МЕХАНИКА
ЖИДКОСТИ И ГАЗА
№ 6 · 1985

УДК 532.546+622.276

ОБ ИСТОЩЕНИИ УПРУГОГО ЗАПАСА ЗАПЕЧАТАННОГО ТРЕЩИНОВАТО-ПОРИСТОГО ПЛАСТА С АНОМАЛЬНО ВЫСОКИМ ПЛАСТОВЫМ ДАВЛЕНИЕМ

АЛИШАЕВ М. Г., ХАЙРЕДИНОВ Н. Ш.

Анализ разработки месторождений с аномально высокими пластовыми давлениями показал [1], что при снижении средневзвешенного пластового давления ниже некоторого критического значения (близкого к гидростатическому) наблюдается довольно резкое скачкообразное падение дебитов и изменение темпа снижения давления. Падение дебитов объясняется смыканием трещин и вызванным им катастрофическим ухудшением проницаемости коллектора [2].

Ниже делается попытка развить гипотезу о смыкании трещин, рассчитать движение фронта смыкания трещин от забоя скважины к контуру однородного кругового пласта, вывести формулы для прогнозирования снижения дебитов скважин и давления в пласте. Для получения решений используется предположение о квазистационарности режима истощения пласта, так что результаты следует считать приближенными.

Для осесимметричного однородного кругового пласта уравнение сохранения массы запишем в виде

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho m h)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho h r u)=0 \qquad (1)$$

Уравнение для распределения давления получается из (1), если заменить скорость фильтрации согласно закону Дарси

$$\beta\rho h\frac{\partial p}{\partial t}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\rho k h}{\mu}r\frac{\partial p}{\partial r}\right) \qquad (2)$$

$$\beta=\frac{1}{\rho h}\frac{d}{dp}(\rho m h)=\left(\frac{1}{\rho}\frac{d\rho}{dp}+\frac{1}{h}\frac{dh}{dp}\right)+\frac{dm}{dp}=m(\beta_f-\beta_h)+\beta_c \qquad (3)$$

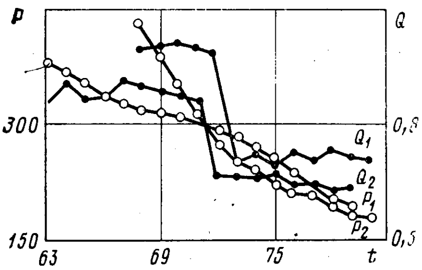
В процессе истощения со снижением давления могут меняться все величины — пористость пласта m, плотность нефти ρ, мощность пласта h, вязкость нефти μ и проницаемость пласта k являются, вообще говоря, функциями давления. Здесь в предположении о малой сжимаемости введен коэффициент упругоемкости пласта β с добавлением коэффициента сжатия мощности β_h, соответствующего возможной усадке пласта при его эксплуатации.

Умножим уравнение (1) на $2\pi r dr$ и проинтегрируем по всей площади пласта от радиуса скважины r_c до радиуса контура пласта r_k. Затем учтем, что поток массы через контур пласта равен нулю, а массовый дебит скважины обозначим $M_c(t)$. Произведение $\rho m h$ заменим его средним значением и вынесем за знак интеграла, а площадь пласта примем равной πr_k^2. Тогда получаем очевидное интегральное соотношение, которое связывает снижение среднепластового давления $\langle p\rangle$ и среднее значение коэффициента упругоемкости $\langle\beta\rangle$ с массовым дебитом

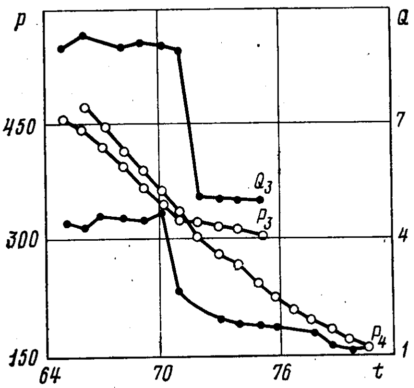
$$\frac{d}{dt}\langle\rho m h\rangle=-\frac{M_c(t)}{\pi r_k^2},\quad \langle\beta\rangle\frac{d\langle p\rangle}{dt}=-\frac{M_c(t)}{\pi r_k^2\langle\rho h\rangle} \qquad (4)$$

Последним равенством можно пользоваться, чтобы по кривой снижения давления судить о коэффициенте упругоемкости. Методика определения ⟨β⟩ в процессе истощения пласта и некоторые сведения об изменении упругоемкости залежей приводятся в [4].

В таблице даны относительные значения дебитов, темпа падения среднепластового давления, коэффициента упругоемкости, проницаемости и пьезопроводности пласта до начала резкого падения дебитов и после их снижения до нового уровня, рассчитанные по графикам на фиг. 1, 2. Из таблицы видно, что смыкание трещин может сопровождаться как уменьшением, так и увеличением упругоемкости и пьезопроводности пласта.



Фиг. 1



Фиг. 2

Если залежь незапечатанная, то вторжение законтурных вод будет поддерживать пластовое давление. Поэтому вычисленный по формуле (4) коэффициент упругоемкости будет давать завышенные значения. Увеличение упругоемкости для Хауи-Бегкауи может быть обусловлено нарушением замкнутости пласта — прорывом законтурных вод. Уменьшение же значений упругоемкости можно объяснить, например, прекращением усадки пласта после смыкания трещин.

Для нелинейных задач оказывается весьма удобным использование функции $\Phi(p)$, которое приводит к записи уравнения в форме Л. С. Лейбензона

$$\frac{1}{\varkappa}\frac{\partial\Phi}{\partial t}=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right),\qquad \varkappa=\frac{k}{\mu\beta}=\varkappa(\Phi),\qquad \Phi=\int\frac{\rho(p)k(p)h(p)}{\mu(p)}dp \tag{5}$$

Месторождение	Q_0/Q_*	γ_0/γ_*	β_*/β_0	$\varkappa_*/\varkappa_0$	k_*/k_0
Малгобек – Вознесенское	5	3,75	0,75	0,20	0,15
Хауи-Бегкауи	1.46	3,89	2,67	0,685	1,83
Хасси-Мессауд (4-я зона)	2.5	0,67	0,25	0,40	0,10
Хасси-Мессауд (7-я зона)	2,8	1,67	0,60	0,36	0,22

Преимущество последней формы еще и в том, что его линеаризация влечет за собой довольно малые погрешности при счете [5]. Для линейных задач, когда параметры ρ, μ, k, h принимаются постоянными, в уравнении (5) функция Φ сводится к давлению p.

Ниже ограничимся только задачей истощения замкнутой залежи в естественном режиме. Каждая скважина будет иметь свою постоянную во времени зону влияния, которую заменим на круг некоторого радиуса

r_k. На контуре этой области приток массы отсутствует, а на забое скважины приток жидкости соответствует массе добываемой жидкости

$$-2\pi r\frac{\rho kh}{\mu}\frac{\partial p}{\partial r}=-2\pi r\frac{\partial \Phi}{\partial r}=0 \qquad (r=r_k)$$

$$-2\pi r\frac{\rho kh}{\mu}\frac{\partial p}{\partial r}=-2\pi r\frac{\partial \Phi}{\partial r}=M_c(t) \qquad (r=r_c)$$

При упругом режиме фильтрации для больших времен ($\varkappa_0 t r_k^2>0{,}1-$ $-0{,}3$) можно принять предположение о квазистационарности распределения давления по радиусу и равномерном снижении его значения по всей зоне влияния скважины, работающей с постоянным объемным дебитом Q_0 [3]. Давление на контуре p_k и в любой точке пласта p можно представить в виде

$$p_k=p_0-\frac{\mu Q_0}{2\pi k_0 h}\left(\frac{2\varkappa_0 t}{r_k^2}-\frac{1}{4}+\ldots\right) \tag{6}$$

$$p=p-\frac{\mu Q_0}{2\pi k_0 h}\left(\ln\frac{r_k}{r}-\frac{1}{2}+\frac{r^2}{2r_k^2}+\ldots\right) \tag{7}$$

Здесь многоточиями обозначены убывающие экспоненциально во времени члены, p_0 — начальное пластовое давление, k_0 и $\varkappa_0$ — проницаемость и пьезопроводность пласта до начала смыкания трещин.

Смыкание трещин в призабойной зоне пласта и резкое падение дебита скважины начинается в момент времени, когда забойное давление (при $r=r_c$) снизится до критического значения p_* (близкого к гидростатическому). Учитывая неравенство $r_c \ll r_k$, для момента начала смыкания трещин из (6) и (7) имеем

$$t_* \approx \frac{r_k^2}{2\varkappa_0}\left(\frac{2\pi k_0 h}{\mu Q_0}(p_0-p_*)-\ln\frac{r_k}{r_c}+\frac{3}{4}\right)$$

Полученная формула является приближенной, так как были отброшены при выводе экспоненциально убывающие во времени члены. Для практических целей ее точность вполне достаточна. До начала смыкания трещин и падения дебитов скважин проходят годы, тогда как выход на квазиустановившийся режим занимает несколько дней.

На фронте смыкания трещин давление равно критическому p_*, т. е. фронту соответствует изобара. Закон перемещения изобар до начала смыкания трещин можно получить из формул (6) и (7)

$$\ln\frac{r}{r_c}-\frac{r^2-r_c}{2r_k^2}=\frac{2\varkappa_0(t-t_c)}{r_k^2} \tag{8}$$

Здесь t_c — момент времени, когда давление на скважине принимает данное фиксированное значение. На перемещение изобары от забоя скважины до контура пласта требуется время

$$t_p=t-t_c=\frac{r_k^2 l}{2\varkappa_0}, \qquad l=\ln\frac{r_k}{r_c}-\frac{1}{2} \tag{9}$$

Эти же формулы справедливы и после полного смыкания трещин по всему пласту, если пьезопроводность поменять на новое значение $\varkappa_*$.

При радиусе контура r_k=500 м, r_c=0,1 м и $\varkappa_0$=0,1 м^2/с время перемещения изобары составляет около 4 мес. Вычисления по формуле (8) показывают, что основное время уходит на перемещение изобары в малой призабойной зоне пласта (воронке депрессии), а в большей части пласта изобара движется весьма быстро.

Сопоставим время перемещения изобары со временем выхода пласта на установившийся режим истощения. За таковое примем время, в течение которого из пласта извлекается объем нефти, соответствующий падению давления от первоначального пластового p_0 до среднепластового при установившемся режиме с контурным давлением, равным p_0.

Используя формулу (7), падение средневзвешенного давления можно связать с дебитом

$$\langle\Delta p\rangle=\frac{1}{\pi r_k^2}\int\limits_{r_c}^{r_k}2\pi r(p_k-p)\,dr=\frac{\mu Q_0}{8\pi k_0 h}$$

Учитывая темп падения давления (6), имеем для времени установления регулярного режима оценку $t_s=r_k^2/8\varkappa_0=t_p/4l$, т. е. время выхода на установившийся режим составляет около 3% от времени перемещения изобары (при $r_k/r_c=5000$). Этим временем, очевидно, можно пренебречь и во многих случаях считать, что регулярный режим истощения устанавливается мгновенно. Рассматривая задачу о движении фронта смыкания по пласту, будем полагать, что в каждый момент времени по обе стороны от фронта смыкания имеет место регулярный режим истощения.

Нелинейную задачу истощения пласта на упругом режиме с учетом смыкания трещин следует изучать с помощью функции Л. С. Лейбензона, в которой ρ, μ, h считаются постоянными, а проницаемость $k(p)$ резко падает [7]. Будем считать, что фронту смыкания соответствует критическое давление p_*. Такой подход аналогичен методу изучения фильтрации газированной жидкости [6, 7], причем наличие двух зон и положение фронта смыкания трещин устанавливаются после решения нелинейной задачи.

Обозначим k_0, $\varkappa_0$, β_0 — проницаемость, пьезопроводность и упругоемкость пласта до смыкания трещин; k_*, $\varkappa_*$, β_* — те же величины после смыкания трещин. Функцию Φ соответственно зададим в виде кусочно-линейной монотонно растущей функции давления: $\Phi=\rho h k_* p/\mu$ для $p\leqslant p_*$ и $\Phi=(\rho h/\mu)[k_*p_*+k_0(p-p_*)]$ для $p\geqslant p_*$. По значениям Φ однозначно определяется давление; критическое значение $\Phi=\rho h k_* p_*/\mu$ соответствует давлению смыкания p_*. В процессе смыкания трещин контурное и забойное давления связаны с соответствующими значениями Φ_k и Φ_c формулами

$$\Phi_k=\frac{\rho h}{\mu}[k_*p_*+k_0(p_k-p_*)],\qquad \Phi_c=\frac{\rho h k_*}{\mu}p_c$$

Определим закон падения дебита при движении по пласту фронта смыкания трещин. Для функции Φ после выхода на регулярный режим получаются такие же зависимости (6) и (7), как и для давления в линейном случае. Перепишем их в виде

$$\begin{gathered}\Phi_k=\Phi_c+\frac{M_c(t)}{2\pi}\left(\ln\frac{r_k}{r_c}-\frac{r_k^2-r_c^2}{2r_k}\right)\\ \Phi=\Phi_c+\frac{M_c(t)}{2\pi}\left(\ln\frac{r}{r_c}-\frac{r^2-r_c^2}{2r_k^2}\right)\end{gathered}\tag{10}$$

Здесь $M_c(t)$ — массовый дебит, Φ_k и Φ_c — значения функции Φ на контуре пласта и забое скважины соответственно. Снижение функции Φ определяется по массовому дебиту

$$\frac{d\Phi}{\varkappa(\Phi)}=-\frac{M_c(t)}{\pi r_k^2}\tag{11}$$

который можно считать медленно меняющейся функцией времени.

Продифференцируем по времени (10), считая Φ_k, Φ_c, M_c функциями времени, и заменим их производные согласно (11). Для массового дебита получаем линейное уравнение, решение которого имеет экспоненциальный вид

$$\dot M_c(t)+\alpha\dot M(t)=0,\qquad M_c=M_0\exp(-\alpha t),\qquad \alpha=2(\varkappa_0-\varkappa_*)/r_k^2 l\tag{12}$$

По завершении процесса смыкания трещин установится новое значение массового дебита $M_*=M_0 \exp(-\alpha t_k)$.

Найдем закон движения по пласту границы зоны смыкания трещин $r_*(t)$, несущей критическое значение Φ_*. Подставив в формулу (10) $\Phi=\Phi_*$ и учитывая снижение Φ_c согласно

$$\Phi_c=\Phi_*-\frac{\varkappa_*}{\pi r_k^2}\int M_c(t)\,dt=\Phi_*-\frac{\varkappa_* M_0}{\pi r_k^2}\frac{1-e^{-\alpha t}}{\alpha}$$

получаем закон движения фронта смыкания трещин

$$\ln\frac{r_*}{r_c}-\frac{r_*^2-r_c^2}{2r_k^2}=\frac{2\varkappa_*}{r_k^2}\frac{e^{\alpha t}-1}{\alpha} \qquad (13)$$

который для малых $\alpha t \ll 1$ переходит в уравнение движения изобары для зоны ухудшенной проницаемости $\varkappa=\varkappa_*$. Эта же формула (13) получается, если воспользоваться законом снижения $\Phi_k(t)$ согласно (11).

Вдали от призабойной зоны скважины при $\alpha t > 1$ правая часть в (13) растет намного быстрее времени t, что означает более быстрое движение границы смыкания трещин, нежели изобары при значении пьезопроводности $\varkappa_*$.

Формулу для времени t_k перемещения границы смыкания трещин по всему пласту (время смыкания трещин по всей протяженности пласта) получим из (13) при $r_*=r_k$. Элементарные выкладки показывают, что

$$t_k=\frac{r_k^2 l}{2(\varkappa_0-\varkappa_*)}\ln\frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \qquad (14)$$

Если отнести это время t_k к времени перемещения изобары в первоначальном пласте с пьезопроводностью $\varkappa_0$, т. е. к $t_p=r_k^2 l/2\varkappa_0$, то будем иметь сравнительную формулу

$$\frac{t_k}{t_p}=\frac{\varkappa_0}{\varkappa_0-\varkappa_*}\ln\frac{\varkappa_0}{\varkappa_*} \qquad (15)$$

Для значений отношений $\varkappa_0/\varkappa_*=10$; 4; 2; 1 и 0,5 по этой формуле получаются соответственно значения 2,56; 1,85; 1,39; 1 и 0,69.

Таким образом, процесс смыкания трещин по пласту происходит за сравнительно короткое время, сопоставимое со временем перемещения изобары в том же пласте при ухудшении проницаемости в результате смыкания трещин.

Установим формулу для падения дебита к моменту смыкания трещин по всему пласту. Подставляя в формулу для массового дебита значение времени смыкания (14), получаем $M_*=M_0 \exp(-\alpha t_k)=(\varkappa_*/\varkappa_0)M_0$, т. е. отношение дебитов равно отношению пьезопроводностей до и после смыкания трещин. Интуитивно принимаемое положение о равенстве отношения дебитов отношению проницаемостей до и после смыкания оказывается неверным, ибо в процессе смыкания трещин может измениться упругоемкость пласта. Только в том случае, когда упругоемкость не меняется в результате смыкания трещин ($\beta_*=\beta_0$), отношение пьезопроводностей совпадает с отношением проницаемостей и последнее может быть найдено по отношению дебитов. Объясняется это тем, что для регулярного режима в процессе смыкания трещин перепад давления между контуром пласта и забоем скважины не сохраняется. Давление на контуре пласта и забое меняется по разным формулам, за время смыкания трещин перепад принимает другое значение.

Изменение перепада давления можно найти, пользуясь формулой (11) для функции Φ на забое скважины и контуре пласта

$$\Delta\Phi_*=\Delta\Phi_0-\frac{\varkappa_0-\varkappa_*}{\pi r_k^2}\int_0^{t_k} M_c(t)\,dt$$

$$\frac{\Delta\Phi_*}{\Delta\Phi_0}=\frac{\varkappa_*}{\varkappa_0}, \qquad \frac{\Delta p_*}{\Delta p_0}=\frac{\beta_0}{\beta_*}$$

т. е. перепады давлений до и после смыкания трещин обратно пропорциональны упругоемкости пласта.

Подсчитаем время смыкания трещин для двух из упомянутых месторождений. На месторождении Хауи – Бекгауи темп падения давления составил $\gamma_0=37$ атм/год, перепад давления имел значение $\Delta p_0=30$ атм. До начала смыкания трещин время перемещения изобары от забоя до контура $t_p=30/37=0{,}81$ лет. По формуле (15), заменив отношение пьезопроводностей отношением дебитов $\varkappa_0/\varkappa_*=Q_0/Q_*=1{,}46$, находим $t_k=1{,}2\times t_p=0{,}97$ лет. На месторождении Хасси – Мессауд (7-я зона) темп падения давления составлял $\gamma_0=30$ атм/год, а перепад давления имел значение 50 атм и выше. Приняв $\Delta p_0=60$ атм, имеем время перемещения изобары $t_p=2$ года. По формуле (15), заменив отношение $\varkappa_0/\varkappa_*=Q_0/Q_*=2{,}8$, находим $t_k=1{,}6\times t_p=3{,}2$ года. Эти значения примерно согласуются с приведенными выше графиками снижения дебитов.

Отметим, однако, что полученные выше решения приближенные и пригодны лишь для проведения оценок. Представляет интерес развитие более точных аналитических и численных методов анализа переходных процессов, обусловленных смыканием трещин или разгазированием пласта.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Хайрединов Н. Ш., Бен-Яхья.* Влияние горного давления на разработку месторождений нефти с АВПД.– Тез. докл. VI Межотрасл. научно-практ. конф. Уфа, 1981.
2. *Хайрединов Н. Ш.* Формирование трещинных коллекторов на месторождения с АВПД.– Тр. Губкинских чтений. М., 1983.
3. *Щелкачев В. Н.* Разработка нефтеводоносных пластов при упругом режиме. М.: Гостоптехиздат, 1959. 468 с.
4. *Майдебор В. Н.* Особенности разработки нефтяных месторождений с трещиноватыми коллекторами. М.: Недра, 1980. 288 с.
5. *Горбунов А. Т.* Разработка аномальных нефтяных месторождений. М.: Недра, 1981. 239 с.
6. *Христианович С. А.* Механика сплошной среды. М.: Наука, 1981. 483 с.
7. *Горбунов А. Т., Николаевский В. Н.* О нелинейной теории упругого режима фильтрации.– В сб.: Добыча нефти. Ежегодник. М., 1963 (1964), с. 73–95.

Уфа

Поступила в редакцию
10.VII.1984