусов кривизны менисков в горловинах, поровых сужений $g(r)$, где $r = 2r_1 r_2 / (r_1 + r_2)$, и расширениях пор — $G(R)$, где $R = 2R_1 R_2 / (R_1 + R_2)$. Она равна доле каналов, имеющих давление дренирования меньше суммы гидродинамического перепада давления и начального капиллярного давления в нулевом мениске

$$\omega_i = \int_{r_c}^{r^*} g(r) dr, \quad r_c = \frac{2\sigma}{(\Delta P + P_0^-)} \quad (4.1)$$

Здесь r_c — наименьший средний радиус в горловине порового сужения, через которое может прорваться ганглий, r^* — максимальный средний радиус кривизны для заданного распределения, ΔP_i — гидродинамиче-

ский перепад давления между нулевым и i -м менисками, P_0^- — капиллярный скачок давления в нулевом мениске.

Считая, что размеры соседних каналов взаимно независимы, найдем полную вероятность прорыва через одно из поровых сужений, используя соотношение (4.1)

$$W_1 = 1 - \prod_{i=1}^{n_1} (1 - \omega_i) \quad (4.2)$$

где n_1 — число каналов, через которые для рассматриваемой формы ганглия возможен его прорыв в соседнюю пору.

При прорыве ганглия в соседнюю пору он может разорваться. Учитывая, что разрыв ганглия наиболее вероятен при прохождении межфазным мениском расширения соседней поры, условие (2.2) используем в виде

$$\frac{\sigma}{r_3} \geq \frac{2\sigma}{R} + \frac{\sigma}{\rho}$$

где R — средний радиус кривизны мениска в расширении поры, ρ — величина обратного радиуса кривизны в поровом сужении. Тогда вероятность разрыва ганглия в сужении, через которое произошел прорыв несмачивающей жидкости, дается формулой

$$\psi_i = \int_{R_*}^{R^*} G(R) \int_{r_c^*}^{r_s} g_1(r_3) dr_3 dR, \quad r_s = \left(\frac{2}{R} + \frac{1}{\rho} \right)^{-1} \quad (4.3)$$

Здесь $g_1(r_3)$ — распределение минимальных главных радиусов кривизны в поровых сужениях, R_* и R^* — минимальный и максимальный средние радиусы кривизны менисков в расширениях пор для распределения $G(R)$, r_s — наибольший радиус кривизны, при котором еще происходит разрыв ганглия, r_c^* — наименьший радиус кривизны мениска в сужении, через который возможен прорыв ганглия в соседнюю пору: $r_c^* = r_c$ при $r_1 \approx r_2$ и $r_c^* = 1/2 r_c$ при $r_1 \ll r_2$. При мобилизации ганглий может также разрываться в поровых сужениях, которые он ранее занимал и расположенных вблизи нулевого мениска. Вероятность этого события рассчитывается по формуле

$$\varphi = \int_{R_0}^{R^*} G(R) \int_{r_0}^{r_s} g_1(r_3) dr_3 dR, \quad r_0 = \left(\frac{2}{R_0} + \frac{1}{\rho} \right)^{-1} \quad (4.4)$$

Здесь R_0 — средний радиус кривизны в нулевом мениске, r_0 — наименьший радиус кривизны мениска в поровом сужении, занимаемом вначале несмачивающей фазой, при котором ганглий еще может быть устойчивым. Полная вероятность прорыва ганглия в соседнюю пору с его разрывом хотя бы в одном поровом сужении с учетом соотношений (4.3) и (4.4) определяется выражением

$$W_2 = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{\omega_i}{(1 - \omega_i)} [1 - (1 - \psi_i)(1 - \varphi)] (1 - W_1) + \sum_{i \neq j} \frac{\omega_i \omega_j}{(1 - \omega_i)(1 - \omega_j)} [1 - (1 - \psi_i)(1 - \psi_j)(1 - \varphi)] (1 - W_1) \quad (4.5)$$

а вероятность прорыва ганглия в соседнюю пору без разрыва

$$W_3 = \sum_{i=1}^{n_1} \frac{\omega_i}{(1-\omega_i)} (1-\psi_i) (1-\varphi) (1-W_1) + \sum_{i \neq j} \frac{\omega_i \omega_j}{(1-\omega_i) (1-\omega_j)} (1-\psi_i) (1-\psi_j) (1-\varphi) (1-W_1) \quad (4.6)$$

В соотношениях (4.5) и (4.6) первые суммы дают вероятности прорыва ганглия в одно поровое сужение с разрывом в нем и без разрыва. Вторые суммы дают вероятности прорыва ганглия одновременно в два поровых сужения с разрывом хотя бы в одном из них. Предполагается, что одновременный прорыв несмачивающей жидкости в три и более поры приводит к разрыву ганглия. Разрыв ганглия может происходить также из-за различных размеров расширений пор, занимаемых вначале ганглием. Этот вид разрыва происходит с вероятностью

$$W_4 = 1 - (1-\kappa) \prod_{j=1}^{n_2} (1-\eta_j) \quad (4.7)$$

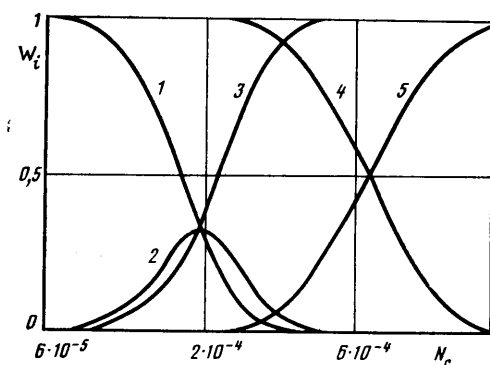
$$\eta_j = \int_{R_4}^{R^*} G(R) \int_{R_4}^{R_3} G(R') dR' dR$$

$$R_3 = 2(\Delta P_j/\sigma + 2/R^*)^{-1}, \quad R_4 = 2(2/R_* - \Delta P_j/\sigma)$$

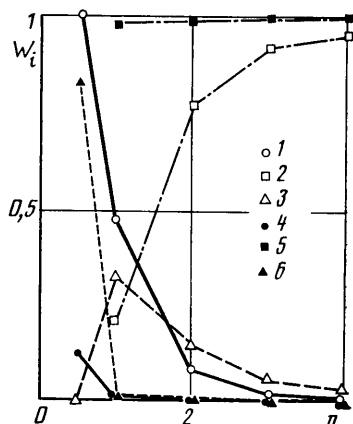
где η_j — вероятность того, что при начале движения ганглия смачивающая жидкость вытеснит несмачивающую не в самой верхней по течению поре, что приведет к разрыву ганглия. Для ганглия, занимающего несколько равноправных самых верхних по течению n_+ пор, величина κ определяется формой ганглия. Она равна отношению n_-/n_+ , где n_- — количество самых верхних по течению нулевых пор, прорыв смачивающей фазы в которые приведет к разрыву ганглия. При вычислении W_4 вначале находится величина η для первой поры вниз по потоку от нулевой и в случае, если $\eta > 0,05$, вычисления повторяются для следующей вниз по потоку поры, что и определяет величину n_2 .

Для коллектива ганглиев без учета их взаимодействия из (4.2), (4.5), (4.6) следуют выражения для доли ганглиев заданной формы и объема, которые не будут двигаться при заданной величине N_c : $W_{st} = 1 - W_1$, для доли ганглиев, которые начнут движение без разрыва в поровых сужениях: $W_M = W_3(1 - W_4)$, для доли ганглиев, которые разорвутся в поровом сужении: $W_{sn} = W_2(1 - W_4)$ и в расширении пор: $W_B = W_4(W_2 + W_3)$.

Для трехпорового ганглия и ганглия, занимающего менее одной поры, на фиг. 4 приведены результаты расчетов величин W_{st} — кривые 1 и 4; W_M — кривые 2 и 5; и суммы $W_{sn} + W_B$ — кривая 3 в зависимости от капиллярного числа. Расчеты проведены для распределений кривизн менисков в поровых сужениях и расширениях пор, характерных для использованной в опытах прозрачной модели. Результаты расчетов на фиг. 4 усреднены для всех возможных форм трехпорового и однопорового ганглиев в квадратной решетке с градиентом давления, направленным по диагонали. Для главных радиусов кривизны в поровых сужениях и расширениях пор прозрачной модели существенно изменяются только два главных радиуса кривизны: r_1 и R_1 , а другие изменяются слабо: $r_2 = 100$ мкм, $R_2 = 250$ мкм, $\rho = 100$ мкм. При расчетах были использованы



Фиг. 4



Фиг. 5

следующие распределения:

$$g(r_1) = \frac{2}{\Delta_1^2} (r_1 - r_{10}) \exp \left[-\frac{(r_1 - r_{10})^2}{\Delta_1^2} \right]$$

$$G(R_1) = \frac{1}{\Delta_2 \sqrt{\pi}} \exp \left[-\left(\frac{R_1 - R_1^0}{\Delta_2} \right)^2 \right]$$

где $r_{10} = 10^{-5}$ м, $\Delta_1 = 2 \cdot 10^{-5}$ м, $R_1^0 = 10^{-4}$ м, $\Delta_2 = 2 \cdot 10^{-5}$ м.

Величина α зависит от числа пор, занимаемых ганглием, его формы и направления градиента давления. Для ганглия, занимающего n пор, α вычислялась предварительно из системы линейных уравнений, описывающей течение в квадратной решетке одинаковых трубок с блокировкой всех возможных сочетаний n узлов. При $n=3$ величина α изменяется от 1,5 до 3,4 в зависимости от формы ганглия и направления вектора скорости. Для ганглия, занимающего менее половины поры, $\alpha=2,8$. Величину α для линейных ганглиев, вытянутых по потоку, можно оценить из соотношения $\alpha = (n+2)/n$.

Данные расчетов на фиг. 4 показывают принципиальное различие в характере мобилизации трехпоровых ганглиев и ганглиев, занимающих менее половины поры. Так, доля трехпоровых ганглиев, начинающих движение и прорывающихся в соседние поры, начинает увеличиваться при капиллярных числах, меньших, чем для ганглиев, занимающих менее половины поры (кривые 1 и 4 на фиг. 4). Но из-за резкого увеличения вероятности разрыва таких ганглиев с увеличением капиллярного числа (кривая 3) вероятность их прорыва в соседние поры без разрыва во всем диапазоне капиллярных чисел мала (кривая 2). Поэтому во всем диапазоне капиллярных чисел собственно течение одного трехпорового ганглия без коалесценции с соседними невозможно. Вероятность разрыва ганглия, занимающего менее половины поры при его прорыве в соседнюю пору, практически равна нулю и вероятность мобилизации таких ганглиев монотонно возрастает с ростом капиллярного числа (кривая 5). Кривая 5 фактически определяет диапазон капиллярных чисел, в котором несмачивающаяся жидкость, за исключением находящейся в тупиковых порах и неизвлекаемой, извлекается из пористой среды при увеличении скорости фильтрации.

Для ганглиев различных размеров вероятности прорыва в соседние поры с разрывом и без него при заданном капиллярном числе существенно различны (фиг. 5). Здесь приведены результаты расчетов по формулам (4.1)–(4.7) для капиллярных чисел, соответствующих приведенным на фиг. 3 опытными данным, $N_c = 3,4 \cdot 10^{-4}$ и 10^{-3} , долей ганглиев, не про-

рывающихся в соседние поры — точки 1 и 4, прорывающихся в соседние поры с разрывом в поровом сужении — 2 и 5, и без разрыва в нем — 3 и 6. При $N_c = 3,4 \cdot 10^{-4}$ доля ганглиев с $n > 2$, не пришедших в движение, составляет менее 10%. Их прорыв в соседние поры с вероятностью, большей 0,7, приводит к разрыву таких ганглиев и их интенсивному дроблению на ганглии, занимающие одну и менее поры. Вероятность мобилизации ганглиев, занимающих одну и менее поры, менее 0,5; происходит увеличение их доли в равновесном распределении за счет ганглиев с $n > 2$, что и наблюдается в опытах (фиг. 3). При $N_c = 10^{-3}$ доля неподвижных ганглиев с $n > 1$ близка к нулю (точки 6 на фиг. 5), и в равновесном распределении они отсутствуют (фиг. 3).

Таким образом, экспериментальные данные и результаты вероятностного анализа, выполненного с учетом особенностей движения одиночных ганглиев, показывают, что микроструктура порового пространства в значительной степени определяет закономерности движения гидродинамически не связанной несмачивающей жидкости в пористой среде.

ЛИТЕРАТУРА

1. Chatzis J., Morrow N. R., Lim H. T. Magnitude and detailed structure of residual oil saturation // Soc. Pet. Enj. J. 1980. V. 23. № 2. P. 311–326.
2. Мац А. А., Полищук А. М. Визуализация нефти, остающейся в пористой среде заводнения. // Математические методы в задачах петрофизики и корреляции. М., 1983. С. 125–130.
3. Melrose J. G., Brandner C. F. Rile of capillary forces in determining microscopic displacement efficiency for oilrecovery by water flooding // J. Can. Pet. Techn. 1974. V. 13. № 4. P. 54–62.
4. Ng K. M., Davis M. T., Scriveen L. E. Visualization of blob mechanics in flow through porous media // Chem. Eng. Sci. 1978. V. 33. P. 1009–1017.
5. Morrow N. R., Songkran B. Effect of viscous and buoyancy forces on nonwetting phase trapping in porous media // Surface phenomena in enhanced oil recovery. New York, 1982. P. 387–412.
6. Dias M. M., Payatakes A. C. Network models for two-phase flow in porous media. Part 2 Motion of oil ganglia // J. Fluid Mech. 1986. V. 164. P. 337–358.
7. Зайчик Л. И. О силе сопротивления, действующей на тело, помещенное между параллельными пластинами при течении Хил — Шоу // Изв. АН СССР. МЖГ. 1979. № 5. С. 161–162.
8. Roof J. Snao-off of droplets in water-wet cores // Soc. Pet. Enj. J. 1970. V. 10. № 2. P. 85–90.
9. Larson R. G., Davis H. T., Scriven L. E. Displacement of residual nonwetting fluid from porous media // Chem. Eng. Sci. 1981. V. 36. P. 76–85.

Новосибирск

Поступила в редакцию
10.VIII.1987