

УДК 532.546

© 1998 г. И.В. ПАНФИЛОВА

## ГРАВИТАЦИОННОЕ ВНЕДРЕНИЕ НЕСМАЧИВАЮЩЕЙ ЖИДКОСТИ В ПОРИСТУЮ СРЕДУ. КЛАССИФИКАЦИЯ РЕЖИМОВ

В задаче о внедрении несмачивающей жидкости в пористую среду сверху вниз обнаружено существование капиллярно-гравитационного равновесия. Методом численного моделирования выделено три качественно возможных режима функционирования системы: полное протекание жидкости в грунт; проникновение жидкости на конечную глубину, т.е. с некоторого момента времени гравитационный напор оказывается слабее капиллярного противодействия в среде; жидкость в грунт не протекает. Существование трех режимов позволило выделить критические параметры процесса, выраженные числом Бонда.

Задачи капиллярно-гравитационного внедрения жидкости в пористую среду представляют научный интерес, когда капиллярные и гравитационные силы действуют в противоположных направлениях. В этих случаях возможно ожидать нетривиальные результаты.

Классическая задача, когда смачивающая жидкость впитывается в пористый образец снизу вверх, хорошо изучена и широко используется для экспериментального определения кривой капиллярного давления [1]. В этом случае капиллярная сила способствует внедрению в образец, а гравитационная тормозит его. Одним из результатов является конечная глубина проникновения, соответствующая состоянию капиллярно-гравитационного равновесия.

В ряде физических процессов имеет место обратная ситуация, когда сила гравитации способствует проникновению в пористую среду, а капиллярные силы тормозят его. Это соответствует процессу проникновения несмачивающей жидкости в пористую среду сверху вниз. Подобная ситуация возникает на практике, например, при разливе нефти на поверхности почвы вследствие разрыва нефтепровода. Совершенно аналогичной является ситуация на аэродромах, где вследствие слива на почву авиационного топлива порой образуются целые подземные озера.

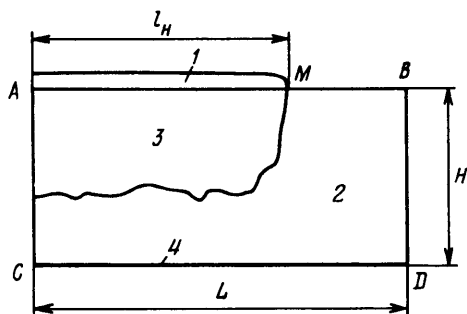
Возникает вопрос – можно ли в этом случае ожидать результатов, симметричных случаю капиллярной пропитки снизу вверх, и, в частности, конечной глубины проникновения? Ответ на этот вопрос совсем не тривиален, так как гравитационные и капиллярные эффекты описываются неэквивалентным образом.

В настоящей работе эта проблема исследуется впервые методом численного моделирования.

**1. Постановка задачи.** Будем считать, что область, в которой протекает исследуемый процесс, имеет вид, представленный на фиг. 1.

Ввиду симметрии процесса относительно вертикальной оси  $AC$  будем рассматривать только правую часть области.

Принимаются следующие допущения. Боковые границы области значительно удалены от области внедрения нефти, так что граница  $BD$  не влияет на процесс. Снизу исследуемая область подпирается водоносным пластом, который играет роль практически непроницаемого экрана. В связи с этим нижняя граница принимается непрони-



Фиг. 1. Схема области (правая половина): 1 – слой нефти на поверхности; 2 – почва с воздухом; 3 – нефть, проникшая в почву; 4 – слабопроницаемый экранирующий пласт; M – точка границы растекания нефти на поверхности

цаемой. Сжимаемостью воздуха пренебрегаем. Это допущение является следствием того факта, что вязкость воздуха близка к нулю, поэтому при скоростях фильтрации в воздухе практически отсутствуют градиенты давления.

Уравнения, описывающие двухфазную фильтрацию смеси в пористой среде, имеют следующий вид:

$$m \frac{\partial}{\partial t} (i - 1 + (-1)^{i-1} s) = \operatorname{div} \left[ \frac{Kk_i}{\mu_i} \operatorname{grad}(P_i + \rho_i g z) \right], \quad i = 1, 2$$

$$P_2 = P_1 + P_c(s), \quad P_c(s) = \frac{\sigma \cos \theta}{\sqrt{K/m}} J(s) \quad (1.1)$$

где  $s$  – нефтенасыщенность,  $\rho_i$  – плотность,  $\mu_i$  – вязкость,  $P_i$  – давление,  $K$  – абсолютная проницаемость,  $k_i$  – относительная фазовая проницаемость,  $\sigma$  – поверхностное натяжение нефть–газ,  $m$  – пористость,  $P_c(s)$  – капиллярное давление,  $\theta$  – краевой угол смачивания,  $J$  – функция Леверетта,  $t$  – время,  $z$  – декартова координата, направленная против гравитационного поля. Индексы 1, 2 соответствуют нефти и воздуху. Так как жидкость считается несмачивающей, положим  $\cos \theta < 0$ .

Будем считать, что течение нефти происходит вдоль оси  $x$ , направленной от поверхности почвы  $AB$  вниз.

Уравнения (1.1) примут вид в безразмерной форме

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} - f \operatorname{grad} p \operatorname{grad} F(s) - \lambda_2 F \frac{\partial f_2}{\partial x} + \lambda_1 (1 - F) \frac{\partial f_1}{\partial x} = -F \operatorname{div}(f_2 \operatorname{grad} p_c),$$

$$x \in \Omega \subset \mathbf{R}^2, \quad \tau > 0 \quad (1.2)$$

$$\operatorname{div}(f \operatorname{grad} p) = -\operatorname{div}(f_2 \operatorname{grad} p_c) + \lambda_1 \frac{\partial f_1}{\partial x} + \lambda_2 \frac{\partial f_2}{\partial x} \quad (1.3)$$

$$x = \frac{X}{H}; \quad y = \frac{Y}{L}; \quad \tau = \frac{t}{t_*}; \quad p = \frac{P_1}{P^\circ}; \quad p_c = \frac{P_c}{P^\circ}; \quad \mu = \frac{\mu_1}{\mu_2}; \quad \omega = \frac{L^2}{H^2};$$

$$t_* = \frac{m\mu_1 H^2}{KP^\circ}; \quad \lambda_i = \frac{\rho_i g H}{P^\circ}, \quad i = 1, 2$$

$$F(s) = \frac{k_1}{k_1 + k_2 \mu}; \quad f_1(s) = k_1(s); \quad f_2(s) = k_2(s) \mu; \quad f(s) = f_1(s) + f_2(s); \quad \Omega = (0, 1) \times (0, 1)$$

$$x = 1: \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p_c}{\partial x} = 0, \quad y = 0, \quad y = 1: \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{\partial p_c}{\partial y} = 0$$

$$x = 0: \quad s|_{\tau > 0} = 1, \quad s|_{\tau = 0} = 0, \quad p|_{y \in I} = 1, \quad p|_{y \in I} = 1 + \lambda_1 h(\tau) \quad (1.4)$$

$$\tau = 0: \quad s|_{x > 0} = 0, \quad s|_{x = 0} = 1, \quad p = 1 + \lambda_2 x$$

где  $(X, Y)$  – вектор размерных пространственных координат. Через  $I$  обозначен интервал, равный безразмерной полудлине нефтяной "лужи". Операторы  $\text{div}$  и  $\text{grad}$  в декартовой плоской системе координат  $(x, y)$  записываются в виде

$$\text{div } \mathbf{A} = \frac{\partial A_x}{\partial x} + \sqrt{\omega} \frac{\partial A_y}{\partial y}, \quad \text{grad} = \frac{\partial}{\partial x} i_x + \sqrt{\omega} \frac{\partial}{\partial y} i_y$$

Начальное давление распределено по гидростатике.

Безразмерная функция  $h(\tau)$ , являющаяся текущей высотой нефтяного слоя над поверхностью, определяется из уравнения сохранения полного объема нефти

$$h(\tau) = 1 - Bm \int_{\Omega} s_H(x, y, \tau) dx dy, \quad B \equiv \frac{HL}{h_0 l_H} \quad (1.5)$$

где  $h_0, l_H, H, L$  – начальная высота нефтяного слоя над поверхностью, ширина нефтяного слоя на поверхности, высота области и ее ширина (все четыре величины размерные). Коэффициент  $B$  характеризует отношение объемов исследуемой области грунта и нефти, проникающей в грунт.

Исходными величинами являются:  $K, m, k_1(s), k_2(s), \mu, p_c, B, \rho_1/\rho_2$ , искомыми являются функции:  $p(x, y, \tau), s(x, y, \tau), h(\tau)$ .

Специфика задачи заключается в том, что уравнение (1.2) описывает конвективный перенос с антидисперсией, так как для несмачивающей жидкости  $p_c \leq 0, dp_c/ds \geq 0$ , поэтому оператор в правой части  $-F \text{div}(f_2 p'_c \text{grad } p)$  антисимметричен оператору диффузии.

**2. Оценка существования режимов частичного проникновения.** Основной вопрос в рамках поставленной задачи заключается в том, возможны ли состояния, когда жидкость проникает лишь на конечную глубину. Оценим это на одномерном варианте уравнений (1.2)–(1.3) в полубесконечной области  $x > 0$

$$\begin{aligned} \frac{\partial s}{\partial t} + U \frac{\partial F}{\partial x} + \Delta \lambda \frac{\partial f_2 F}{\partial x} &= - \frac{\partial}{\partial x} \left( f_2 F \frac{\partial p_c}{\partial x} \right) \\ f \frac{\partial p}{\partial x} &= -f_2 \frac{\partial p_c}{\partial x} + \lambda_1 f_1 + \lambda_2 f_2 - U, \quad \Delta \lambda \equiv \lambda_1 - \lambda_2 \end{aligned} \quad (2.1)$$

где  $U(t)$  – суммарная скорость фильтрации.

Будем считать, что объем несмачивающей жидкости в любой момент времени находится в контакте с поверхностью почвы, так что  $s = 1$  при  $x = 0, \forall t$ .

Допустим, что жидкость проникла на конечную глубину  $x^*$ , после чего в системе установилось состояние покоя. Из (2.1) для него следует:

$$f_2 F \left( \Delta \lambda + \frac{dp_c}{dx} \right) = C$$

где  $C = \text{const}$ . Величина  $C$  есть скорость фильтрации несмачивающей фазы, которая в

состоянии покоя равна нулю. В итоге в условиях капиллярно-гравитационного равновесия насыщенность распределена по закону

$$\frac{dp_c}{dx} = -\Delta\lambda \quad (2.2)$$

Поскольку  $s(x=0) = 1$ , то  $p_c(x=0) = 0$ . Тогда равновесное распределение насыщенности описывается уравнением  $p_c(s(x)) = -\Delta\lambda x$ .

Для несмачивающей жидкости  $p_c \leq 0$ , величина  $\Delta\lambda > 0$ , поэтому абсолютная величина капиллярного давления монотонно возрастает вдоль оси  $x$ . Так как модуль капиллярного давления является монотонно убывающей функцией насыщенности, то нефтенасыщенность с глубиной убывает, что соответствует реальной физической картине внедрения нефти сверху вниз. С другой стороны, отсюда следует, что для смачивающей жидкости равновесных решений, имеющих физический смысл, не существует.

Глубина проникновения  $x_*$  определяется как точка, где  $s = 0$  или  $p_c = p_c(0)$ , что соответствует максимальному значению модуля капиллярного давления  $|p_c|_{\max}$

$$x_* = |p_c|_{\max} / \Delta\lambda \equiv (Bd_*)^{-1} \quad (2.3)$$

где  $Bd_*$  – характерное число Бонда системы.

В итоге показано: если жидкость смогла проникнуть в среду, то для нее существует нетривиальное равновесное распределение по высоте, причем глубина проникновения  $x_*$  может быть конечна (если  $|p_c|_{\max} < \infty$ ).

**3. Перколяционный метод решения задачи.** Результаты численных экспериментов показали, что режим частичного проникновения нефти на конечную глубину действительно существует. Он является критическим не только в смысле разделения режимов полного проникновения и не проникновения, но и в смысле того, что течение вблизи него становится гидродинамически неустойчивым. Внедряющийся кластер имеет при этом типичную фрактальную структуру. Поэтому для численной диагностики режима частичного проникновения необходимо использовать абсолютно устойчивые численные схемы. Таковыми являются схемы клеточных автоматов.

В силу этого было решено отказаться от методов конечных разностей и конечных элементов и использовать для решения задачи перколяционные алгоритмы. В настоящее время теория этого метода находится на стадии разработки, но алгоритмы построения решений уже достаточно отработаны. Суть метода для процессов переноса в капиллярных решетках рассмотрена в [2–4]. Принципиальной особенностью метода является его абсолютная устойчивость.

Идея метода заключается в следующем. Стандартная конечно-разностная аппроксимация дифференциальных уравнений на плоской квадратной сетке фактически означает, что реальное течение, которое происходит во всех направлениях, заменяется течениями лишь в двух ортогональных направлениях. Таким образом, модель среды представляет собой систему ортогональных каналов ("трубок"). Каждая трубка отвечает за соответствующий элемент пористой среды.

Течение в каждой трубке описывается одномерным вариантом уравнений переноса (1.2), которые на коротких расстояниях порядка длины одной трубки могут быть упрощены и аналитически решены.

Будем считать течение в трубке квазипоршневым с остаточной газонасыщенностью  $(1 - s^+)$  за локальным фронтом вытеснения. Тогда капиллярную силу необходимо считать приложенной на фронте и являющейся усредненной силой по всем менискам, формирующим локальный фронт  $\xi(\tau)$ .

Уравнения (2.1) принимают вид

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + U \frac{\partial F}{\partial x} + \Delta\lambda \frac{\partial f_2 F}{\partial x} = 0$$

$$f \frac{\partial p}{\partial x} = \lambda_1 f_1 + \lambda_2 f_2 - U, \quad 0 < x < \xi(\tau), \quad x > \xi(\tau) \quad (3.1)$$

$$-[p] \equiv -(p^+ - p^-) = p_c(s^+), \quad x = \xi(\tau),$$

где  $\xi(\tau)$  – координата фронта в трубке, отсчитываемая от ее "нефтяного" конца. Индекс плюс относится к насыщенности  $s^+$  на фронте вытеснения, определяемой из решения трансцендентного уравнения на скачке

$$1 = \frac{\partial f_2^+ F^+ \Delta \lambda}{s^+ - F^+ / F'^+}, \quad F'^+ \equiv \left. \frac{dF}{ds} \right|_{s=s^+}$$

На концах трубки считаем заданными давления, тогда скорость  $U$  может быть выражена через перепад давлений.

Система (3.1) имеет кусочно-постоянное разрывное решение относительно  $s$  вида

$$s(x, t) = s^+, \quad 0 < x \leq \xi(\tau); \quad s(x, t) = 0, \quad x > \xi(\tau) \quad (3.2)$$

Таким образом, вопрос о расчете локального распределения насыщенности в пределах элементарной трубки сводится к расчету константы  $s^+$  и подвижной координаты локального фронта  $\xi(\tau)$ .

Из (3.1) с учетом (3.2) легко получить для вертикальных и горизонтальных трубок соответственно

$$\eta_v \equiv \frac{\xi}{\Delta h} = \frac{1}{(\lambda - 1)} \left\{ \sqrt{1 - (\lambda - 1)[\eta_0^2(\lambda - 1) + 2\eta_0 + \Delta p \psi \Delta \tau / \varphi]} - 1 \right\}$$

$$\eta_h \equiv \frac{\xi}{\Delta l} = \frac{1}{(\lambda - 1)} \left\{ \sqrt{1 - (\lambda - 1)[\eta_0^2(\lambda - 1) + 2\eta_0 + \Delta p \psi \Delta \tau \gamma / \varphi]} - 1 \right\}$$

$$\Delta p = p_1 - p_2 + p_c^+ + \langle \Lambda \rangle; \quad \psi = \frac{K_i}{K}; \quad \varphi = \frac{m_i}{m}; \quad \Delta \tau = \frac{\Delta t}{t_v^*}; \quad \gamma = \frac{t_v^*}{t_h^*}$$

$$t_v^* = \frac{m \mu_2 (\Delta h)^2}{2 K P^{\circ} F'^+}; \quad t_h^* = \frac{m \mu_2 (\Delta l)^2}{2 K P^{\circ} F'^+}; \quad \lambda = \frac{k_1^{\circ} + k_2^{\circ} \mu}{k_1^+ + k_2^+ \mu}$$

где  $p_1, p_2$  – давления на нефтяном и газовом концах трубки;  $\langle \Lambda \rangle$  – средний в трубке напор, создаваемый силой тяжести (равен нулю для горизонтальных каналов);  $\Delta \tau$  – безразмерный шаг по времени;  $\Delta l, \Delta h$  – длины горизонтальных и вертикальных трубок;  $\xi_0$  – положение локального фронта в трубке в момент  $\tau_0$ ;  $\psi, \varphi$  – соответственно отношение проницаемости (пористости) трубки к средней проницаемости (пористости) среды;  $k_1^{\circ}, k_2^{\circ}$  – фазовые проницаемости при начальном нефтенасыщении пласта.

Алгоритм метода подробно описан в [2]. Он сводится к следующему.

Задаются параметры всех трубок: проницаемости, пористости, длины. Рассчитывается поле давлений в газовом пласте в начальный момент возмущения. Рассчитывается первый шаг  $\Delta \tau$  в вертикальных порах первого ряда, примыкающего к сечению  $x = 0$ .

Временной шаг  $\Delta \tau$  каждый раз пересчитывается заново и выбирается как минимальное время добегающего фронта в одной из трубок до ее конца. Таким образом, за один шаг происходит заполнение одной трубки. Возможные времена заполнения  $\Delta \tau$  рассчитываются для всех трубок, где есть фронты ( $i$  – номера всех трубок, содержащих фронт).

$$\Delta \tau = \min_i \{\Delta \tau^i\}, \quad \Delta \tau_v^i = \frac{\lambda + 1 - 2\eta - \eta^2(\lambda - 1)}{\psi \Delta p / \varphi}, \quad \Delta \tau_h^i = \frac{\lambda + 1 - 2\eta - \eta^2(\lambda - 1)}{\gamma \psi \Delta p / \varphi}$$

Исследуются возможности движения фронта от узла, до которого он дошел, в три других направления. Для этого проверяется: отсутствие противодействия, отсутствие капиллярного противодействия, наличие связи у новой трубки с выходом из среды (с частью поверхности почвы, не занятой нефтью). В компьютерной программе этот блок представлен системой логических процедур. Рассчитываются новые координаты фронтов. Пересчитывается поле давлений. Рассчитывается новый временной шаг и т.д.

Метод затрагивает только уравнение переноса. Поле давлений рассчитывается классическими методами решения эллиптического уравнения (1.3) на принятой перколяционной сетке. Использовался метод бисопряженных градиентов.

В распределение проницаемости вносилась небольшая неоднородность.

Осуществлялся тестовый расчет варианта двумерной задачи без капиллярных сил при глубине области 5 м, нулевой вязкости газа, проницаемости  $1 \cdot 10^{-12} \text{ м}^2$ , пористости 0,1, плотности нефти  $1000 \text{ кг/м}^3$ , вязкости нефти  $2 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$ , начальной высоте «лужи» 5 см. Тестирование осуществлялось по времени  $\tau_*$  проникновения нефти до нижней границы. Оценки для  $\tau_*$  таковы:  $\tau_* \approx Hm/v = Hm\mu_1 / K\rho_1 g \approx 10^5 \text{ с}$ , где  $v$  – средняя скорость нефти. Эта оценка является нижней. В реальности следует ожидать больших результатов.

Результаты расчета тестового варианта дают для случая, когда учитывалась вязкость, плотность газа и боковое растекание нефти:  $t_* \approx 15 \cdot 10^5 \text{ с}$ . Эти расчеты можно принять удовлетворяющими физическому смыслу и априорным оценкам.

**4. Режимы течения. Критические параметры.** Выделено три качественно возможных режима функционирования системы.

*Режим I.* Вся нефть протекает в грунт. При этом гравитационный напор оказывается сильнее капиллярного противодействия в течение всего периода проникновения нефти.

*Режим II.* Лишь часть нефти протекает в грунт. Начиная с некоторого момента времени гравитационный напор оказывается слабее капиллярного противодействия во всей среде.

*Режим III.* Нефть в грунт не протекает. Начальный гравитационный напор оказывается недостаточным для преодоления капиллярного противодействия.

Существование трех режимов позволяет выделить некоторые критические параметры процесса. Соотношение гравитационных и капиллярных сил описывается числом Бонда, которое для данной системы определим как

$$Bd = \frac{(\rho_1 - \rho_2)gh_0 \sqrt{K/m}}{\sigma}$$

где  $h_0$ ,  $\sigma$  – начальная высота слоя нефти над поверхностью почвы и поверхностное натяжение на границе воздух – нефть.

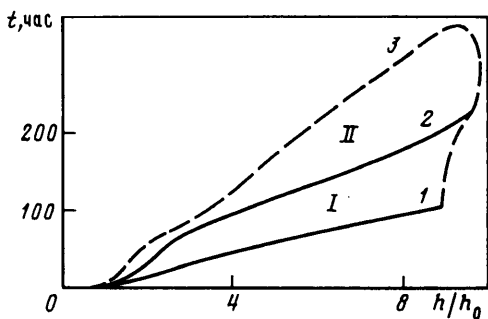
Граница раздела между режимами II и III соответствует первому критическому числу Бонда  $Bd_1 = 0,44$ , между режимами I и II – второму критическому числу Бонда  $Bd_2 = 24,8$ . Оба значения получены в результате численных экспериментов.

При режимах полного протекания (I) процесс происходит преимущественно в вертикальном направлении.

Боковое растекание мало и связано с тем, что в точке  $M$  на фиг. 1 возникает резкий скачок давления, слева от нее он равен гидростатическому напору нефтяного слоя над почвой, а справа – атмосферному давлению. Возникает градиент давления, направленный вправо. Чем меньше высота нефтяной лужи, тем слабее его роль.

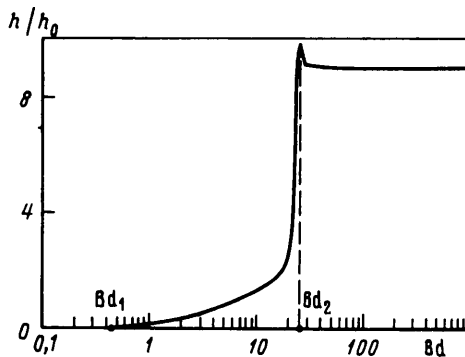
Следует обратить внимание, что размер одной ячейки по горизонтали в реальности в 40 раз больше, чем по вертикали. Поэтому боковое растекание на 1–2 ячейки составляет 10 м, что больше, чем полная глубина проникновения нефти.

Капиллярные силы тормозят всякое движение, так как нефть является несмазывающей жидкостью по отношению к породам, слагающим почвенные слои (квар-



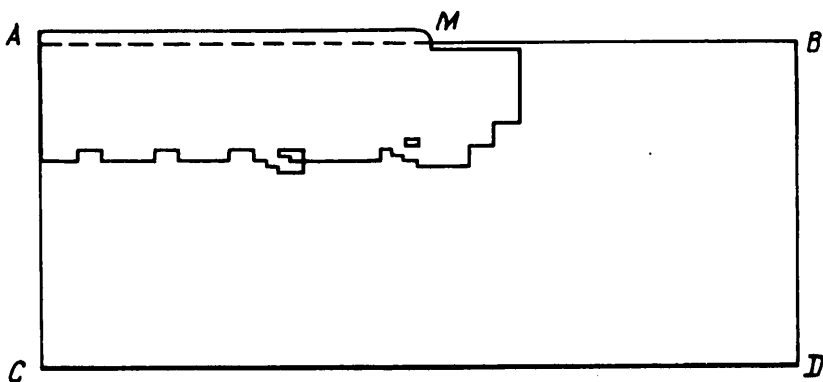
Фиг. 2. Зависимость текущей глубины проникновения от времени.

1 -  $\sigma = 0$ ; 2 -  $Bd_2 = 24,8$ ; 3 - огибающая семейства кривых, соответствующая моментам достижения конечной глубины



Фиг. 3. Конечная глубина протекания при различных числах Бонда:

$Bd_1 = 0,44$ ;  $Bd_2 = 24,8$



Фиг. 4. Структуры течений в режимах частичного протекания (режим II),  $Bd_2 = 22,8$

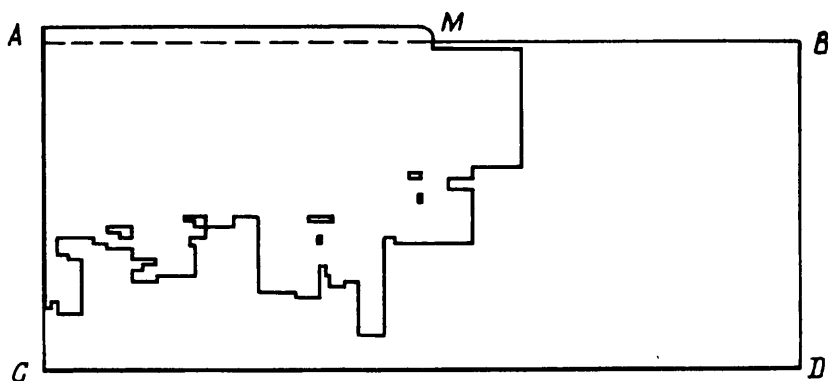
цевые соединения преимущественно). Поэтому боковое растекание тем слабее, чем выше капиллярные силы.

Глубина проникновения нефти к моменту полного ее исчезновения на поверхности возрастает с ростом капиллярных сил (но в пределах режима I), так как при этом уменьшается отток массы в поперечном направлении.

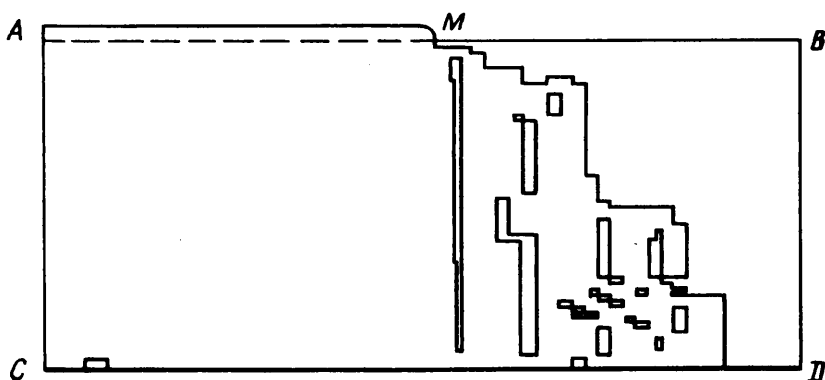
Как было показано ранее, уравнение процесса имеет стационарное решение, соответствующее капиллярно-гравитационному равновесию, характеризуемому фиксированным характерным числом Бонда  $Bd_*$ . Полученные численные результаты показывают, что достижение этого стационарного состояния эволюционирующей системой возможно далеко не всегда, а определяется параметрами задачи. В частности, если начальный гравитационный напор столба нефти столь велик, что соответствующее ему число Бонда превышает  $Bd_*$  (2.3), то система со временем проскакивает стационарное распределение и продолжает проникновение на сколь угодно большую глубину.

На фиг. 2 показана зависимость во времени текущей глубины проникновения нефти. Глубиной проникновения считается максимальная на данный момент времени. Нижняя область соответствует режимам I, верхняя – режимам II.

Критические режимы четко прослеживаются на графике зависимости конечной глубины проникновения от числа Бонда (фиг. 3). Для режимов с числами Бонда, пре-



Фиг. 5. Структуры течений при критическом режиме,  $Bd_2 = 24,8$



Фиг. 6. Промежуточная стадия заполнения при режимах растекания

вышающими  $Bd_2$ , глубина проникновения практически постоянна и близка к начальной высоте нефтяного слоя над почвой, деленной на пористость среды. В режимах II ( $Bd_1 < Bd < Bd_2$ ) конечная глубина проникновения нефти быстро убывает с уменьшением числа Бонда.

Типичные структуры течений к моменту заполнения при режимах II изображены на фиг. 4. Нефть проникает на небольшие глубины, но растекается на значительные расстояния по горизонтали (порядка 20 м). В силу свойств выбранного алгоритма модель определяет захваченные области вытесняемой фазы. На фиг. 4 такие элементы изображены замкнутыми линиями внутри зоны проникновения нефти.

Вблизи второго критического значения числа Бонда возникают специфические структуры течения нефти, отличные от тех, которые описаны выше для режимов I и II вдали от критической точки. Они изображены на фиг. 5.

Характерными являются сильная гидродинамическая неустойчивость процесса, интенсивное образование языков. Существенно, что соотношение вязкостей нефти и газа равно 100 и более, что благоприятствует устойчивому вытеснению. Известно, что образование ветвящихся структур фрактального типа свойственно процессам вблизи порога протекания. Из этого, в частности, следует, что найденная вторая критическая точка действительно является критической точкой смены гидродинамических структур течений.

В случае, когда близко от поверхности почвы находится слабопроницаемый пропласток, экран и т.п. и числа Бонда лежат в диапазоне режимов I, т.е. вся нефть может проникнуть в среду, возникают специфичные режимы течения, когда нефть интенсивно растекается в горизонтальной плоскости. Одна из промежуточных стадий



заполнения изображена на фиг. 6. Течение имеет вид прорывающихся вправо отдельных рукавов и затем спадающих вниз вертикальных потоков, разливающихся впоследствии на нижней границе. Четко видны образующиеся целики газа.

Фигуры 4–6 выполнены по результатам численного моделирования.

**Заключение.** Из проведенных компьютерных экспериментов на модели капиллярно-гравитационной пропитки можно сделать следующие выводы. Если характерное число Бонда системы не превышает критическое значение  $Bd_1 = 0,44$ , то проникновения жидкости в пористую среду не будет. При числах Бонда системы, лежащих между двумя критическими значениями  $Bd_1 = 0,44$  и  $Bd_2 = 24,8$ , обнаружено состояние капиллярно-гравитационного равновесия. При этом жидкость не полностью проникает в пористую среду и с уменьшением числа Бонда глубина проникновения значительно уменьшается. Система, имеющая характерное число Бонда, превышающее  $Bd_2 = 24,8$ , находится в состоянии полного протекания. При наличии в грунте экранирующего пропластка наблюдается интенсивное боковое растекание.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шейдеггер А.Э. Физика течения жидкостей через пористые среды. М.: Гостоптехиздат, 1960. 249 с.
2. Панфилов М.Б., Туваева И.В. Перколяционные модели процессов вытеснения жидкостей в случайно неоднородных средах: Препринт № 12. М.: Ин-т пробл. нефти и газа АН СССР, 1991. 90 с.
3. Панфилова И.В. Решеточные модели пористых сред. 1. Теория фазовых проницаемостей при разновязкостном вытеснении: Препринт № 28. М.: Ин-т пробл. нефти и газа АН СССР, 1995. 57 с.
4. Panfilova I.V., Muller J. Two-scale method for the saturation transport simulation in the network model of porous media // Proc. Congr. «Recent Advances in Problems of Flow and Transport in Porous Media», Maroc, Marrakech, 1996.

Москва

Поступила в редакцию  
30.XII.1996