Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г.В.Плеханова.
1988. Т. 116

УДК 622.2[illegible].6

ТЕРМОГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ БУРЕНИИ СКВАЖИН И МЕТОДИКА ИХ МАТЕМАТИЧЕСКОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

Ю.М.ПАРИЙСКИЙ, Т.Ю.ПИСКАЧЕВА

При изучении движения жидкостей и газов в разнообразных технологических процессах бурения скважин широко используются представления гидроаэромеханики, выражающие законы сохранения массы, импульса и энергии. Такой подход позволяет описать процесс системой уравнений движения и энергии, которые, например, для случая установившегося движения очистного агента в циркуляционной системе скважины определяют следующие связи между усредненными по сечению потоков значениями давлений и температур [9]:
в нисходящем потоке по внутреннему каналу бурильных труб с радиусом r_1

$$\frac{\partial p_1}{\partial z} = \rho g - \frac{2\tau_к}{r_0}; \qquad (1)$$

$$\rho c \frac{\partial t_1}{\partial \tau} = \frac{\alpha_0}{r_0^2}(t_2 - t_1) - \rho c v_1 \frac{\partial t_1}{\partial z} + \frac{2\tau_к v_1}{r_0}, \qquad (2)$$

в восходящем потоке по кольцевому зазору $(R_0 - r_1)$

$$-\frac{\partial p_2}{\partial z} = \rho g + \frac{\tau'_к R_0 + \tau''_к r_1}{R_0^2 - r_1^2}; \qquad (3)$$

$$\rho c \frac{\partial t_2}{\partial \tau} = \frac{2R_0}{R_0^2 - r_1^2} k_\tau (T_н(z) - t_2) - \frac{2\alpha_0}{R_0^2 - r_1^2}(t_2 - t_1) +$$

$$+ \rho c v_2 \frac{\partial t_2}{\partial z} + \frac{\tau'_к R_0 + \tau''_к r_1}{R_0^2 - r_1^2} v_2, \qquad (4)$$

где R_0 – радиус скважины; r_1 – наружный радиус бурильных труб.

Как видно из уравнения (I), давление в нисходящем потоке p_1 изменяется по глубине скважины в зависимости от градиента гидростатического давления ρg, определяемого плотностью очистного агента ρ, и от размера касательных напряжений на стенке трубы $\tau_к$, характеризующих гидравлическое трение. Температура в этом потоке t_1 зависит от интенсивности его теплообмена с восходящим потоком, имеющим температуру t_2, что определяется коэффициентом теплопередачи α_0, а также от средней скорости движения потока v_1, определяющей интенсивность конвективного переноса теп-

ла, и количества тепла, выделяемого при трении жидкости о стенку трубы (последний член в правой части уравнения (2) .

В восходящем потоке, помимо указанных факторов, существенное влияние на распределение температур оказывает теплообмен с окружающими скважину породами, который в уравнении (4) выражен с помощью предложенного в [6, II] коэффициента нестационарного теплообмена k_τ, правомерность использования которого для условий квазистационарного режима доказана в работе [9].

Уравнения (I)-(4) для получения замкнутой системы должны быть дополнены уравнениями состояния $\rho = f(p, t)$, а также зависимостями, связывающими значения входящих в уравнения физических характеристик α_0, $\tau_к$ и k_τ с такими параметрами режима движения, как скорость, давление и температура.

Однако на этом пути возникают значительные математические трудности в решении задач с применением традиционных аналитических методов. Это обусловило распространение метода раздельного решения уравнений движения и энергии, в которых все входящие физические характеристики определяются для усредненных значений давлений и температур и считаются неизменными в процессе циркуляции. Это позволяет решать задачи гидравлики и теплообмена в скважинах с помощью аналитических методов, которые успешно реализованы в работах [4, 6, 7].

Можно показать, что возникающая при этом погрешность находится в допустимых для инженерных расчетов пределах лишь в ограниченном диапазоне условий, где оказывается правомерным используемый прием усреднения влияния температуры и давления. Так, для случая промывки водой (вязкая несжимаемая жидкость) основная погрешность может возникать из-за неточного определения размера касательных напряжений $\tau_к$, которые с учетом формулы Дарси - Вейсбаха можно выразить следующим образом:

$$\tau_к = \xi \rho v^2 / 8,$$

где коэффициент гидравлических сопротивлений ξ определяется в функции числа Рейнольдса $Re = \rho v d / \mu$, зависящего от вязкости жидкости μ.

В диапазоне изменения температур Δt = I0-20 °С величина μ изменяется от $I{,}3 \cdot I0^{-5}$ до $I{,}02 \cdot I0^{-5}$ Па·С, т.е. на 30 %, и пренебрежение изменением вязкости воды относительно ее значения для средней температуры в этих условиях можно считать допустимым для инженерных расчетов. Однако, если диапазон изменения температур в циркуляционной системе скважины возрастает до Δt = I0-40 °С, то вязкость возрастет примерно в 2 раза, что может привести к значительному увеличению погрешности расчета. Поскольку изменение вязкости воды под влиянием температуры аппроксимируется нелинейной зависимостью вида [2]

$$\mu_1 = 2{,}41 \cdot 10^{\frac{248}{t+133}} \cdot 10^{-5},$$

можно полагать, что увеличение диапазона изменения температуры промывочной жидкости в циркуляционной системе скважины будет приводить к возрас-

танию погрешности традиционных методов гидравлических расчетов. При использовании глинистых растворов причиной погрешности может служить изменение реологических характеристик растворов под влиянием температуры, а при использовании газожидкостных смесей – изменение целого комплекса их физических свойств и расходных характеристик под влиянием не только температуры, но и давления.

Таким образом, изменение физических характеристик среды, движущейся в циркуляционной системе скважины, является присущей условиям бурения особенностью, которая во многих случаях требует рассматривать процесс движения очистного агента в неразрывной связи с сопровождающими его процессами теплообмена, т.е. как термогидродинамический. В математическом смысле это означает необходимость совместного решения уравнений движения и энергии (I)-(4), которые совместно с уравнениями состояния и краевыми условиями представляют сопряженную термогидродинамическую задачу.

Для решения подобного рода задач наиболее эффективным представляется применение численных методов с использованием ЭВМ. Как показывает опыт создания алгоритмов и вычислительных программ для термогидродинамических расчетов, наиболее важное значение имеет при этом возможно более полный учет результатов теоретических и экспериментальных исследований в области механики жидкости и газа, а также теории нестационарного теплообмена, что позволяет получить необходимые для решения сопряженных задач связи между физическими характеристиками потока и изменяющимися термодинамическими условиями его движения.

Наиболее сложный характер эти связи имеют в потоках газожидкостных смесей, использование которых при бурении скважин, особенно в сложных геологических условиях, получает в последние годы все большее распространение. Учитывая, что уравнения термогидродинамики двухфазных систем при уменьшении концентрации газовой фазы естественным образом переходят в уравнения для однофазных потоков, построение математической модели термогидродинамических процессов, происходящих при циркуляции газожидкостных смесей, представляет большой интерес.

В исследованиях по механике двухфазных смесей [3, 8] показано, что при использовании сплошных одномерных моделей течения и ряда упрощающих допущений в качестве уравнений движения и энергии смеси можно использовать выражения вида (I)-(4), в которых значения плотности смеси ρ, ее удельной теплоемкости c и скорости v определяются следующим образом:

$$\rho = \rho_1(1-\varphi) + \rho_2\varphi; \tag{5}$$

$$c = c_1(1-\eta) + c_2\eta; \tag{6}$$

$$v = \frac{G}{f\left[(1-\varphi)\rho_1 + \rho_2\varphi\right]}, \tag{7}$$

где ρ_1 и ρ_2 – плотность жидкой и газообразной фаз; c_1 и c_2 – их удельные теплоемкости; φ и η – истинное и массовое расходное газосодержания; G – массовый расход смеси; f – площадь поперечного сечения потока.

Уравнение состояния для смеси с учетом (5) должно отражать зависимость ρ_1 и ρ_2, а также значения φ от температуры и давления. Пренебрегая сжимаемостью жидкости, уравнение состояния для нее можно представить в виде

$$\rho_1 = \rho_0\left[1 - \alpha_1(t - t_0)\right],$$

где ρ_0 – плотность жидкости при $t = t_0$; α_1 – коэффициент объемного температурного расширения жидкости.

Для газовой фазы можно использовать уравнение состояния насыщенного влажного воздуха в виде [5]

$$\rho_2 = \frac{28{,}96p - 10{,}94\rho_s}{8314(t+273)},$$

где ρ_s – давление насыщения водяного пара для известного значения температуры t.

Истинное газосодержание φ представляет собой долю сечения потока, занятую газовой фазой, и зависит от расходного газосодержания

$$\beta = \frac{Q_2}{Q_1 + Q_2} = \frac{\eta\bar{\rho}}{1 + \eta(\bar{\rho} - 1)},$$

где $\eta = G_2/G$ – массовое газосодержание; $\bar{\rho} = \rho_1/\rho_2$, Q_1 и Q_2 – объемные расходы жидкой и газообразной фаз в потоке смеси.

При отсутствии фазовых переходов в потоке газожидкостных смесей в скважине G_1 и G_2 постоянны, и, следовательно, величина β зависит от распределения давлений и температур в циркуляционной системе скважины. Зависимость φ от β определяется особенностями взаимодействия фаз в газожидкостной смеси. Наиболее важное значение имеет наличие поверхностно-активных веществ (ПАВ), адсорбирующихся на поверхности раздела фаз, что при значениях $\beta \leq 0{,}96$ приводит к образованию устойчивых дисперсных систем, состоящих из пузырьков газа (дисперсная фаза), разделенных пленками жидкости (дисперсная среда), и называемых пенами. Устойчивые пены обладают повышенной вязкостью и значительной прочностью структуры, что определяет их важные технологические свойства как очистных агентов. Это сказывается на характере относительного движения фаз, вследствие чего проскальзывание газовой фазы относительно жидкой при характерных для условий бурения скоростях движения смеси сравнительно невелико. По экспериментальным данным [1], соотношение между φ и β для пен можно представить в виде

$$\varphi = (1 \pm k_{пр})\beta, \qquad (8)$$

где коэффициент проскальзывания газовой фазы $k_{пр} \approx 0{,}05$ (положительное значение относится к нисходящему потоку).

При смешивании воздуха и жидкости без добавления ПАВ образуется неустойчивая система (аэрированная жидкость), в которой отделение дисперсной фазы в спокойном состоянии смеси происходит практически мгновен-

но. Отсутствие структурообразования обуславливает значительно меньшую степень дисперсности смеси, бо́льшую вероятность разделения фаз и их проскальзывания. При этом в зависимости от скорости движения смеси и расходного газосодержания наблюдаются различные режимы течения смеси: пузырьковый (пробковый), отличающийся отсутствием четкой границы раздела между фазами, и кольцевой, который характеризуется наличием газового ядра потока и волновым течением пленок жидкости по стенкам канала. По экспериментальным данным, связь между φ и ρ для аэрированных жидкостей, независимо от режима течения смеси, может быть выражена соотношением [13]

$$\varphi = \frac{0{,}833\rho}{1+0{,}292(Fr)^{0,5}}, \qquad (9)$$

где $Fr = v^2/2rg$ – параметр Фруда.

На основе экспериментальных исследований двухфазных потоков [3] получены критические значения безразмерной скорости смеси в рабочих условиях

$$V^* = \frac{a}{f}\left(\frac{\rho_1-\rho_2}{g\sigma}\right)^{0,25}\left(\frac{\rho_2}{\rho_1}\right)^{0,5}, \qquad (10)$$

которые позволяют относить режим ее течения к тому или иному виду.
Так, для нисходящего потока пузырьковый режим сохраняется при выполнении условия

$$V^* \le V_{кр} = \left(2{,}2 - 0{,}0017\bar{\mu}^{-0,6}\right)10^{(5,3+115\bar{\mu})(1-\rho)}; \qquad (11)$$

для восходящего потока

$$V^* \le V_{кр} = \left(0{,}82 - 0{,}0017\bar{\mu}^{-0,6}\right)10^{(5,3+115\bar{\mu})(1-\rho)}. \qquad (12)$$

В формулах (10)-(12) σ – поверхностное натяжение на границе раздела фаз; $\bar{\mu} = \mu_2/\mu_1$ – соотношение их вязкостей.

При $V^* > V_{кр}$ режим течения смеси переходит в кольцевой.

Режим течения смеси существенно влияет на потери давления за счет гидравлического трения. Наиболее часто гидравлическое сопротивление смеси выражают через сопротивление однофазного потока ξ_0 с коэффициентами, зависящими от характеристик двухфазного потока. В общей форме эта зависимость имеет вид

$$\xi = \phi\xi_0, \qquad (13)$$

где ϕ – приведенный коэффициент гидравлических сопротивлений, определяемый по эмпирическим зависимостям, полученным при обработке экспериментальных данных [3]. Так, для пузырькового или пробкового режима в ограниченном диапазоне давлений (до 5 МПа) можно использовать зависимость

$$\bar{\phi} = (1-\varphi)/(1-\rho).$$

При этом коэффициент ξ_0 с учетом обусловленной пульсациями концентраций фаз макротурбулентности потока смеси рассчитывается по формуле

$$\xi_0 = 0{,}067\left(\frac{158}{Re} + \frac{2k_{ш}}{d_э}\right)^{0{,}2},$$

где $Re = d_э G/f\mu$ – параметр Рейнольдса для потока смеси в канале с эквивалентным диаметром $d_э$, для кольцевого канала $d_э = 2(R_0 - r_1)$, и площадью поперечного сечения f; $k_{ш}$ – шероховатость стенки канала, для стальных труб $k_{ш} \approx (2\div3)10^{-4}$ м, для кольцевого зазора $k_{ш} \approx (2\div3)10^{-3}$ м; μ – эффективная вязкость смеси, которая по экспериментальным данным [12] определяется справедливой для $\varphi = 0{,}54\div0{,}96$ зависимостью

$$\mu = \mu_1/(1-\varphi^{0{,}49}),$$

μ_1 – динамическая вязкость жидкой фазы.

При кольцевом режиме течения на размер коэффициента ϕ влияет режим движения жидкой пленки, характеризующийся числом Рейнольдса

$$Re_1 = 4G_1/\pi d_э \mu_1,$$

и параметр

$$\Phi = \varphi(1-\varphi)g d_э/v_1^2,$$

представляющий собой модифицированное число Фруда для жидкости.
При $Re < 1500$

$$\phi = 0{,}95 - (0{,}22 - 0{,}55\Phi Re_1)\lg\frac{1500}{Re_1}; \quad \xi_0 = 64/Re_1;$$

при $Re_1 > 1500$

$$\phi = 0{,}95; \quad \xi_0 = 0{,}3164/Re_1^{0{,}25}.$$

Приведенные зависимости показывают, что изменение термодинамических условий в циркуляционной системе скважины может приводить к смене режимов течения смеси и изменению гидравлических сопротивлений на различных ее участках, что служит еще одним подтверждением необходимости применения численных методов решения термогидродинамических задач.

Для их решения необходимо задать краевые условия, которые для наиболее типичной схемы прямой промывки скважин с открытым устьем можно сформулировать следующим образом: при $\tau = 0$

$$t(z,0) = T_н(z); \qquad (14)$$

при $\tau > 0$, $z = 0$

$$t(0,\tau) = t_{вх} = \text{const}; \quad p_2(0) = p_0 = \text{const}; \quad G_1 = \text{const}; \quad G_2 = \text{const}; \qquad (15)$$

при $z = H$

$$t_2(H,\tau) = t_1(H,\tau) + \Delta t_д; \quad p_2(H) = p_1(H) - \Delta p_д, \qquad (16)$$

где $\Delta t_д$ и $\Delta p_д$ – прирост температуры смеси за счет тепла, выделяющегося на забое в единицу времени в процессе работы породоразрушающего инструмента, и перепад давления на долоте или в колонковом наборе.

Разработанная методика численного решения термогидродинамических задач основана на теории конечно-разностных схем, развитой в работах А.А.Самарского [10], и учитывает особенности термогидродинамических процессов, обусловленные применяемой технологией промывки скважин. Разностные схемы, аппроксимирующие исходные уравнения (1)-(4), удобно представить в виде

$$\frac{p_{i+1}-p_i}{h}=\rho_{1i}g(1-\varphi_i)+\rho_{2i}g\varphi_i-\frac{2\tau_i}{r_0}; \qquad (17)$$

$$\frac{t_i^{n+1}-t_i^n}{\Delta\tau}=\frac{2\pi\alpha_{0i}v_i}{Gc}\left(t_j^n-t_i^{n+1}\right)-\frac{t_i^{n+1}-t_{i-1}^{n+1}}{h}v_i+$$

$$+\frac{2\pi r_0\tau_i v_i^2}{Gc}; \qquad (18)$$

$$-\frac{p_{j+1}-p_j}{h}=\rho_{1j}g(1-\varphi_j)+\rho_{2j}g\varphi_j+\frac{2\tau_j}{R_0-r_1}; \qquad (19)$$

$$\frac{t_j^{n+1}-t_j^n}{\Delta\tau}=\frac{2\pi R_0 k_{\tau j}v_j}{Gc}\left(T_{нj}-t_j^{n+1}\right)-\frac{2\pi\alpha_{0j}v_j}{Gc}\left(t_j^n-t_i^{n+1}\right)+$$

$$+\frac{t_j^{n+1}-t_{j-1}^{n+1}}{h}v_j+\frac{2\pi(R_0+r_1)\tau_j v_j^2}{Gc}, \qquad (20)$$

где индекс i относится к нисходящему, а j – к восходящему потокам очистного агента.

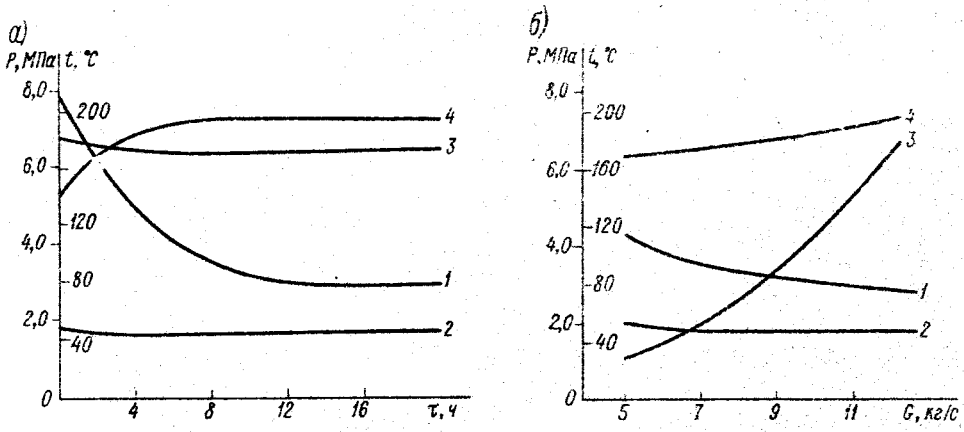
Использование чисто неявной схемы для аппроксимации уравнения энергии обеспечивает абсолютную устойчивость решения независимо от размера шага сетки h. Последний целесообразно выбрать равным длине бурильной трубы, чтобы учесть местные гидравлические сопротивления, создаваемые в нисходящем и восходящем потоках бурильными замками. В этом случае полученное из решения уравнений (17) и (19) значение давления в каждом узле i или j изменяется с учетом местных потерь давления, определяемых по известным формулам [4]. Значения давлений в бурильных трубах p_{i+1} и затрубном пространстве p_{j+1} определяются непосредственно из уравнений (17) и (19), при этом расчет ведется против направления потока, т.е. начиная от выходного сечения $z = 0$, в котором заданы граничные условия (15). На первом шаге по времени все физические характеристики потока при расчете давлений определяются с учетом заданного начального распределения температур по глубине скважины $T_н(z)$.

Таким образом, сначала находится распределение давлений в восходящем потоке и давление на забое скважины, затем с учетом граничного условия (16) определяется давление на забое скважины в нисходящем потоке и

по уравнению (I7) находится распределение давлений в нисходящем потоке, в том числе давление нагнетания на входе в бурильную колонну. В отличие от этого расчет температур ведется по направлению потока, с учетом граничного условия на входном сечении (I5), с нахождением температур t_i^{n+1} на каждом последующем шаге по времени непосредственно из уравнения (I8) по известным значениям t_i^n в нисходящем и t_j^n в восходящем потоках на предыдущем шаге по времени. Начальное значение температуры в восходящем потоке определяется с учетом граничного условия (I4), а распределение температур в этом потоке находится путем решения уравнения (20) относительно t_j^{n+1}. При этом на каждом шаге по времени производится пересчет значений физических и расходных характеристик смеси с учетом полученных на предыдущем шаге значений ρ и t. Расчет продолжается до заданного момента времени, соответствующего принятой продолжительности рейса.

Адекватность разработанной модели термогидродинамических процессов была подтверждена путем сопоставления результатов численных расчетов с известными аналитическими решениями тестовой задачи, а также с экспериментальными данными. Численное решение уравнений энергии было сопоставлено с известным аналитическим решением Б.Б.Кудряшова о температурном режиме бурящейся скважины при промывке ее водой и линейном начальном распределении температуры пород по глубине скважины (20), что показало практически полное совпадение результатов численных и аналитических расчетов. Это свидетельствует о том, что в указанных условиях использование усредненного по температуре значения вязкости жидкости в аналитических расчетах не приводит к существенной погрешности в определении температуры потоков. Сопоставление результатов численных расчетов давлений с экспериментальными данными, полученными при исследованиях циркуляции пены через спущенную в скважину колонну насосно-компрессорных труб [I], показало, что относительная погрешность численных расчетов при определении давлений в нисходящем потоке пены при изменении степени аэрации от I0 до 40 не превышает 5 % и, следовательно, принятые при разработке численной модели допущения обеспечивают достаточную точность инженерных расчетов.

Вместе с тем сравнение результатов численных расчетов давлений и температур при циркуляции пены в скважинах, бурящихся на месторождениях парогидротерм, для которых характерно нелинейное начальное распределение температуры пород по глубине, с приближенными аналитическими решениями, которые не учитывают изменений физических характеристик смеси под влиянием температуры [7], показало, что пренебрежение действием этого фактора в указанных условиях приводит к ощутимой погрешности, особенно при расчете давлений, где она достигает 33 %. Можно полагать, что подобное же явление будет иметь место и при бурении скважин в многолетнемерзлых породах, где распределение температур в циркуляционной системе скважин в определенных условиях приобретает нелинейный характер [7].



Изменение параметров циркуляции пены в скважине в зависимости: а – от времени ($G_{ж}$ = 12 кг/с; α = 10); б – от расхода жидкой фазы (α = 10)
1 – температура смеси на забое скважины; 2 – температура смеси на выходе из скважины; 3 – потери давления в потоке пены; 4 – давление на забое скважины

Общее представление об изменении параметров режима промывки скважины пеной под влиянием термогидродинамических процессов, происходящих в циркуляционной системе, дают результаты математического моделирования, выполненного по разработанной методике для условий бурения скважин глубиной 1000 м на Мутновском месторождении парогидротерм на Камчатке (см. рисунок). Как видно из рисунка,а, при квазиустановившемся режиме циркуляции пены с постоянной степенью аэрации и расходом жидкой фазы давление и температура на забое скважины существенно изменяются во времени при практически постоянных значениях давления нагнетания, соответствующего перепаду давлений в циркуляционной системе скважины, и температуры смеси на выходе из нее. Отметим, что расчетные значения последних параметров оказались весьма близкими к фактически наблюдаемым при опытном бурении скважины. Продолжительность установления забойных параметров режима циркуляции весьма значительна и может превосходить длительность рейса. С увеличением расхода жидкой фазы при постоянной степени аэрации пены происходит закономерное, по характеру близкое к линейному изменение установившихся значений этих параметров (кривые I и 4 на рисунке,б), сопровождаемое значительным ростом давления нагнетания при некотором снижении температуры смеси на выходе из скважины.

Отмеченные закономерности необходимо учитывать при решении задач управления режимом промывки скважин, особенно в сложных геологических условиях.

БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Аметов А.Б., Аметов В.А., Васильева Р.П. Вскрытие и освоение нефтегазовых пластов. М. : Недра, 1980. 333 с.

2. Вукалович М.П., Ривкин С.Л., Александров А.А. Таблицы теплофизических свойств воды и водяного пара. М. : Изд-во стандартов, 1969. 408 с.

3. Движение газожидкостных смесей в трубах / В.А.Мамаев, Г.З.Одишария, О.В.Клапчук и др. М. : Недра, 1978. 270 с.

4. Есьман Б.И. Термогидравлика при бурении скважин. М. : Недра, 1982. 246 с.

5. Кириллин В.А., Сычев В.В., Шейндлин А.Е. Техническая термодинамика. М. : Наука, 1979. 512 с.

6. Кудряшов Б.Б. Анализ, расчет и вопросы регулирования температурного режима бурящейся скважины // Зап.ЛГИ. 1969. Т.57, вып.2. С.79–87.

7. Кудряшов Б.Б., Яковлев А.М. Бурение скважин в мерзлых породах. М. : Недра, 1983. 286 с.

8. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М. : Наука, 1973. 847 с.

9. Пудовкин М.А., Чугунов В.А., Саламатин А.Н. Задачи теплообмена в приложении к теории бурения скважин. Казань : Изд-во Казанск. ун-та, 1977. 182 с.

10. Самарский А.А. Теория разностных схем. М. : Наука, 1977. 653 с.

11. Шербань А.Н., Кремнев О.А. Научные основы расчета и регулирования теплового режима глубоких шахт. Киев : Изд-во АН УССР, 1959. 430 с.

12. Blaner R.K., Mitchell B.G., Kohlhass C.A. Determination of laminar, turbulent and transitional foam flow losses in pipes. – SPE. Prepr. 4885, 1974.

13. Niklin D.S., Wilkes J.O., Davidson J.K. Trans. Inst. Chem. Eng., 1962. V.40. N 1. P.385-390.