ИЗВЕСТИЯ РАН. МЕХАНИКА ЖИДКОСТИ И ГАЗА, 2023, № 6, с. 95–109

УДК 532.546

РЕЖИМЫ ВЫТЕСНЕНИЯ ЖИДКОСТИ ИЗ АНИЗОТРОПНОГО ПЛАСТА В ПОЛЕ СИЛЫ ТЯЖЕСТИ

А. А. Чернова[a,*], А. А. Афанасьев[a,**]

[a] Научно-исследовательский институт механики МГУ им. М.В. Ломоносова, Москва, Россия

*E-mail: a.chernova@imec.msu.ru

**E-mail: afanasyev@imec.msu.ru

Поступила в редакцию 10.04.2023 г.
После доработки 10.06.2023 г.
Принята к публикации 10.07.2023 г.

Рассмотрена задача двухфазной фильтрации несжимаемых жидкостей в анизотропной пористой среде, находящейся в поле силы тяжести. Определены критерии подобия, характеризующие направления течения вытесняющей и вытесняемой жидкостей. В рамках исследования численных решений профильной задачи фильтрации проведена классификация режимов вытеснения из анизотропного пласта. Показано, что существует четыре режима, соответствующих качественно различным течениям. Проведено сравнение их эффективности в терминах коэффициента извлечения жидкости из пласта и коэффициента его охвата вытеснением. Исследовано влияние капиллярного давления на эффективность вытеснения в различных режимах течения. Показано, что в одних случаях увеличение влияния капиллярного давления приводит к повышению коэффициента вытеснения, а в других режимах, наоборот, — к его снижению.

Ключевые слова: фильтрация, анизотропный пласт, гравитационное расслоение, коэффициент вытеснения, коэффициент охвата, повышение нефтеотдачи

DOI: 10.31857/S1024708423600239, **EDN:** UZTSQC

Разработка углеводородных месторождений предполагает закачку в пласт жидкостей и газов с целью поддержания пластового давления и вытеснения нефти от нагнетательных к добывающим скважинам [1, 2]. Однако неоднородное строение пластов, которое в ряде случаев можно охарактеризовать анизотропной проницаемостью, снижает эффективность вытеснения нефти. Часто абсолютная проницаемость в направлении напластования, т.е. в горизонтальном направлении, значительно больше проницаемости в вертикальном направлении. Это приводит к снижению коэффициента охвата пласта вытеснением, т.е. отношения объема породы, охваченной вытеснением, ко всему объему нефтесодержащей породы. Нагнетаемая в пласт жидкость (или газ) может прорываться к добывающим скважинам по отдельным высокопроницаемым пропласткам, оставляя невытесненным значительный объем нефти.

Гравитационное расслоение жидкостей также может уменьшать коэффициент нефтеотдачи [3–7]. Так как вода обычно характеризуется более высоким значением плотности, чем нефть, то при заводнении нефтяного пласта вода может опускаться к его подошве, оставляя невытесненной нефть у кровли пласта. При закачке газа реализуется противоположная ситуация. Как более легкая по сравнению с нефтью фаза, газ поднимается к кровле пласта и вдоль нее прорывается к добывающим скважинам, оставляя неохваченными вытеснением области у подошвы пласта. Отмеченные гидродинамические эффекты в поле силы тяжести осложняются влиянием других механизмов переноса жидкостей, прежде всего связанных с капиллярной пропиткой пористой среды [8]. Влияние капиллярного давления на эффективность вытеснения неоднозначно. С одной стороны, капиллярное давление может приводить к повышению охвата пласта вытеснением, а с другой стороны, может приводить к нежелательным последствиям, связанным с “размытием” фронтов вытеснения и ускоренным продвижением вытесняющей жидкости к добывающим скважинам.

Отмеченные процессы в анизотропном пласте могут оказывать сложное нелинейное влияние друг на друга, приводя к качественно различным режимам вытеснения. Цель настоящей работы

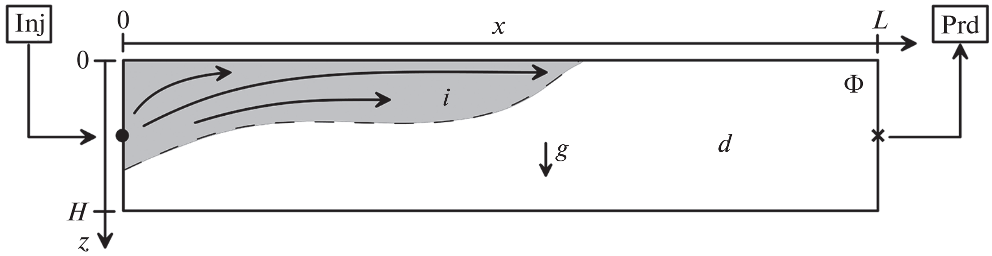

Рис. 1. Схема течения в области Φ при $\rho_i < \rho_d$. Символы i и d показывают зоны, насыщенные вытесняющей и вытесняемой жидкостями соответственно. В области i происходит двухфазное течение обеих жидкостей.

заключается в классификации и описании этих режимов и определении параметров пласта и жидкости, при которых эти режимы реализуются. Несомненно, подробное описание течений, особенно в случае вытеснения нефти газом, – сложная многопараметрическая задача. Помимо описанных эффектов, в ней нужно учитывать компонентный обмен между фазами газа и нефти, их сжимаемость, диффузию компонент в фазах и т.д. [3, 4, 9, 10]. В данной работе эти эффекты пренебрегаются, а рассматривается более простая постановка задачи о вытеснении из анизотропной пористой среды одной несжимаемой жидкости другой также несжимаемой жидкостью. Данное упрощение позволяет провести подробное исследование влияния анизотропии и гравитационного расслоения фаз на эффективность вытеснения, что само по себе уже представляет сложную задачу. Определяемые в данной работе режимы вытеснения и характеризующие их критерии подобия могут в будущем использоваться в более сложных постановках задач, учитывающих фазовые превращения, диффузию и другие эффекты.

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассматривается двумерная постановка задачи изотермической фильтрации в области Φ, $(x,z) \in [0,L]\times[0,H]$, описывающей срез проницаемого пласта (рис. 1). Здесь x – горизонтальная координата, направленная вдоль пласта, z – вертикальная координата, направленная вниз, L – протяженность рассматриваемого сектора пласта, а H – его толщина. Область Φ характеризуется однородным распределением пористости ϕ и однородным, но анизотропным распределением проницаемости $\mathbf{k}$. Пористая среда насыщена несжимаемой жидкостью d, которая имеет плотность ρ_d. В начальный момент времени $t = 0$ пласт находится в условиях гидростатического равновесия, а давление p_d линейно зависит от глубины z

$$p_d = p_0 + \rho_d g z, \quad s_d = 1 \quad \text{при} \quad t = 0 \tag{1.1}$$

где p_0 – давление на уровне $z = 0$, s_d – насыщенность жидкости d, а g – ускорение свободного падения. Условие $s_d = 1$ означает, что поровое пространство полностью насыщено жидкостью d, а другие жидкости отсутствуют. Все границы $x = 0, L$ и $z = 0, H$ области Φ непроницаемые.

При $x = 0$, $z = H/2$ расположен точечный источник Inj, через который в область Φ закачивается другая вытесняющая жидкость i, тоже предполагающаяся несжимаемой и характеризующаяся плотностью ρ_i (рис. 1). Закачка начинается в момент времени $t = 0$ и происходит с постоянным объемным расходом Q. Одновременно с источником включается сток Prd, расположенный у противоположной границы области Φ при $x = L$, $z = H/2$. Через Prd из области Φ может отбираться как вытесняемая, так и вытесняющая жидкость. Суммарный расход стока для обеих жидкостей равен Q, т.е. по абсолютной величине он равен расходу источника. Например, источник и сток соответствуют горизонтальным скважинам, пересекающим разрез Φ в направлении оси y, перпендикулярной к x и z.

Если $\rho_i < \rho_d$, то закачиваемая жидкость из-за силы Архимеда стремится подняться к границе $z = 0$. Например, этот случай соответствует закачке газа в нефтяной пласт. Противоположный случай $\rho_i > \rho_d$ соответствует, например, закачке воды. В этом случае более тяжелая вытесняющая жидкость i стремится под действием силы тяжести опуститься к границе $z = H$.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Несмешивающаяся двухфазная фильтрация вытесняющей и вытесняемой жидкостей описывается следующей системой уравнений [7, 11, 12]

$$\phi\partial_t(s_j) + \nabla\cdot\mathbf{u}_j = 0, \quad j = d,i \tag{2.1}$$

$$\mathbf{u}_j = -\mathbf{k}\frac{k_{rj}(s_i)}{\mu_j}(\nabla p_j - \rho_j\mathbf{g}) \tag{2.2}$$

$$s_d + s_i = 1, \quad p_i - p_d = p_c(s_i) \tag{2.3}$$

где $\partial_t = \partial/\partial t$, ϕ – пористость, ρ – плотность, s – насыщенность, $\mathbf{u}$ – скорость фильтрации, $\mathbf{k} = \mathrm{diag}\{k_x, k_z\}$ – тензор абсолютной проницаемости, k_{rj} – относительная проницаемость j-й фазы, μ – динамическая вязкость, p – давление, p_c – капиллярное давление, $\mathbf{g} = g\mathbf{e}_z$ – удельная сила тяжести, а индексы i и d обозначают параметры закачиваемой и вытесняемой жидкостей соответственно. Предполагается, что обе жидкости и матрица пористой среды – несжимаемые среды, т.е. $\rho, \phi, \mathbf{k} = \mathrm{const}$. Главные направления тензора проницаемости выровнены по осям x и z, а главные значения равны k_x и k_z соответственно. Вязкости жидкостей также полагаются константами. Уравнения (2.1) – законы сохранения массы каждой из жидкостей, уравнение (2.2) – закон Дарси, а уравнения (2.3) – замыкающие соотношения для насыщенностей фаз и их давлений.

Функции насыщенности, т.е. относительные фазовые проницаемости $k_{ri}(s_i)$ и $k_{rd}(s_i)$ и капиллярное давление $p_c(s_i)$, задаются в виде [13]

$$k_{ri}(s_i) = k_{ri,\max}s_i^2, \quad k_{rd}(s_i) = (1 - s_i)^2, \quad p_c(s_i) = p_{c,\max}s_i \tag{2.4}$$

где $k_{ri,\max}$ – максимальное значение относительной фазовой проницаемости, а $p_{c,\max}$ – максимальное капиллярное давление. Значения этих констант могут меняться в широком диапазоне в зависимости от межмолекулярного взаимодействия между скелетом пористой среды и жидкостями. Типовые значения этих параметров: $k_{ri,\max} < 1$, а $p_{c,\max} \in [0;100]$ бар.

Начальные условия для системы (2.1)–(2.3), соответствующие гидростатическому равновесию, приводятся в уравнении (1.1). Отметим, что значение опорного давления p_0 несущественно для течения несжимаемых жидкостей, поэтому далее для упрощения изложения положим, что $p_0 = 0$. Все границы области Φ – непроницаемые. Это означает, что всюду на границе области Φ, кроме выколотых точек при $z = H/2$, соответствующих источнику и стоку, нормальная компонента скорости равна нулю, т.е.

$$\mathbf{u}_j\cdot\mathbf{n} = 0 \quad \text{при} \quad x = 0, L, \quad z \neq H/2 \quad \text{и} \quad z = 0, H \tag{2.5}$$

где $\mathbf{n}$ – нормальный к границе области Φ вектор.

Учитывая анизотропию абсолютной проницаемости $\mathbf{k}$, определим расстояния до источника и стока в виде

$$r_i = \sqrt{\frac{x^2}{k_x} + \frac{(z - H/2)^2}{k_z}}, \quad r_d = \sqrt{\frac{(x - L)^2}{k_x} + \frac{(z - H/2)^2}{k_z}}$$

соответственно. Эти расстояния вычисляются в метрике $\mathrm{diag}\left\{1/\sqrt{k_x}, 1/\sqrt{k_z}\right\}$, в которой тензор проницаемости становится шаровым, а течение от источника или к стоку в их малой окрестности – осесимметричным. Тогда условие объемного расхода Q для точечного источника записывается в виде

$$\pi\left(\frac{xu_{ix}}{k_x} + \frac{(z - H/2)u_{iz}}{k_z}\right) = \frac{Q}{\sqrt{k_xk_z}} \quad \text{при} \quad r_i \to 0 \tag{2.6}$$

$$\pi\left(\frac{xu_{dx}}{k_x} + \frac{(z - H/2)u_{dz}}{k_z}\right) = 0 \quad \text{при} \quad r_i \to 0 \tag{2.7}$$

где u_{jx} и u_{jz} – компоненты скорости фильтрации жидкости j в направлении осей x и z, а π – математическая константа. Условия (2.6) и (2.7) означают, что расход жидкостей i и d через источник равны Q и нулю соответственно.

Условие отбора жидкостей через сток формулируется в виде

$$\pi\left(\frac{(x-L)(u_{ix}+u_{dx})}{k_x}+\frac{(z-H/2)(u_{iz}+u_{dz})}{k_z}\right)=-\frac{Q}{\sqrt{k_xk_z}} \quad \text{при} \quad r_d\to 0 \tag{2.8}$$

Это уравнение означает, что суммарный объемный расход обеих жидкостей через сток равен $-Q$.

Далее сделаем замену переменных, вычтя из фазовых давлений начальное гидростатическое распределение давления

$$\tilde{p}_j = p_j - \rho_d g z \tag{2.9}$$

Тогда уравнение (2.2) примет вид

$$\mathbf{u}_d = -\mathbf{k}\frac{k_{rd}}{\mu_d}\nabla\tilde{p}_d, \quad \mathbf{u}_i = -\mathbf{k}\frac{k_{ri}}{\mu_i}(\nabla\tilde{p}_i + \Delta\rho\mathbf{g}) \tag{2.10}$$

где $\Delta\rho = \rho_d - \rho_i$ – разность плотностей. Начальное условие (1.1) для давления примет вид $\tilde{p}_d = 0$ при $t = 0$.

3. ХАРАКТЕРНЫЕ МАСШТАБЫ И КРИТЕРИИ ПОДОБИЯ

3.1. Масштабы длины

Выберем различные масштабы длины в горизонтальном и вертикальном направлениях. За масштаб длины в направлении оси x естественно выбрать длину L области Ф, а за масштаб длины в направлении оси z – высоту H. Используя эти масштабы, введем безразмерные координаты x и z в виде

$$x^* = x/L, \quad z^* = z/H \tag{3.1}$$

где звездой отмечены безразмерные величины. Всюду ниже используются масштабированные координаты (3.1), а символ звезды для простоты изложения опускается. Тогда область Ф имеет вид $(x,z)\in[0,1]\times[0,1]$, источник имеет координаты $(0.1/2)$, а сток – $(1.1/2)$.

3.2. Масштабы давления

В сформулированной задаче можно выделить три масштаба давления

$$p_Q = \frac{\mu_d LQ}{k_x H}, \quad p_{grav} = \Delta\rho g H, \quad p_{cap} = p_{c,\max} \tag{3.2}$$

Масштаб p_Q – перепад давления между границами $x = 0$ и $x = L$, требующийся для создания одномерного однофазного течения жидкости d в направлении оси x с расходом Q. Действительно, согласно закону Дарси (2.2), скорость фильтрации в таком течении можно оценить равной $k_x p_Q/\mu_d L$. Умножая эту скорость на высоту области Ф, получим полный расход Q. Согласно (3.2), перепад давления p_Q возрастает при уменьшении проницаемости k_x и увеличении вязкости μ_d. Масштаб p_{grav} равен разности столбов жидкостей d и i при высоте столба H. Этот масштаб характеризует величину силы Архимеда, действующей на жидкость i в пласте, насыщенном жидкостью d. При увеличении $|p_{grav}|$ увеличивается контраст плотностей фаз и, при прочих равных условиях, интенсивность гравитационного расслоения жидкостей. Масштаб p_{cap} характеризует влияние капиллярного давления. При больших p_{cap} можно ожидать развитие интенсивной капиллярной пропитки пористой среды жидкостью i.

Сравнивая масштабы давления в уравнении (3.2), определим следующие критерии подобия

$$\mathrm{Gr} = \frac{p_Q}{p_{grav}} = \frac{\mu_d LQ}{\Delta\rho g k_x H^2}, \quad \mathrm{Ca} = \frac{p_Q}{p_{cap}} = \frac{\mu_d LQ}{p_{c,\max}k_x H}, \quad \Pi = \frac{p_{cap}}{p_{grav}} = \frac{p_{c,\max}}{\Delta\rho g H} \tag{3.3}$$

Критерий подобия Gr характеризует величину перепада давления между границами $x = 0$ и $x = L$ по сравнению с перепадом давления между границами $z = 0$ и $z = H$ в гидростатическом равновесии. При $\mathrm{Gr} \gg 1$ изменением давления в вертикальном направлении можно пренебречь по сравнению с p_Q. Критерий подобия Ca характеризует протяженность переходной зоны фронта вытеснения, движущегося от $x = 0$ к $x = L$, которая связана с действием капиллярных сил [8, 12]. При Ca $\gg 1$ протяженность фронта мала, в связи с чем его можно рассматривать как поверхность сильного разрыва насыщенности. При уменьшении Ca влияние капиллярного давления увеличивается, а протяженность переходной зоны растет. Число П характеризует протяженность зоны пропитки в капиллярно-гравитационном равновесии жидкостей d и i. При $\Pi \ll 1$ переходная зона мала, что приводит к четкой границе поверхности раздела фаз в равновесии. Выше этой границы пористая среда насыщена легкой жидкостью, а ниже – тяжелой. При увеличении П протяженность переходной зоны растет.

Таким образом, капиллярным давлением можно пренебречь при Ca $\gg 1$ и $\Pi \ll 1$. Если даже одно из этих условий не выполняется, то капиллярное давление может оказывать значительное влияние на процесс вытеснения.

3.3. Масштабы скорости и времени

В сформулированной задаче можно выделить два масштаба скорости

$$u_Q = \frac{Q}{H}, \quad u_{grav} = \frac{k_z}{\mu_d}\Delta\rho g \tag{3.4}$$

Скорость u_Q – эффективная скорость фильтрации жидкости в направлении оси x, связанная с работой источника и стока. Действительно, эта скорость равна расходу Q, отнесенному к высоте области Ф, т.е. к площади поперечного течения. Скорость u_{grav} – характерная скорость в вертикальном направлении, связанная с перемещением частицы жидкости d в пласте, находящемся в гидростатическом равновесии для жидкости i. Под действием силы Архимеда такая частица перемещается вдоль оси z, а согласно (2.2), соответствующая скорость фильтрации пропорциональна отношению k_z/μ_d и градиенту давления p_{grav}/H.

Имея в уравнении (3.4) характерные скорости фильтрации, оценку для истинной скорости жидкости v можно получить делением u на пористость ϕ, т.е. $v = u/\phi$. Таким образом, используя скорости (3.4), оценим характерные времена перемещения жидкостей между противоположными границами области Ф

$$t_Q = \frac{L}{u_Q/\phi} = \frac{\phi L H}{Q}, \quad t_{grav} = \frac{H}{u_{grav}/\phi} = \frac{\phi H \mu_d}{k_z \Delta\rho g} \tag{3.5}$$

Параметр t_Q – характеризует время, за которое частица жидкости d переместится от границы $x = 0$ до $x = L$ под действием перепада давления p_Q. Параметр t_{grav} – характерное время, за которое частица жидкости переместится между $z = 0$ и $z = H$ под действием силы Архимеда.

Сравнивая масштабы времени (3.5), введем безразмерное число

$$\Gamma = \frac{t_{grav}}{t_Q} = \frac{Q\mu_d}{k_z \Delta\rho g L}$$

Малые значения этого критерия подобия, $\Gamma \ll 1$, соответствуют режиму вытеснения, в котором при прочих равных условиях преобладает вертикальное направление течения. При $\Gamma \ll 1$ происходит быстрое гравитационное расслоение жидкостей, а затем уже в условиях стратификации (локального гравитационного равновесия) происходит течение в направлении оси x от источника к стоку (рис. 2а). То есть, предполагая, что $\Delta\rho > 0$, течение жидкости i направлено от Inj к кровле пласта вдоль границы $x = 0$. Далее, при достижении границы $z = 0$ направление течения i резко изменяется и далее происходит вдоль $z = 0$. Большие числа $\Gamma \gg 1$ соответствуют противоположному характеру течения, в котором доминирует фильтрация от источника к стоку (рис. 2в). В этом случае жидкость i распространяется от Inj в горизонтальном направлении, постепенно под малым действием силы Архимеда всплывая к границе $z = 0$. Если $\Gamma \sim 1$, то имеем переходный режим с одинаковым временем течения жидкости между вертикальными и горизонтальными границами области Ф (рис. 2б). Характерное направление течения в этом случае от источника наискосок к точке (1/2.0).

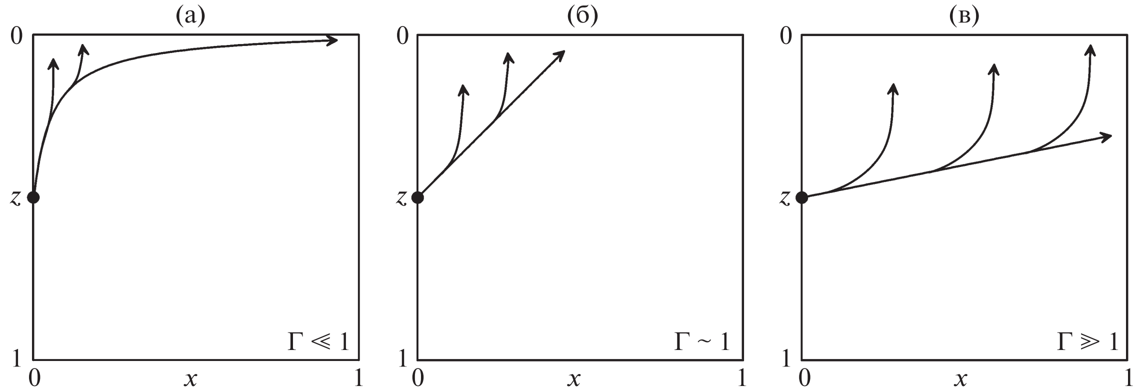

Рис. 2. Схема направлений течения жидкости i при различных Г. Предполагается, что вытесняющая жидкость легче вытесняемой ($\Delta\rho > 0$).

3.4. Критерий подобия А

В этом разделе обсуждается критерий подобия, характеризующий анизотропное распределение проницаемости. Этот критерий, обозначаемый символом A, выражается через безразмерные числа Gr и Г в виде [6, 7]

$$A = \sqrt{\frac{\mathrm{Gr}}{\Gamma}} = \frac{L}{H}\sqrt{\frac{k_z}{k_x}} \tag{3.6}$$

Для объяснения физического смысла параметра A рассмотрим однофазное течение несжимаемой жидкости от точечного источника в однородной анизотропной пористой среде ($k_x \neq k_z$) в отсутствие внешних массовых сил. В этом случае распределение давления описывается следующим уравнением

$$\frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + A^2\frac{\partial^2 p}{\partial z^2} = 0 \tag{3.7}$$

Оценим форму изобар вокруг такого источника при различных A, предполагая, что он расположен в неограниченной области. При $A = 1$ уравнение (3.7) сводится к уравнению Лапласа, а изобары – окружности с центром в источнике (рис. 3б). Случай $A \ll 1$ (или $A \gg 1$) соответствует высокой проницаемости в направлении оси x (или z). Следовательно, возмущения давления быстро переносятся в данном направлении, являющимся также предпочтительным направлением течения жидкости i от источника (рис. 3а или 3в). Таким образом, согласно (3.7), при $A \ll 1$ (или $A \gg 1$) изобары имеют вид эллипсов, вытянутых в направлении оси x (или z).

3.5. Критерий подобия M

Следуя решению классической задачи Баклея–Леверетта [11, 12], введем критерий подобия

$$M = k_{ri,\max}\mu_d/\mu_i$$

характеризующий отношение подвижностей фаз. Случай $M > 1$, соответствует более подвижной (т.е. менее вязкой) жидкости i по сравнению с d. При $M < 1$, наоборот, вытесняющая жидкость имеет меньшую подвижность $k_{ri,\max}/\mu_i < 1/\mu_d$.

Всюду далее полагается, что $M = 5$. Такими значениями характеризуется, например, нагнетание углекислого газа в месторождения легкой нефти. Несомненно, при закачке менее вязкой жидкости в пласт, насыщенной более вязкой жидкостью, может развиваться гидродинамическая неустойчивость фронта вытеснения [14–16]. Однако такая неустойчивость возникает при больших M, обычно при $M > 10$. Следовательно, при выбранном значении M и используемых кривых относительной фазовой проницаемости (2.4) неустойчивость развиться не может.

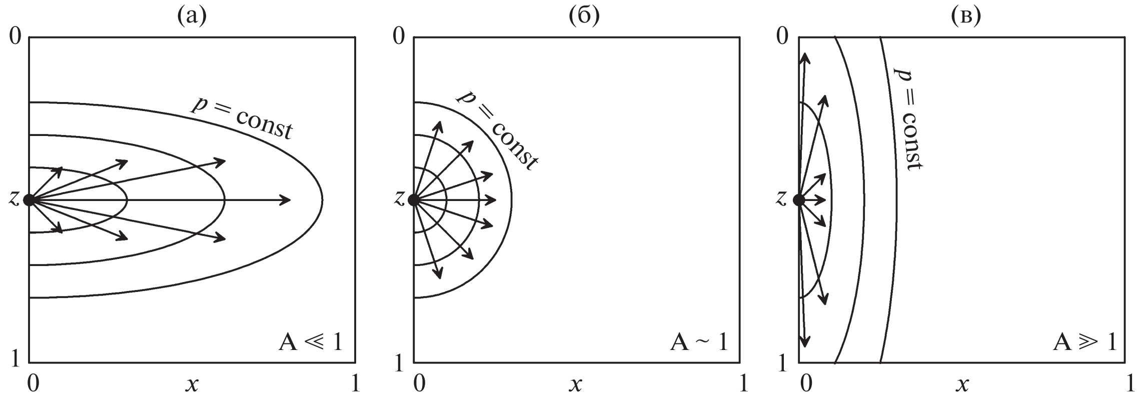

Рис. 3. Формы изобар ($p = \mathrm{const}$) вокруг точечного источника при различных A. Стрелки показывают предпочтительное направление течения жидкости i.

4. УРАВНЕНИЯ В БЕЗРАЗМЕРНОМ ВИДЕ

Помимо уже приводившихся в уравнении (3.1) масштабов длины, выберем в качестве характерных масштабов времени, скорости фильтрации и давления их значения, связанные с работой источника и стока и сопутствующим течением между ними, т.е. масштабы t_Q, u_Q и p_Q соответственно

$$t = t_Q t^*, \quad u = u_Q u^*, \quad p = p_Q p^*, \quad p_c = p_{cap} p_c^*, \quad k_{ri} = k_{ri,\max} k_{ri}^* \tag{4.1}$$

Здесь, как и ранее, звездой обозначены безразмерные или масштабированные величины. В таких масштабах безразмерное время в точности равно количеству закачанных поровых объемов области Ф.

Подставляя (2.10), (3.1) и (4.1) в уравнения (2.1) и (2.3) и опуская знак звезды у безразмерных переменных, получим следующую систему уравнений

$$\frac{\partial s_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}\left(k_{rd}\frac{\partial p_d}{\partial x}\right) + A^2\frac{\partial}{\partial z}\left(k_{rd}\frac{\partial p_d}{\partial z}\right) = 0 \tag{4.2}$$

$$\frac{1}{M}\frac{\partial s_i}{\partial t} - \frac{\partial}{\partial x}\left(k_{ri}\frac{\partial p_i}{\partial x}\right) - A^2\frac{\partial}{\partial z}\left(k_{ri}\left(\frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{1}{\mathrm{Gr}}\right)\right) = 0 \tag{4.3}$$

$$p_i - p_d = \mathrm{Ca}^{-1} p_c(s_i) \tag{4.4}$$

Уравнения (4.2)–(4.4) образуют замкнутую систему трех уравнений относительно неизвестных s_i, p_i и p_d, причем p_i и p_d связаны конечным соотношением (4.4).

Учитывая (2.9), начальные условия (1.1) для системы уравнений (4.2)–(4.4) запишутся в виде

$$s_i = 0, \quad p_i = 0 \quad \text{при} \quad t = 0 \tag{4.5}$$

Граничные условия (2.5) в безразмерном виде имеют вид

$$\begin{gathered}\frac{\partial p_d}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial p_i}{\partial x} = 0 \quad \text{при} \quad x = 0{,}1 \quad \text{и} \quad z \neq 1/2 \\ \frac{\partial p_d}{\partial z} = 0, \quad \frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{1}{\mathrm{Gr}} = 0 \quad \text{при} \quad z = 0{,}1\end{gathered} \tag{4.6}$$

Условия постоянного расхода жидкостей через точечный источник и сток, приводящиеся в уравнениях (2.6)–(2.8), в безразмерных переменных принимают вид

$$-\pi k_{ri} M\left(x\frac{\partial p_i}{\partial x} + (z-1/2)\left(\frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{1}{\mathrm{Gr}}\right)\right) = A,$$
$$-\pi k_{rd}\left(x\frac{\partial p_d}{\partial x} + (z-1/2)\frac{\partial p_d}{\partial z}\right) = 0 \quad \text{при} \quad r_i \to 0 \tag{4.7}$$
$$\pi(x-1)\left(Mk_{ri}\frac{\partial p_i}{\partial x} + k_{rd}\frac{\partial p_d}{\partial x}\right) + \pi(z-1/2)\left(Mk_{ri}\left(\frac{\partial p_i}{\partial z} + \frac{1}{\mathrm{Gr}}\right) + k_{rd}\frac{\partial p_d}{\partial z}\right) = A \quad \text{при} \quad r_d \to 0$$

Таким образом, безразмерная постановка задачи в уравнениях (4.2)–(4.7) содержит только четыре критерия подобия M, A, Gr и Ca. Кроме этих параметров течение также характеризуется кривыми относительной фазовой проницаемости и капиллярного давления (2.4). Согласно (3.3) и (3.6), безразмерные числа Γ и Π однозначно выражаются через другие критерии подобия с помощью следующих соотношений

$$\mathrm{Gr} = \Gamma A^2 = \Pi \mathrm{Ca} \tag{4.8}$$

Далее, учитывая (4.8), вместо Gr в качестве одного из независимых критериев подобия используется Γ, т.е. в качестве основных величин, характеризующих режим вытеснения, выбираются M, A, Γ и Ca.

Нефтяные пласты характеризуются различными проницаемостями k_x и k_z, могут иметь разную мощность H, а их разработка может вестись сеткой скважин с различными характерными расстояниями между скважинами L, эксплуатирующихся при различных темпах нагнетания Q. Все эти параметры, также как и другие величины, например ρ_j, μ_j, $j = d,i$, входят в M, A, Γ и Ca, а значит различные пласты характеризуются только четырьмя параметрами подобия M, A, Γ и Ca. Таким образом, введение этих безразмерных величин позволяет уменьшить количество параметров, определяющих режим течения.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

5.1. Классификация режимов вытеснения

В случае общего положения задача (4.2)–(4.7) не допускает аналитического решения. В этой связи рассмотрим ее численные решения, полученные с помощью пакета программ MUFITS [17, 18]. С помощью численного моделирования в первую очередь оценим влияние критериев подобия A и Γ на режимы вытеснения жидкости d. Причем, считаем, что $\Gamma > 0$, т.е. закачивается легкая жидкость. Случай $\Gamma < 0$ получается из случая $\Gamma > 0$ отражением относительно прямой $z = 1/2$ (при фиксированном $|\Gamma|$).

В этом разделе рассмотрим режимы вытеснения при малом влиянии капиллярного давления на фильтрацию, т.е. рассмотрим случаи $\mathrm{Ca} \gg 1$, $\Pi \ll 1$. Считаем, что первое условие выполняется при $\mathrm{Ca} \geq 10$, а второе – при $\Pi \leq 0.1$. Рассмотрим четыре асимптотических случая, соответствующих большим (~ 10) и малым (~ 0.1) значениям A и Γ при $M = 5$. Результаты расчетов для четырех таких пар A и Γ в моменты времени $t = 0.25$ и 0.75 приводятся на рис. 4 и 5. Эти моменты соответствуют закачке четверти и трех четвертей порового объема соответственно.

В случае $A \gg 1$ и $\Gamma \gg 1$ реализуется режим одномерного течения от источника к стоку, соответствующий вытеснению из пласта малой мощности H (рис. 4а; $A = 10$, $\Gamma = 10$, $\mathrm{Ca} = 10^4$ и $\Pi = 0.1$). Далее этот режим обозначаем аббревиатурой 1D. Действительно, во всей области Φ за исключением близких к ее границам зон параметры течения, в частности распределение насыщенности s_i, слабо зависят от глубины z. Из-за высокой проводимости в вертикальном направлении (т.е. при $A \gg 1$), жидкость i распространяется от источника вдоль границы $x = 0$ по всей мощности пласта $z \in [0,1]$. Затем, при течении жидкостей от $x = 0$ к $x = 1$ не происходит их значительного гравитационного расслоения, так как влияние силы Архимеда при $\Gamma \gg 1$ мало. При достижении границы $x = 1$ жидкости снова резко изменяют направление течения на вертикальное и переносятся к стоку вдоль узкой зоны, расположенной у границы $x = 1$. Таким образом, пренебрегая концевыми эффектами, течение действительно одномерное.

Изменение параметров течения с x в режиме 1D описывается решением Баклея–Леверетта [11, 12]. В этом решении вытеснение происходит в системе волн. Впереди распространяется сильный разрыв насыщенности S, за которым следует присоединенная волна Римана. Эта по-

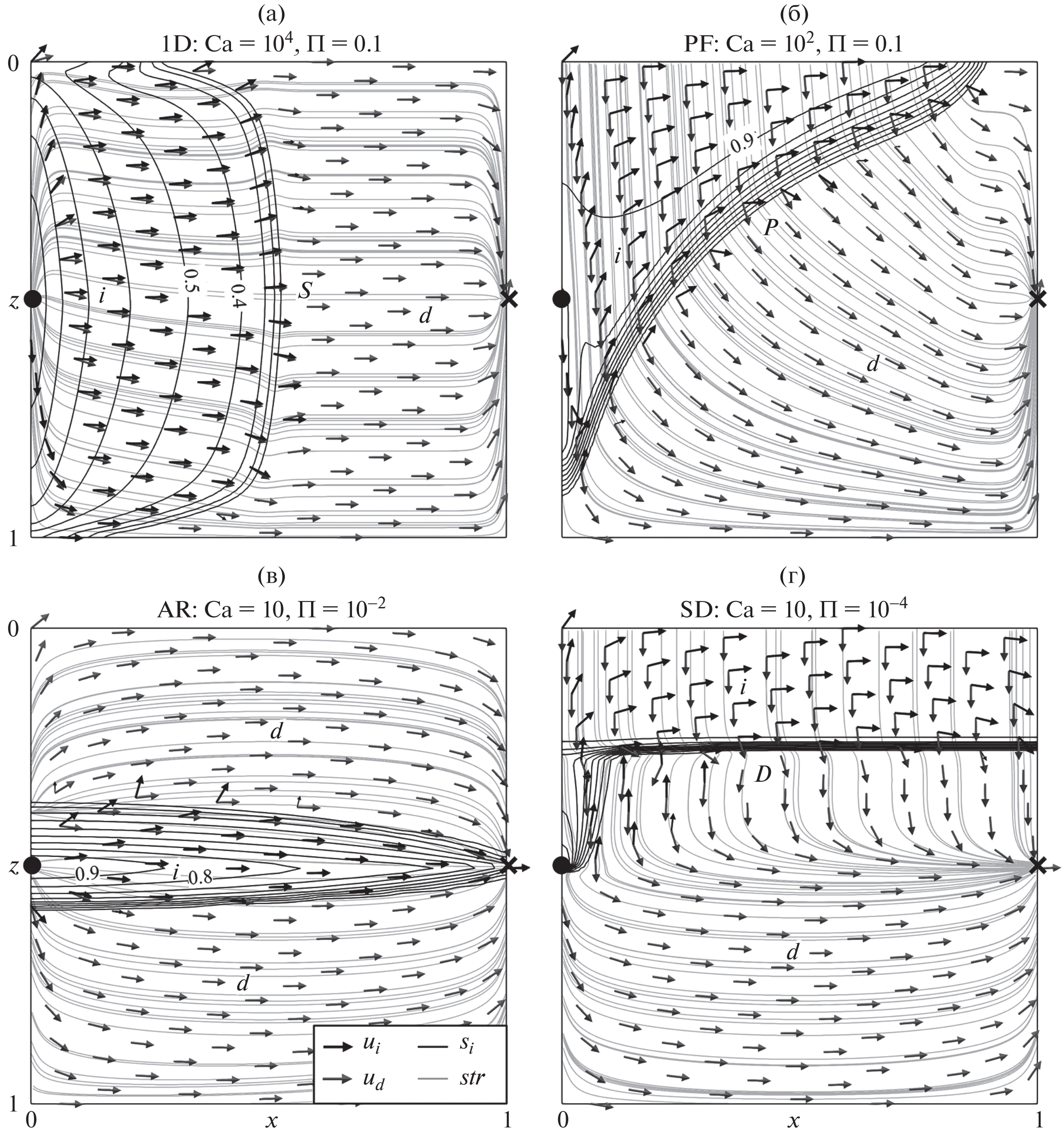

Рис. 4. Линии уровня $s_i = \mathrm{const}$, мгновенные линии тока жидкости d (str) и направления скоростей $\mathbf{u}_i$ и $\mathbf{u}_d$ в режимах вытеснения 1D, PF, AR и SD при $t = 0.25$ (а–г соответственно). Линии уровня s_i приводятся с шагом 0.1.

следовательность волн наблюдается на рис. 4а. Разрыву соответствует плотное расположение линий уровня $s_i = \mathrm{const}$, ограничивающих со стороны больших значений x область течения жидкости i. Этот разрыв наблюдается в виде узкой переходной зоны, так как капиллярное число Ca имеет большое, но конечное значение и в меньшей степени из-за влияния численной дисперсии. За разрывом расположена область непрерывного изменения насыщенности s_i в волне Римана. Насыщенность убывает с x от границы $x = 0$ до разрыва.

При $A \gg 1$ и $\Gamma \ll 1$ значительно возрастает влияние силы Архимеда. При таких параметрах реализуется режим вытеснения с образованием ярко выраженного шлейфа жидкости i около угла $(0,0)$ области Φ (рис. 4б; $A = 10$, $\Gamma = 0.1$, $\mathrm{Ca} = 10^2$ и $\Pi = 0.1$). Этот режим обозначим аббревиатурой PF (plume formation). Также как и в режиме 1D, при $A \gg 1$ жидкость i распространяется от источника вверх и вниз вдоль границы $x = 0$ по всей мощности пласта. Однако далее при $\Gamma \ll 1$

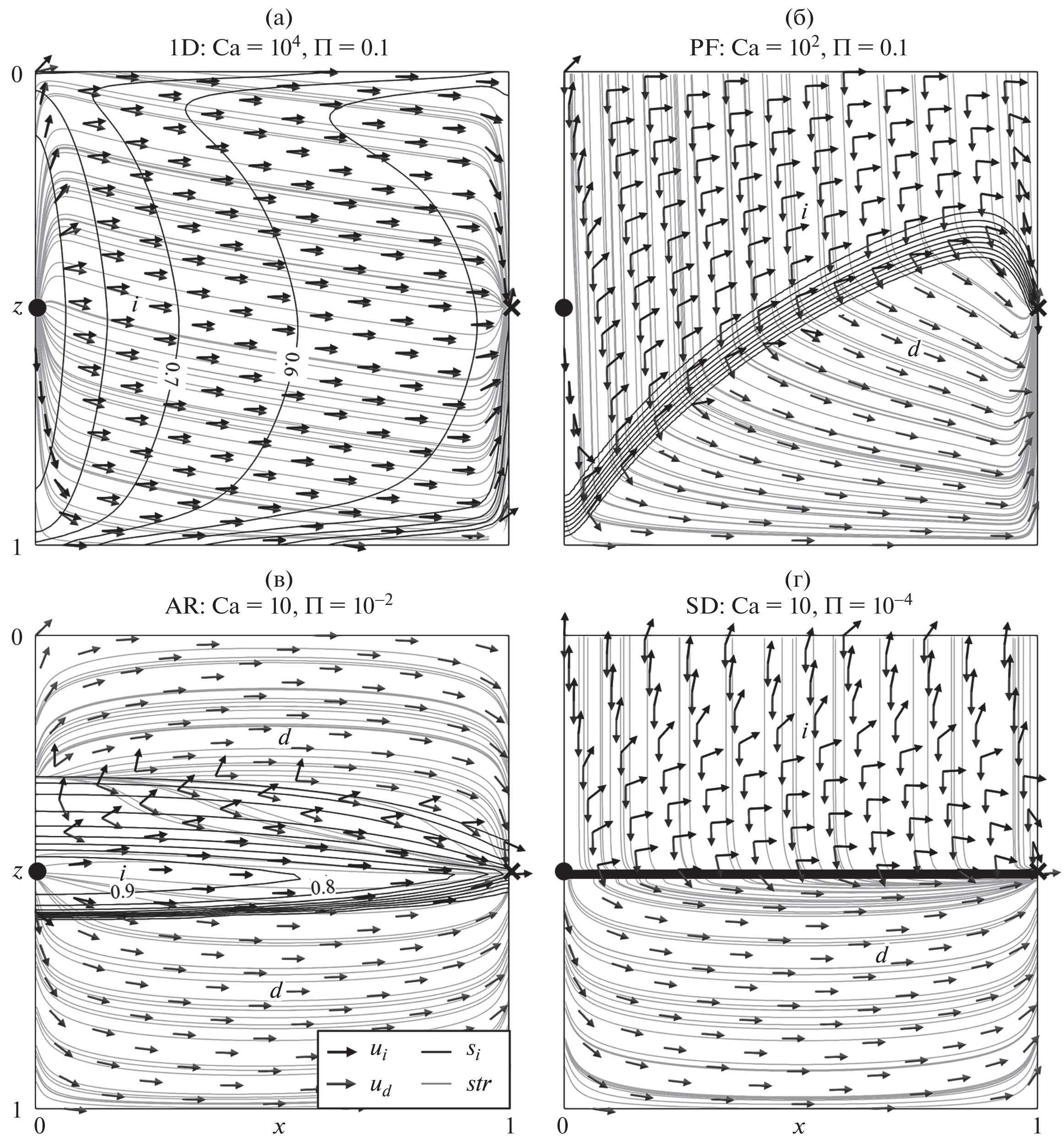

Рис. 5. Режимы вытеснения 1D, PF, AR и SD при $t = 0.75$ (а–г соответственно). Все обозначения идентичны рис. 4.

сила Архимеда значительно влияет на течение от $x = 0$ к $x = 1$. Жидкость i поднимается (всплывает) к верхней границе $z = 0$ и растекается под ней и, таким образом, образуется шлейф из жидкости i. При этом имеется противоток жидкости d, которая опускается к нижней границе шлейфа. Двигаясь вдоль кровли пласта, жидкость i достигает границы $x = 1$, вдоль которой узким конусом опускается к стоку (рис. 5б).

Случай $A \ll 1$, $\Gamma \gg 1$ соответствует вытеснению из анизотропного пласта, характеризующегося высокой проницаемостью в направлении x и низкой проницаемостью в направлении z, а также малому влиянием силы Архимеда (рис. 4в; $A = 0.1$, $\Gamma = 10$, $\mathrm{Ca} = 10$ и $\Pi = 10^{-2}$). Этот режим обозначим аббревиатурой AR (anisotropic reservoir). При $A \ll 1$, $\Gamma \gg 1$ жидкость быстро прорывается от источника к стоку вдоль линии $z = 1/2$. При этом значительные области пласта у границ $z = 0$, 1 остаются не охваченными вытеснением. Это обусловлено тем, что влияние силы Архимеда на течение мало при $\Gamma \gg 1$ и эта сила не приводит к значительному перемещению жидкости i вверх от уровня $z = 1/2$. Небольшая асимметрия области $s_i > 0$ связана с тем, что течение рассчитано при большом, но тем не менее конечном $\Gamma = 10$ (рис. 5в). Капиллярные силы также не способствуют увеличению охвата пласта вытеснением, так как в рассмотренном случае число Π мало ($\Pi = 10^{-2}$). То есть капиллярная пропитка в вертикальном направлении пренебрежимо мала.

В случае $A \ll 1$, $\Gamma \ll 1$ реализуется режим вытеснения в условиях ярко выраженной стратификации жидкостей (рис. 4г; $A = 0.1$, $\Gamma = 0.1$, $\mathrm{Ca} = 10$ и $\Pi = 10^{-4}$). Далее этому режиму присваивается аббревиатура SD (stratified displacement). Малое значение $\Gamma = 0.1$ приводит к быстрому перемещению жидкости i от источника к кровле пласта $z = 0$. А высокая проницаемость k_x при малом $A = 0.1$ способствует накоплению жидкости i у кровли в виде горизонтального слоя, толщина которого растет с t по мере закачки жидкости i. Действительно, когда закачиваемая жидкость достигает слоя, то из-за большого k_x она свободно перемещается по нему в направлении x, а из-за малого k_z не может при $x \sim 1$ прорваться вниз к стоку. Это способствует формированию почти горизонтальной границы раздела между жидкостями D. С ростом t эта граница опускается до уровня $z = 1/2$, а жидкость i начинает отбираться вместе с d из слоя через сток Prd (рис. 5г). В результате при больших t граница D останавливается на уровне $z \approx 1/2$, а область $z > 1/2$ остается не охваченной вытеснением. Эта область остается насыщенной только жидкостью d, которую не удается извлечь с помощью стока, расположенного при $z = 1/2$.

5.2. Сравнение эффективности режимов

Сравним эффективность вытеснения жидкости d в описанных режимах 1D, PF, AR и SD при пренебрежимо малом капиллярном давлении ($\mathrm{Ca} \gg 1$ и $\Pi \ll 1$). С этой целью для каждого рассчитанного течения вычислим интегралы по объему Φ

$$R(t) = \int_{\Phi} s_i dV, \qquad E(t) = \int_{\Phi} \alpha dV \tag{5.1}$$

где dV – дифференциал безразмерного объема. Для вычисления величины α при фиксированных x и z сначала рассчитывается максимальное значение s_i в интервале времени от нуля до рассматриваемого момента t

$$s_{\max}(t, x, z) = \max_{t' \le t} s_i(t', x, z)$$

Величина α полагается равной единице, если $s_{\max} \ge 0.05$. В противном случае при $s_{\max} < 0.05$ величина α полагается равной нулю. Таким образом, область $\alpha = 1$ соответствует зоне пласта, в которую в интервале времени от нуля до t попало значительное количество вытесняющей жидкости i.

Величина R в уравнении (5.1) – коэффициент извлечения жидкости d. Согласно (2.3), R равно отношению объема жидкости d, отобранной из Φ к данному моменту времени, к ее объему при $t = 0$, т.е. согласно (1.1), к поровому объему всей области Φ. При $t = 0$ имеем $R = 0$. По мере того как жидкость d отбирается через Prd, коэффициент R растет с t. Чем больше R, тем больше жидкости d удается извлечь из пласта.

Величина E – коэффициент охвата пласта вытеснением. Она характеризует долю объема пласта, в который в течение закачки проникала вытесняющая жидкость. При $t = 0$ имеем $E = 0$. Коэффициент E растет с t. Чем больше E, тем больший объем пласта был охвачен вытеснением к данному моменту времени.

Сравним четыре рассчитанных течения, параметры которых приводятся на рис. 4 и 5, в метриках R и E. При малых t имеем $R = t$, так как на начальной стадии закачки жидкость i еще не прорвалась к стоку, а объем отобранной жидкости d равен объему закачанной жидкости i (рис. 6а). В момент времени, когда i прорывается к стоку и позже равенство $R = t$ нарушается. С момента прорыва R растет медленнее, чем t, и при $t \gg 1$ выходит на горизонтальную полку, соответствующую состоянию истощенного пласта.

Максимальное значение R достигается в режиме 1D (рис. 6а). Действительно, в этом случае пласт наиболее равномерно по z охвачен вытеснением (рис. 5а). В метрике R чуть более низкая

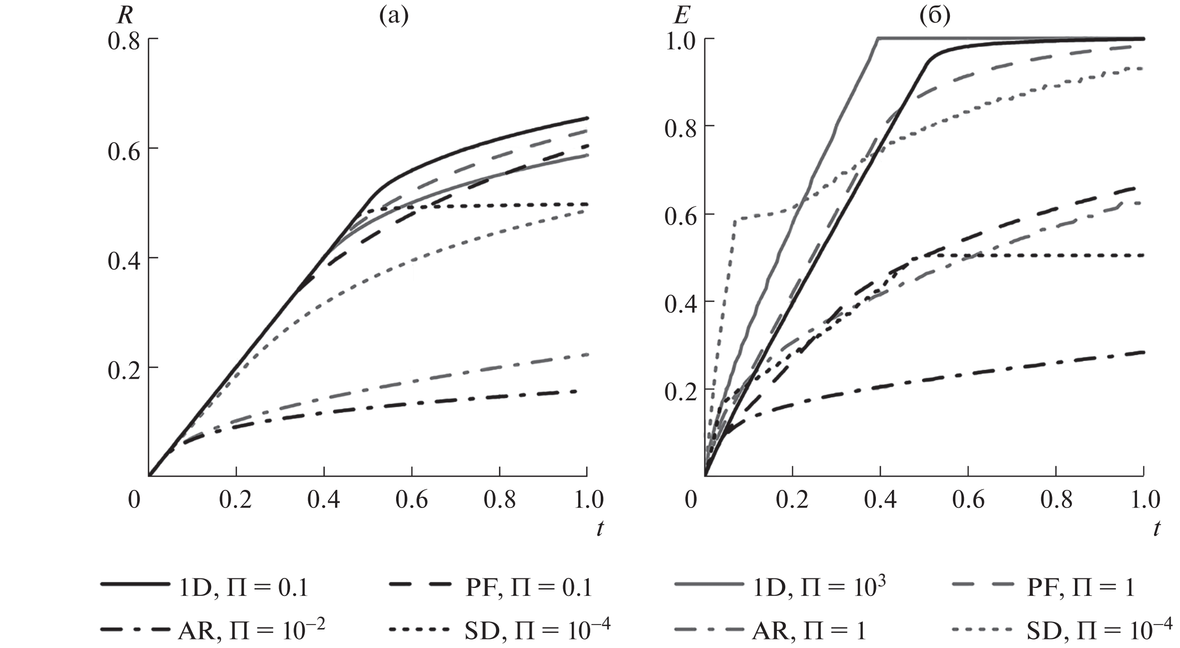

Рис. 6. R и E от t при $M = 5$ в различных режимах вытеснения. Черные и серые кривые соответствуют большому и малому влиянию p_c соответственно.

по сравнению с режимом 1D эффективность достигается в режиме PF. Значительно более низким коэффициентом извлечения $R \approx 1/2$ характеризуется режим вытеснения в условиях гравитационного расслоения фаз SD. В этом случае максимальное значение $R \approx 1/2$ обусловлено тем, что жидкость d почти полностью извлекается из области $z \le 1/2$, а равная ей область $z > 1/2$ остается не тронутой вытеснением. Наименьшим коэффициентом R характеризуется вытеснение в режиме AR. Очевидно, это обусловлено быстрым прорывом жидкости i к источнику вдоль прямой $z = 1/2$ и вытеснением d только из узкой области, прилегающей к этой прямой.

Так как коэффициент извлечения в значительной мере определяется полнотой охвата пласта вытеснением, то в метрике E режимы имеют тот же рейтинг, что и в метрике R (рис. 6б). Максимальное $E = 1$ достигается в 1D режиме, так как в нем реализуется равномерный охват пласта во всем диапазоне глубин $z \in [0,1]$. Минимальным E характеризуется режим AR.

Таким образом, в обеих метриках R и E наилучшие режимы вытеснения 1D и PF характеризуются условием $A \gg 1$, т.е. высокой гидродинамической проводимостью в направлении z. Наихудшим является режим AR, который соответствует вытеснению из пласта, характеризующегося низкой гидродинамической проводимостью в направлении z, при большом темпе нагнетания Q, т.е. при малом влиянии силы Архимеда.

5.3. Влияние капиллярного давления

При меньших Ca и бóльших П влияния капиллярного давления на процесс вытеснения более значительное. В соответствии с [8, 12], капиллярная пропитка приводит к увеличению толщин переходных зон между областями пласта, насыщенными различными жидкостями. В качестве примера подробно рассмотрим влияние капиллярного давления на режим PF. На рис. 7 приведены результаты расчета вытеснения при $t = 0.25$, $M = 5$, $A = 10$, $\Gamma = 0.1$ и четырех различных значениях $p_{c,\max}$. В случае малого капиллярного давления при $\mathrm{Ca} = 10^3$ и $\Pi = 10^{-2}$ (рис. 7а) наблюдается четкая граница P между зонами, насыщенными жидкостью i и только жидкостью d. При увеличении $p_{c,\max}$ в 10 раз, т.е. при $\mathrm{Ca} = 10^2$ и $\Pi = 0.1$, эта граница “размывается” за счет капиллярной пропитки (рис. 7б). Тем не менее условия $\mathrm{Ca} \gg 1$ и $\Pi \ll 1$ можно считать выполненными, поэтому размеры насыщенной жидкостью i зоны совпадают в случаях, приводящихся на рис. 7а и б. При увеличении $p_{c,\max}$ еще в 10 раз ($\mathrm{Ca} = 10$ и $\Pi = 1$) и в 100 раз ($\mathrm{Ca} = 1$ и $\Pi = 10$) капилляр-

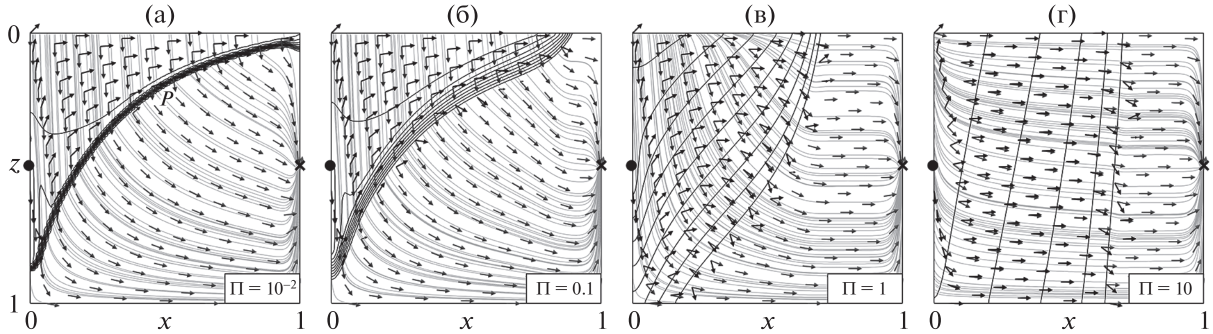

Рис. 7. Параметры течения в режиме PF при $\Pi = 10^{-2}$, 0.1, 1 и 10 (а–г соответственно). Все обозначения идентичны рис. 4.

ным давлением в вертикальном направлении уже нельзя пренебречь, так как условие $\Pi \ll 1$ не выполняется. В этом случае четкой границы между d и i не наблюдается, причем форма зоны, насыщенной жидкостью i, только качественно соответствует ее форме в случае малого капиллярного давления (рис. 7в и 7г). Пропитка приводит к выравниванию линий уровня $s_i = \text{const}$ в направлении оси z и более равномерному охвату пласта вытеснением во всем интервале глубин $z \in [0,1]$.

Влияние капиллярного давления на все четыре режима вытеснения можно оценить с помощью рис. 8. В случае режима 1D капиллярное давление при $\text{Ca} = 1$ и $\Pi = 10^3$ значительно выравнивает поток от $x = 0$ к $x = 1$, в том числе вблизи кровли $z = 0$ и подошвы $z = 1$ пласта (рис. 8а). В отличие от случая с малым капиллярным давлением (рис. 4а) узкие пограничные зоны вблизи $z = 0{,}1$ с более медленным течением отсутствуют. Очевидно, это связано с очень большим значением числа Π, означающим, что толщина переходной зоны в капиллярно-гравитационном равновесии на три порядка больше мощности пласта. Характерный масштаб изменения s_i в направлении z значительно больше H и, следовательно, s_i практически не зависит от z, т.е. течение одномерное. Нарушение условия $\text{Ca} \gg 1$ означает, что капиллярное давление также приводит к увеличению протяженности переходной зоны S – разрыва насыщенности на рис. 4а. Действительно, при $\text{Ca} = 1$ линии $s_i = \text{const}$ у передней границы зоны, насыщенной жидкостью i, расположены менее плотно. В результате при фиксированном t жидкость i проникает дальше в пласт, а коэффициент охвата E быстрее растет со временем (рис. 6). При этом капиллярное давление приводит к снижению R, так как из-за “размывания” фронта S жидкость i раньше прорывается к стоку Prd. Таким образом, в режиме 1D бóльшие значения $p_{c,\max}$ приводят к бóльшим E и меньшим R.

Влияние p_c на распределение насыщенности в режиме PF описано выше (см. рис. 7). Увеличение p_c способствует более равномерному охвату по глубине и более равномерному течению жидкости i от $x = 0$ к $x = 1$. Таким образом, вытеснение в режиме PF с большим $p_{c,\max}$ характеризуется более высокими значениями R и E, чем в случае с малым $p_{c,\max}$.

В режиме AR большое $p_{c,\max}$ при $\text{Ca} = 0.1$ и $\Pi = 1$ тоже приводит к увеличению скорости капиллярной пропитки в направлении z (рис. 8в). В результате жидкость i прорывается к стоку вдоль $z = 1/2$, однако при этом она интенсивно впитывается в области $z < 1/2$ и $z > 1/2$ и за счет противотока жидкостей вытесняет d к уровню $z = 1/2$. То есть, в области двухфазного течения выше уровня $z = 1/2$ жидкость i имеет значительную компоненту скорости вверх, а жидкость d – вниз. За счет капиллярного давления жидкость d выносится на уровень $z = 1/2$, вдоль которого вместе с i переносится к стоку Prd. Таким образом, вытеснение в режиме AR с большим $p_{c,\max}$ способствует увеличению как R, так и E (рис. 6).

В режиме вытеснения SD при $\text{Ca} = 10^{-3}$ и $\Pi = 1$ капиллярное давление приводит к увеличению толщины переходной зоны D в вертикальном равновесии жидкостей (рис. 8г). В отличие от случая с малым $p_{c,\max}$ (см. рис. 4г), насыщенность s_i плавно возрастает при уменьшении z и при

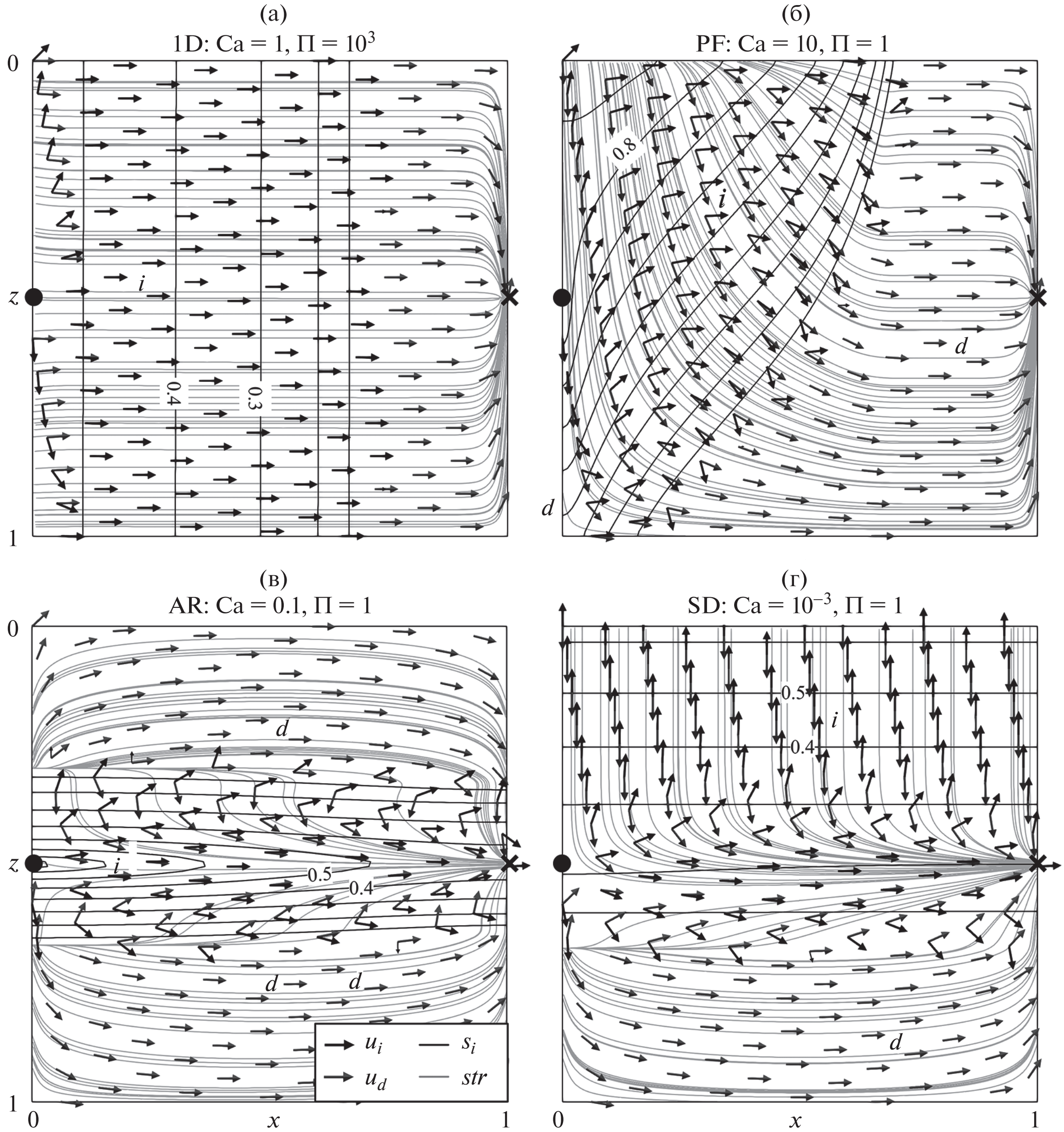

Рис. 8. Режимы вытеснения 1D, PF, AR и SD при $t = 0.25$ и значительном влиянии капиллярного давления (а–г соответственно). Все обозначения идентичны рис. 4.

фиксированном t толщина слоя, насыщенного жидкостью i, у кровли пласта больше. В результате нижняя граница слоя раньше достигает стока, а коэффициент извлечения R снижается по сравнению со случаем малого капиллярного давления (рис. 6). При этом коэффициент охвата E увеличивается, так как толщина слоя больше. Таким образом, вытеснение в режиме SD с большим $p_{c,\max}$ характеризуется пониженным R и повышенным E.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

При фиксированном положении источника и стока вытеснение несжимаемой жидкости из анизотропного пласта в поле силы тяжести характеризуется четырьмя независимыми аритериями подобия и кривыми относительной фазовой проницаемости и капиллярного давления. Возможны четыре предельных режима вытеснения, в которых реализуются различные направления течения вытесняющей и вытесняемой жидкостей, обусловленные различным относительным влиянием силы Архимеда и анизотропного распределения проницаемости. При малом влиянии капиллярного давления наиболее эффективным является режим одномерного течения от источника к стоку, в котором при $t > 1/4$ коэффициенты вытеснения и охвата достигают максимальных значений. Наименее эффективным является вытеснения из пласта, характеризующегося малой проницаемостью в вертикальном направлении и малым влиянием силы тяжести. В целом вытеснение более эффективно при большом числе A. Показано, что капиллярное давление может существенно изменять параметры режимов и их эффективность. При увеличении влияния капиллярного давления коэффициент охвата пласта вытеснением всегда увеличивается из-за капиллярной пропитки, а коэффициент извлечения жидкости может как вырасти, в режимах PF и AR, так и снизиться, в режимах 1D и SD.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 19-71-10051, https://rscf.ru/project/19-71-10051/.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Желтов Ю.П.* Разработка нефтяных месторождений. М.: Недра, 1986. 332 с.
2. *Willhite G.P.* Waterflooding, Vol. 3. Richardson, Texas: Textbook Series, SPE, 1986.
3. *Green D.W., Willhite G.P.* Enhanced Oil Recovery, Second Edition. Textbook Series, SPE, 2018.
4. *Lake L.W.* Enhanced Oil Recovery. Prentice Hall. 1989.
5. *Bermudez L., Johns R.T., Parakh H.* Parametric investigation of WAG floods above the MME // SPE Journal. 2007. V. 12. P. 224–234.
6. *Чернова А.А., Афанасьев А.А.* Влияние гравитационного расслоения фаз на оптимальные режимы водогазового воздействия на нефтяные пласты// Изв. РАН МЖГ 2022 № 5. С. 51–61.
7. *Афанасьев А.А., Султанова Т.В.* Исследование нестационарного двухмерного вытеснения в пористой среде в автомодельной постановке// Изв. РАН МЖГ. 2017. №4. С. 62–72.
8. *Rapoport L.A., Leas W.J.* Properties of Linear Waterfloods // J Pet Technol. 1953. V. 5. P. 139–148.
9. *Afanasyev A., Andreeva A., Chernova A.* Influence of oil field production life on optimal CO_2 flooding strategies: Insight from the microscopic displacement efficiency // Netherlands: Elsevier BV. JPSE. V.205. 108803.
10. *Afanasyev A., Andreeva A., Chernova A.* Numerical optimisation of CO_2 flooding using a hierarchy of reservoir models // Advances in Geosciences. 2021. V. 56. P. 19–31.
11. *Buckley S.E., Leverett M.C.* Mechanism of fluid displacement in sands // Trans. AIME. 1942. V. 146. P. 107–116.
12. *Баренблат Г.И., Ентов В.М., Рыжик В.М.* Движение жидкостей и газов в природных пластах. М.: Недра, 1984. 211 с.
13. *Brooks R., Corey A.* Hydraulic properties of porous media // Hydrology Papers, Colorado State University, 1964.
14. *Riaz A., Tchelepi H.A.* Linear stability analysis of immiscible two-phase flow in porous media with capillary dispersion and density variation // Phys. Fluid. 2004. V. 16 (12). P. 4727–4737.
15. *Цыпкин Г.Г., Шаргатов В.А.* Линейная устойчивость фильтрационного течения с поверхностью раздела газ-нефть в рамках подхода Бринкмана // Изв. РАН МЖГ. 2022. № 3. С. 56–64.
16. *Афанасьев А.А., Султанова Т.В.* Исследование гидродинамической неустойчивости фронта вытеснения при закачке углекислого газа в водонасыщенный пласт // Изв. РАН МЖГ. 2016. № 4. С. 85–96.
17. *Afanasyev A.* Hydrodynamic modelling of petroleum reservoirs using simulator MUFITS // Energy Procedia. 2015. V. 76. P. 427–435.
18. MUFITS. Reservoir Simulation Software. [Электронный ресурс]. 2013–2023. URL: http://www.mufits.org/ (дата обращения: 10.03.2023).