

УДК 532.546

НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЕ ТЕЧЕНИЕ ЖИДКОСТИ В СКВАЖИНЕ ПРИ ИНДУКЦИОННОМ НАГРЕВЕ ОБСАДНОЙ КОЛОННЫ

© 2023 г. Ф. Ф. Давлетшин^{а,*}, Р. З. Акчурин^{а,**},
Р. Ф. Шарафутдинов^{а,***}, Д. Ф. Исламов^{а,****}

^аУфимский университет науки и технологий, Уфа, Россия

*E-mail: felix8047@mail.ru

**E-mail: ac4urin.ruslan@yandex.ru

***E-mail: gframil@inbox.ru

****E-mail: islamovden@rambler.ru

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 17.02.2023 г.

Принята к публикации 28.02.2023 г.

Исследованы особенности полей скорости течения и температуры восходящего потока жидкости в металлической круглой трубе (обсадной колонне, установленной в добывающей скважине) в условиях ее локального индукционного нагрева. Результаты исследований основаны на численном решении уравнений Навье–Стокса в приближении Буссинеска–Обербека, расчеты выполнены в программном пакете Ansys Fluent (Лицензия ANSYS Academic Research CFD в рамках договора с Башкирским государственным университетом от 15.06.2020). Рассмотрены расходы жидкости 10 и 50 кубических метров в сутки, соответствующие ламинарному и переходному режимам течения в обсадной трубе. Установлено наличие локальных возмущений поля скорости и температуры в пристеночной области нагретой обсадной трубы. Возмущения температуры в жидкости достигают нескольких градусов Кельвина, причем локальная скорость потока в пристеночной области обсадной колонны, возрастающая за счет естественной тепловой конвекции, в несколько раз превышает среднюю по сечению скорость потока. Показано возникновение областей вихревого движения потока над интервалом индукционного нагрева, обусловленного естественной тепловой конвекцией.

Ключевые слова: активная термометрия, температура, скорость потока, индукционный нагрев, естественная тепловая конвекция

DOI: 10.31857/S1024708423600045, **EDN:** WKQWVX

При разработке месторождений нефти и газа важное влияние уделяется геофизическому мониторингу состояния скважин. Одним из наиболее информативных методов геофизического контроля за разработкой является скважинная термометрия, основанная на измерении температуры в стволе скважины. Температурные эффекты, связанные с притоком жидкости из пластов в скважину, восходящими или нисходящими жидкостными потоками в стволе скважины, могут быть успешно использованы для решения практических задач скважинной термометрии: выделения мест (интервалов глубин) притока флюида из пластов в скважину, оценки объемного расхода (скорости) флюида в стволе скважины [1, 2]. Схема течения пластовой жидкости в процессе работы добывающей скважины представлена схематично на рис. 1. Жидкость фильтруется через проницаемые флюидонасыщенные пласты 2, и поступает в ствол скважины, формируя восходящий поток 6. Выше и ниже проницаемых пластов 6 залегают непроницаемые горные породы 1. Цементное кольцо 3 и колонна обсадных труб 4 служат для укрепления стенок скважины, а интервал перфорации 5 содержит специальные перфорационные отверстия, восстанавливающие гидродинамическую связь между пластами и скважиной после ее обсадки – спуска в скважину колонны обсадных труб и ее наружного цементирования [3, 4].

Применимость традиционной скважинной термометрии ограничена малыми величинами естественных температурных возмущений (порядка сотых долей градуса). В этом случае более эффективным является метод активной термометрии, основанный на создании в скважине искусственного теплового поля. В данной работе рассматривается одна из модификаций активной

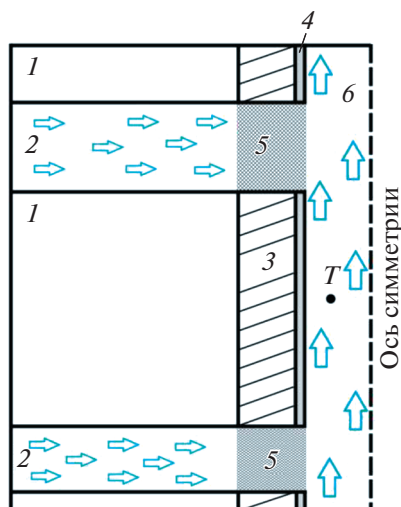


Рис. 1. Схема течения жидкости в скважине (1 – непроницаемые горные породы, 2 – проницаемые флюидонасыщенные пласты, 3 – цементное кольцо, 4 – обсадная колонна, 5 – интервал перфорации, 6 – восходящий поток жидкости в скважине).

термометрии, в которой источником тепла выступает индукционный нагреватель обсадной колонны (металлической трубы, внутри которой движется жидкость). Скважинный прибор с индуктором опускается в скважину внутри обсадной колонны, и осуществляет локальный нагрев участка колонны. При контакте с нагреваемой стенкой обсадной трубы происходит передача тепла потоку жидкости в обсадной колонне, в результате в жидкости создается так называемая “тепловая метка”. Опосредованный нагрев жидкости за счет индукционного воздействия на обсадную колонну может составлять до нескольких градусов Кельвина (Цельсия). Изучение особенностей формирования теплового поля в потоке жидкости является основой для решения важной практической задачи активной термометрии, связанной с определением скорости или объемного расхода жидкости в скважине [5, 6].

Повышение температуры жидкости в процессе работы индукционного нагревателя обуславливает снижение ее плотности, что приводит к возникновению естественных конвективных потоков. В работах [7, 8] показано, что естественная тепловая конвекция оказывает существенное влияние на характер теплового поля в жидкости при индукционном нагреве. Целью данной работы является исследование особенностей формирования скоростного и температурного полей восходящего потока жидкости в скважине в процессе индукционного нагрева обсадной колонны.

1. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

Рассматривается задача расчета полей скорости и температуры восходящего потока жидкости в цилиндрической трубе (металлической обсадной колонне) при локальном индукционном нагреве участка обсадной трубы. Расчеты выполнены в программном пакете Ansys Fluent. Геометрия модели в осесимметричной 2D (r – z) постановке представлена на рис. 2а. На рис. 2б схематично показаны граничные условия, используемые при моделировании. Расчетная область состоит из 4 различных зон с отличающимися свойствами, от внутренней к внешней границе модели: индуктор, жидкость (восходящий поток), металлическая обсадная колонна, цементное кольцо и горные породы. Цементное кольцо и горные породы имеют одинаковые свойства. Скважинный индуктор в общем включает ферритовые сердечники (кольца), на которые наматывается проводящая катушка. Внешний корпус индуктора выполнен из немагнитного непроводящего материала (углепластик, карбон) для исключения индукционного разогрева корпуса прибора.

Допущения, принятые при моделировании:

- скважина вертикальная, обсадная колонна и индуктор расположены концентрично;
- однофазный восходящий поток жидкости в обсадной колонне;

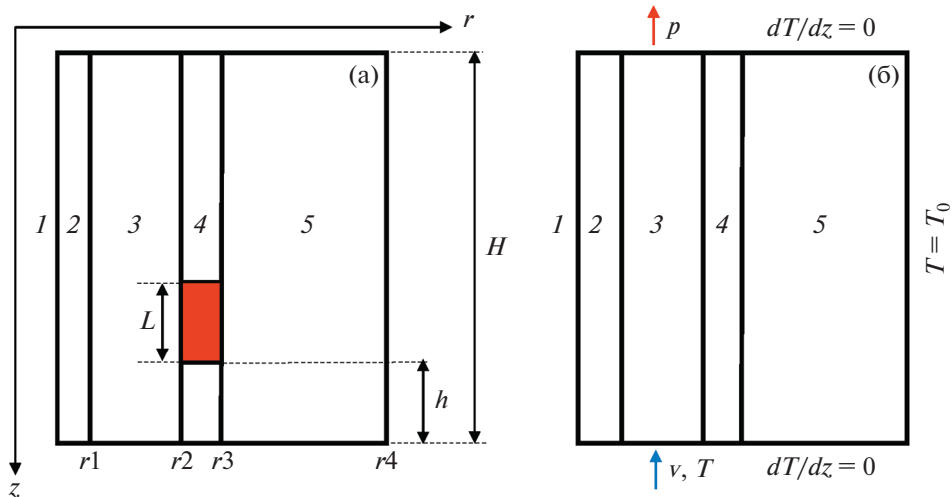


Рис. 2. Геометрия задачи (а) (цветом выделен интервал нагрева обсадной колонны); граничные условия (б): 1 – ось симметрии, 2 – индуктор, 3 – жидкость, 4 – металлическая колонна, 5 – цементное кольцо и горные породы.

- жидкость предполагается несжимаемой, при этом учитывается изменение плотности жидкости в связи с изменением температуры в соответствии с приближением Буссинеска–Обербека;
- скважинный прибор с индуктором представлен в виде однородного сплошного цилиндра из углепластика, расположенного вдоль оси скважины по всей длине участка моделирования длиной H , активная часть с индукционным нагревателем имеет длину L .
- Электромагнитные процессы, являющиеся причиной выделения тепла в обсадной колонне, в работе не исследуются; в модели используется понятие мощность тепловыделения в обсадной колонне (часть потребляемой индуктором мощности, затрачиваемой на индукционный нагрев тела обсадной колонны); полагается, что тепловыделение в колонне происходит равномерно вдоль участка нагрева L [7].

Ниже интервала нагрева моделируется участок скважины длиной h . На рис. 2 показаны также радиусы элементов модели: внешний радиус индуктора r_1 , внутренний и внешний радиусы обсадной колонны r_2 и r_3 соответственно, внешний радиус области моделирования r_4 (в расчетах принято $r_1 = 21$ мм, $r_2 = 63.5$ мм, $r_3 = 73.5$ мм, $r_4 = 1$ м, $h = 1.55$ м, $H = 6$ м, $L = 0.4$ м). Интервал нагрева располагается в диапазоне глубин 4.05–4.45 м.

Движение жидкости в скважине описывается уравнениями Навье–Стокса в приближении Буссинеска–Обербека [9, 10], в рамках которого жидкость принимается несжимаемой, а зависимость плотности от температуры учитывается только в уравнении движения при массовых силах. При ламинарном движении жидкости без учета турбулентных поправок уравнение движения имеет вид

$$\rho_0 \left(\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} \right) = -\nabla p + \mu \Delta \mathbf{u} + \rho(T) \mathbf{g} \quad (1.1)$$

где $\mathbf{u}$ – скорость течения, м/с; ρ – плотность жидкости, кг/м³; p – давление, Па; μ – динамическая вязкость, Па·с; ρ_0 – плотность жидкости при начальной температуре T_0 , кг/м³; $\mathbf{g}$ – ускорение свободного падения, м/с²; ∇ – оператор Гамильтона; Δ – оператор Лапласа.

Плотность жидкости в правой части (1.1) линейно зависит от температуры

$$\rho(\theta) = \rho_0 (1 - \beta \theta) \quad (1.2)$$

где $\theta = T - T_0$ – отклонение температуры от начальной, К; β – коэффициент термического расширения, К^{−1}.

Уравнение движения дополняется уравнением неразрывности

$$\nabla(\mathbf{u}) = 0 \quad (1.3)$$

Таблица 1. Теплофизические свойства зон

Зоны	λ , Вт/(м · К)	c , Дж/(кг · К)	ρ , кг/м ³
Углепластик (корпус индуктора)	0.48	920	1500
Жидкость (вода)	0.65	4185	983
Металл	50	500	8000
Цементное кольцо + горная порода	2	1000	2500

Анализ и сравнение результатов решения уравнений конвекции (1.1)–(1.3) с обширным экспериментальным материалом показывает, что несмотря на некоторую нестрогость приближения Буссинеска–Обербека, эти уравнения достаточно хорошо отражают все важнейшие особенности тепловой конвекции, возникающие в реальных условиях.

Передача теплоты в жидкости осуществляется за счет конвективного теплопереноса (естественного и вынужденного) и теплопроводности [11]

$$\frac{\partial \theta}{\partial t} + \mathbf{u} \nabla (\theta) = a \Delta \theta \quad (1.4)$$

Здесь a – температуропроводность, м²/с.

Распределение температуры T в индукторе, обсадной колонне, горных породах и цементном кольце определяется нестационарным уравнением теплопроводности [12, 13]

$$c\rho \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda \Delta T + w(z) \quad (1.5)$$

где λ – коэффициент теплопроводности, Вт/(м · К); c – удельная теплоемкость, Дж/(кг · К); ρ – плотность, кг/м³; $w(z)$ – удельная мощность тепловыделения (тепловой источник присутствует в уравнении для обсадной колонны), Вт/м³.

Комментарии к граничным условиям, рис. 2б: начальная температура T_0 совпадает с температурой на внешней границе модели и является постоянной величиной. Граничные условия для жидкости: на входе (нижняя граница) задаются постоянная скорость потока v и температура T_0 , на выходе (верхняя граница) задаются граничное условие по давлению p и условие равенства нулю производной температуры по вертикальной координате z . На оси симметрии (левая граница, рис. 2б) задается условие равенства нулю производной температуры по радиальной координате r . На правой границе задаются условия постоянства температуры горных пород $T = T_0$. На верхней и нижней границах в области индуктора, обсадной колонны и горных пород задается условие равенства нулю производной температуры по вертикальной координате z . Теплообмен на границах жидкость-индуктор, жидкость-обсадная колонна, обсадная колонна-горные породы обусловлен теплопроводностью, на границах различных зон i и j выполняются условия равенства температур и тепловых потоков

$$\begin{aligned} T_i &= T_j \\ \lambda_i \frac{dT_i}{dr} &= \lambda_j \frac{dT_j}{dr} \end{aligned} \quad (1.6)$$

На границах жидкость-индуктор и жидкость-обсадная колонна задается условие прилипания.

Теплофизические свойства каждой зоны представлены в табл. 1.

Вязкость жидкости принята 0.5 мПа·с, коэффициент теплового расширения 0.00053 К⁻¹. Свойства жидкости были взяты для температуры 60°C (333.15 К), принятой как начальная температура в модели и граничная температура жидкости на входе. Мощность тепловыделения в обсадной колонне составляет 1 кВт, удельная мощность тепловыделения на единицу объема металла 581 кВт/м³.

При решении задачи использованы 3 типа сеток: равномерная прямоугольная (в индукторе и обсадной колонне), неравномерная прямоугольная (в жидкости), неравномерная треугольная (в цементном кольце и горных породах). Общее количество расчетных узлов в модели составило около 405000, количество узлов сетки в интервале жидкости 216000. Размер ячеек на границе со стенкой обсадной колонны равен $r \times z = 1 \times 1$ мм, шаг роста по радиусу равен 1.01, линейный размер ячеек по вертикали постоянен и равен 1 мм. Для численного решения уравнений Навье–

Стокса используется метод (схема) PISO – алгоритм, входящий в семейство алгоритмов SIMPLE, в сравнении с SIMPLE он основан на более высокой степени приближенного соотношения между поправками на давление и скорость. Для пространственной дискретизации конвективных членов была выбрана схема QUICK (Quadratic Upwind Interpolation), которая имеет третий порядок точности на четырехугольных сетках. При расчете градиентов для вычисления диффузионных членов и производных скоростей используется способ Green-Gauss Node Based. Для вычисления градиента давления выбрана схема PRESTO, которая используется для сильно закрученных течений и течений с большими градиентами [14].

Для моделирования турбулентных течений в обсадной колонне рассмотрены модель турбулентности Спаларта–Аллмараса (SA) и модель переноса сдвиговых напряжений (SST $k-\omega$) [14, 15]. При решении задач, связанных с турбулентными потоками, используются осредненные по Рейнольдсу уравнения Навье–Стокса (RANS), где мгновенные скорости u_i представлены в виде суммы пульсационной u'_i и осредненной по времени $\overline{u_i}$ составляющих

$$u_i = \overline{u_i} + u'_i \quad (1.7)$$

Аналогичным образом представлены и другие скалярные величины, такие как давление, энергия и концентрация.

В одно- и двухпараметрических моделях (Спаларта–Аллмараса и SST $k-\omega$ соответственно) вводятся дополнительные уравнения переноса для характеристик турбулентности. В алгебраических моделях используются алгебраические уравнения для турбулентной вязкости, описывающие ее зависимость от поля осредненной скорости.

Система уравнений, описывающих движение жидкости, представлена следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho u_i) &= 0 \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho u_i) + \frac{\partial}{\partial x_j}(\rho u_i u_j) &= -\frac{\partial p}{\partial x_i} + \frac{\partial}{\partial x_j} \left[\mu \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} - \frac{2}{3} \delta_{ij} \frac{\partial u_l}{\partial x_l} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x_j} (\overline{-\rho u'_i u'_j}) + \rho g \end{aligned} \quad (1.8)$$

Усредненный по Рейнольдсу подход к моделированию турбулентности использует гипотезу Буссинеска, чтобы связать напряжения Рейнольдса со средними градиентами скорости:

$$\overline{-\rho u'_i u'_j} = \mu_t \left(\frac{\partial u_j}{\partial x_i} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \right) - \frac{2}{3} \left(\rho k + \mu_t \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) \delta_{ij} \quad (1.9)$$

В расчете турбулентной вязкости μ_t и кроется основное различие моделей Спаларта–Аллмараса и SST $k-\omega$.

Для однопараметрической модели Спаларта–Аллмараса используется следующее выражение

$$\mu_t = \rho \tilde{\nu} f_{v1} \quad (1.10)$$

где функция затухания f_{v1} вычисляется как

$$\begin{aligned} f_{v1} &= \frac{\chi^3}{\chi^3 + C_{v1}^3} \\ \chi &\equiv \frac{\tilde{\nu}}{\nu} \end{aligned} \quad (1.11)$$

В модели же SST $k-\omega$ применяется следующая формула:

$$\mu_t = \frac{\rho k}{\omega} \left\{ \max \left[\frac{1}{\alpha^*}, \frac{SF_2}{\alpha_1 \omega} \right] \right\}^{-1} \quad (1.12)$$

$$\begin{aligned} F_2 &= \tanh(\Phi_2^2) \\ \Phi_2 &= \max \left(2 \frac{\sqrt{k}}{0.09 \omega y}, \frac{500 \mu}{\rho y^2 \omega} \right) \end{aligned} \quad (1.13)$$

Здесь S – величина скорости деформации, k – удельная кинетическая энергия турбулентных пульсаций, ω – удельная скорость диссипации турбулентных пульсаций.

Коэффициент α^* уменьшает турбулентную вязкость, вызывая коррекцию низкого числа Рейнольдса:

$$\alpha^* = \alpha_\infty^* \left(\alpha_0^* + \frac{\text{Re}_t}{R_k} \right) \left(1 + \frac{\text{Re}_t}{R_k} \right)^{-1} \quad (1.14)$$

$$\text{Re}_t = \frac{\rho k}{\mu \omega}, \quad R_k = 6, \quad \alpha_0^* = \frac{\beta_t}{3}, \quad \beta_t = 0.072$$

Параметр $\tilde{\nu}$ идентичен турбулентной кинематической вязкости, за исключением пристеночной области (подверженной влиянию вязкости). Он определяется из следующего уравнения переноса:

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho \tilde{\nu}) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \tilde{\nu} u_i) = \frac{1}{\sigma_{\tilde{\nu}}} \left[\frac{\partial}{\partial x_j} \left\{ (\mu + \rho \tilde{\nu}) \frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right\} + C_{b2} \rho \left(\frac{\partial \tilde{\nu}}{\partial x_j} \right)^2 \right] + G_{\tilde{\nu}} - Y_{\tilde{\nu}} + S_{\tilde{\nu}} \quad (1.15)$$

Для модели SST $k-\omega$ требуется определение удельной кинетической энергии турбулентных пульсаций k и удельной скорости диссипации турбулентных пульсаций ω , которые можно определить также из уравнения переноса

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t}(\rho k) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho k u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_k \frac{\partial k}{\partial x_j} \right) + G_k - Y_k + S_k + G_b \\ \frac{\partial}{\partial t}(\rho \omega) + \frac{\partial}{\partial x_i}(\rho \omega u_i) &= \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\Gamma_\omega \frac{\partial \omega}{\partial x_j} \right) + G_\omega - Y_\omega + D_\omega + S_\omega + G_{\omega b} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Граничные значения на входе для удельной кинетической энергии турбулентных пульсаций k и удельной скорости диссипации турбулентных пульсаций ω определяются согласно зависимостям

$$\begin{aligned} k &= \frac{3}{2} (UI)^2 \\ \omega &= \frac{\sqrt{k}}{C_\mu^{0.25} l} \end{aligned} \quad (1.17)$$

где U — средняя скорость потока, I — интенсивность турбулентности, $C_\mu = 0.09$ — константа модели турбулентности, l — масштаб длины турбулентности. Значения коэффициентов модели и принцип расчета слагаемых в правой части уравнений переноса подробно приведены в [14, 16].

Характерные значения y^+ ближайших к стенке узлов рассчитаны согласно зависимости

$$y^+ = \frac{\mu \left(\frac{\partial u}{\partial y} \right)_{y=0}}{\rho \nu} \quad (1.18)$$

где μ — динамическая вязкость, u — составляющая скорости потока в направлении течения (вертикальная составляющая), ρ — плотность, y — размер первой ячейки, ν — кинематическая вязкость.

Расчетное значение y^+ составило около 0.53; для моделей SA и SST $k-\omega$, в которых не используется пристеночных функций, значение y^+ должно быть меньше 1, таким образом, расчетная сетка удовлетворяет требуемому условию по y^+ [15]. Для верификации построенной модели выполнено сравнение результатов расчетов в Ansys Fluent с данными экспериментальных замеров в стендовой скважине [8], получена удовлетворительная сходимость расчетов и экспериментальных данных. В табл. 2 представлены результаты расчетов и замеров максимальной температуры колонны и жидкости (для жидкости рассчитана среднемассовая температура) в процессе 20-минутного нагрева, реализован расход жидкости (воды) в колонне около 60 м³/сут, другие параметры представлены выше в табл. 1 и описании модели. Модель SA прогнозирует большую величину нагрева колонны ΔT в сравнении с моделью SST $k-\omega$ (на 1.9 К или 20%); нагрев жидкости (определяемый по среднемассовой температуре) для модели SA, напротив, ниже (на 0.05 К или 7%). Это показывает, что в модели SST $k-\omega$ интенсивность теплообмена обсадной колонны с жидкостью выше, чем в модели SA, т.е. эффекты турбулентности, связанные с переносом тепла за счет конвекции в радиальном направлении, проявляются в большей степени. Для дальнейших расчетов была выбрана

Таблица 2. Сравнение результатов расчетов для моделей турбулентности SA и SST k- ω

Модель	SA	SST k- ω	Эксперимент
Максимальный нагрев ΔT колонны (20 мин нагрева), К	11.6	9.7	10.3
Максимальный нагрев ΔT жидкости (20 мин нагрева), К	0.68	0.73	0.71

модель SST k- ω . Она обладает в данном случае лучшей сходимостью и хорошим сопоставлением с экспериментальными результатами.

2. АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ РАСЧЕТОВ

Рассматривается единичный цикл исследования скважины, состоящий из 20-минутного нагрева обсадной колонны индуктором, и 20-минутной остановки индукционного нагревателя (интервал времени между циклами нагрева, в течение которого тепловые аномалии в скважине расформируются). Объемный расход жидкости в обсадной колонне принят $10 \text{ м}^3/\text{сут}$, число Рейнольдса $Re = \rho \cdot v \cdot d / \mu = 972$ (здесь ρ , μ – плотность и вязкость жидкости соответственно, v – средняя по сечению скорость потока, d – гидравлический диаметр). Распределение температуры в колонне и окружающем ее пространстве (жидкости, цементном кольце и горных породах) представлено на рис. 3. Также на рисунке показано распределение модуля локальной скорости и температуры жидкости, движущейся в кольцевом пространстве между индуктором (внешний радиус $r_1 = 0.021 \text{ м}$) и обсадной колонной (внутренний радиус $r_2 = 0.0635 \text{ м}$). Наиболее интенсивный нагрев наблюдается в теле обсадной колонны в интервале индукционного нагрева (глубина/высота 4.05–4.45 м), возмущения температуры ΔT относительно начальной за 20 мин нагрева достигают 12.3 К.

Поле скорости жидкости характеризуется существенной нелинейностью и наличием ряда областей возмущения. Максимальная локальная скорость жидкости отмечается вблизи нагретой стенки обсадной колонны, причем локальная скорость в этой области достигает 65 мм/с (для сравнения, средняя по сечению скорость жидкости, соответствующая расходу в колонне $10 \text{ м}^3/\text{сут}$, составляет около 10 мм/с). Выше интервала индукционного нагрева, на расстоянии более 1 м (выше глубины 3 м), отмечается возникновение радиальных конвективных потоков, а также повторяющейся структуры движения потока. Максимумы локальной скорости потока отмечаются уже у внутренней стенки (индуктора). Поле температуры восходящего потока жидкости согласуется с полем скорости. В интервале работы индуктора жидкость греется главным образом у стенки нагреваемой обсадной колонны, температурные возмущения в жидкости достигают 5.1 К. В этих условиях естественная тепловая конвекция является причиной максимальной локальной скорости потока в указанной области. По мере подъема в результате теплообмена более горячей и легкой жидкости с более холодной она остывает и становится более плотной, и поскольку она не может опускаться через поднимающийся поток, возникает радиальное конвективное движение.

В результате указанных процессов в жидкости образуется повторяющаяся структура движения жидкости, соответствующая образованию конвекционных ячеек. Картина линий тока (рис. 4) демонстрирует наличие областей вихревого течения жидкости. Анализ поля скорости при подъеме жидкости (рис. 3 и рис. 4) показывает: в интервале индуктора и до глубины порядка 2.7 м подъем жидкости происходит в основном вдоль стенки обсадной колонны. Выше отмечается наличие областей интенсивного закручивания. Характер профиля скорости жидкости претерпевает существенные изменения: подъем жидкости происходит в основном вдоль внешней стенки (обсадной колонны), то вдоль внутренней (поверхность индуктора), причем у противоположной стенки жидкость движется вниз.

Степень влияния естественной тепловой конвекции на характер движения жидкости во многом зависит от ее расхода. Рассмотрим далее особенности течения жидкости в процессе индукционного нагрева при объемном расходе жидкости в обсадной колонне $50 \text{ м}^3/\text{сут}$, число Рейнольдса $Re = 4860$ (переходный режим течения [11]). Поля скорости течения, температуры восходящего потока и картина линий тока в жидкости представлены на рис. 5 и рис. 6.

На входе в область индукционного нагрева (глубина 4.5 м) максимальная локальная скорость достигается в центральной части потока. В интервале работы индуктора (4.05–4.45 м) за счет теплообмена с нагретой колонной (согласно расчетам ее нагрев достигает 10.8 К) область жидкости вблизи стенки обсадной колонны нагревается, температурные возмущения ΔT в жидкости достигают 4.9 К. Влияние естественной тепловой конвекции приводит к росту локальной скорости

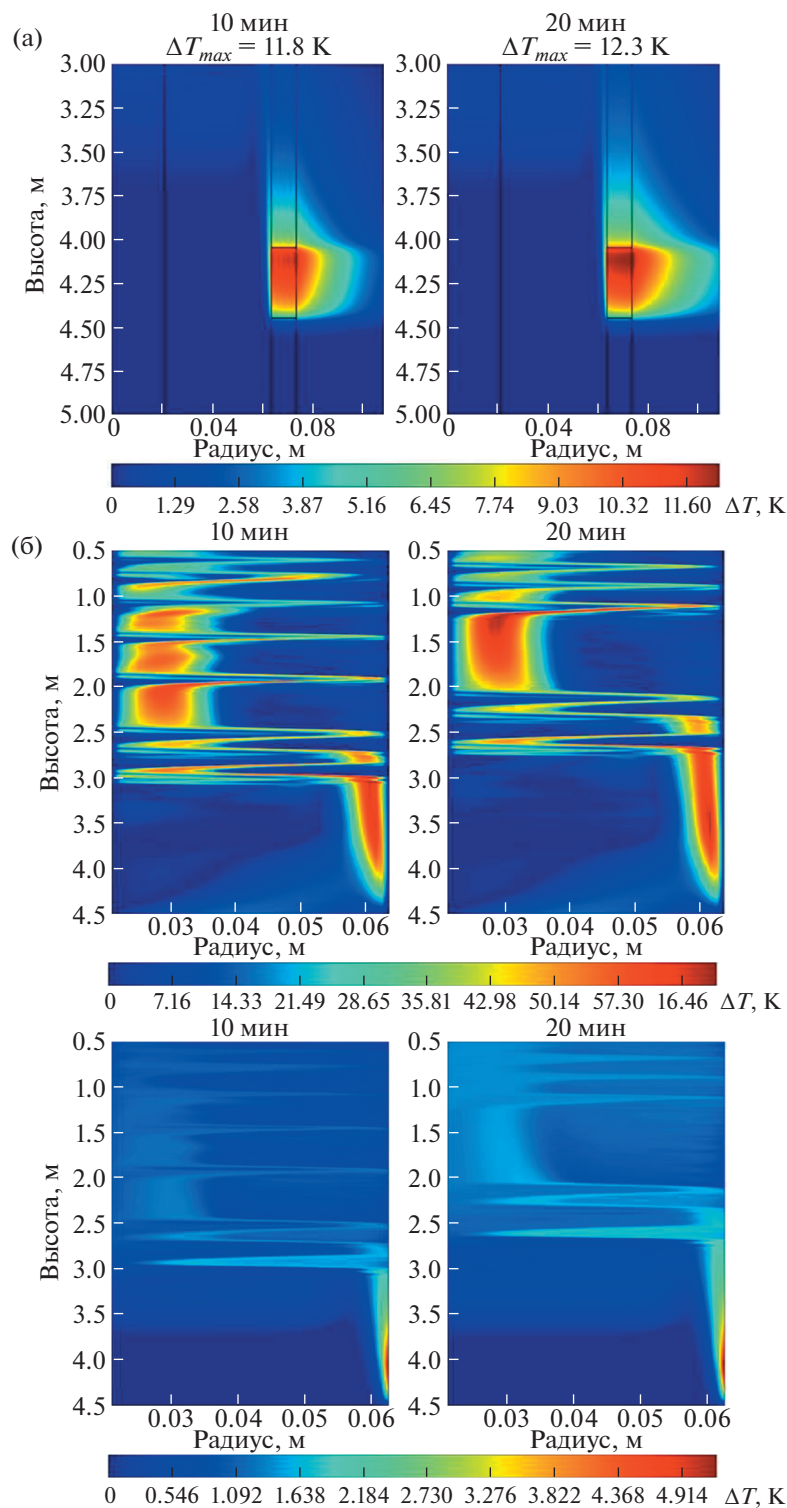


Рис. 3. Температура колонны и окружающего пространства (а); поле модуля локальной скорости и температуры жидкости в процессе индукционного нагрева при $Q = 10$ м³/сут (б).

потока вблизи нагретой стенки обсадной колонны над интервалом нагрева (на глубинах 2.5–4 м, или высоте над индуктором до 1.5 м), модуль скорости потока достигает 72 мм/с (для сравнения, средняя по сечению локальная скорость жидкости при расходе 50 м³/сут составляет около

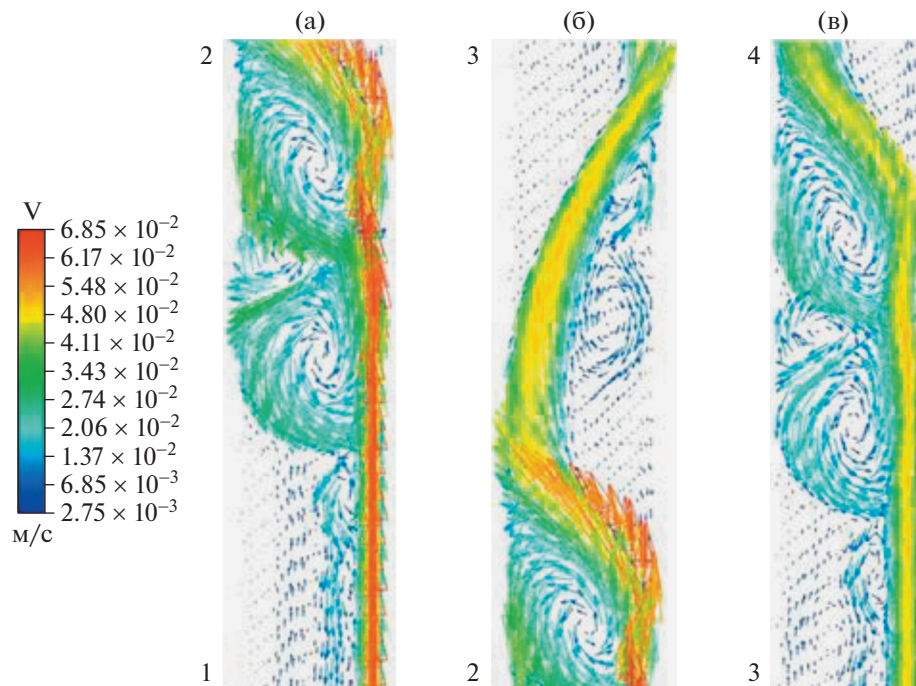


Рис. 4. Картина линий тока через 20 мин индукционного нагрева (глубины точек 1,2,3,4 равны 2,7, 2,4, 2,1, 1,8 м соответственно), $Q = 10 \text{ м}^3/\text{сут}$: нижний 1–2 (а), 2–3 (б) – средний и 3–4 (в) – верхний участок.

50 мм/с). Выше по потоку возмущения поля скорости сглаживаются. Областей вихревого течения в данном случае не образуется (рис. 6).

Следует отметить, что несмотря на существенное различие расхода Q восходящего потока жидкости 10 и $50 \text{ м}^3/\text{сут}$ амплитудные величины температуры колонны (12,3 и 10,8 К соответственно) и жидкости (5,1 и 4,9 К соответственно) при индукционном нагреве в целом близки, как и максимальная величина локальной скорости потока (72 и 65 мм/с соответственно). Это говорит о значительном влиянии естественной тепловой конвекции на формирование локальных возмущений поля скорости и температуры в интервале индукционного нагрева. Для оценки влияния естественной тепловой конвекции широко применяется критерий Ричардсона, который рассчитывается следующим образом:

$$Ri = \frac{Gr}{Re^2} = \frac{gL\beta\Delta T}{v^2} \quad (2.1)$$

где Gr – число Грасгофа, Re – число Рейнольдса, β – коэффициент теплового расширения, ΔT – характерная разница температур, v – скорость потока жидкости.

При $Ri \ll 1$ влияние естественной тепловой конвекции в сравнении с вынужденной пренебрежимо мало. При $Ri \gg 1$, естественная тепловая конвекция преобладает над вынужденной. При $Ri \approx 1$ требуется учет как естественной, так и вынужденной конвекции. Для фазы нагрева при расходах 10 и $50 \text{ м}^3/\text{сут}$ числа Ричардсона составляют 23 и 0,9 соответственно, т.е. влияние естественной конвекции существенно во всем диапазоне расходов. При расходе $10 \text{ м}^3/\text{сут}$ влияние естественной конвекции более чем на порядок превосходит влияние вынужденной конвекции. В этих условиях отмечаются наибольшая нелинейность поля течения и образование областей вихревого движения жидкости и конвекционных ячеек.

Характер динамики температуры в центральной части потока жидкости (радиальная координата $r = 0,04 \text{ м}$) на различной высоте h относительно верхней границы интервала (глубины 4,05 м) представлен на рис. 7, данный тип температурных кривых регистрируется обычно при промышленных исследованиях скважины индукционным нагревателем.

При расходе $Q = 10 \text{ м}^3/\text{сут}$ видны существенно немонотонный характер роста температуры жидкости во времени и наличие колебаний температуры величиной более 0,5 К, при расходе $Q = 50 \text{ м}^3/\text{сут}$ температурные кривые значительно более гладкие. На высотах $h = 1, 1,5, 2 \text{ м}$ над

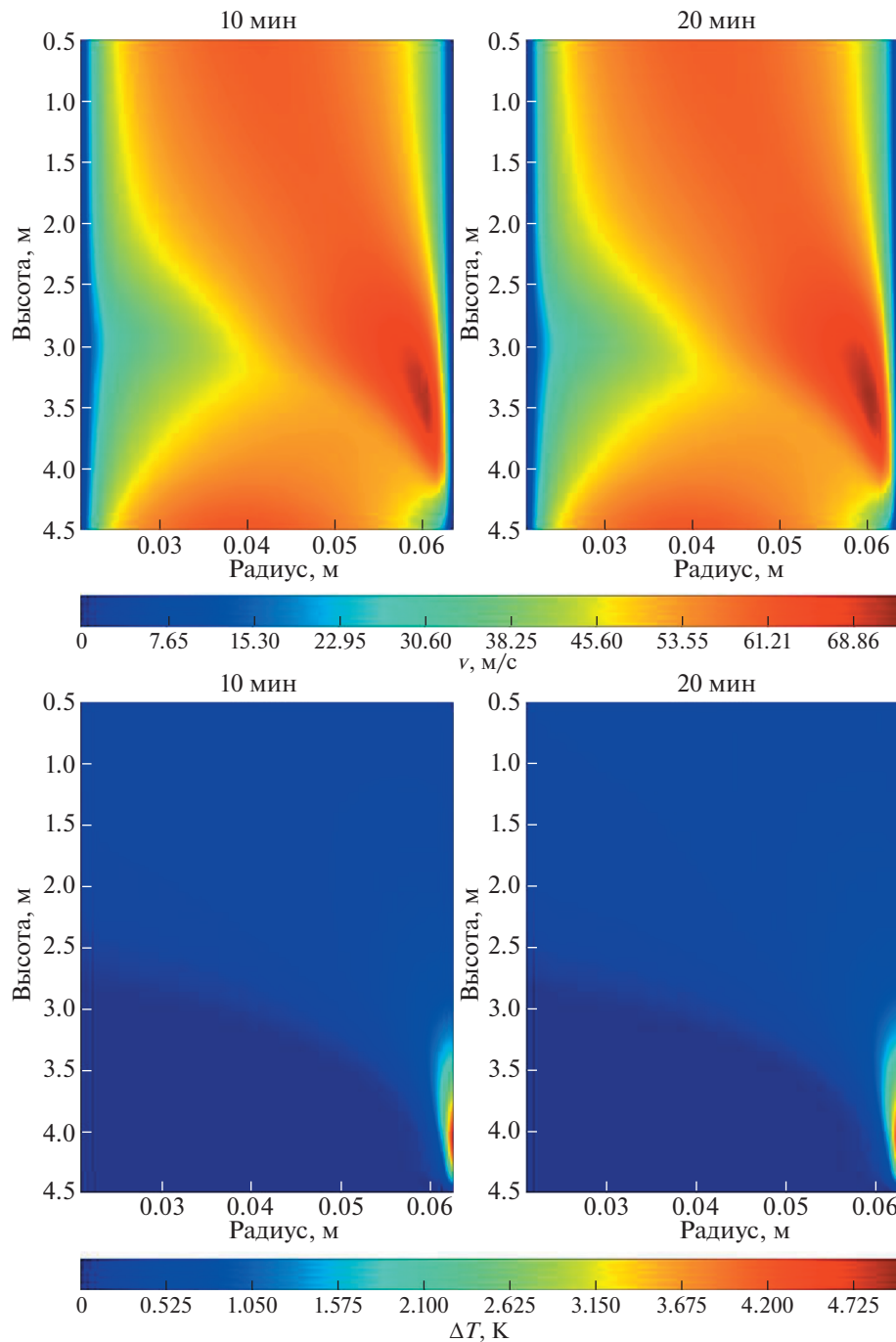


Рис. 5. Поле модуля локальной скорости и температуры жидкости в процессе индукционного нагрева при $Q = 50 \text{ м}^3/\text{сут.}$

интервалом нагрева при увеличении расхода с 10 до $50 \text{ м}^3/\text{сут}$ температура жидкости снижается; на высоте $h = 0.5 \text{ м}$ температура выше при расходе $10 \text{ м}^3/\text{сут}$, на высоте $h = 0.2 \text{ м}$ температура в центре потока практически не изменяется во времени при обоих расходах. Также можно отметить тренд увеличения температуры жидкости в центре потока при увеличении высоты относительно интервала нагрева. Причиной подобного характера температурного поля является то, что в интервале индукционного нагрева повышается температура жидкости главным образом в пристеночной области у обсадной колонны, рост температуры в центральной части потока происходит за счет радиального перемещения нагретых слоев жидкости, выше по потоку. При расходе жидкости $10 \text{ м}^3/\text{сут}$ различные слои жидкости в колонне активно перемешиваются в областях ра-

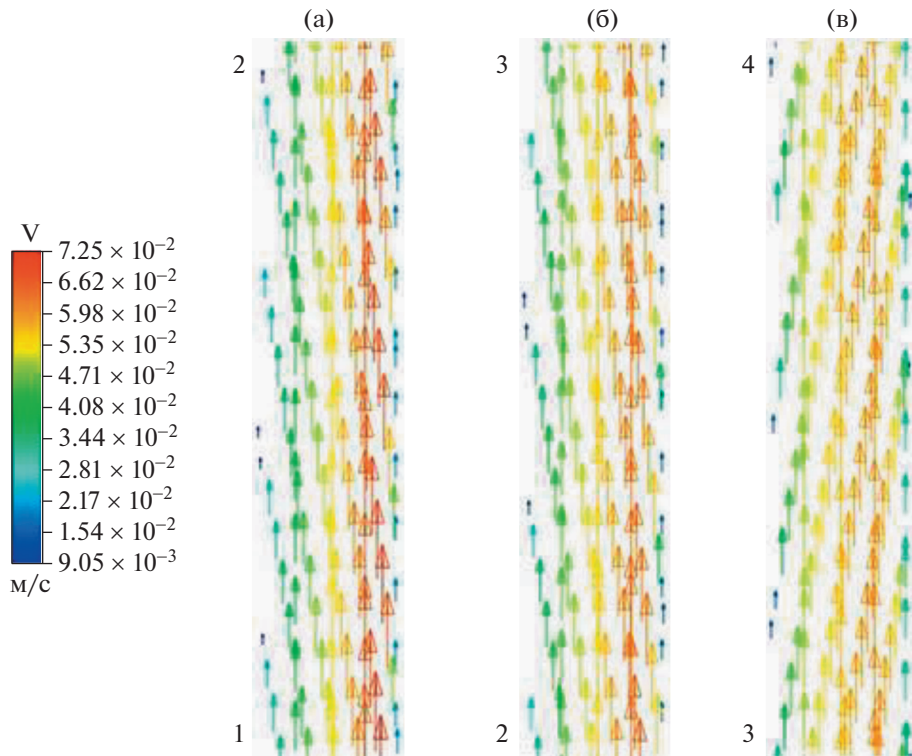


Рис. 6. Картина линий тока через 20 мин индукционного нагрева (глубины точек 1,2,3,4 равны 2.7, 2.4, 2.1, 1.8 м соответственно), $Q = 50 \text{ м}^3/\text{сут}$: нижний 1–2 (а), 2–3 (б) – средний и 3–4 (в) – верхний участок.

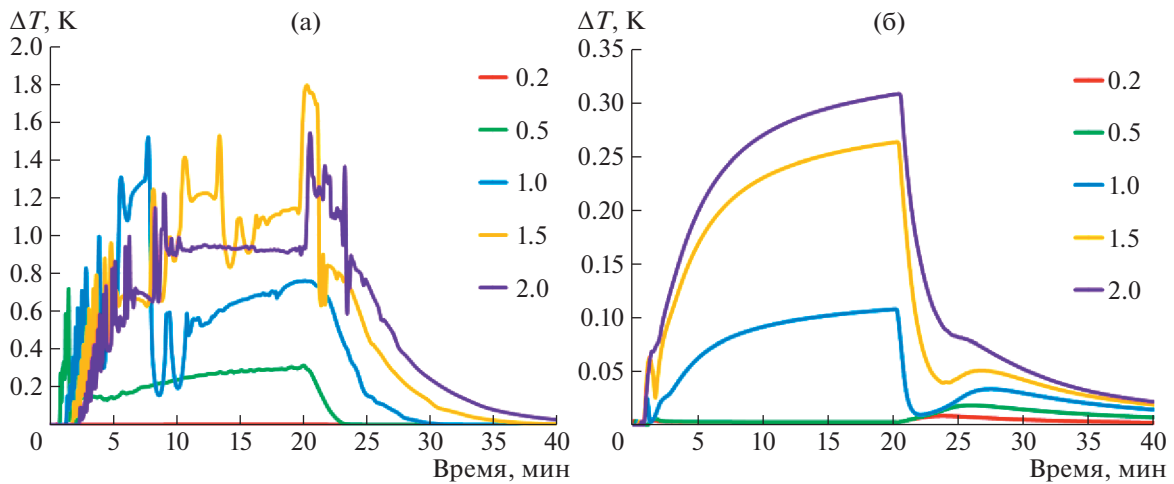


Рис. 7. Динамика температуры в центральной части потока жидкости при объемном расходе в колонне 10 (а) и 50 (б) $\text{м}^3/\text{сут}$; указатель кривых – высота h в метрах над верхней границей интервала нагрева.

диального конвективного (вихревого) движения. При расходе $50 \text{ м}^3/\text{сут}$ потоки в радиальном направлении гораздо менее выраженные (рис. 6). В этой связи характер поведения температуры в зависимости от высоты рассматриваемых точек является столь нелинейным.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Выполнено исследование особенностей формирования полей локальной скорости и температуры восходящего потока жидкости обсадной колонне в процессе ее индукционного нагрева, расчеты проведены в программном пакете Ansys Fluent. Рассмотрены расходы жидкости 10 и

50 м³/сут, соответствующие ламинарному и переходному режимам течения в обсадной трубе. Показано, что жидкость нагревается в основном в области вблизи нагретой стенки обсадной колонны, температурные возмущения в колонне и жидкости достигают 12 и 5 К соответственно. Благодаря естественной тепловой конвекции в пристеночной области обсадной колонны достигается и максимальная локальная скорость потока, величина которой достигает 65–70 мм/с, что в несколько раз превышает среднюю по сечению скорость жидкости. Для расхода жидкости 10 м³/сут отмечено возникновение областей радиального конвективного и вихревого движения потока над интервалом индукционного нагрева. При расходе жидкости 50 м³/сут установлено наличие локальных возмущений поля скорости и температуры в пристеночной области обсадной колонны на высоте до 1.5 м над интервалом индукционного нагрева. Расчетное значение чисел Ричардсона при расходах 10 и 50 м³/сут составило 23 и 0.9 соответственно, что показывает существенное влияние естественной конвекции на формирование температурного поля во всем диапазоне рассмотренных расходов. Построены кривые динамики температуры в центральной части потока жидкости на различной высоте относительно интервала нагрева, показан нелинейный характер поведения температурного поля в зависимости от высоты рассматриваемых точек.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства науки и высшего образования РФ, соглашение № 075-11-2021-061 от 25 июня 2021 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Яруллин Р.К., Яруллин А.Р., Валиуллин А.С., Валиуллин М.С., Тихонов И.Н. Оптимизация аппаратно-технологического комплекса промыслово-геофизических исследований действующих горизонтальных скважин // Проблемы сбора, подготовки и транспорта нефти и нефтепродуктов. 2020. Т. 126. № 4. С. 19–28.
2. Валиуллин Р.А., Яруллин Р.К. Особенности геофизических исследований действующих горизонтальных скважин // Вестник АН Республики Башкортостан. 2014. № 1. С. 21–28.
3. Катеев Т.Р. Повышение качества крепления скважин на нефтяных месторождениях Республики Татарстан // Записки горного института. 2004. Т. 159. № 2. 2004. С. 11–14.
4. Токарев М.А., Зубаиров С.Г., Токарева Н.М. Промысловая эффективность усовершенствованной конструкции гидромеханического щелевого перфоратора // Изв. Томского политехнического ун-та. Инжиниринг георесурсов. 2018. Т. 329. № 7. С. 70–76.
5. Valiullin R.A., Sharafutdinov R.F., Ramazanov A.Sh., Shilov A.A. Enhancement of well productivity using a technique of high-frequency induction treatment // SPE (Society of Petroleum Engineers) – 157724, SPE Heavy Oil Conference Canada, Calgary, Alberta, Canada, 12–14 June 2012. P. 1–7.
6. Гаязов М.С., Валиуллин Р.А., Яруллин Р.К. Применение метода регулярных температурных меток для измерения фазовых расходов в низкодебитных горизонтальных скважинах // Вестник Тюменского гос. ун-та. Физико-математическое моделирование. Нефть, газ, энергетика. 2020. Т. 6. № 1. С. 150–165.
7. Валиуллин Р.А., Шарафутдинов Р.Ф., Федотов В.Я., Канафин И.В., Космылин Д.В. Изучение тепловой конвекции на модели скважины с индукционным нагревателем при заколонном перетоке “сверху” // Вестник Башкирского ун-та. 2017. Т. 22. № 2. С. 325–329.
8. Канафин И.В., Космылин Д.В. Изучение формирования теплового поля на модели скважины с локальным нагревом // Изв. Кабардино-Балкарского научного центра РАН. 2017. № 2. С. 44–48.
9. Шварц К.Г., Шварц Ю.А. Устойчивость адвективного течения в горизонтальном слое несжимаемой жидкости при наличии условия проскальзывания Навье // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2020. № 1. С. 33–44.
<https://doi.org/10.31857/S0568528120010119>
10. Андреев В.К., Гапоненко Ю.А., Гончарова О.Н., Пухначев В.В. Современные математические модели конвекции. М.: ФИЗМАЛИТ, 2008. 368 с.
11. Bergman Th.L., Lavine A.S., Incropera F.P., DeWitt D.P. Fundamentals of heat and mass transfer, 8th edition. St. Joseph County: University of Notre Dame, Indiana, USA, 2006. 1070 p.
12. Брыков Н.А. Решение нелинейной нестационарной задачи теплопроводности // Междунар. науч.-исслед. журн. 2016. № 5–3 (47). С. 52–55.
<https://doi.org/10.18454/IRJ.2016.47.137>
13. Замзари Ф., Мехрез З., Кафси А.Э. Интенсификация теплообмена в пульсирующем течении внутри открытой полости под действием равномерного магнитного поля // Изв. РАН. Механика жидкости и газа. 2019. № 3. С. 138–149.
<https://doi.org/10.1134/S0568528119020142>
14. Ansys 2022R1 Documentation. Ansys Fluent Theory Guide. Ansys Inc., Southpointe, 2022. 1036 p.
15. Сентябов А.В., Гаврилов А.А., Дектерев А.А. Исследование моделей турбулентности для расчета закрученных течений // Теплофизика и аэромеханика. 2011. Т. 18. № 1. С. 81–93.
16. Alim M.A., Rahman M., Karim M. Performance of SST k- ω turbulence model for computation of viscous drag of axisymmetric underwater bodies // International Journal of Engineering. 2011. № 24 (2). P. 139–146.