

УДК 532.546:536.24

О НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОМ ВЫТЕСНЕНИИ НЕФТИ ВОДОЙ ИЗ НЕТЕПЛОИЗОЛИРОВАННЫХ ПЛАСТОВ

АЗОВСКИЙ А. Ф.

Рассматриваются одномерные неизотермические процессы вытеснения нефти водой при наличии теплообмена пласта с окружающими породами. Принята простейшая схема теплообмена (по Ньютону): температура окружающих пород T_0 считается постоянной, а поток тепла через кровлю и подошву пласта — пропорциональным разности между локальной температурой пласта T и T_0 . Такая схема теплообмена хорошо соответствует условиям лабораторного моделирования. Пласт считается тонким, и рассмотрение ограничивается случаем крупномасштабного приближения [1], когда основным механизмом распространения тепла в пласте является конвективный перенос. Решения строятся методом характеристик [2–5]. Исследованы процессы вытеснения при непрерывном нагнетании горячей воды, при использовании оторочки горячей воды, продвигаемой по пласту холодной водой, а также при запаздывании теплового воздействия [6], когда начальная стадия вытеснения протекала в изотермических условиях. Рассмотрено вытеснение нефти водой, температура которой ниже начальной температуры пласта. Проанализировано влияние теплообмена на структуру фронта вытеснения. Найдены в квадратурах законы распространения фронта тепловой волны и скачков насыщенности.

Теоретическое исследование извлечения нефти при тепловом заводнении (даже в случае фронтального вытеснения), как правило, осуществляется путем численного моделирования [7]. Аналитические решения удается построить лишь в исключительных случаях, например когда задача о распространении тепла в пласте и окружающих породах отщепляется от задачи определения гидродинамических характеристик потока [8], как это имеет место при условии постоянства и равенства теплоемкостей вытесняющей и вытесняемой жидкостей. Ситуация также упрощается, если теплообмен пласта с окружающими породами не учитывается. Получаемые при этом решения [2–6], несмотря на их ограниченную применимость в реальных расчетах, позволяют получить представление о структуре фронта вытеснения, что особенно важно при анализе сочетания теплового воздействия с другими физико-химическими методами повышения нефтеотдачи [1, 3, 4, 6], и могут использоваться для отработки методик численного моделирования. Расширению существующего набора таких простых эталонных решений, позволяющему учитывать теплообмен пласта с окружающими породами, и посвящена настоящая работа.

Рассмотрим фронтальное вытеснение нефти из однородного полубесконечного пласта водой, имеющей температуру T^0 , отличную от начальной температуры пласта и окружающих пород T_0 . Пренебрегая скачком капиллярного давления, теплопроводностью пласта по простираанию и тепловым расширением жидкостей, запишем уравнения сохранения в потоке воды, нефти и тепла в виде [3]

$$\frac{\partial s}{\partial \tau} + \frac{\partial F}{\partial x} = 0, \quad U = U(t), \quad \tau = \int_0^t \frac{U(t')}{m} dt' \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial \tau} [T(s+b)] + \frac{\partial}{\partial x} [T(F+h)] + \frac{\alpha}{U} (T - T_0) = 0$$

$$F = F(s, T) = \frac{f_1}{f_1 + (\mu_1/\mu_2)f_2}, \quad \mu_i = \mu_i(T), \quad f_i = f_i(s, T)$$

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{c_1 - c_2}, \quad b = \frac{c_2 + c_3/m}{c_1 - c_2}, \quad h = \frac{c_2}{c_1 - c_2}$$

где x — координата, t — время, m — пористость, s — водонасыщенность, f_i , μ_i и c_i — фазовые проницаемости, вязкости и объемные теплоемкости воды ($i=1$) и нефти ($i=2$), c_3 — теплоемкость породы, U — суммарная скорость фильтрации фаз, α_0 — коэффициент теплообмена в расчете на единицу объема пласта, τ имеет смысл объема воды, закачанной в пласт через единичное поперечное сечение, а функция F , называемая обобщенной функцией Баклея — Леверетта, совпадает с объемной долей воды в потоке.

Будем искать решение системы (1), удовлетворяющее начальным и граничным условиям

$$s = s_0, \quad T = T_0 \quad (t=0); \quad s = 1, \quad T = T^\circ \quad (x=0) \quad (2)$$

считая $U > 0$ заданной функцией времени t (или τ).

Гиперболическая система уравнений (1) имеет характеристики, вдоль которых уравнения (1) принимают вид

$$\frac{dx}{d\tau} = \xi_1 = F', \quad \frac{ds}{d\tau} = \frac{F_T'}{\xi_2 - \xi_1} \left(\frac{dT}{d\tau} + \frac{\alpha}{U} \frac{T - T_0}{s + b} \right) \quad (3)$$

$$\frac{dx}{d\tau} = \xi_2 = \frac{F + h}{s + b}, \quad \frac{dT}{d\tau} = - \frac{\alpha}{U} \frac{T - T_0}{s + b} \quad (4)$$

Из (3) и (4) следует, что при учете теплообмена пласта с окружающими породами ($\alpha_0 > 0$) температура вдоль второго характеристического направления в плоскости (x, τ) не сохраняется, а водонасыщенность s вдоль первого характеристического направления сохраняется только при $T = T_0$.

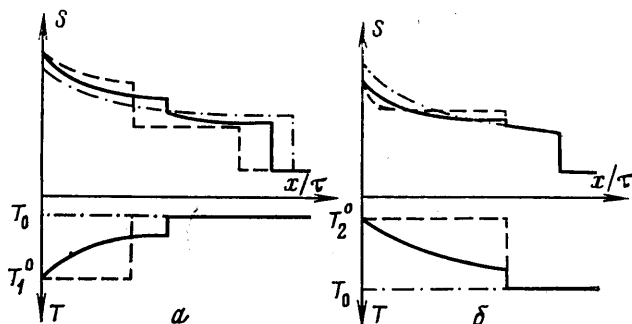
Система (1) допускает существование разрывов (скачков s и T), на которых должны выполняться интегральные законы сохранения. Обозначим x_0 и ξ_j координату и скорость скачка, тогда

$$\xi_j[s] = [F], \quad \xi_j[T(s+b)] = [T(F+h)] \quad (5)$$

$$[f] = f^+ - f^-, \quad f^\pm = f(x_0, \pm 0, t), \quad \xi_j = dx_0/d\tau$$

Физически осмысленные разрывные решения выделяются из множества допустимых дополнительных условиями устойчивости скачков [9]: число характеристик, приходящих на линию разрыва, должно быть на единицу больше числа независимых переменных, т. е. в данном случае равно трем. При этом приходящими на скачок считаются характеристики $dx/d\tau = \xi_j^\pm$, удовлетворяющие условиям $\xi_j^+ \leq \xi_j$, $\xi_k^- \geq \xi_j$ ($i, k = 1, 2$); остальные считаются уходящими. Приведенные условия устойчивости являются необходимыми, но, вообще говоря, не достаточными [10]. Скачки, на которые приходят по две характеристики первого или второго семейства, далее называются соответственно s - или T -скачками.

Таким образом, искомое решение задачи (1), (2) может состоять из участков непрерывного изменения переменных и скачков. Для его построения удобно воспользоваться понятием «пути» в плоскости (s, F) [3]. А именно, поставим в соответствие функциям $s(x, \tau)$ и $T(x, \tau)$ в каждый момент времени τ кривую $L(\tau)$ в плоскости (s, F) . Участки непрерывности решения при этом отображаются в кусочно-гладкие дуги кривой L , участки постоянства s и T — в угловые точки L , а скачки — в отрезки прямых. Характеристические скорости $\xi_{1,2}$ и скорости скачков ξ_j допускают наглядную графическую интерпретацию в плоскости (s, F) . Так, ξ_1 совпадает с угловым коэффициентом касательной к кривой $F(s, T)$ при $T = \text{const}$, а ξ_2 — с угловым коэффициентом секущей, проходящей через точ-



Фиг. 1

ку $O_T = (-b, -h)$ и называемой далее T -лучом [3]. Заметим, что, согласно (5), для устойчивости T -скачка необходимо, чтобы его скорость $\xi_j = \xi_2^\pm$, т.е. T -скачок является контактным разрывом [9] относительно температуры.

В силу первого уравнения (1) постоянные значения s переносятся в физической плоскости (x, τ) со скоростями $dx/d\tau = \beta$, совпадающими в каждый момент времени τ с угловыми коэффициентами пути $L(\tau)$ в плоскости (s, F) . Действительно, из соотношений

$$\frac{ds}{d\tau} = \frac{\partial s}{\partial \tau} + \beta \frac{\partial s}{\partial x} = \beta \frac{\partial s}{\partial x} - \frac{\partial F}{\partial x} = 0$$

следует, что $\beta = dF/ds|_{\tau=\text{const}}$.

Рассмотрим технику построения решений. При отсутствии теплообмена пласта с окружающими породами ($\alpha_0 = 0$) задача (1), (2) имеет автомодельное решение [1]: $s = s(\xi)$, $T = T(\xi)$, $\xi = x/\tau$. Путь $L(\tau)$ в плоскости (s, F) в этом случае не зависит от времени, и $\xi = \beta = dF/ds$. Решения при $T^0 = T_1^0 > T_0$ и $T^0 = T_2^0 < T_0$ показаны пунктиром на фиг. 1, а соответствующие им пути в плоскости (s, F) — $DCAGJ$ и $DCEBHI$ — на фиг. 2 (кривая 1 отвечает $F(s, T_1^0)$, 2 — $F(s, T_2^0)$ и 3 — $F(s, T_0)$). Тепловой фронт (T -скачок) распространяется медленнее переднего фронта вытеснения водой, имеющей начальную температуру пласта T_0 . Его скорость и водонасыщенности $s^- = s_1$, $s^+ = s_2$ определяются положением T -луча, касающегося кривой $F(s, T^0)$ при $T^0 > T_0$ или кривой $F(s, T_0)$ при $T^0 < T_0$. В первом случае между участками $s = s_2$ и $s = s_0$ может быть зона непрерывного изменения водонасыщенности при $T = T_0$ — s -волна [1].

Пусть теперь $\alpha_0 > 0$ и $T^0 = T_1^0 > T_0$. Так как характеристические скорости ξ_i и скорости скачков ξ_j зависят лишь от мгновенных значений s и T и не зависят от скоростей их изменения со временем, то в начальный момент времени $\tau = +0$ структура фронта вытеснения («мгновенная структура») должна совпадать со структурой автомодельного решения при $\alpha_0 = 0$. Это обстоятельство является следствием конечности скорости теплообмена пласта с окружающими породами. Теплообмен, очевидно, будет приводить к замедлению прогресса пласта, снижению температуры на тепловом фронте $T = T^-$ и изменению скорости распространения последнего $V_1 = dx_1/d\tau$. При этом распределение температуры в каждый момент времени в прогретой части пласта будет монотонно убывающим, и потому для устойчивости T -скачка ($[s] = s^+ - s^-$, $[T] = T_0 - T^-$) его скорость должна совпадать с характеристической скоростью $\xi_1(s^-, T^-)$. Таким образом, для определения координаты T -скачка, водонасыщенности s^- и температуры T^- на фронте получаем уравнения

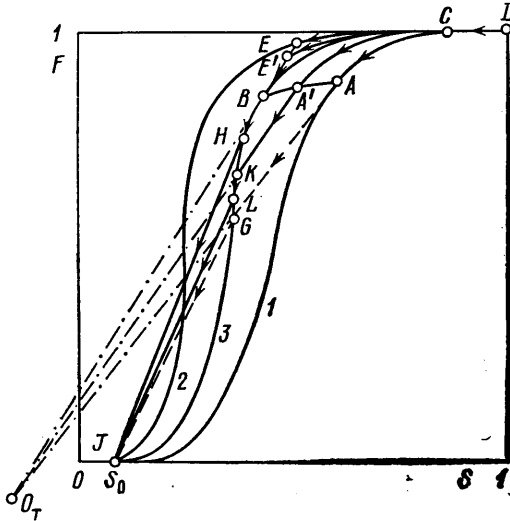
$$\frac{dx_1}{d\tau} = \xi_1(s^-, T^-) = \xi_2(s^-, T^-), \quad \frac{dT^-}{d\tau} = -\frac{\alpha}{U} \frac{T^- - T_0}{s^- + b}$$

$$x_1 = 0, \quad s^- = s_1, \quad T^- = T_1^0 \quad (\tau = 0)$$

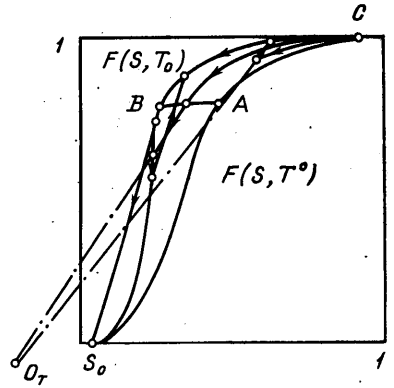
из которых, выражая $s^- = s^-(T^-)$ и интегрируя, находим в параметрической форме закон распространения теплового фронта

$$t = -\frac{m}{\alpha} \int_{T_1^\circ}^{T^-} \frac{s^-(T) + b}{T - T_0} dT, \quad x_1 = -\int_{T_1^\circ}^{T^-} \frac{U}{\alpha} \frac{F(s^-, T) + h}{T - T_0} dT \quad (6)$$

Зависимости $s^- = s^-(T^-)$ в плоскости (s, F) отвечает кривая AB (фиг. 2) — геометрическое место точек касания T -луча с кривыми $F(s, T)$ при изменении T от T_1° до T_0 . Из (6) следует, что $T^- \rightarrow T_0$, когда $x_1 \rightarrow \infty$ и $t \rightarrow \infty$. При этом V_1 и s^- стремятся к фиксированным значениям V_1^∞ и s_{∞}^- , определяемым положением T -луча в плоскости (s, F) , касающегося кри-



Фиг. 2



Фиг. 3

вой $F(s, T_0)$. Асимптотика затухания температуры на фронте имеет экспоненциальный вид

$$T^- \simeq T_0 + (T_1^\circ - T_0) \exp \left[-\frac{\alpha t}{m(s_{\infty}^- + b)} \right], \quad t \rightarrow \infty$$

Распределения s и T в прогретой части пласта могут быть найдены путем интегрирования в области за T -скачком уравнений характеристик (3), (4). При переходе к новым независимым переменным s и F эти уравнения приводятся к симметричному виду

$$dx = \xi_{1,2} d\tau, \quad \xi_{2,1} ds - dF = A d\tau, \quad A = \frac{\alpha}{U} \frac{T - T_0}{s + b} F_T' \quad (7)$$

Оба семейства характеристик (7) полностью покрывают криволинейный треугольник ABC в плоскости (s, F) (фиг. 2), причем всюду, за исключением кривой AB , $\xi_1 < \xi_2$. Это означает, что в каждый момент времени τ решение в прогретой части пласта отображается в плоскости (s, F) в отрезок пути $L^*(\tau)$, принадлежащий указанному криволинейному треугольнику, и $L^*(\infty)$ совпадает с отрезком кривой $F(s, T_0) CB$.

Рассмотрим, как влияет теплообмен на структуру переднего фронта вытеснения. Водонасыщенность перед T -скачком s^+ возрастает со временем, поэтому между T -скачком и s -скачком при $T = T_0$ возникает зона непрерывного изменения s -с-волна. Так как при этом характеристические скорости ξ_1 больше скорости s -скачка V_2 (фиг. 2), то последний будет распространяться ускоренно и водонасыщенность за ним s_2^- будет возрастать. При $\tau \rightarrow \infty$ V_2 и s_2^- стремятся к значениям V_3 и s_3 , соответствующим скачку Баклея — Леверетта при изотермическом вытеснении. Закон движения s -

скачка определяется уравнениями

$$V_2 = \frac{dx_2}{d\tau} = \frac{F(s_2^-, T_0) - F(s_0, T_0)}{s_2^- - s_0}, \quad \frac{x_2(\tau) - x_1(\tau')}{\tau - \tau'} = F_{s'}(s_2^-, T_0)$$

$$x_2(0) = 0, \quad s_2^-(0) = s_2, \quad s_2^-(\tau) = s^+(\tau')$$

интегрируя которые, находим

$$x_2 = y(s_2^-) + [\tau - \theta(s_2^-)] F_{s'}(s_2^-, T_0), \quad y(s_2^-) = x_1(\tau'), \quad \theta(s_2^-) = \tau'$$

$$\tau = \exp[D(s_2^-)] \int_{s_2}^{s_2^-} \varphi(s) \exp[-D(s)] ds, \quad D(s_2^-) = \int_{s_2}^{s_2^-} \psi(s) ds$$

$$\varphi = [y_{s'}(s_2^-) - \theta(s_2^-) F_{s's'}(s_2^-, T_0) - \theta_{s'}(s_2^-) F_{s's''}(s_2^-, T_0)] / \chi$$

$$\psi = F_{s's''}(s_2^-, T_0) / \chi; \quad \chi = V_2(s_2^-) - F_{s'}(s_2^-, T_0)$$

Распределения s и T при $\tau > 0$ показаны на фиг. 1, а сплошными линиями, в плоскости (s, F) им отвечает путь $DCA'KLJ$ (фиг. 2); для сравнения на фиг. 1 приведено решение в случае изотермического вытеснения. Наличие теплообмена приводит к увеличению скорости распространения теплового фронта и снижению полноты вытеснения в прогретой части пласта. Если начальная скорость переднего фронта вытеснения V_2 меньше скорости скачка Баклея — Леверетта V_3 , то одновременно возрастает скорость обводнения пласта на начальной стадии нагнетания горячей воды и сокращается период безводной нефтеотдачи. В остальных же случаях темпы роста обводненности продукции увеличиваются только на промежуточной и завершающей стадиях вытеснения.

Обратимся теперь к случаю $\alpha_0 > 0$ и $T^0 = T_2^0 < T_0$. В начальный момент времени $\tau = +0$ структура фронта вытеснения совпадает со структурой автомодельного решения при $\alpha_0 = 0$. При этом устойчивость T -скачка обеспечивается тем, что его скорость V_1 совпадает с ξ_1^+ ($\xi_1^+ > \xi_1^-$). Отсюда следует, что изменение температуры в охлажденной зоне пласта ($T < T_0$) не будет влиять на скорость распространения теплового фронта $V_1 = \text{const}$ и структуру передней части зоны вытеснения. Температура T и водонасыщенность s за T -скачком находятся так же, как и при $T^0 > T_0$, и имеют вид, показанный на фиг. 1, б. В плоскости (s, F) им отвечает путь $DCE'BNJ$, который при $\tau \rightarrow \infty$ стремится к пути $DCBNJ$, соответствующему решению задачи Баклея — Леверетта ($T^0 = T_0$). В данном случае теплообмен пласта с окружающими породами играет положительную роль, замедляя охлаждение пласта и снижение подвижности нефти.

Аналогичным образом может быть построено решение задачи о довытеснении нефти из пласта, первоначально подвергнутого заводнению в изотермических условиях. Рассмотрим ее на примере основного случая $T^0 = T_1^0 > T_0$. Пусть $T(0, \tau) = T_0$ при $0 \leq \tau < \tau_0$ и $T(0, \tau) = T^0$ при $\tau \geq \tau_0$. До момента времени $\tau = \tau_0$ распределение водонасыщенности в пласте дается решением задачи Баклея — Леверетта

$$\frac{x}{\tau} = F_{s'}(s, T_0), \quad s \geq s_3$$

$$V_3 = \frac{F(s_3, T_0) - F(s_0, T_0)}{s_3 - s_0} = F_{s'}(s_3, T_0)$$

В момент времени $\tau = \tau_0$ от границы пласта $x = 0$ начинает распространяться T -скачок. Так как его скорость V_1 больше скоростей, с которыми переносятся постоянные значения s в примыкающей непрогретой части пласта, то он будет двигаться ускоренно. Имеем

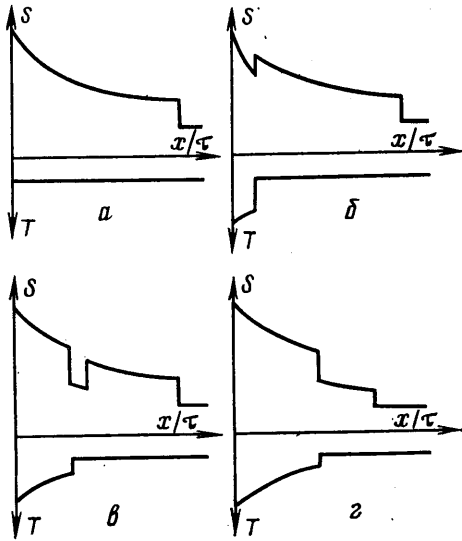
$$\frac{x_1}{\tau} = \xi_1(s^+, T_0), \quad V_1 = \frac{dx_1}{d\tau} = \xi_2(s^+, T_0) = \xi_2(s^-, T^-)$$

$$\frac{dT^-}{d\tau} = -\frac{\alpha}{U} \frac{T^- - T_0}{s^- + b}, \quad x_1(\tau_0) = 0, \quad s^+(\tau_0) = s_r(T_0), \quad T^-(\tau_0) = T_0 \quad (8)$$

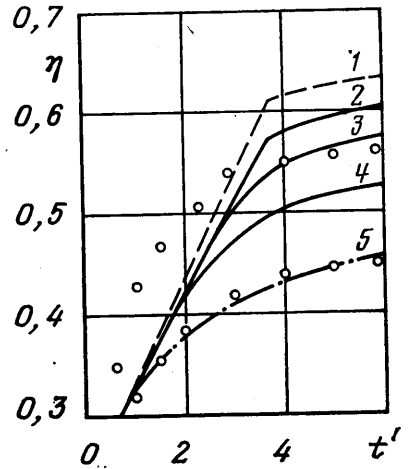
Закон движения T -скачка находится из (8) независимо от значений водонасыщенности s^- и температуры T^- за скачком

$$x_1 = \tau \xi_1(s^+, T_0), \quad \tau = \tau_0 \exp \left[\int_{s_r(T_0)}^{s^+} \frac{F_{s''}(s, T_0) ds}{\xi_2(s, T_0) - \xi_1(s, T_0)} \right]$$

последнее же уравнение (8) уже не интегрируется в квадратурах, так как $s^- = s^-(T^-, s^+) = s^-(T^-, \tau)$, и его необходимо решать численно.



Фиг. 4



Фиг. 5

Если с увеличением температуры предельная водонасыщенность при вытеснении нефти водой $s_r(T)$ возрастает, то при $\tau = \tau_0 + 0$ за T -скачком возникает s -волна, в которой насыщенность убывает от $s_r(T_0)$ до $s^-(T_0, \tau_0)$. В плоскости (s, F) $s^-(T_0, \tau_0)$ определяется абсциссой пересечения T -луча, проходящего через точку $(s_r(T_0), 1)$, с кривой $F(s, T_0)$.

В некоторый момент времени $\tau = \tau_1$ скорость T -скачка становится равной $\xi_1(s^-, T^-)$; в результате нарушаются условия его устойчивости (приходящими на скачок оказываются все четыре характеристики) и он распадается на два: T -скачок, на котором $[s] = s_1^+ - s_1^- < 0$, и s -скачок при $T = T_0$, опережающий первый, на котором $[s] = s_2^+ - s_2^- > 0$, причем $s_1^-(\tau_1) = s^-(\tau_1)$, $s_1^+(\tau_1) = s_2^-(\tau_1)$ и $s_2^+(\tau_1) = s^+(\tau_1)$. Соответствующие изменения пути $L(\tau)$ в плоскости (s, F) и распределений s и T в последовательные моменты времени показаны на фиг. 3 и 4, а-в.

При $\tau > \tau_1$ параметры T -скачка находятся по формулам, сходным с (6)

$$t - t_1 = -\frac{m}{\alpha} \int_{T^-(\tau_1)}^{T^-} \frac{s_1^-(T) + b}{T - T_0} dT, \quad s_1^- = s_1^-(T), \quad U = U(T^-)$$

$$x_1 - x_1(\tau_1) = \int_{T^-(\tau_1)}^{T^-} \frac{U F(s_1^-, T) + h}{\alpha} \frac{dT}{T - T_0}$$

Между T -скачком и новым s -скачком образуется область непрерывного изменения s . При этом скорость s -скачка V и водонасыщенность за ним

s_2^- возрастают, а s_2^+ убывает. В некоторый момент времени $\tau = \tau_2$ s -скачок догонит скачок Баклея — Лаверетта, и далее вытеснение будет развиваться так же, как и в рассмотренном выше случае при отсутствии запаздывания теплового воздействия (фиг. 4, 2). Указанное изменение структуры фронта вытеснения не реализуется, если в какой-то момент времени s_2^- становится равной s_3 ; в этом случае разность $s_2^+ - s_2^-$ стремится к нулю при $\tau \rightarrow \infty$.

Наконец, рассмотрим процесс вытеснения нефти оторочкой горячей воды ($T^0 > T_0$), продвигаемой по пласту водой, температура которой равна T_0 . Так же как и при $T^0 < T_0$, возмущения потока за тылом оторочки не передаются в область прогретой части пласта. Скорость заднего фронта оторочки однозначно определяется значениями водонасыщенности $s^+(x, \tau)$ и температуры $T^+(x, \tau)$ на границе прогретой и охлажденной зон, а координата T -скачка $x_0(\tau)$ находится пошаговым интегрированием уравнения $dx_0/d\tau = \xi_2(s^+, T^+)$.

Полученные результаты позволяют быстро оценивать влияние теплообмена пласта с окружающими породами на основные показатели процесса вытеснения нефти водой в неизотермических условиях. При этом алгоритм расчета оказывается чрезвычайно простым за счет того, что удается не только проследить, как меняется со временем структура фронта вытеснения, но и найти в явном виде координаты скачков и соответствующие значения температуры и водонасыщенности.

В качестве примера были проведены расчеты коэффициента вытеснения η для условий лабораторных экспериментов [11]. К сожалению, в [11] отсутствовали функции относительных фазовых проницаемостей. Подобрать их по кривым вытеснения оказалось чрезвычайно сложно (удалось добиться лишь удовлетворительного совпадения в случае вытеснения холодной водой), поэтому приводимые ниже результаты расчетов не претендуют на сопоставимость с данными лабораторных экспериментов. Для достижения соответствия, видимо, необходимо было учитывать зависимость относительных фазовых проницаемостей от температуры. Модель пласта (образец № 9) представляла собой трубку, покрытую теплоизоляцией, длиной 91,4 см с площадью поперечного сечения 182,4 см². Основными компонентами заполняющей ее пористой среды были стальные (44%) и свинцовые (23%) опилки и песчаник (32%). Абсолютная проницаемость по воде составляла 856 мд и по нефти 600 мд, пористость — 0,26, теплоемкость — 0,775 кал/см³-град, теплопроводность — 27,7 вт/м-град. В качестве нефти использовались недисциплинирующие функции нефтей «Primol» и «Napoleum» плотностью 0,884 г/см³. Начальная водонасыщенность пласта равнялась 0,25, начальная температура и температура закачиваемой воды соответственно 26,7 С (80 F) и 165,6 С (330 F). Вязкости воды и нефти при этих значениях температуры были известны: $\mu_1(T_0) = 1$ сП, $\mu_2(T_0) = 138$ сП, $\mu_1(T^0) = 0,15$ сП, $\mu_2(T^0) = 2,4$ сП, а при промежуточных значениях вычислялись по формулам $\mu_1(T) = (970 - T)/(26,5 T + 421)$, $\mu_2(T) = 1,9 \cdot 10^4 T^{-2,2}$. Теплоемкости воды и нефти составляли соответственно 1 и 0,35 кал/см³-град. Относительные фазовые проницаемости выбирались в виде

$$f_1 = 0 \quad (s < 0,25), \quad f_1 = 1,2 \left(\frac{s - 0,25}{0,75} \right)^{2,9} \quad (s > 0,25)$$

$$f_2 = \left(\frac{0,78 - s}{0,78} \right)^{1,7} \quad (s < 0,78), \quad f_2 = 0 \quad (s > 0,78)$$

Объемный расход U считался постоянным и исследовалась эффективность вытеснения нефти горячей водой при различных значениях безразмерного параметра $\kappa = \alpha V_p / U$, где V_p — поровый объем модели пласта.

Для определения насыщенности и температуры за тепловым фронтом ($0 \leq x < x_1(\tau)$) использовалась уголкообразная характеристическая разностная схема [12]. При этом отрезок $0 \leq x \leq x_1(\tau)$ нормировался на $x_1(\tau)$ путем введения новой координаты $z = x/x_1(\tau)$, и первое уравнение (7) преобразовывалось к виду $dz = \zeta_i/d\tau$, где $\zeta_i = [\xi_i - z x_1'(\tau)]/x_1(\tau)$. Далее на отрезке $0 \leq z \leq 1$ вводилась равномерная сетка с фиксированными узлами. Шаг по времени $\Delta\tau$ выбирался таким образом, чтобы выполнялось условие устойчивости разностной схемы: $\Delta\tau \leq \Delta z x_1(\tau)/x_1'(\tau)$.

На фиг. 5 построены зависимости коэффициента вытеснения η от безразмерного времени $t' = \tau/V_p$. Кривая 1 отвечает случаю теплоизолированного пласта ($\kappa = 0$); кривые 2, 3 и 4 — значениям κ соответственно 1, 2 и 4; кривая 5 — вытеснению холодной водой. Здесь же нанесены экспериментальные данные [11]. Расхождение между кривой 5 и соответствующими экспериментальными точками при малых t' обусловле-

но неточностью задания относительных фазовых проницаемостей. Видно, что снижение темпов нагнетания горячей воды или увеличение коэффициента теплообмена сопровождается уменьшением конечной нефтеотдачи.

Изложенный подход был использован в [13] для анализа процесса вытеснения нефти горячей водой в условиях ее взаимной растворимости с нефтью, наблюдающейся при высоких давлениях и температуре. Такой процесс может быть реализован в случае глубоко залегающих пластов, когда возможности использования других тепловых методов (закачка пара, внутрислоевого горения) ограничены.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Енто В. М.* Физико-химическая гидродинамика процессов в пористых средах (математические модели методов повышения нефтеотдачи пластов). Препринт Ин-та пробл. мех. АН СССР. М., 1980, № 161. 63 с.
2. *Fayers F. J.* Some theoretical results concerning the displacement of a viscous oil by hot fluid in a porous medium.— *J. Fluid Mech.*, 1962, v. 13, № 1, p. 65–76.
3. *Брагинская Г. С., Енто В. М.* О неизомермическом вытеснении нефти раствором активной примеси.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1980, № 6, с. 99–107.
4. *Брагинская Г. С.* О структуре фронта довытеснения нефти раствором активной примеси в неизомермических условиях.— *Изв. АН СССР. МЖГ*, 1982, № 1, с. 176–180.
5. *Бедриковецкий П. Г.* Вытеснение нефти оторочками растворов активных примесей.— *Докл. АН СССР*, 1982, т. 262, № 1, с. 49–53.
6. *Алишаева О. М., Енто В. М., Зазовский А. Ф.* О влиянии запаздывания активного воздействия на эффективность вытеснения нефти из пластов. Препринт ИПМ АН СССР. М., 1982, № 206, 58 с.
7. *Боксерман А. А., Раковский Н. Л., Глаз И. А.* Разработка нефтяных месторождений путем сочетания заводнения с нагнетанием пара. *Итоги науки и техники. ВИНТИ. Сер. Разработка нефтяных и газовых месторождений. Т. 7. М., 1975, с. 69–156.*
8. *Рубинштейн Л. И.* Температурные поля в нефтяных пластах. М.: Недра, 1972. 276 с.
9. *Рождественский Б. Л., Яненко Н. Н.* Системы квазилинейных уравнений и их приложения к газовой динамике. М.: Наука, 1978. 687 с.
10. *Алишаева О. М., Енто В. М., Зазовский А. Ф.* О структуре сопряженных скачков насыщенности и концентрации в задачах вытеснения нефти раствором активной примеси.— *ПМТФ*, 1982, № 5, с. 93–102.
11. *Willman B. T., Valleroy V. V., Runberg G. W., Cornelius A. J., Powers L. W.* Laboratory study of oil recovery by steam injection.— *J. Petrol. Technol.*, 1964, v. 13, № 7, p. 681–690.
12. *Кестенбойм Х. С., Росляков Г. С., Чудов Л. А.* Точечный взрыв. (Методы расчета. Таблицы). М.: Наука, 1974. 255 с.
13. *Зазовский А. Ф.* О вытеснении нефти горячей водой с учетом теплотерь и возможности взаимной растворимости воды и нефти. Ин-т пробл. мех. АН СССР. М., 1982. 31 с. (Деп. ВИНТИ 15 июля 1982, № 3785–82 Деп.).

Москва

Поступила в редакцию
7.V.1982