

ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ ВО ЛЬДУ
И МЕРЗЛЫХ ПОРОДАХ

УДК 622.24/211

ДИНАМИКА ПРОТАИВАНИЯ МЕРЗЛЫХ ПОРОД
В ЗОНЕ ВЛИЯНИЯ ДВУХ СКВАЖИН

Я.Б. Горелик, А.Б. Шабаров*, Ю.С. Сысоев

*Институт криосферы Земли СО РАН, 625000, Тюмень, а/я 1230, Россия, gorelik@ikz.ru
Тюменский государственный университет, 625003, Тюмень, ул. Семакова, 10, Россия

Разработан метод численного решения трехмерной задачи Стефана, описывающей динамику протаивания мерзлых пород в зоне влияния двух добывающих скважин. Приводятся примеры результатов расчета. Показано, что нестационарное температурное поле и форма области протаивания вблизи скважин в течение длительного времени с момента слияния таликов существенно отличаются от стационарных. Это доказывает определенную ограниченность в применении квазистационарных методов расчета для прогноза теплового состояния мерзлых пород вокруг куста скважин.

Куст скважин, многолетнемерзлые породы, протаивание, взаимовлияние скважин

THE DYNAMICS OF FROZEN GROUND MELTING
IN THE INFLUENCE ZONE OF TWO WELLS

J.B. Gorelik, A.B. Shabarov*, Yu.S. Sysoyev

*Earth Cryosphere Institute SB RAS, 625000, Tyumen, P/O box 1230, Russia, gorelik@ikz.ru
Tyumen State University, 625003, Tyumen, Semakova str., 10, Russia

A method of numerical solution of Stephan's three-dimensional problem describing the dynamic of frozen ground melting in the influence zone of two extractive wells is developed. The calculation results are reported. It has been demonstrated that the transient temperature field and the shape of the melting area near the wells differ fundamentally from the stationary ones. This proves certain limitation in applying of quasi-stationary analysis methods for forecasting the thermal state of frozen rocks around a well cluster.

Well cluster, permafrost, melting, wells' mutual interference

ВВЕДЕНИЕ

Задачи прогноза теплового взаимодействия скважин с многолетнемерзлыми породами приобрели особую актуальность в связи с освоением северных месторождений нефти и газа в 1960-х гг. За прошедшие несколько десятков лет выполнено огромное количество теоретических и экспериментальных исследований протаивания–промерзания пород вокруг скважин и связанных с этим процессов. Однако большинство из них имели дело с отдельной скважиной и не учитывали их совместное влияние на мерзлый массив при кустовом способе разработки месторождений [*Медведский, 1987; Ермилов и др., 2003*].

Для газовой отрасли, которая первой приступила к разработке северных месторождений, правилами пожарной безопасности регламентировалось расстояние между устьями скважин не менее

20 м. Это позволяло (с некоторыми оговорками) при расчетах рассматривать скважину в кусте как отдельно стоящую. Однако в настоящее время минимальное расстояние между устьями скважин предполагается сократить до 10 м. При этом действующие в газовой промышленности нормативные документы предписывают выбирать расстояние между устьями скважин с учетом размеров зоны протаивания вокруг них за период эксплуатации. Это требует проведения соответствующих расчетов, корректно описывающих динамику температурного поля в прилегающем массиве пород.

Нахождение точного аналитического решения задачи о динамике теплового воздействия нескольких скважин на мерзлые породы связано с большими математическими трудностями и в данный момент отсутствует, а численное решение по-

добных задач еще недавно осложнялось низким быстродействием ЭВМ. Имеющиеся методики разработаны для скважин, использующихся при извлечении тепла из грунта в системах тепловых насосов. Численно-аналитический метод [Eskilson, Claesson, 1988], на котором основываются эти разработки, не учитывает фазовых превращений воды в породе и не может быть применен для установления динамики протаивания вблизи куста добывающих скважин.

Имеющиеся стационарные решения для трехмерного температурного поля в массиве пород вблизи куста скважин [Горелик, Дзик, 1990], которые могли бы быть использованы в аналогичных случаях для расчета динамики протаивания с помощью квазистационарных методов, как будет показано ниже, существенно искажают картину для достаточно длительного промежутка времени, прошедшего после слияния таликов скважин.

Рассматриваемая в данной работе задача о протаивании мерзлых пород вблизи двух скважин включает изучение совместного их вклада в этот процесс. Этот момент является наиболее важным при решении общей задачи о взаимодействии произвольного числа скважин с мерзлыми породами.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И МЕТОДИКА ИССЛЕДОВАНИЙ

Рассмотрим полуограниченный сверху массив мерзлого грунта с двумя вертикальными цилиндрическими полостями заданного радиуса. Расстояние между вертикальными осями полостей предпологается заданным. В реальности полости соответствуют действующим скважинам. Перенос тепла от скважин в породу осуществляется только за счет теплопроводности и сопровождается фазовыми переходами содержащейся в порах воды. Фазовые переходы сосредоточены на фронте нулевой толщины. При смыкании таликов от отдельных скважин форма области протаивания имеет трехмерное очертание. Рассматриваемая двухфазная задача Стефана включает одно уравнение теплопроводности для всей области расчета [Самарский, Вабищевич, 2003]:

$$\rho \left[C(T) + \kappa \delta(T - T_{\text{ф}}) \right] \frac{\partial T(x, y, z, \tau)}{\partial \tau} = \text{grad} \left[\lambda(T) \nabla T(x, y, z, \tau) \right], \quad (1)$$

где x, y, z – пространственные координаты, м; τ – время, с; T – температура породы, °С; $T_{\text{ф}}$ – температура фазовых переходов, °С; ρ – плотность грунта, кг/м³; C – удельная теплоемкость грунта, Дж/(кг·°С); λ – коэффициент теплопроводности грунта, Вт/(м·°С); $\delta(T)$ – дельта-функция; κ – теплота фазовых переходов грунтовой воды, Дж/кг.

Задача Стефана, записанная в виде (1), не требует отдельных уравнений теплопроводности для талой и мерзлой зон, как и особого уравнения баланса тепла на их границе. Выделение или поглощение тепла при фазовом переходе соответствует наличию сосредоточенной теплоемкости на границе фазового перехода. В соответствии с этим фазовая граница характеризуется скачком теплоемкости и определяется на температурном поле по изотерме фазового перехода.

Начальным условием является невозмущенное температурное поле массива:

$$T(x, y, z, 0) = T_0(x, y, z). \quad (2)$$

Граничные условия задаются условиями теплообмена на внешних границах расчетной области и температурами на внешней поверхности скважин. Причем удаление внешних вертикальных границ выбираемой расчетной области от источников тепла определяется малостью теплового влияния источников на выбранном расстоянии за весь расчетный период. Это удаление подбирается эмпирически из условия достаточно малого изменения результатов расчета при последовательном увеличении этого расстояния. Тепловой поток на внешних боковых границах расчетной области принимается равным нулю. Удаление в глубь массива нижней горизонтальной границы расчетной области выбирается аналогичным образом из условия достаточной малости влияния на результаты расчета вертикальной составляющей теплового потока от скважин на выбранной глубине. На этой поверхности принимается равным нулю значение вертикальной составляющей теплового потока.

На верхней поверхности задается тепловой поток:

$$q_z(x, y, 0) = \alpha(T_{\text{в}} - T_{\text{пов}}), \quad (3)$$

где α – коэффициент теплообмена, Вт/(м²·°С); $T_{\text{в}}$ – температура воздуха, °С; $T_{\text{пов}}$ – температура поверхности массива, °С.

Температура внешней стенки скважины $T_{\text{с}}$ определяется исходя из конструкции крепи и пластовой температуры добываемого флюида по формулам стационарной теплопередачи через цилиндрические стенки [Исаченко и др., 1969] с использованием выражения для стационарного температурного поля отдельной скважины [Горелик, Каверина, 1983].

Для двухколонной конструкции скважины без теплоизоляции насосно-компрессорной трубы (НКТ) соответствующие формулы имеют вид

$$T_{\text{с}} = T_{\text{ф}} \left(1 + \frac{\lambda_{\text{м}} T_0}{\lambda_{\text{эф}} T_{\text{ф}}} \psi \right) / \left(1 + \frac{\lambda_{\text{т}}}{\lambda_{\text{эф}}} \psi \right), \quad (4)$$

$$\psi = \ln \left(\frac{a}{a_0} \right) / \ln \left(\frac{2H}{a} \right),$$

$$\lambda_{эф} = \ln\left(\frac{a}{a_0}\right) \left[\frac{1}{\lambda_{гп}} \ln\left(\frac{a_1}{a_0}\right) + \frac{1}{\lambda_{ц}} \ln\left(\frac{a}{a_1}\right) \right]^{-1}, \quad (5)$$

где T_f – пластовая температура добываемого флюида, °С; a_0, a_1, a – наружные радиусы НКТ, эксплуатационной колонны и цементного кольца за скважиной соответственно, м; $\lambda_{гп} = 0,52$ Вт/(м·°С) – коэффициент теплопроводности газовой прослойки между НКТ и эксплуатационной колонной с учетом естественной конвекции газа в межколонном пространстве [Чекалюк, 1965]; $\lambda_{ц}, \lambda_m, \lambda_t$ – коэффициенты теплопроводности цементного камня, мерзлого и талого грунта соответственно, Вт/(м·°С); H – вертикальная координата нижней границы расчетной области, м.

Уравнение (1) с соответствующими граничными и начальными условиями решалось с помощью численных методов. Пространственная область расчета разбивается прямоугольной сеткой на конечное число объемов. Скважины располагаются в центре некоторых из них, поэтому необходимо перенести граничные условия со стенок скважин на грани этих объемов.

Найдем новые граничные условия исходя из равенства тепловых потоков от трубы с температурой стенки T_c и от прямоугольного объема с температурой стенки $T_{гп}$.

Тепловой поток q от трубы в теле прямоугольной формы определяется выражением [Уонг, 1979]

$$q = 2\pi l \lambda (T_c - T_{гп}) / \ln\left(f \frac{b_1}{r}\right),$$

$$f = \begin{cases} 0,530; & b_1/b_2 = 1, \\ 0,614; & b_1/b_2 = 1,5, \\ 0,632; & b_1/b_2 = 2, \\ 0,635; & b_1/b_2 = 2,5, \\ 0,637; & b_1/b_2 = 3, \end{cases} \quad (6)$$

где b_1, b_2, b_3 – длина, ширина и высота тела, м; r – радиус трубы, м; T_c – температура стенки трубы, °С; $T_{гп}$ – температура на границе тела прямоугольной формы, °С.

Для квадратного в плане контрольного объема через одну грань проходит 1/4 теплового потока q . Приравнивая это выражение тепловому потоку вдоль оси x от грани прямоугольного объема, получим

$$\pi \lambda \Delta z (T_c - T_{гп}) / 2 \ln\left(f \frac{\Delta x}{r}\right) =$$

$$= \lambda \frac{T_{гп} - T_1}{\delta x / 2} \Delta y \Delta z, \quad (7)$$

где $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ – длина, ширина и высота контрольного объема, м; δx – расстояние между соседними температурными узлами, м; T_1 – температура в контрольном объеме, смежном с граничным, °С.

Выражение для $T_{гп}$ в каждый момент времени получаем через T_1 и T_c , которые берутся с предыдущего временного слоя:

$$T_{гп} = \frac{T_1 + \gamma T_c}{\gamma - 1},$$

$$\gamma = \pi \delta x / 4 \Delta y \ln\left(f \frac{\Delta x}{r}\right). \quad (8)$$

Для обеспечения возможности численного решения дельта-функция $\delta(T)$ в уравнении (1) заменяется на сглаженную функцию $\delta(T, \Delta)$ [Самарский, Вабищевич, 2003]:

$$\delta(T, \Delta) = \begin{cases} \frac{1}{2\Delta}, & |T - T_\Phi| \leq \Delta, \\ 0, & |T - T_\Phi| > \Delta, \end{cases} \quad (9)$$

где Δ – параметр сглаживания, который зависит от используемой сетки и определяется эмпирически в результате методических расчетов.

Коэффициенты теплоемкости и теплопроводности разрывны и имеют вид

$$C(T) = \begin{cases} C_t, & T > T_\Phi, \\ C_m, & T < T_\Phi, \end{cases}$$

$$\lambda(T) = \begin{cases} \lambda_t, & T > T_\Phi, \\ \lambda_m, & T < T_\Phi, \end{cases} \quad (10)$$

индексы t, m соответствуют талому и мерзлому грунту.

Теплота фазовых переходов зависит от влажности грунта:

$$\kappa = \kappa^0 \frac{\omega_{tot} - \omega_w}{1 + \omega_{tot}}, \quad (11)$$

где $\kappa^0 = 3,34 \cdot 10^5$ Дж/кг – удельная теплота фазового перехода лед–вода; ω_{tot} – суммарная влажность мерзлой породы, д. е.; ω_w – влажность за счет незамерзшей воды, д. е.

Для получения конечно-разностного аналога уравнения использовался метод контрольного объема [Патанкар, 1984]. Запишем балансовое уравнение сохранения энергии для отдельного объема через тепловые потоки сквозь грани:

$$\rho_{ijk} C_{ijk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^\tau}{\Delta\tau} \Delta V_{ijk} =$$

$$= \left(\lambda_{i+\frac{1}{2}jk} \frac{T_{i+1jk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta x_{ijk}} - \lambda_{i-\frac{1}{2}jk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{i-1jk}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta x_{i-1jk}} \right) \Delta y \Delta z +$$

$$+ \left(\lambda_{ij+\frac{1}{2}k} \frac{T_{ij+1k}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta y_{ijk}} - \lambda_{ij-\frac{1}{2}k} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ij-1k}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta y_{ij-1k}} \right) \Delta x \Delta z +$$

$$+ \left(\lambda_{ijk+\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk+1}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta z_{ijk}} - \lambda_{ijk-\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk-1}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta z_{ijk-1}} \right) \Delta x \Delta y, \quad (12)$$

где i, j, k – индексы, относящиеся к контрольному объему по осям x, y, z соответственно; ΔV – объ-

ем, м³; Δτ – шаг по времени, с; Δx, Δy, Δz – длина, ширина и высота контрольного объема, м; δx, δy, δz – расстояние между соседними температурными узлами по соответствующим осям координат, м; индексы ±1/2 относятся к противоположным граням контрольного объема.

Конечно-разностная схема (12) является консервативной по самому способу получения. Как и все неявные схемы, она безусловно устойчива. Коэффициенты ρ, C, λ на новом шаге по времени берутся с предыдущего временного слоя.

Трехмерный процесс переноса тепла разбивается на последовательность трех одномерных процессов теплопроводности вдоль каждой оси координат [Яненко, 1967; Марчук, 1977], занимающей 1/3 шага по времени:

$$\begin{aligned} & \rho_{ijk} C_{ijk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau}}{\Delta\tau/3} \Delta V_{ijk} = \\ & = \left(\lambda_{i+\frac{1}{2}jk} \frac{T_{i+1jk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{ijk}} - \lambda_{i-\frac{1}{2}jk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{i-1jk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{i-1jk}} \right) \Delta y \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ij+\frac{1}{2}k} \frac{T_{ij+1k}^{\tau} - T_{ijk}^{\tau}}{\delta y_{ijk}} - \lambda_{ij-\frac{1}{2}k} \frac{T_{ijk}^{\tau} - T_{ij-1k}^{\tau}}{\delta y_{ij-1k}} \right) \Delta x \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ijk+\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk+1}^{\tau} - T_{ijk}^{\tau}}{\delta z_{ijk}} - \lambda_{ijk-\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk}^{\tau} - T_{ijk-1}^{\tau}}{\delta z_{ijk-1}} \right) \Delta x \Delta y, \quad (13) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \rho_{ijk} C_{ijk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\Delta\tau/3} \Delta V_{ijk} = \\ & = \left(\lambda_{i+\frac{1}{2}jk} \frac{T_{i+1jk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{ijk}} - \lambda_{i-\frac{1}{2}jk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{i-1jk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{i-1jk}} \right) \Delta y \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ij+\frac{1}{2}k} \frac{T_{ij+1k}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta y_{ijk}} - \lambda_{ij-\frac{1}{2}k} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ij-1k}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta y_{ij-1k}} \right) \Delta x \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ijk+\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk+1}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta z_{ijk}} - \lambda_{ijk-\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau} - T_{ijk-1}^{\tau+\frac{1}{3}\Delta\tau}}{\delta z_{ijk-1}} \right) \Delta x \Delta y, \quad (14) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \rho_{ijk} C_{ijk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\Delta\tau/3} \Delta V_{ijk} = \\ & = \left(\lambda_{i+\frac{1}{2}jk} \frac{T_{i+1jk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{ijk}} - \lambda_{i-\frac{1}{2}jk} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{i-1jk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta x_{i-1jk}} \right) \Delta y \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ij+\frac{1}{2}k} \frac{T_{ij+1k}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta y_{ijk}} - \lambda_{ij-\frac{1}{2}k} \frac{T_{ijk}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau} - T_{ij-1k}^{\tau+\frac{2}{3}\Delta\tau}}{\delta y_{ij-1k}} \right) \Delta x \Delta z + \\ & + \left(\lambda_{ijk+\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk+1}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta z_{ijk}} - \lambda_{ijk-\frac{1}{2}} \frac{T_{ijk}^{\tau+\Delta\tau} - T_{ijk-1}^{\tau+\Delta\tau}}{\delta z_{ijk-1}} \right) \Delta x \Delta y. \quad (15) \end{aligned}$$

Температура на новом временном шаге находится из последовательного решения системы уравнений (13)–(15) методом прогонки.

Точность полученных решений проверялась при достаточно малых временах сравнением с существующими нестационарными решениями для отдельной скважины, а также сравнением со стационарными тепловыми полями вокруг двух скважин [Горелик, Дзик, 1990] при выходе системы на стационарный режим.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Ниже приводится пример расчета динамики протаивания мерзлого грунта в зоне действия двух скважин (рис. 1). В данном примере начальная температура мерзлых пород T₀ во всей расчетной области постоянна и равна –4 °С. Температура на верхней поверхности массива также постоянна и равна –4 °С.

Примем двухколонную конструкцию скважин с диаметром НКТ 114 мм, диаметром эксплуатационной колонны 219 мм. Усредненное значение радиуса внешнего цементного кольца вокруг скважины 200 мм. Пластовая температура газа составляет 56 °С. Для облегченного тампонажного раствора, применяемого на северных месторождениях, λ_ц = 0,6 Вт/(м·°С). Разрез сложен однородной породой со следующими свойствами: λ_т = 1,4 Вт/(м·°С), λ_м = 1,8 Вт/(м·°С), C_т = 1660 Дж/(кг·°С), C_м = 1180 Дж/(кг·°С), w_{tot} = 0,3, w_w = 0, ρ = 1800 кг/м³.

Приняты следующие размеры расчетной области: 83 м вдоль линии, соединяющей оси скважин (ось Ox), 64 м в перпендикулярном направлении (ось Oy), 50 м в глубину (ось Oz). Скважины расположены симметрично относительно центра расчетной области. Размеры контрольных объемов в плане приняты 1×1 м всюду, кроме зоны между

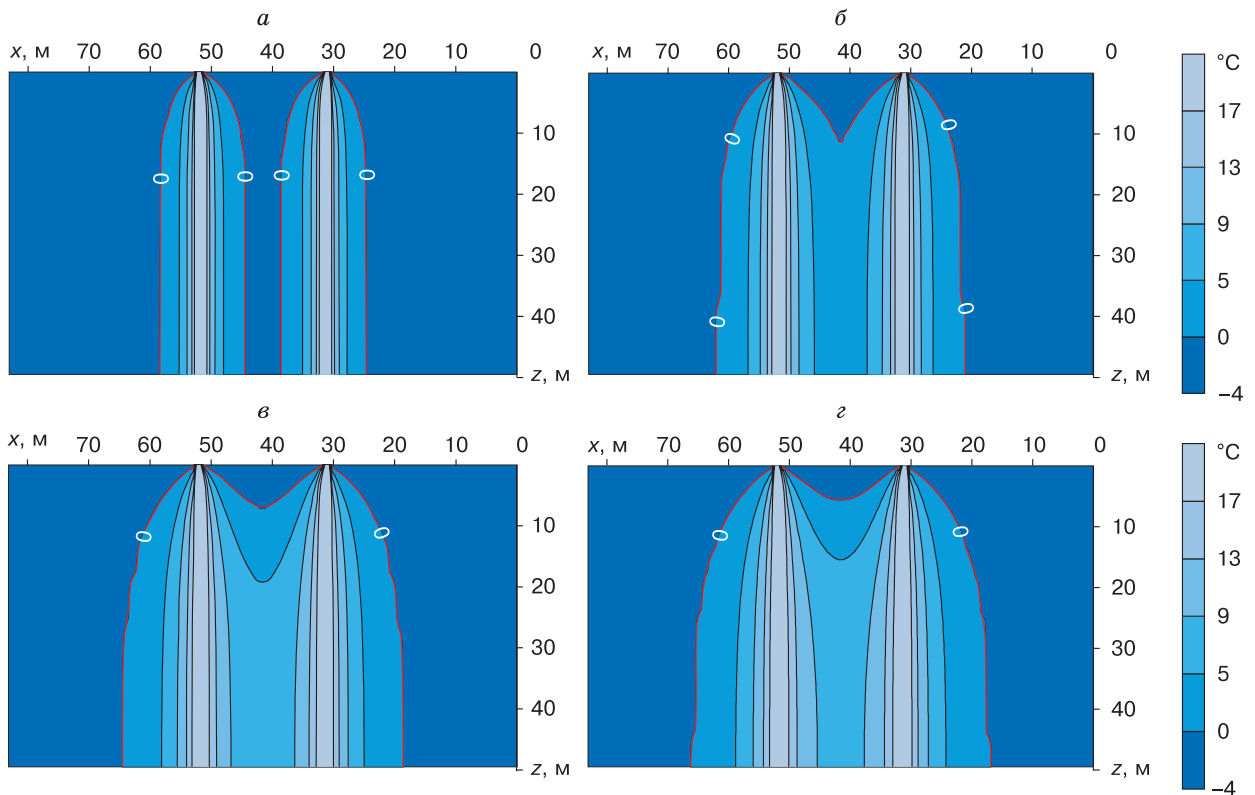


Рис. 1. Температурное поле в плоскости двух скважин для различных моментов времени:

a – 10 лет, *б* – 25 лет, *в* – 40 лет, *г* – 50 лет.

скважинами, где они уменьшались до $0,5 \times 0,5$ м. По глубине их размеры менялись от 0,5 м у поверхности до 2 м ближе к нижней границе. Всего область состояла из 228 489 ячеек.

Время счета на компьютере с процессором Intel Xeon 3,2 ГГц составило около 36 ч.

Результаты расчета динамики протаивания вблизи двух скважин в вертикальной плоскости, проходящей через их оси, приведены на рис. 1. Данный процесс можно разделить на три стадии. Первая стадия начинается с момента пуска скважин и отличается тем, что протаивание вокруг них идет как бы изолированно, скважины практически не влияют друг на друга (см. рис. 1, *a*).

После слияния таликов начинается вторая стадия, во время которой интенсивно формируется общее тепловое поле скважин, уже не разделенное вертикальным мерзлым пропластком, а кровля талика поднимается выше к поверхности (см. рис. 1, *б*, *в*). Необходимо отметить, что для однородного разреза слияние таликов происходит одновременно почти по всей мощности мерзлых пород, за исключением верхних 10–15 метров.

Третья стадия характеризуется замедлением движения фазовой границы и переходом процесса в квазистационарный режим (см. рис. 1, *г*).

Особенностью полученных решений является тот априорно не очевидный факт, что тепловое взаимодействие скважин – в значительной мере нестационарный процесс. Это следует из формы границы слияния двух таликов, которая в своей центральной части имеет резкий излом, указывающий на нестационарность (см. рис. 1, *б*, *в*), вплоть до достижения завершающей стадии процесса (см. рис. 1, *г*). Именно наличие этого излома качественно отличает картину протаивания в ее динамике от соответствующей стационарной кривой, которая согласно [Горелик, Дзик, 1990] имеет гладкую выпуклую форму, аналогичную кривой на рис. 1, *г*. Вместе с тем количественные параметры формы мерзлого козырька между скважинами являются весьма важными для безопасной эксплуатации скважин, поскольку они определяют несущую способность основания куста под действием нагрузок от наземного оборудования. Для сравнения на рис. 2 приведено решение аналогичной задачи методом последовательной смены стационарных состояний, основанное на использовании результатов работы [Горелик, Дзик, 1990].

Обычно квазистационарные методы дают верхнюю оценку размеров талой зоны, так как не учитывают потери тепла на нагрев породы. В дан-

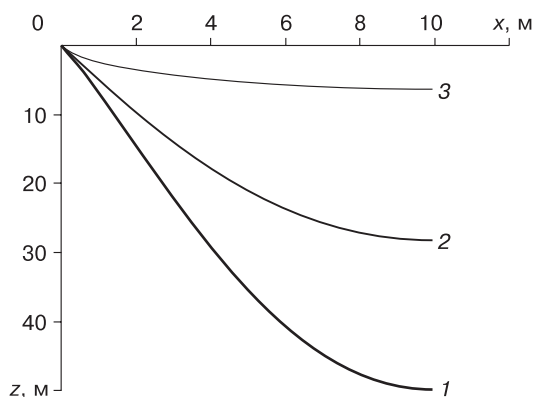


Рис. 2. Граница протаивания в плоскости двух скважин, полученная с помощью метода последовательной смены стационарных состояний (левая половина промежутка между скважинами):

1 – 25 лет, 2 – 30 лет, 3 – 40 лет.

ном случае этот метод не только занижает скорость протаивания, но и дает качественно неверную форму фазовой границы между скважинами на основном промежутке времени. Таким образом, квазистационарные методы не могут корректно описывать процесс теплового взаимодействия двух скважин с мерзлыми породами вследствие значительного отличия этого процесса от стационарного.

Для оценки возможных нарушений в околоствольном пространстве, а также для расчета несущей способности мерзлого свода, перекрывающего талую зону вблизи скважин, необходимо иметь трехмерную картину нулевой изотермы в различные моменты эксплуатации скважин. Разработанная программа позволяет выводить распределение температуры и форму границы протаивания в любом сечении расчетной области. В качестве примера на рис. 3 приведена картина изменения параметров области протаивания и температуры пород в горизонтальной плоскости, отстоящей на рассто-

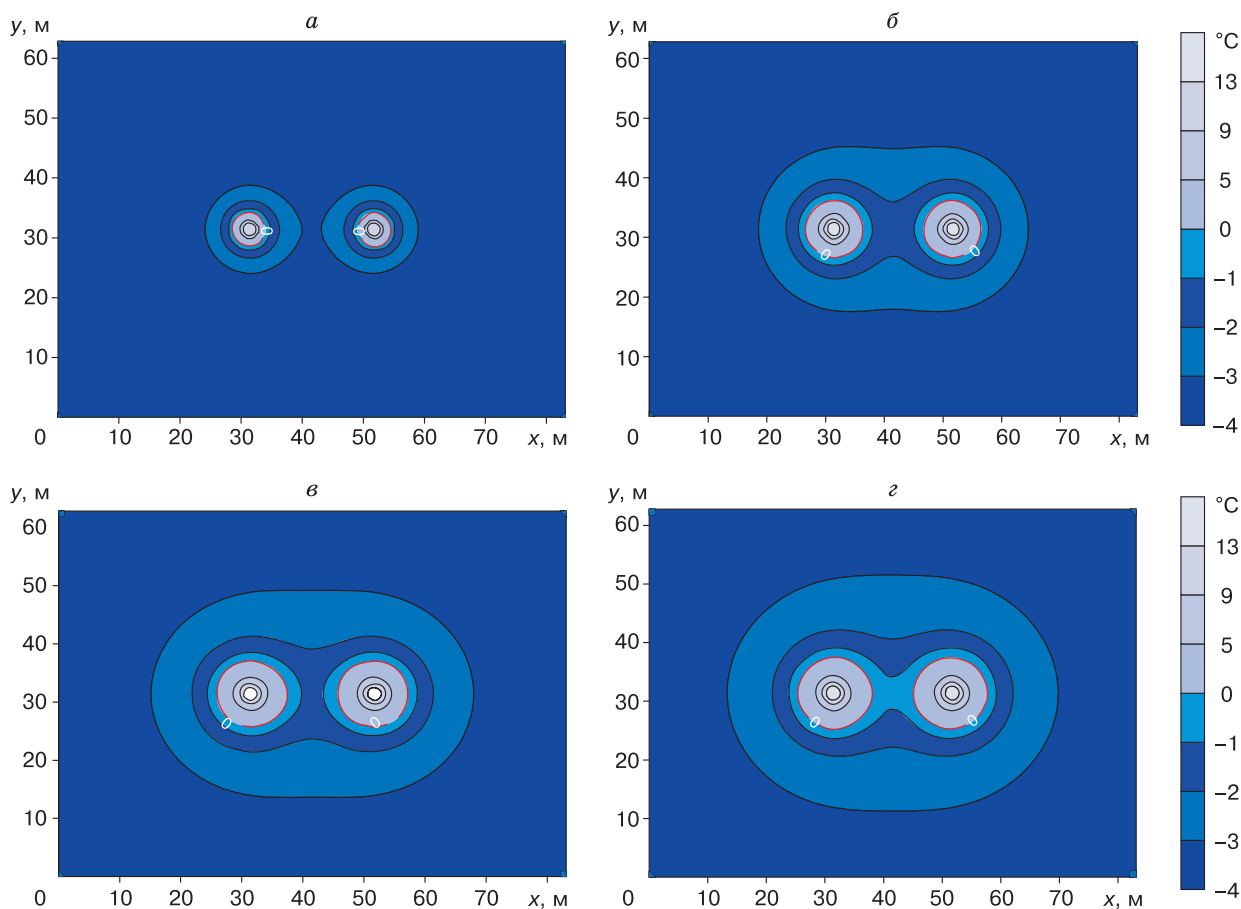


Рис. 3. Температурное поле в горизонтальной плоскости на глубине 5 м для различных моментов времени:

а – 1 год, б – 10 лет, в – 25 лет, г – 50 лет.

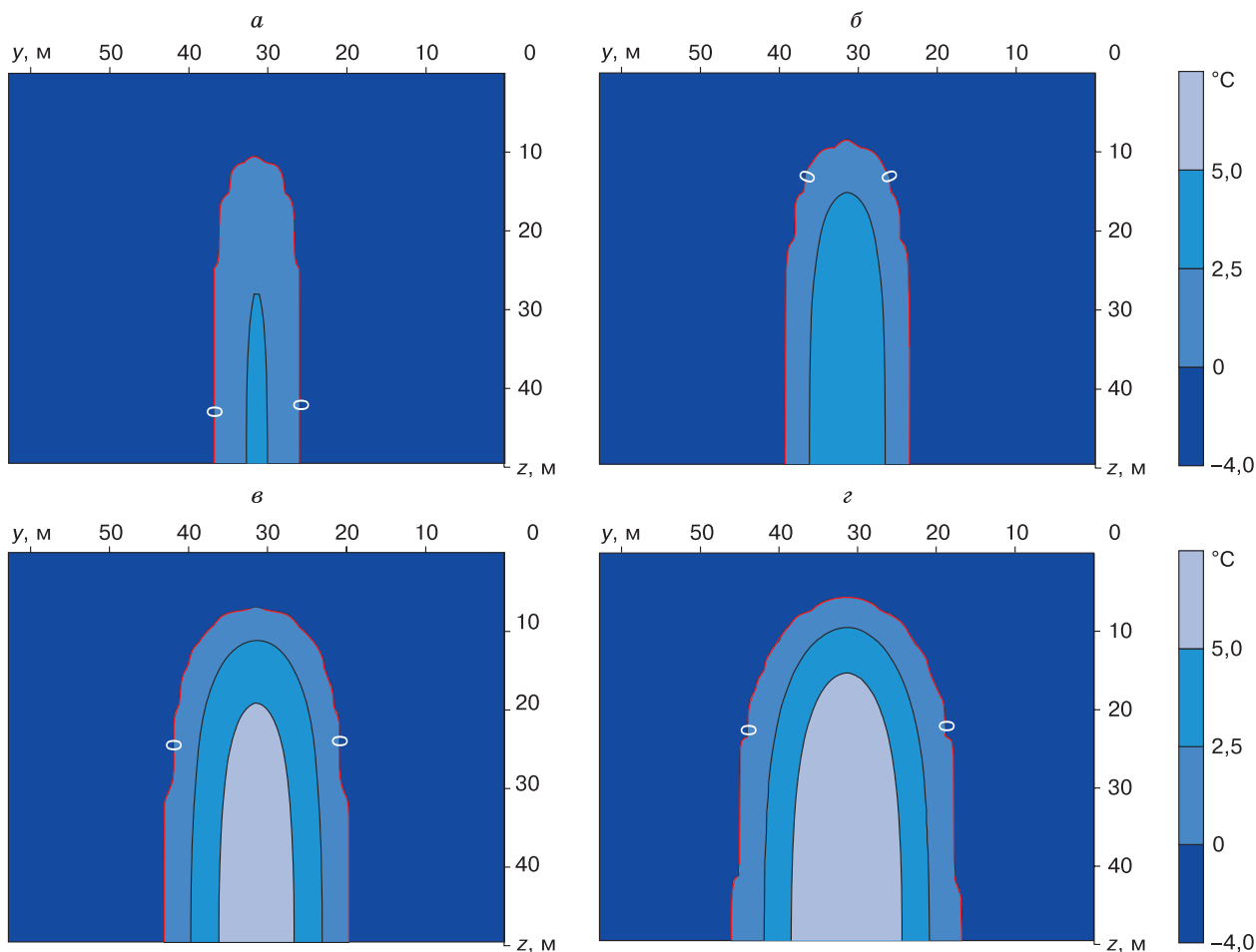


Рис. 4. Температурное поле в вертикальной плоскости, перпендикулярной плоскости скважин и проходящей посередине между ними, для различных моментов времени:

a – 25 лет, *б* – 30 лет, *в* – 40 лет, *з* – 50 лет.

янии 5 м от поверхности массива. На рис. 4 показана соответствующая картина для вертикального сечения, проходящего через середину отрезка, соединяющего оси обеих скважин и нормального к нему. Последний рисунок качественно иллюстрирует важное обстоятельство: устойчивость мерзлого козырька между скважинами (см. рис. 1) обеспечивается опорой на крылья мерзлых пород, окружающих зону протаивания в любой момент времени.

Литература

- Горелик Я.Б., Каверина Т.В.** Теплоизоляция скважин в северных районах // Нефтепромысловое стр-во. М., ВНИИОЭНГ, 1983, № 7, с. 2–3.
- Горелик Я.Б., Дзик М.И.** Тепловое взаимодействие куста добывающих скважин с вечномерзлыми грунтами // Изв. АН СССР. Энергетика и трансп., 1990, т. 36, с. 143–152.
- Ермилов О.М., Дегтярев Б.В., Курчиков А.Р.** Сооружение и эксплуатация газовых скважин в районах Крайнего Севера. Новосибирск, Изд-во СО РАН, 2003, 222 с.

Исаченко В.П., Осипова В.А., Сукомел А.С. Теплопередача. М., Энергия, 1969, 424 с.

Марчук Г.И. Методы вычислительной математики. М., Наука, 1977, 456 с.

Медведский Р.И. Строительство и эксплуатация скважин на нефть и газ в вечномерзлых породах. М., Недра, 1987, 230 с.

Патанкар С. Численные методы решения задач теплообмена и динамики жидкости. М., Энергоатомиздат, 1984, 152 с.

Самарский А.А., Вабищевич П.Н. Вычислительная теплопередача. М., Едиториал УРСС, 2003, 784 с.

Уонг Х. Основные формулы и данные по теплообмену для инженеров. М., Атомиздат, 1979, 215 с.

Чекалок Э.Б. Термодинамика нефтяного пласта. М., Недра, 1965, 236 с.

Яненко Н.Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, Наука, 1967, 197 с.

Eskilson P., Claesson J. Simulation model for thermally interacting heat extraction boreholes // Numer. Heat Transfer, 1988, vol. 13, No. 2, p. 149–165.

Поступила в редакцию
6 марта 2007 г.