

УДК 532.546

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СЖИМАЕМОГО ФЛЮИДА В НИЗКОПРОНИЦАЕМОМ ПЛАСТЕ С ТРЕЩИНОЙ ГИДРОРАЗРЫВА

Р. Ф. Шарафутдинов, Ф. Ф. Давлетшин

Башкирский государственный университет, 450076 Уфа, Россия

E-mails: gframil@inbox.ru, felix8047@mail.ru

Рассматриваются результаты расчета нестационарных полей давления и температуры в низкопроницаемом пласте с трещиной гидроразрыва с учетом термодинамических (Джоуля — Томсона и адиабатического) эффектов. Исследуется влияние параметров трещины (ширины и проницаемости) на характер изменения во времени температуры жидкости, поступающей в скважину. Показано, что за счет увеличения градиента давления в трещине по мере уменьшения ее ширины и проницаемости увеличивается влияние эффекта Джоуля — Томсона и как следствие с течением времени увеличивается температура поступающей жидкости; с увеличением ширины и проницаемости трещины начинает преобладать адиабатическое охлаждение, и вследствие этого температура поступающей жидкости уменьшается. Рассмотренные особенности температурного поля могут быть использованы при диагностике параметров трещины гидроразрыва.

Ключевые слова: термометрия, трещина гидроразрыва пласта, эффект Джоуля — Томсона, адиабатический эффект, скважина, пласт.

DOI: 10.15372/PMTF20210216

Введение. Гидравлический разрыв пласта (ГРП) является одним из наиболее эффективных методов увеличения нефтеотдачи низкопродуктивных коллекторов. Для контроля качества проведения ГРП используется ряд геофизических методов, наибольшей информативностью среди которых обладают микросейсмические исследования и пластовая наклонотометрия. Однако вследствие высокой стоимости исследований и технологических ограничений данные методы не получили широкого распространения при геофизическом контроле. Одним из наиболее информативных методов, применяемых для контроля за разработкой добывающих скважин, является термометрия, основанная на измерении температуры в стволе скважины. В настоящее время термометрия действующих скважин позволяет решать ряд задач, включающих определение интервалов притока, диагностику пластов и скважин. Поэтому представляет интерес исследование возможности диагностики параметров трещины гидроразрыва по результатам обработки данных термометрии [1, 2].

В работах [3–9] представлены численные модели тепломассопереноса в пласте с трещиной ГРП. В работе [3] проведено численное исследование влияния трещины ГРП на процесс восстановления температуры в скважине после прекращения закачки воды. Показано, что при наличии трещины в пласте температура восстанавливается быстрее, и проанализировано влияние ширины трещины на характер восстановления температуры.

В работе [4] исследовался процесс двухфазной фильтрации нефти и воды в пласте с трещиной ГРП. Установлено, что при наличии трещины температура втекающей в скважину жидкости после снижения давления в скважине немонотонно изменяется: сначала наблюдается уменьшение температуры вследствие адиабатического охлаждения, в дальнейшем — дроссельный нагрев за счет эффекта Джоуля — Томсона. Анализ влияния длины трещины на формирование температурного поля показывает, что при большой длине трещины (50 ÷ 100 м и более) температура практически не зависит от длины трещины. Зависимость температуры от длины трещины ГРП рассмотрена в работе [5]. Показано, что линейный режим течения в трещине приводит к уменьшению перепада давления и температуры втекающей жидкости.

В работе [6] исследуется температурное поле в пласте с трещиной в режиме постоянного отбора пластового флюида, проведен анализ влияния длины и проницаемости трещины, тепловых свойств трещины и породы и дебита на температуру в скважине. В [7] разработана математическая модель нестационарной неизотермической фильтрации для описания термогидродинамических процессов в системе пласт — трещина ГРП. Рассмотрена обратная задача для определения проводимости трещины, коэффициента Джоуля — Томсона, длины трещины и проницаемости пласта и предложена методика интерпретации результатов термогидродинамических исследований вертикальных скважин с трещиной ГРП.

В работе [8] исследовано формирование полей давления и температуры для динамичной трещины: в режиме закачки в процессе ГРП трещина образуется и распространяется, при остановке смыкается. Проанализировано влияние длины трещины, проницаемости пласта и скорости закачки на изменение температуры втекающей в скважину жидкости. В работе [9] рассмотрено температурное поле при многоступенчатом гидроразрыве в горизонтальной скважине и показана возможность с использованием температурных данных идентифицировать наличие множественных трещин, а также определить скорости жидкости в режиме нагнетания и в режиме отбора. В качестве инструмента для анализа предложено использовать зависимости производной температуры от расстояния вдоль ствола скважины.

Следует отметить, что в указанных выше работах практически не рассматривались особенности формирования температурного поля в пласте с трещиной ГРП в условиях неустановившегося поля давления, наблюдаемого, например, при низкой проницаемости коллектора и высокой вязкости нефти. В этом случае вклад термодинамических эффектов адиабатического охлаждения и дроссельного нагрева (эффекта Джоуля — Томсона) в процесс установления поля давления непрерывно меняется, что оказывает влияние на характер температурной кривой. В связи с этим представляет интерес исследование возможности использования данных термометрии для диагностики параметров трещины ГРП в низкопроницаемых пластах с высокой вязкостью нефти.

Постановка задачи. Рассмотрим процесс формирования полей давления и температуры в пласте с трещиной гидроразрыва после пуска добывающей нефтяной скважины в работу. Исследование термогидродинамических полей проводится с использованием математической модели на основе уравнения неразрывности, закона фильтрации Дарси и закона сохранения энергии с учетом термодинамических (Джоуля — Томсона и адиабатического) эффектов. На рис. 1,а показаны схема пласта и направление движения жидкости (k, m — проницаемость и пористость, индекс res соответствует пласту, индекс f — трещине, r_w, R_c — радиусы скважины и контура питания). Вследствие симметрии задача решается для 1/4 рассматриваемой области (рис. 1,б), на осях симметрии ($x = 0, y = 0$) вводятся дополнительные граничные условия для давления и температуры.

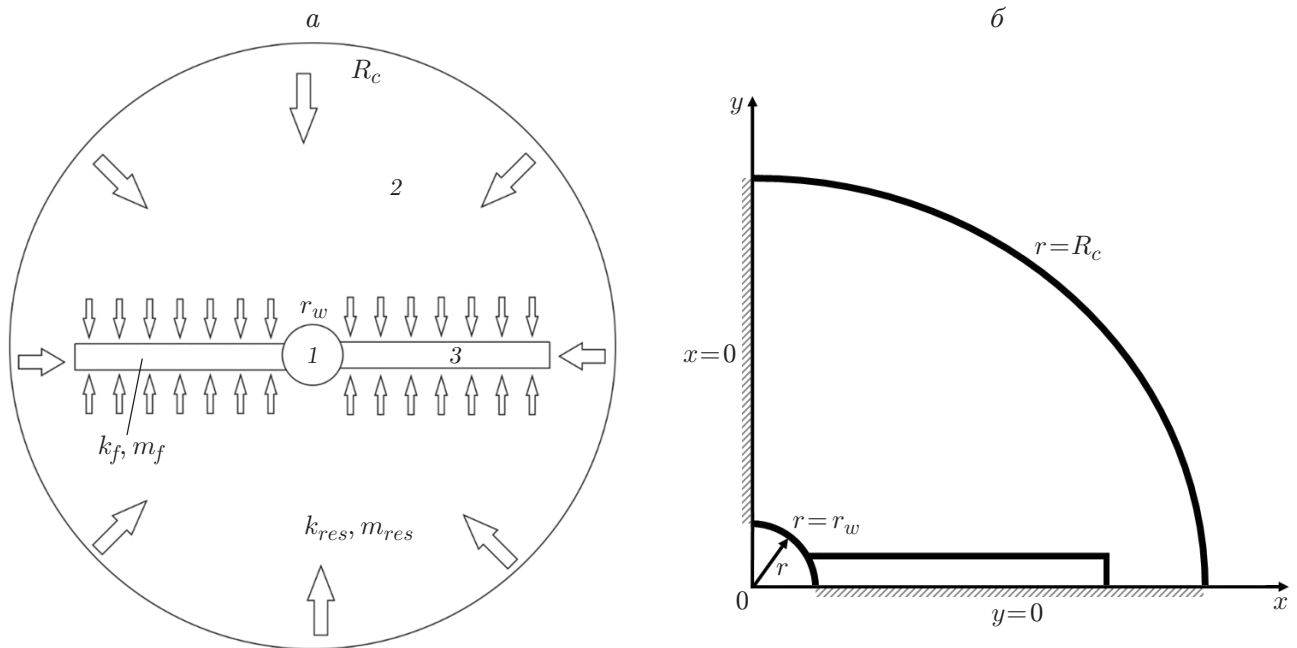


Рис. 1. Схема пласта и трещины (а) и моделируемая область (б):

1 — скважина, 2 — пласт, 3 — трещина ГРП; стрелки — направление движения жидкости; штрихи — границы плоскости симметрии

Закон сохранения массы для однофазного флюида, движущегося в пласте и трещине, записывается в виде

$$\frac{\partial (m\rho_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) = 0, \quad \mathbf{v} = -\frac{k}{\mu} \nabla p, \quad (1)$$

где ρ_f , μ — плотность и вязкость жидкости соответственно; \mathbf{v} — скорость фильтрации; p — давление. Жидкость и скелет горной породы полагаются слабосжимаемыми:

$$\rho(p) = \rho_0(1 + \beta_f(p - p_0)), \quad m(p) = m_0 + \beta_r(p - p_0) \quad (2)$$

(m_0 , ρ_0 — пористость пласта и плотность жидкости соответственно при давлении p_0 ; β_f , β_r — сжимаемость флюида и скелета горной породы).

Трещина моделируется как пористая среда, проницаемость и пористость которой больше пористости пласта. Применимость этого допущения обусловлена тем, что для закрепления (предотвращения смыкания под действием горного давления) трещина заполняется пропантом (гранулообразным материалом), сжимающимся под действием горного давления. В результате в трещине формируется сеть открытых каналов, поэтому ее можно рассматривать в качестве пористой среды [2].

Граничные и начальные условия для решения уравнения неразрывности с учетом условий симметрии (равенства нулю компонент скорости, перпендикулярных плоскости границ) имеют вид

$$\begin{aligned} p|_{r=r_w} &= p_w, & p|_{r=R_c} &= p_{res}, \\ \frac{\partial p}{\partial x}|_{x=0} &= 0, & \frac{\partial p}{\partial y}|_{y=0} &= 0, \\ p|_{t=0} &= p_{res}, \end{aligned} \quad (3)$$

где r_w , R_c — радиусы скважины и контура питания соответственно; p_w , p_{res} — забойное и пластовое давление.

Закон сохранения энергии с учетом конвективного теплопереноса, теплопроводности, адиабатического эффекта и эффекта Джоуля — Томсона записывается в виде [10]

$$\frac{\partial((\rho c)_e T)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f c_f \mathbf{v} T - \lambda \nabla T) = \Phi, \quad (\rho c)_e = m \rho_f c_f + (1 - m) \rho_r c_r, \quad (4)$$

$$\Phi = m \rho_f c_f \eta \frac{\partial p}{\partial t} - \rho_f c_f \mathbf{v} \varepsilon \nabla p,$$

где ρ_r — плотность скелета породы; $(\rho c)_e$ — эффективная теплоемкость пласта; c_r, c_f — теплоемкость скелета породы и флюида соответственно; T — температура; Φ — источниковое слагаемое, обусловленное термодинамическими эффектами (эффектом Джоуля — Томсона и адиабатическим); η — адиабатический коэффициент; ε — коэффициент Джоуля — Томсона; λ — теплопроводность пласта.

Граничные и начальные условия для уравнения теплопереноса с учетом условий симметрии (равенства нулю компонент градиента температуры (тепловых потоков), перпендикулярных плоскости границ симметрии) имеют вид

$$T|_{r=R_c} = T_{res}, \quad T|_{t=0} = T_{res}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} = 0, \quad \frac{\partial T}{\partial y}|_{y=0} = 0$$

(T_{res} — пластовая температура).

Дискретизация уравнений. Система уравнений (1)–(5) решается численно. Для дискретизации уравнений (1), (4) используется метод конечно-элементного контрольного объема. Расчетная область разбивается на треугольные конечные элементы, вокруг узлов расчетной сетки формируются контрольные объемы. Формирование контрольных объемов вблизи узлов i, j, k , находящихся в вершинах конечных элементов, происходит следующим образом (рис. 2, а): в конечном элементе определяется положение центра тяжести, координаты которого рассчитываются как среднеарифметическое координат вершин элементов. Затем центр тяжести элемента соединяется с серединой каждой из сторон. Часть области, ограниченная ломаной $i-1-2-3-i$, является вкладом V_{il} элемента $i-j-k$ в контрольный объем i -го узла от l -го элемента. Вклады каждого элемента, содержащего узел i , объединяются в одну область, называемую контрольным объемом узла i (рис. 2, б).

В данном численном методе для пласта и трещины используется единая сетка, при этом отсутствуют специальные граничные условия на границе пласт — трещина. Физические свойства (проницаемость, теплоемкость и др.) на конечных элементах являются постоянными, при этом при построении сетки конечные элементы не должны пересекать границу пласта и трещины.

Уравнения законов сохранения массы для контрольных объемов в количестве S суммируются и преобразуются к сумме для количества L конечных элементов

$$\sum_{s=1}^S \int_{V_s} \left(\frac{\partial(m\rho_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) \right) dV = \sum_{l=1}^L \left(\int_{V_{il}} \left(\frac{\partial(m\rho_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) \right) dV + \right.$$

$$\left. + \int_{V_{jl}} \left(\frac{\partial(m\rho_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) \right) dV + \int_{V_{kl}} \left(\frac{\partial(m\rho_f)}{\partial t} + \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) \right) dV \right),$$

где V_{il}, V_{jl}, V_{kl} — вклад l -го элемента в контрольный объем узлов i, j, k соответственно.

Вклады элемента $l(i, j, k)$ в дискретные аналоги для контрольных объемов V_{il}, V_{jl}, V_{kl} объединяются в локальную матрицу для конечных элементов, которая по аналогии с матрицей в методе конечных элементов (МКЭ) называется локальной матрицей жесткости.

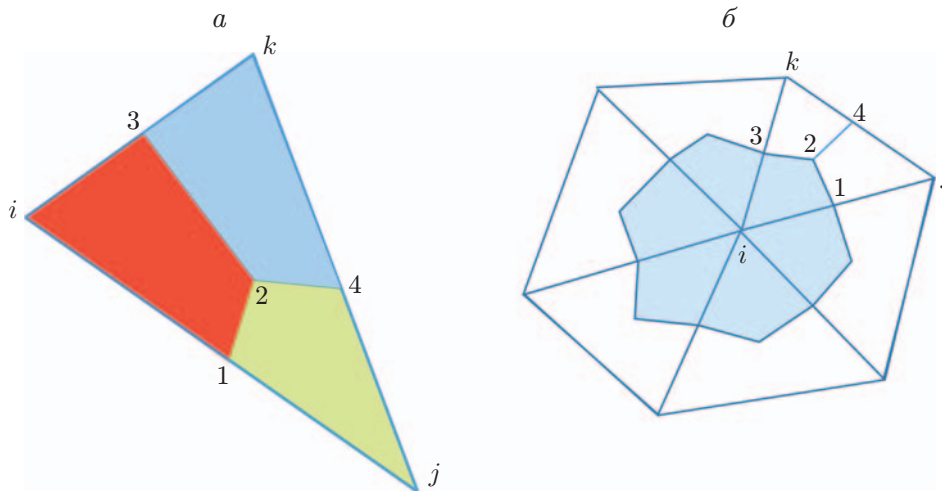


Рис. 2. Разбиение расчетной области:
a — конечный элемент, *б* — контрольный объем

Аналогичным образом получается локальный вектор правой части (локальный вектор нагрузки). Дискретный аналог для узлов i, j, k представляется в виде матричного уравнения

$$[K][P] = [F], \quad [K] = \begin{bmatrix} K_{ii} & K_{ij} & K_{ik} \\ K_{ji} & K_{jj} & K_{jk} \\ K_{ki} & K_{kj} & K_{kk} \end{bmatrix}, \quad [P] = \begin{bmatrix} P_i \\ P_j \\ P_k \end{bmatrix}, \quad [F] = \begin{bmatrix} F_i \\ F_j \\ F_k \end{bmatrix},$$

где $[K]$ — локальная матрица жесткости; $[F]$ — локальный вектор нагрузки; $[P]$ — вектор искомых величин (давления p или температуры T).

Глобальная матрица жесткости и вектор нагрузки получают путем объединения локальных матриц всех конечных элементов расчетной области [11, 12].

Для дискретизации нестационарного слагаемого используется ступенчатая интерполяция (дискретизация уравнений показана на примере вклада элемента l в контрольный объем узла i V_{il}):

$$\int_{V_{il}} \frac{\partial (m\rho_f)}{\partial t} dV = \frac{(m\rho_f)_{il}^{n+1} - (m\rho_f)_{il}^n}{\Delta t} \Delta V_{il}, \quad (6)$$

где n — индекс координаты t ; Δt — шаг по времени. Пренебрегая в произведении $m\rho_f$ слагаемым, пропорциональным произведению сжимаемостей $\beta_f\beta_r$ вследствие его малости относительно других слагаемых, выражение (6) можно преобразовать к виду

$$\int_{V_{il}} \frac{\partial (m\rho_f)}{\partial t} dV = \rho_0\beta^* \frac{p_i^{n+1} - p_i^n}{\Delta t} \Delta V_{il}, \quad \beta^* = m_0\beta_f + \beta_r$$

(β^* — коэффициент упругоэластичности пласта).

Дивергентное слагаемое преобразуется согласно формуле Остроградского — Гаусса

$$\int_{V_{il}} \operatorname{div}(\rho_f \mathbf{v}) dV = \int_{S_{il\,in}} \rho_f \mathbf{v} \mathbf{n} dS + \int_{S_{il\,ex}} \rho_f \mathbf{v} \mathbf{n} dS,$$

где \mathbf{n} — внешняя нормаль к замкнутой поверхности S_{il} , ограничивающей объем V_{il} ; индекс in соответствует внутренним граням поверхности (грани 1–2 и 2–3 на рис. 2), ин-

декс ex — внешним ($i-1$ и $3-i$). На конечных элементах используется линейная интерполяция давления

$$p = N_i p_i + N_j p_j + N_k p_k, \quad (7)$$

где

$$N_m = \frac{1}{2A} (a_m + b_m x + c_m y), \quad m = i, j, k \quad —$$

компоненты функции формы треугольного элемента; A — площадь треугольного элемента; коэффициенты a , b являются функцией координат вершин [12].

Интеграл по внутренней поверхности равен

$$\begin{aligned} \int_{S_{il\,in}} \rho_f \mathbf{v} \mathbf{n} dS &= \int_{S_{il\,1-2}} \rho_f \mathbf{v} \mathbf{n} dS + \int_{S_{il\,2-3}} \rho_f \mathbf{v} \mathbf{n} dS = \\ &= - \left(\frac{\partial p}{\partial x} n_{x\,1-2} + \frac{\partial p}{\partial y} n_{y\,1-2} \right) \int_{S_{il\,1-2}} \rho_f \frac{k}{\mu} dS - \left(\frac{\partial p}{\partial x} n_{x\,2-3} + \frac{\partial p}{\partial y} n_{y\,2-3} \right) \int_{S_{il\,2-3}} \rho_f \frac{k}{\mu} dS. \end{aligned} \quad (8)$$

Здесь n_x , n_y — компоненты единичного вектора нормали \mathbf{n} ; индексы 1–2 и 2–3 соответствуют внутренним граням поверхности S_{il} .

В соответствии с (7) производная давления по координатам является функцией давления в вершинах конечных элементов:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{1}{2A} \sum_m b_m p_m, \quad \frac{\partial p}{\partial y} = \frac{1}{2A} \sum_m c_m p_m. \quad (9)$$

Дискретизация граничных условий. Интегрирование по внешней поверхности $S_{il\,ex}$ проводится только для граничных конечных элементов, поскольку для внутренних элементов эти слагаемые взаимно уничтожаются при вычислении интегралов на соседних элементах. На осях симметрии ($x = 0$, $y = 0$) ввиду отсутствия потоков через границы интегралы по внешней поверхности равны нулю. Поскольку на границах пласта и трещины со скважиной ($r = r_c$), пласта и контура питания ($r = R_c$) заданы граничные условия первого рода, для давления в граничных узлах задается значение, соответствующее забойному и пластовому давлению, и интеграл по внешней поверхности не вычисляется; соответствующие строки и столбцы исключаются из глобальной матрицы жесткости. При задании на границе пласта и трещины со скважиной граничных условий второго рода соответствующие слагаемые из дивергентной части добавляются в локальный вектор нагрузки [11, 12].

Аналогичным образом проводится дискретизация уравнения теплопереноса. Нестационарное слагаемое записывается в следующем дискретном виде:

$$\int_{V_{il}} \frac{\partial ((\rho c)_e T)}{\partial t} dV = \frac{((\rho c)_e)_i^{n+1} T_i^{n+1} - ((\rho c)_e)_i^n T_i^n}{\Delta t} \Delta V_{il}.$$

Дивергентное конвективное слагаемое принимает вид

$$\int_{V_{il}} \operatorname{div} (\rho_f c_f \mathbf{v} T) dV = \int_{S_{il\,1-2}} \rho_f c_f (\mathbf{v} T, \mathbf{n}) dS + \int_{S_{il\,2-3}} \rho_f c_f (\mathbf{v} T, \mathbf{n}) dS + \int_{S_{il\,ex}} \rho_f c_f (\mathbf{v} T, \mathbf{n}) dS.$$

Для температуры используется противопоточная интерполяция

$$\int_{S_{il1-2}} \rho_f c_f (\mathbf{v}T, \mathbf{n}) dS = T_{12} \int_{S_{il1-2}} \rho_f c_f (\mathbf{v}, \mathbf{n}) dS,$$

$$T_{12} = \begin{cases} T_i, & \int_{S_{1-2}} (\mathbf{v}, \mathbf{n}) dS \geq 0, \\ T_j, & \int_{S_{1-2}} (\mathbf{v}, \mathbf{n}) dS < 0. \end{cases}$$

Конвективный поток, перпендикулярный плоскостям симметрии ($x = 0, y = 0$), равен нулю. На границе пласта с контуром питания (пусть, например, границей является грань $i-j$) к локальному вектору нагрузки добавляется слагаемое

$$\int_{S_{il i-1}} \rho_f c_f (\mathbf{v}T, \mathbf{n}) dS = \rho_f (p_{res}) c_f T_{res} \int_{S_{il i-1}} (\mathbf{v}, \mathbf{n}) dS,$$

где плотность флюида ρ_f определяется при давлении, равном пластовому. На границе пласта (трещины) со скважиной аналогичное слагаемое добавляется к локальной матрице жесткости:

$$\int_{S_{il i-1}} \rho_f c_f (\mathbf{v}T, \mathbf{n}) dS = \rho_f (p_w) c_f T_i \int_{S_{il i-1}} (\mathbf{v}, \mathbf{n}) dS$$

(плотность флюида ρ_f определяется при давлении, равном забойному).

Дискретизация дивергентного кондуктивного слагаемого записывается аналогично (8). Интеграл по внутренней поверхности равен

$$\int_{S_{il in}} \lambda (\nabla T, \mathbf{n}) dS = \left(\frac{\partial T}{\partial x} n_{x1-2} + \frac{\partial T}{\partial y} n_{y1-2} \right) \int_{S_{il1-2}} \lambda dS + \left(\frac{\partial T}{\partial x} n_{x2-3} + \frac{\partial T}{\partial y} n_{y2-3} \right) \int_{S_{il2-3}} \lambda dS.$$

Для температуры также используется линейная интерполяция, поэтому компоненты градиента температуры на элементе записываются аналогично (9) в виде функции температуры в его вершинах.

Тепловой поток через границы плоскости симметрии равен нулю. На границе пласта и контура питания заданы граничные условия первого рода, поэтому в граничных узлах температура принимается равной пластовой температуре, интеграл по внешней поверхности не вычисляется. На границе пласта и трещины со скважиной температурным влиянием скважины пренебрегается (что эквивалентно заданию нулевого теплового потока на этой границе). Данное допущение применяется, поскольку рассматривается режим отбора жидкости из пласта, при котором тепловой поток в значительной степени экранируется за счет конвективного притока жидкости из пласта (трещины) в скважину.

Источниковое слагаемое записывается в следующем дискретном виде:

$$\int_{V_{il}} \Phi dV = \Phi_{il} \Delta V_{il}$$

(Φ_{il} — среднеинтегральное значение источникового слагаемого для вклада l -го элемента). Полученная система линейных уравнений для расчета полей давления и температуры решается с помощью метода сопряженных градиентов [13].

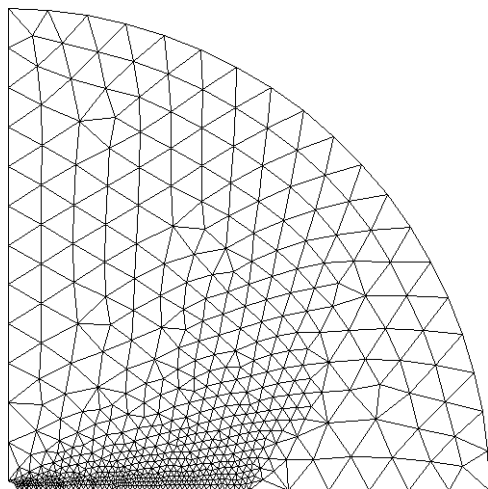


Рис. 3

Рис. 3. Конечно-элементная сетка

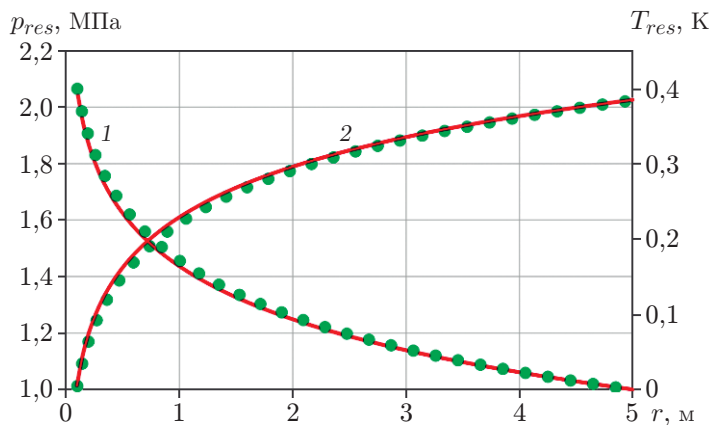


Рис. 4

Рис. 4. Стационарные распределения температуры (1) и давления (2) в пласте: линии — аналитическое решение, точки — численное

Тестирование модели. Тестирование численной модели выполнено путем сравнения результатов расчетов с известными аналитическими решениями, описывающими плоско-радиальное течение из однородного кругового пласта в скважину (в этом случае физические характеристики пласта и трещины задаются равными). Для расчета использована конечно-элементная сетка (рис. 3), состоящая из 1106 элементов (994 элемента в пласте и 112 в трещине). Расчет проводился при следующих значениях параметров: радиус скважины $r_w = 0,1$ м, радиус контура $R_c = 5$ м, ширина трещины $x_f = 20$ мм, половина длины трещины $l_f = 2,5$ м, вязкость жидкости $\mu = 2$ мПа·с, проницаемость пласта и трещины $k = 10^{-12}$ м², пластовое давление $p_{res} = 2,02$ МПа, забойное давление $p_w = 1,01$ МПа, начальная температура пласта и трещины 50 °С, при тестировании значения пористости пласта и трещины принимались одинаковыми и равными $0,2$, в остальных случаях — $0,1$ и $0,3$ соответственно, плотность горной породы 2700 кг/м³, теплоемкость горной породы 1000 Дж/(кг·К), теплопроводность пласта 2 Вт/(м·К), плотность нефти 800 кг/м³, плотность воды 1000 кг/м³, теплоемкость нефти 2000 Дж/(кг·К), теплоемкость воды 4200 Дж/(кг·К), адиабатический коэффициент нефти $0,14$ К/МПа, коэффициент Джоуля — Томсона нефти $0,4$ К/МПа, сжимаемость жидкости $20 \cdot 10^{-10}$ Па⁻¹, сжимаемость скелета 10^{-10} Па⁻¹.

Рис. 4, 5 построены для области трещины в сечении, параллельном направлению развития трещины и проходящем через ось скважины (ввиду радиальной симметрии кривые в других сечениях, проходящих через ось скважины, аналогичны). Сравнение результатов расчета стационарного распределения давления и температуры в пласте при однофазной плоско-радиальной фильтрации [14] (см. рис. 4) и нестационарного распределения температуры с учетом термодинамических (Джоуля — Томсона и адиабатического) эффектов в режиме постоянной депрессии [15] (см. рис. 5) показало, что численное и аналитическое решения хорошо согласуются. Максимальное отклонение расчетного стационарного поля давлений от аналитического решения не превышает 2% , температуры — 4% , максимальное отклонение нестационарной температуры составляет приблизительно $0,006$ К. Корректность расчета полей давления и температуры при наличии трещины ГРП, свойства которой отличаются от свойств пласта, контролировалась путем сравнения с результатами расчетов в соответствующих программных продуктах (Ansys, Comsol).

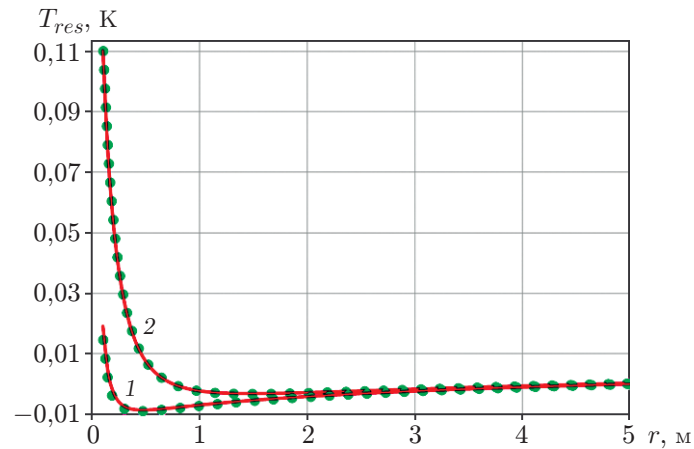


Рис. 5. Нестационарное распределение температуры в пласте в различные моменты времени после пуска скважины:

1 — 1 мин, 2 — 10 мин; линии — аналитическое решение, точки — численное

Анализ результатов расчетов. С использованием представленной математической модели исследуется однофазная фильтрация высоковязкой нефти (вязкость $\mu = 100$ мПа·с) в низкопроницаемом пласте (проницаемость пласта $k_{res} = 10^{-15}$ м², проницаемость трещины $k_f = 10^{-10}$ м², ширина трещины $x_f = 5$ мм). Значения остальных параметров приведены выше. Для расчета использовалась детальная треугольная сетка, общее количество элементов которой составляло 87 263 (в трещине — 23 085, в пласте — 64 178).

Процесс формирования поля давления в пласте (в сечении, перпендикулярном направлению развития трещины и проходящем через ось скважины) и в трещине ГРП (в сечении, параллельном направлению развития трещины и проходящем через ось скважины) показан на рис. 6.

Низкая проницаемость пласта и высокая вязкость жидкости обуславливают малую величину пьезопроводности пласта и скорости распространения возмущений давления в нем. В результате в течение 200 ч (порядка 8 сут) возмущение давления в пласте распростра-

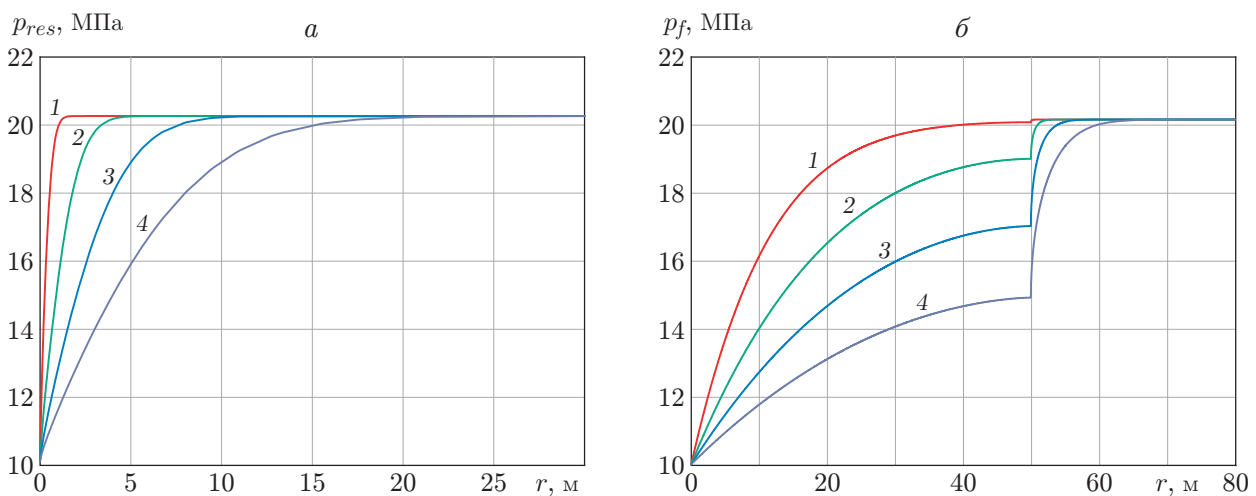


Рис. 6. Нестационарные распределения давления в пласте (а) и трещине (б) в различные моменты времени после пуска скважины:

1 — 1 ч, 2 — 10 ч, 3 — 50 ч, 4 — 200 ч

няется на расстояние, приблизительно равное 25 м. Вследствие высокой проницаемости скорость распространения фронта давления в трещине значительно больше: в течение первых часов фронт давления достигает дальней границы крыльев трещины и продолжает распространяться в пласте с меньшей скоростью. Большая по сравнению с пластом скорость уменьшения давления в трещине приводит к возникновению существенных перепадов давления на границе пласта и трещины. В частности, через 200 ч работы скважины в режиме отбора максимальный градиент давления на границе пласт — трещина в направлении распространения трещины составляет порядка 3 МПа/м. Такой же градиент давления наблюдается на границе пласта и скважины. Средняя величина градиента давления в трещине с течением времени уменьшается: через 1 ч работы средний градиент давления в трещине составляет 0,2 МПа/м, через 200 ч — 0,1 МПа/м. При изменении поля давления также изменяется температура. Соответствующие распределения температуры в пласте и трещине при фильтрации представлены на рис. 7. В качестве нулевой линии для температуры принята начальная пластовая температура, поэтому зависимости характеризуют относительные аномалии температуры в пласте и скважине. На рис. 7 видно, что характер распределения температуры определяется в основном соотношением эффектов Джоуля — Томсона и адиабатического охлаждения. Эффект Джоуля — Томсона обуславливает нагрев жидкости при ее фильтрации в пласте под действием градиента (перепада) давлений. С увеличением градиента давления температурная аномалия увеличивается вследствие дроссельного нагрева. Адиабатическое охлаждение, наоборот, приводит к уменьшению температуры жидкости при уменьшении давления в данной точке пласта в процессе установления поля давления [15].

В начальный момент времени после пуска скважины наблюдается охлаждение жидкости в пласте (см. рис. 7,а), обусловленное адиабатическим эффектом, с течением времени температура жидкости постепенно увеличивается вследствие дроссельного нагрева. Распределение температуры в трещине (см. рис. 7,б) имеет существенно нелинейный характер. С одной стороны, в прискважинной зоне трещины наблюдается нагрев жидкости за счет эффекта Джоуля — Томсона, причем температура жидкости увеличивается со временем. С другой стороны, постепенное уменьшение давления в трещине с течением времени (см. рис. 6,б) обуславливает закономерное увеличение влияния адиабатического охлаждения. Поскольку в трещине этот эффект проявляется сильнее вследствие ее большей пористости, нагрев жидкости за счет эффекта Джоуля — Томсона компенсируется за счет адиабатического охлаждения.

На рис. 8 показаны поля давления и температуры в системе пласт — трещина через 200 ч после начала отбора жидкости. Видно, что возмущения давления и температуры наблюдаются в основном в окрестности трещины. Как пласт, так и трещина характеризуются отрицательными температурными аномалиями, при этом в прискважинной зоне пласта в области, прилегающей к трещине, температура жидкости незначительно увеличивается за счет эффекта Джоуля — Томсона.

Для оценки возможности диагностики пластов с трещиной ГРП по данным температурных замеров исследуется процесс формирования полей давления и температуры в процессе фильтрации пластовой жидкости к скважине при различных параметрах трещины.

Результаты параметрических расчетов показали, что значения скорости изменения во времени давления и температуры в пласте при ширине трещины 1 и 10 мм практически не различаются, однако температура и давление непосредственно в трещине существенно изменяются. Вследствие уменьшения ширины трещины уменьшается также ее безразмерная проницаемость C_f , определяемая выражением

$$C_f = \frac{k_f x_f}{k_{res} l_f},$$

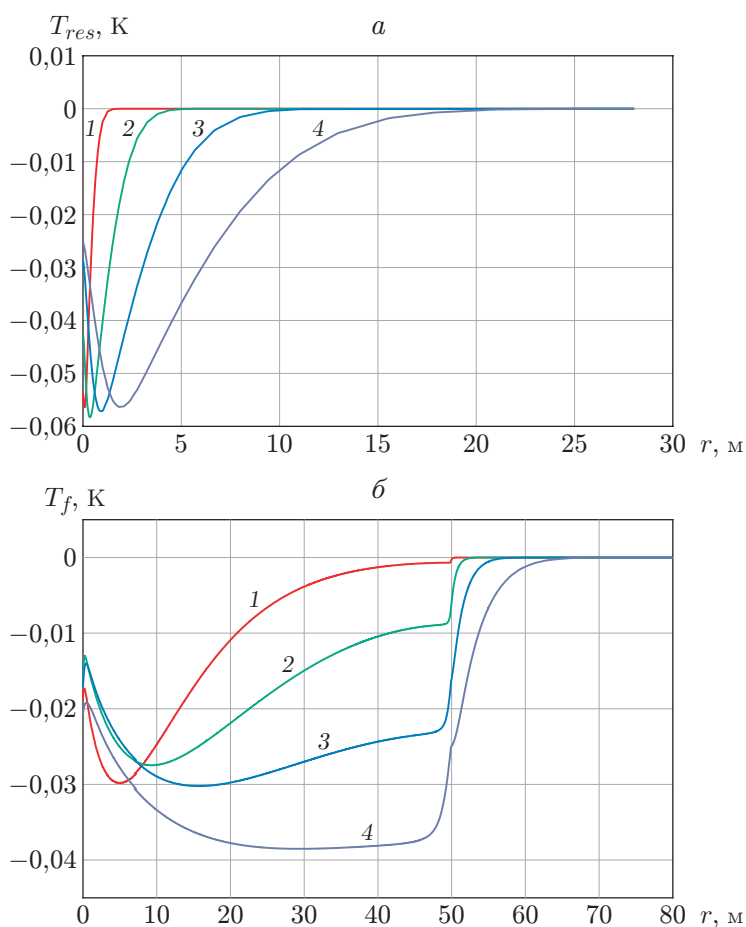


Рис. 7. Нестационарные распределения температуры в пласте (а) и трещине (б) в различные моменты времени после пуска скважины:
 1 — 1 ч, 2 — 10 ч, 3 — 50 ч, 4 — 200 ч

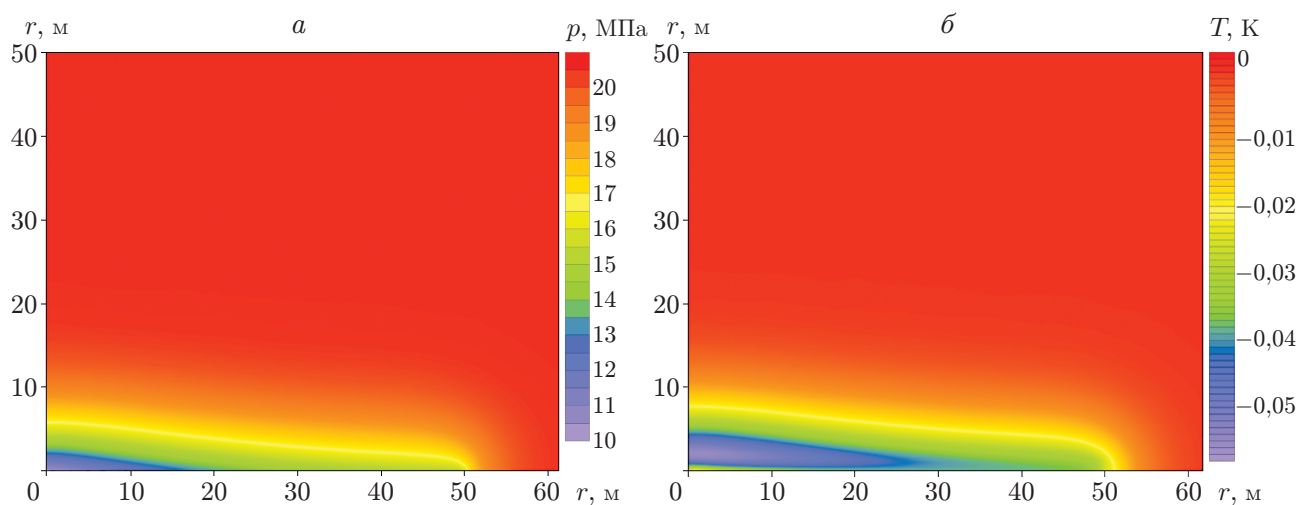


Рис. 8. Поля давления (а) и температуры (б) в пласте и трещине через 200 ч после пуска скважины

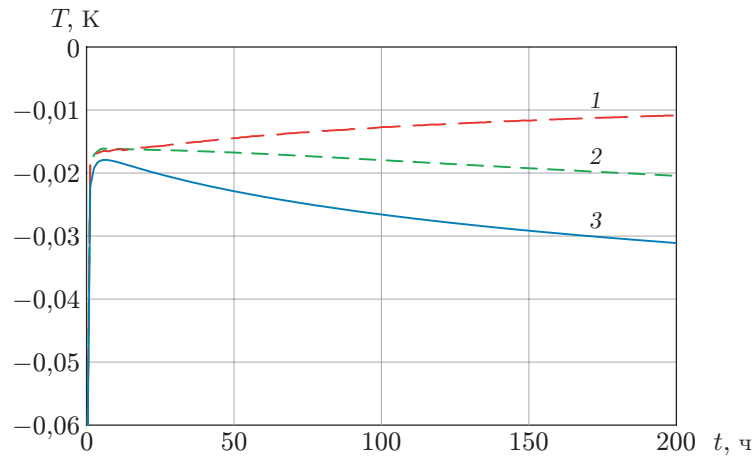


Рис. 9. Зависимость температуры в скважине от времени при различной ширине трещины:

1 — $x_f = 1$ мм, 2 — $x_f = 5$ мм, 3 — $x_f = 10$ мм

где x_f , l_f — ширина и половина длины трещины ГРП соответственно. При уменьшении ширины трещины удельный (на единицу ширины) дебит жидкости увеличивается, вследствие чего уменьшается ее пропускная способность и увеличивается градиент давления в трещине. Кроме того, вследствие уменьшения безразмерной проводимости скорость распространения возмущений давления в трещине также уменьшается. Уменьшение скорости падения давления и большие значения градиента давления в трещине (порядка 0,2 МПа/м через 200 ч работы скважины в режиме отбора) обуславливают увеличение влияния дроссельного нагрева на температурное поле. В результате после вызванного адиабатическим охлаждением уменьшения температуры при пуске скважины температура жидкости на выходе из трещины с течением времени увеличивается. На рис. 9 представлены зависимости от времени температуры жидкости, поступающей в скважину, при различной ширине трещины ГРП.

Независимо от ширины трещины после охлаждения флюида за счет адиабатического эффекта наблюдается дроссельный нагрев жидкости. Характер дальнейшего изменения температуры зависит от ширины трещины. При малой ширине трещины преобладает эффект Джоуля — Томсона, и поступающая в скважину жидкость со временем нагревается (кривая 1 на рис. 9), с увеличением ширины трещины начинает преобладать эффект адиабатического охлаждения, обуславливающий уменьшение во времени температуры поступающей жидкости (кривые 2, 3 на рис. 9).

Изменение проницаемости трещины приводит к немонотонному изменению температуры во времени (рис. 10). При малых значениях времени ($t \leq 4$ ч) увеличение проницаемости трещины приводит к росту температуры втекающей в скважину жидкости, поскольку с увеличением проницаемости увеличиваются скорость фильтрации жидкости и перепад давления.

При больших значениях времени увеличение проницаемости трещины вследствие уменьшения гидравлического сопротивления и градиента давления в ней обуславливает снижение температуры поступающей жидкости вследствие уменьшения вклада эффекта Джоуля — Томсона (наблюдается инверсия на температурной кривой). Из рис. 10 следует, что при проницаемости трещины $k_f = 10^{-12}$; 10^{-11} м² преобладающим является эффект Джоуля — Томсона (кривые 1, 2 на рис. 10), а при проницаемости $k_f = 10^{-10}$ м² (кривая 3 на рис. 10) — адиабатическое охлаждение.

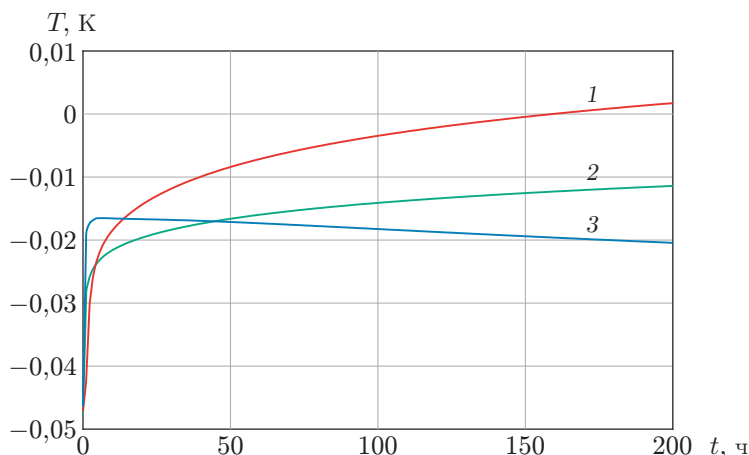


Рис. 10. Зависимость температуры в скважине от времени при различной проницаемости трещины шириной 5 мм:

1 — $k_f = 10^{-12} \text{ м}^2$, 2 — $k_f = 10^{-11} \text{ м}^2$, 3 — $k_f = 10^{-10} \text{ м}^2$

Заключение. В работе исследованы особенности формирования термогидродинамических полей при однофазной фильтрации сжимаемой жидкости в низкопроницаемом пласте с трещиной гидроразрыва. Показано, что нестационарный характер формирования поля давления оказывает значительное влияние на формирование температурного поля за счет термодинамических (Джоуля — Томсона и адиабатического) эффектов, поскольку вклад этих эффектов определяется динамикой поля давления. Проанализировано влияние параметров трещины (проницаемости, ширины) на формирование поля давления и температуры. Установлено, что с увеличением ширины и проницаемости трещины градиент давления вдоль нее уменьшается, вследствие чего уменьшается вклад эффекта Джоуля — Томсона, обуславливающего нагрев жидкости, по сравнению с эффектом адиабатического охлаждения, в результате температура поступающей в скважину жидкости уменьшается во времени. Полученные результаты дополняют имеющиеся в литературе данные о формировании температурных полей в пластах с трещиной ГРП и могут быть использованы при интерпретации результатов температурных измерений в скважинах.

ЛИТЕРАТУРА

1. Валиуллин Р. А., Шарафутдинов Р. Ф., Федотов В. Я. и др. Использование нестационарной термометрии для диагностики состояния скважин // Нефт. хоз-во. 2015. № 5. С. 93–96.
2. Экономидес М. Унифицированный дизайн гидроразрыва пласта: от теории к практике / М. Экономидес, Р. Олини, П. Валько. М.; Ижевск: Ин-т компьютер. исслед., 2007.
3. Шарипов А. М., Шарафутдинов Р. Ф., Рамазанов А. Ш., Валиуллин Р. А. Исследование восстановления температуры в скважине после прекращения закачки воды в пласт с трещиной ГРП // Вестн. Башк. ун-та. 2017. Т. 22, № 2. С. 301–306.
4. Шарафутдинов Р. Ф., Садретдинов А. А., Шарипов А. М. Численное исследование температурного поля в пласте с трещиной гидроразрыва // ПМТФ. 2017. Т. 58, № 4. С. 153–162.
5. App J. F. Influence of hydraulic fractures on wellbore / sandface temperatures during production // SPE Annual tech. conf. and exhibit., New Orleans (USA), 30 Sept. — 2 Oct. 2013. [Electron. resource]. S. l.: Soc. Petroleum Engrs, 2013. 166298.

6. **Мусалеев Х. З., Мельников С. И.** Анализ нестационарной термометрии в скважинах с гидроразрывом пласта // Нефтепромысловое дело. 2016. № 8. С. 38–45.
7. **Хайруллин М. Х., Шамсиев М. Н., Бадертдинова Е. Р. и др.** Моделирование гидродинамического взаимодействия пласта и трещины гидравлического разрыва // Вестн. Казан. технол. ун-та. 2015. Т. 18, № 1. С. 326–329.
8. **Ribeiro P. M., Horne R. N.** Pressure and temperature transient analysis: hydraulic fractured well application // SPE Annual tech. conf. and exhibit., New Orleans (USA), 30 Sept. — 2 Oct. 2013. [Electron. resource]. S. l.: Soc. Petroleum Engrs, 2013. 166222.
9. **Ribeiro P. M., Horne R. N.** Detecting fracture growth out of zone using temperature analysis // SPE Annual tech. conf. and exhibit., Amsterdam (Netherlands), 27–29 Oct. 2014. [Electron. resource]. S. l.: Soc. Petroleum Engrs, 2014. 170746.
10. **Азиз Х.** Математическое моделирование пластовых систем / Х. Азиз, Э. Сеттари. М.; Ижевск: Ин-т компьютер. исслед., 2004.
11. **Скибин А. П., Червяков В. В.** Метод конечных элементов, основанный на интегрировании по контрольному объему для двумерных нестационарных эллиптических задач // Изв. АН. Энергетика. 1995. № 1. С. 142–151.
12. **Мустафина Д. А.** Конечно-элементный метод контрольного объема для исследования процессов неизотермической фильтрации в областях со сложной геометрией: Дис. ... канд. техн. наук. Уфа, 2010.
13. **Вержбицкий В. М.** Основы численных методов. М.: Высш. шк., 2002.
14. **Басниев К. С.** Подземная гидромеханика / К. С. Басниев, И. Н. Кочина, В. М. Максимов. М.: Недра, 1993.
15. **Рамазанов А. Ш.** Теоретические основы скважинной термометрии. Уфа: Ред.-изд. центр Башк. гос. ун-та, 2017.

*Поступила в редакцию 29/I 2020 г.,
после доработки — 7/VIII 2020 г.
Принята к публикации 31/VIII 2020 г.*
