

ДВУМЕРНАЯ МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ПОДМЕРЗЛОТНОЙ ТОЛЩЕ ПРИ ИЗМЕНЕНИЯХ МОЩНОСТИ КРИОЛИТОЗОНЫ

В. Т. Балобаев, А. С. Тетельбаум, С. Д. Мордовской

Институт мерзлотоведения им. П. И. Мельникова СО РАН, 677010, Якутск, Россия

Разработана двумерная математическая модель динамики пластового давления в подмерзлотной толще при вертикальных вековых перемещениях подошвы мерзлоты (являющихся реакцией на длиннопериодное потепление либо похолодание климата) с учетом взаимодействия толщи со сквозным таликом. Искомая динамика описывается уравнением фильтрации в сочетании со специальной системой граничных условий, воспроизводящих в частности баланс масс тающей или промерзающей воды при фазовом переходе на границе раздела фаз. По полю давлений рассчитывается векторное поле плотностей потока воды в подмерзлотном пространстве и талике.

Модель учитывает компенсацию уменьшающегося давления испарением поровой влаги при достижении давлением величины, соответствующей тройной точке льда.

Численно модель реализуется конечно-разностной схемой расщепления с применением метода дробных шагов в сочетании с методом ловли фронта в узел сетки для локализации границы зоны испарения. Предложена методика модельного воспроизведения пластической деформации скелета грунта и соответствующая численная схема. Приведены результаты моделирования, оценена плотность вертикального потока воды в подмерзлотном пространстве и в талике.

Пластовое давление, сквозной талик, уравнение фильтрации, конечно-разностная схема, пластическая деформация, фазовый переход

TWO-DIMENSIONAL NUMERICAL MODEL OF HYDRODYNAMIC FIELD BELOW PERMAFROST AT PERMAFROST THICKNESS VARIATIONS

V. T. Balobaev, A. S. Tetelbaum, S. D. Mordovskoy

Melnikov Permafrost Institute SB RAS, 677010, Yakutsk, Russia

A two-dimensional numerical model of layer pressure dynamics in subpermafrost thickness at secular vertical movement of the permafrost base (being a response to long-term climatic warming or cooling) is elaborated, which takes into account an interaction with an open talik. The pressure dynamics is simulated by the filtration equation in combination with the system of boundary conditions reproducing, in particular, mass balance of thawing or freezing water at phase transfer. Based on the pressure field, a vector field of water flux densities in the subpermafrost region and in the talik is calculated.

The model takes into account the compensation of decreasing pressure by pore water evaporation at the pressure value corresponding to the triple point of ice.

The model is executed numerically by the finite-difference pattern using the method of fractional steps in combination with the method of „front catching in a mesh knot“ used to localize the evaporation zone boundary. A methodology for simulating plastic deformation of the soil matrix and corresponding calculation schemes are presented. Results of modeling and vertical water flux density estimates for the subpermafrost region and the talik are given.

Layer pressure, open talik, filtration equation, finite-difference method, plastic deformation, phase transition

ВВЕДЕНИЕ

В цикле работ В. Т. Балобаева [Балобаев, 1973, 1985, 1991] было открыто существование нестационарных мерзлых толщ, для которых характерно медленное (1—3 см/год) поднятие либо опускание подошвы толщи, являющееся реакцией на предшествующее длиннопериодное потепление (похолодание) климата. Возникновение вследствие такого движения дефицита или избытка гидростатического давления в нижней

окрестности подошвы приводит к перераспределению всего поля давлений в подмерзлотной толще и перемещению в ней масс поровой влаги. Предполагая толщу открытой системой (т. е. учитывая ее взаимодействие со сквозным таликом), мы попытались смоделировать динамику поля пластовых давлений и оценить обусловленную указанным эффектом плотность потока воды как в самой толще, так и в талике.

КОНТИНУАЛЬНАЯ ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Итак, рассматривается двумерная математическая модель динамики (обусловленной вековыми перемещениями подошвы мерзлоты) пластового давления в подмерзлотной толще с учетом водообмена толщи со сквозным таликом. Расчетная область $ABCDEF GA$ изображена на рис. 1. Правая граница области — вертикальная координатная ось z (она же ось симметрии сквозного талика). К ней примыкает левая половина талика $CDEFBC$, для простоты предполагается прямоугольная его форма (в вертикальном сечении) с полушириной x_T . За начало координат принята точка o оси z , лежащая на дневной поверхности и не принадлежащая области счета. Ось x направлена влево. Левее отрезка BF расположена подмерзлотная толща, AB — подошва мерзлоты, перемещающаяся во времени по заданному закону $\xi(\tau)$, τ — время. Предполагается горизонтальная слоистость толщи, т. е. заполнение области кусочно-однородной средой, характеризуемой пятью параметрами, зависящими только от координаты z и являющимися инвариантами x и τ : мощностями слоев, m ; проницаемостью $K_{гор}$, $K_{вер}$, m^2 соответственно в горизонтальном (вдоль пласта) и вертикальном направлениях, пористостью $m(z)$. Динамика искомого давления $P(x, z, \tau)$ моделируется уравнением фильтрации:

$$\frac{\partial \tilde{P}}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \frac{\rho K}{m \rho_0 \mu \gamma} \cdot \frac{\partial \tilde{P}}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial z} \frac{\rho K}{m \rho_0 \mu \gamma} \cdot \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} \quad (1)$$

где $\gamma = 10^{-10} \text{ Па}^{-1}$ — сжимаемость воды, $\mu = 1,002 \cdot 10^{-3} \text{ Па} \cdot \text{с}$ — вязкость воды;

$$\rho = \rho_0 [1 + \gamma(P - P_0)] \quad (2)$$

— плотность воды, кг/м^3 ; $P_0 = 0,1 \text{ МПа}$ — атмосферное давление; $\rho_0 = 1000 \text{ кг/м}^3$ — значение ρ при $P = P_0$; т. е. отыскиваемое давление представляется суммой гравитационной составляющей $\rho gh + P_0$ и составляющей \tilde{P} (далее для определенности будем называть ее массообменным давлением), определяющей вертикальный водообмен; $g = 9,81 \text{ м/с}^2$ — ускорение свободного падения.

На нижней границе ($z = z_H$, отрезок GE), изображающей кровлю коренных пород, полагаемых абсолютно водонепроницаемыми, задается граничное условие (ГУ) 2-го рода — условие отсутствия вертикального водообмена

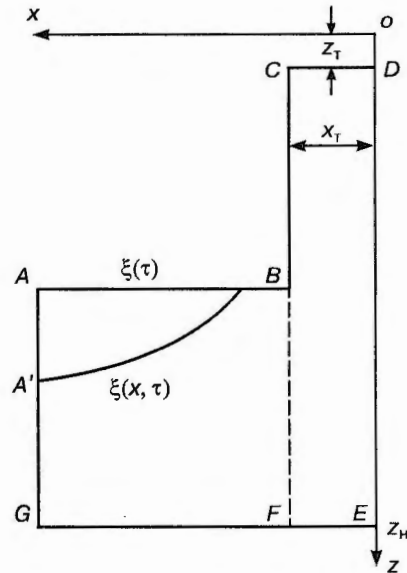


Рис. 1. Расчетная область (пояснения в тексте).

$$\frac{\partial P}{\partial z} \Big|_{z=z_H} = \rho g \text{ или, что то же } \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z} \Big|_{z=z_H} = 0. \quad (3)$$

Левая граница ($AG, x = x_A$) изображает либо бесконечно удаленные от талика по горизонтали точки, либо ось симметрии подмерзлотного пространства. В обоих случаях на ней следует задавать ГУ 2-го рода — условие отсутствия горизонтального водообмена

$$\frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=x_A} = 0. \quad (4)$$

Такие же ГУ назначаются на левой границе CB ($x = x_T$) талика и (из условия симметрии процессов относительно оси z) на границе DE :

$$\frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=x_T} = \frac{\partial P}{\partial x} \Big|_{x=0} = 0. \quad (5)$$

Границу CD („устье“ сквозного талика, $z = z_T$) следует выбирать так, чтобы она в любой момент времени располагалась значительно выше подошвы мерзлой толщи. Поэтому на ней устанавливается ГУ 1-го рода — равенство давления естественному гидростатическому давлению:

$$P \Big|_{z=z_T} = \rho g z_T + P_0 \text{ или, что то же } \tilde{P} \Big|_{z=z_T} = 0. \quad (6)$$

На границе AB задается ГУ 2-го рода, являющееся математической записью баланса масс

* Корректнее в первом слагаемом правой части брать не \tilde{P} , а P , однако сделанная замена вносит пренебрежимо малую погрешность.

тающей либо промерзающей воды при фазовом переходе

$$\frac{K\rho}{\mu} \frac{\partial \tilde{P}}{\partial z|_{z=\xi(x,\tau)+0}} = -m\rho \left(1 - \frac{\rho_n}{\rho}\right) \frac{\partial \xi}{\partial \tau}. \quad (7)$$

Здесь $\rho_n = 917 \text{ кг/м}^3$ — плотность льда, 0 — бесконечно малая величина.

Модель в соответствии с физикой процесса предполагает, что $\forall x, z, \tau: P \geq P_0^*$. Поэтому постулируется, что в любой точке x, z в окрестности фронта при достижении в ней уменьшающимся давлением значения P_0 начинается испарение поровой влаги, препятствующее дальнейшему падению давления. Сказанное означает, что при $P|_{z=\xi(\tau)} \geq P_0$ для заданного x верхняя граница $\xi(x, \tau)$ области счета совпадает с ординатой $\xi(\tau)$, в противном случае $\xi(x, \tau)$ превращается в неизвестную величину, т. е. решением задач (1), (3)—(7) становится поле $P(x, z, \tau)$ в сочетании с такими значениями $\xi(x, \tau) > \xi(\tau)$ координаты верхней границы, при которых $P|_{z=\xi(x,\tau)} = P_0$. Подобласть $(\xi(\tau), \xi(x, \tau)) \forall x: x_\tau \leq x \leq x_A$, становясь при этом зоной испарения, исключается из области счета, а давление во всех ее точках принимается равным P_0 . Очевидно, учитывая наличие талика, имеем: $\xi(x, \tau) \geq \xi(\tau)$ при $x > x_\tau$; $\xi(x, \tau) = z_\tau$ при $x \leq x_\tau$.

Так как $\xi(\tau)$ предполагается периодической функцией, то начальные условия (НУ) могут быть заданы произвольно, при этом искомое решение в конце концов приходит к периодически установившемуся полю давлений, однако для ускорения этого перехода и из физических соображений естественно установить НУ, отвечающие давлению в сквозном талике и с учетом (2) равные: $P(x, z, 0) = \rho gz + P_0 = \frac{\rho_0 gz}{1 - \rho_0 \gamma gz} + P_0$.

ЧИСЛЕННАЯ СХЕМА

Очень кратко рассмотрим принципы построения численной (разностно-итерационной) схемы решения задачи. В начале $(s + 1)$ -й итерации $(n + 1)$ -го временного слоя известно поле давлений $P^{(n+1),s}(x, z)$, соответствующее ему поле плотностей воды $\rho^{(n+1),s}(x, z)$ и нижняя граница области испарения $\xi^{(n+1),s}(x)$ предыдущей итерации. Рассчитывается поле массообменных давлений $P^{(n+1),s}(x, z) = P^{(n+1),s}(x, z) - \rho^{(n+1),s} \cdot gx - P_0$,

после чего выполняется сама $(s + 1)$ -я итерация, т. е. отыскивается приближение $\tilde{P}^{(n+1),(s+1)}(x, z)$. Затем находим $P^{(n+1),(s+1)}(x, z) = \tilde{P}^{(n+1),(s+1)}(x, z) + \rho^{(n+1),s} \cdot gx + P_0$ и наконец по формуле (2) — приближение $\rho^{(n+1),(s+1)}$.

Уравнение фильтрации решается по схеме расщепления с применением метода дробных шагов [Яненко, 1967], а каждая из локально одномерных задач — по двухслойной трехточечной конечно-разностной схеме (КРС) с использованием потоковой прогонки [Самарский, Николаев, 1978]. Каждая итерация начинается с горизонтального дробного шага, выполняемого в области, ограниченной сверху фронтом испарения предыдущего временного слоя $\xi^{(n)}(x)$ **, а слева — этим фронтом или отрезком $A'G$. Горизонтальная КРС для внутренних узлов пространственной сетки запишется в виде

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{i,j}^{(n+1/2),(s+1)} &= \tilde{P}_{i,j}^{(n)} + \frac{\Delta\tau}{\rho_0 \mu \gamma m_i h_{2,i}} \times \\ &\times \sum_{l=-1,1} \left[\left(\tilde{P}_{i,j+1}^{(n+1/2),(s+1)} - \tilde{P}_{i,j}^{(n+1/2),(s+1)} \right) / \right. \\ &\left. / \sum_{u=0,1} \frac{h_{2,j+u}}{2\rho_{i,j+u}^{(n+1),s} K_{\text{гор},i}} \right]. \quad (8) \end{aligned}$$

Здесь и ниже i, j — номера соответственно вертикального и горизонтального блоков сетки, $h_{1,i}$, $h_{2,j}$ — их размеры, $\Delta\tau$ — шаг временной сетки. Специальный алгоритм по известным значениям $\tilde{P}_j^{(n)}$ отыскивает для каждой строки i сетки номер $j_{\text{кон}}(i)$ того горизонтального блока (номер столбца), которым должна заканчиваться „линейка“ КРС этой строки при конкретной конфигурации кривой (точнее, ступенчатой линии, имея в виду разностное представление) $\xi_j^{(n)}$. Правыми частями КРС служат массообменные давления $\tilde{P}_{i,j}^{(n)}$ предыдущего временного слоя.

С целью повышения точности счёта на этом же дробном шаге выполняются специальные локально одномерные задачи (аналогичные (8)), каждая j -я из них решается для горизонтальной „линейки“, составленной из условных узлов с вертикальными координатами, равными координате $\xi_j^{(n)}$ границы испарения j -го столбца на предыдущем временном слое, и предназначена для отыскания промежуточного давления $\tilde{P}_{\xi_j^{(n)},j}^{(n+1/2),(s+1)}$ в точке $\xi_j^{(n)}$. Правой частью такой задачи является получаемый линейной интерпо-

* Строго говоря, P должно быть не менее, чем давление тройной точки воды. Замена последнего величиной P_0 снижает точность счета незначительно.

** Одни и те же переменные в зависимости от контекста будем сопровождать либо континуальными переменными τ, x , y , либо соответствующими индексными n, i, j .

ляцией набор давлений $\tilde{P}_{\xi,1}^{(n)}$ ($1 = j, \dots, n_2$) в этих условных узлах.

Для вертикальных КРС (второй дробный шаг) роль правых частей играют промежуточные поля $\tilde{P}_{i,j}^{(n+1/2), (s+1)}$ и $\tilde{P}_{\xi, j}^{(n+1/2), (s+1)}$. Вид вертикальной КРС для внутренних узлов таков:

$$\begin{aligned} \tilde{P}_{i,j}^{(n+1), (s+1)} = & \tilde{P}_{i,j}^{(n+1/2), (s+1)} + \\ & + \frac{\Delta \tau}{\rho_0 \mu \gamma m_i h_{1,i}} \sum_{i=-1,1} \left[\left(\tilde{P}_{i+1,j}^{(n+1), (s+1)} - \right. \right. \\ & \left. \left. - \tilde{P}_{i,j}^{(n+1), (s+1)} \right) / \sum_{u=0,1} \frac{h_{1,i+u}}{2 \rho_{i+u,j}^{(n+1), s} K_{\text{вер}, i+u}} \right]. \end{aligned}$$

Одновременно в результате вертикальных прогонок ищется (в общем случае) новое положение границы испарения $\xi_j^{(n+1), (s+1)}(x)$. Отыскание проводится итерационно, первая итерация выполняется по такому принципу:

$$\xi_j^{(n+1), (0)} = \begin{cases} z_T & \text{при } j \leq j_T \\ \xi^{(n+1)} & \text{при } j > j_T \end{cases}$$

где j_T — номер самого левого из столбцов сетки, лежащих внутри талика ($j_T + 1$ — индексный аналог координаты x_T), т. е. на первой итерации прогонка осуществляется в границах всей заданной области. При этом ГУ (7) преобразуется в специальное разностное уравнение, содержащее в качестве неизвестной массообменное давление $\tilde{P}_{\xi_j^{(n+1), j}^{(s+1), (s+1)}}$ в точке $\xi_j^{(n+1), (s+1)}$. Длина „линейки“ КРС, точнее номер $i_{\text{нач}}$ ее начальной строки, определяясь величиной $\xi^{(n+1)}$, изменяется при переходе к каждому новому временному слою.

Если на какой-либо итерации оказывается, что $\tilde{P}_{\xi_j^{(n+1), j}^{(s+1), (s+1)}}$ $< P_0$, то j -й столбец помечается признаком испарения, и на последующих итерациях вертикальная КРС для него перестраивается. Неизвестной величиной, кроме поля массообменных давлений, становится координата $\xi_j^{(n+1), (s+1)}$, верхнее граничное давление принимается равным $\tilde{P}_0 = -\rho_0 g \xi_j^{(n+1), s}$, в трехдиагональной системе уравнений КРС j -го столбца верхнее граничное уравнение заменяется уравнением относительно $\xi_j^{(n+1), (s+1)}$.

УЧЕТ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ

Пластическая деформация (сминание) скелета грунта модельно изображается эквивалентным увеличением плотности льда*. Описание подмерзлотной толщи дополнено еще одним свойством — плотностью скелета $\gamma_{\text{ск}}$, кг/м³. Вхо-

дящая в уравнение (7) плотность льда $\rho_{\text{л}}(x, z, \tau)$ полагается не константой, а пространственной и временной функцией. В процессе эволюционного решения задачи при $\frac{\partial \xi(x, \tau)}{\partial \tau} > 0$, т. е. при промерзании, проверяется выполнение условия

$$\begin{aligned} P(x, z, \tau)|_{z=\xi(x, \tau)} \leq P_{\text{кр}}(\xi(x, \tau)) = \\ = \int_0^{\xi(x, \tau)} \frac{g \gamma_{\text{ск}}(z)}{1 - m(z)} dz + P_{\text{разр}}, \end{aligned}$$

где $P_{\text{кр}}(z)$ — давление, отвечающее критерию сминания в точке z , $P_{\text{разр}}$ — избыточное давление разрушения ($P_{\text{разр}} \in (0,05 \text{ МПа}; 0,2 \text{ МПа})$), заданная величина. При соблюдении условия процесс решения остается неизменным; для тех же точек $z = \xi(x, \tau)$, где $P(x, z, \tau)|_{z=\xi(x, \tau)} > P_{\text{кр}}(\xi(x, \tau))$, выполняется присвоение $P(x, z, \tau)|_{z=\xi(x, \tau)} := P_{\text{кр}}(\xi(x, \tau))$, затем из условия баланса масс на фронте (уравнение (7)) отыскивается новое значение $\rho_{\text{л}}(x, \xi(x), \tau)$ плотности льда, удовлетворяющее указанной замене давления на фронте, с одновременным запоминанием этого значения: $\rho_{\text{л}}(x, z)|_{z=\xi} := \rho_{\text{л}}(x, \xi(x), \tau)$.

Когда на ближайшем цикле протаивания $\left(\frac{\partial \xi(x, \tau)}{\partial \tau} \leq 0\right)$ фронт возвращается в каждую подобную точку, запомненная для нее величина $\rho_{\text{л}}(x, \xi(x))$ подставляется в (7) (используемое как ГУ прямой задачи), а после отыскания давления $P(x, \xi(x))$ заменяется естественным значением плотности льда: $\rho_{\text{л}}(x, z)|_{z=\xi(x)} := 917 \text{ кг/м}^3$.

Численно этот механизм реализуется введением для плотности льда специальной пространственной сетки, по вертикали на порядок более густой, чем основная сетка.

РАСЧЕТ ПЛОТНОСТЕЙ ПОТОКОВ ВОДЫ

Потоковая прогонка (в сочетании с несложными преобразованиями) позволяет, как известно [Самарский, Николаев, 1978], наряду с полем $\tilde{P}(x, z, \tau)$ получить (применительно к нашему случаю) поля горизонтальной и вертикальной составляющих градиента этого давления. Далее, воспользовавшись законом Дарси [Климентов, Богданов, 1977], легко рассчитать поля составляющих скорости перемещения воды

$$V_x(x, z, \tau) = -\frac{K(z)}{\mu} \frac{\partial \tilde{P}(x, z, \tau)}{\partial x};$$

* Разумеется, уплотнение льда физически не происходит и введено в модель чисто условно.

$$V_z(x, z, \tau) = - \frac{K(z)}{\mu} \frac{\partial \tilde{P}(x, z, \tau)}{\partial z},$$

а затем модуль и аргумент (отсчитываемый от оси x) плотности потока воды (в л/(м²·год)):

$$R(x, z, \tau) = 1000 \cdot N_c \cdot V(x, z, \tau);$$

$$\varphi(x, z, \tau) = \text{sign } V_z(x, z, \tau) \cdot \arccos \frac{V_x(x, z, \tau)}{V(x, z, \tau)},$$

где $V(x, z, \tau) = \sqrt{V_x^2(x, z, \tau) + V_z^2(x, z, \tau)}$, $N_c = 31\,556\,930$ — число секунд в году.

Заметим, что при выбранной схематизации (см. рис. 1) в предположении, что область счета — это полузвено бесконечной цепи „бесталиковая зона—сквозной талик“, плотность потока воды под толщей мерзлоты довольно точно оценивается очевидными формулами (подошва мерзлоты представляется как движущийся вертикально поршень):

$$R_{\text{мерз}} = \frac{\partial \xi}{\partial \tau} \cdot m(z)_{z=\xi} \cdot (\rho - \rho_l) \text{ (л/(м}^2 \cdot \text{год))},$$

$$\varphi_{\text{мерз}} = \text{sign } \frac{\partial \xi}{\partial \tau} \cdot \frac{\pi}{2}, \quad (9)$$

а в талике (из требования неразрывности потока):

$$R_{\text{тал}} = R_{\text{мерз}} / \bar{s}_{\text{тал}} \text{ (л/(м}^2 \cdot \text{год))},$$

$$\varphi_{\text{тал}} = -\varphi_{\text{мерз}}. \quad (10)$$

Здесь $\frac{\partial \xi}{\partial \tau}$ выражено в м/год, $\bar{s}_{\text{тал}} = x_T / (x_A - x_T)$.

Таким образом, вертикальный поток воды в сквозном талике, определяемый рассмотренным в статье эффектом, прямо пропорционален скорости вертикального перемещения подошвы и обратно пропорционален относительной (в долях единицы) площади $\bar{s}_{\text{тал}}$ горизонтального сечения талика в достаточно протяженной горизонтальной области.

РЕЗУЛЬТАТЫ МОДЕЛИРОВАНИЯ

Приведем один из вариантов счета (рис. 2, а—г). Траектория $\xi(\tau)$ подошвы толщи мерзлых пород представлялась синусоидой:

$$\xi(\tau) = \xi_{\text{ср}} - A \cos(2\pi n / T),$$

где $\xi_{\text{ср}} = 850$ м — среднее положение подошвы, $A = 150$ м — амплитуда ее колебаний, $T = 40\,000$ лет — период, τ выражено в годах, $z_T = 100$ м, $x_T = 75$ м, $x_A = 2000$ м, $z_n = 1100$ м. Разрез пятислойный. В интервалах глубин 0—750, 800—850, 900—1100 м: $K_{\text{вер}} = 10^{-15}$, $K_{\text{гор}} = 10^{-13}$ (м²), $m = 0,37$, $\gamma_{\text{ск}} = 2000$ кг/м²; в интервалах 750—800, 850—900 м: $K_{\text{вер}} = 10^{-17}$, $K_{\text{гор}} = 10^{-15}$ (м²), $m = 0,30$, $\gamma_{\text{ск}} = 2200$ кг/м², т. е. относительно высокопроницаемые породы содержат

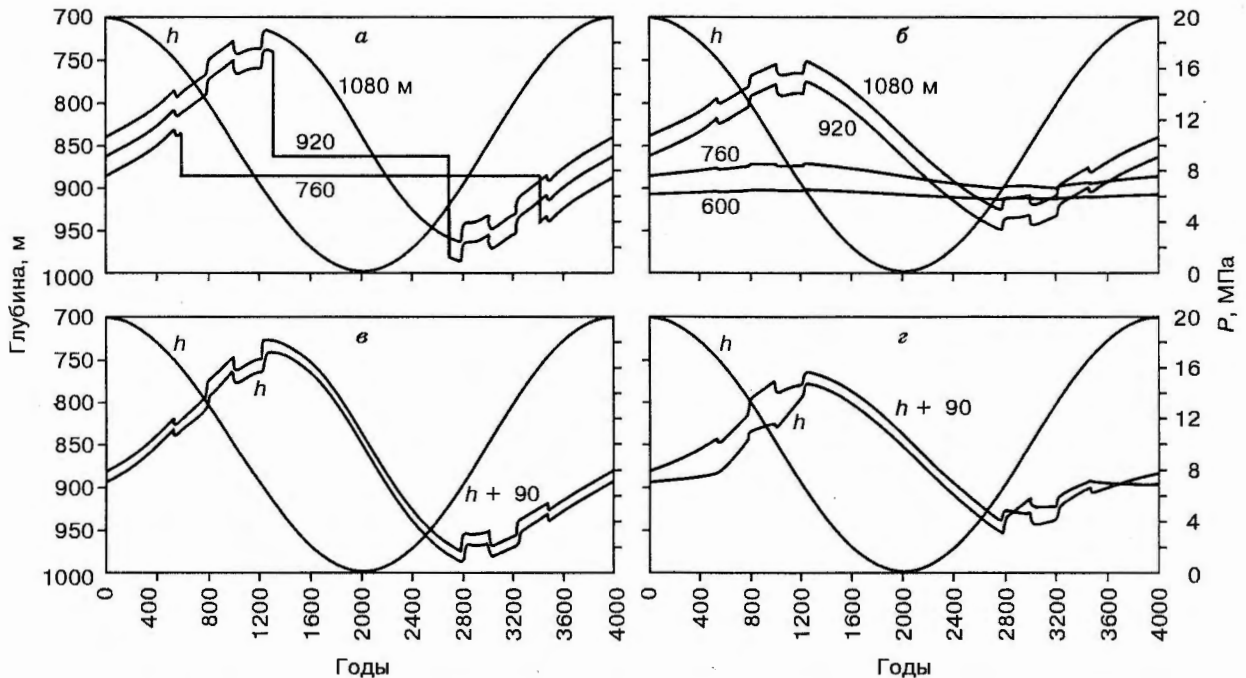


Рис. 2. Динамика гидростатического давления в подмерзлотной зоне.

а — на глубинах 760, 920 и 1080 м при удалении от талика на 800 м; б — на глубинах 600, 760, 920 и 1080 м при удалении от талика на 50 м; в, г — на глубине залегания подошвы мерзлой толщи (h) и на глубине $h + 90$ м при удалении от талика на 800 м (в) и на 50 м (г).

две низкопроницаемые прослойки. На всех графиках для наглядности показано изменение во времени глубины залегания подошвы толщи мерзлых пород — кривая h .

Для точки, попадающей на некоторых временных интервалах в мерзлую зону, график давления на этих интервалах заменяется горизонтальной линией, соответствующей гидростатическому давлению на данной глубине (см. рис. 2, а).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

По результатам счета для различных геометрий и заполнению областей могут быть сделаны следующие основные выводы качественного характера.

1. Пластовое давление (в своей динамике) сдвинуто по фазе относительно траектории $\xi(\tau)$. Максимумы давления приурочены примерно к максимальной скорости промерзания толщи.

2. Вдали от талика и при низкой проницаемости пород на стадии протаивания образуется глубокая (десятки метров) и протяженная по времени (тысячи лет) зона испарения. Длительность существования этой зоны тем больше, чем ближе отметка максимального таяния подходит к коренным породам и чем уже талик.

3. На стадии промерзания при переходе подошвы из слоя с высокой в слой с низкой проницаемостью происходит скачкообразное паде-

ние пластового давления на подошве и во всей подмерзлотной толще; аналогично при переходе из слоя с низкой в слой с высокой проницаемостью наблюдается обратная картина.

Завершая статью, приведем ориентировочную цифру, полученную по методике (9)—(10) для плотности вертикального потока воды в сквозном талике. Предполагая, что $|\partial\xi/\partial\tau| = 2$ см/год, а $\tilde{s}_{\text{тал}} \approx 1\%$, получаем $R_{\text{тал}} \approx 60$ л/(м²·год).

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект 96-05-65035).

Литература

- Балобаев В. Т. Основные закономерности глубокого промерзания земной коры // Проблемы геокриологии. Новосибирск, Наука, 1973, с. 26—36.
- Балобаев В. Т. Современное состояние и динамика многолетней мерзлоты в позднем плейстоцене и голоцене по геотермическим данным // Методы реконструкции палеоклиматов. Новосибирск, Наука, 1985, с. 79—82.
- Балобаев В. Т. Геотермия мерзлой зоны литосферы севера Азии. Новосибирск, Наука, 1991, 194 с.
- Климентов П. П., Богданов Г. Я. Общая гидрогеология. М., Недра, 1977, 360 с.
- Самарский А. А. Николаев Е. С. Методы решения сеточных уравнений. М., Наука, 1978, 592 с.
- Яненко Н. Н. Метод дробных шагов решения многомерных задач математической физики. Новосибирск, 1967, 196 с.

Поступила в редакцию
25 апреля 1999 г.