Записки Ленинградского ордена Ленина, ордена Октябрьской Революции
и ордена Трудового Красного Знамени горного института им. Г.В.Плеханова,
т. XXI, вып. 2, 1976 г.

ИССЛЕДОВАНИЯ ВЛИЯНИЯ ФОРМЫ НАГРЕВАТЕЛЯ НА СКОРОСТЬ БУРЕНИЯ-ПЛАВЛЕНИЯ ГОРНЫХ ПОРОД

В.К.ЧИСТЯКОВ, В.А.ЧУГУНОВ

Одним из перспективных направлений разработки и совершенствования новых способов бурения является разрушение горных пород путем их плавления или испарения в условиях интенсивного теплового воздействия в зоне забоя скважины. Эффективность бурения-плавления мало зависит от твердости и пластичности горных пород, а также от внешних факторов, и в этом смысле обладает известной универсальностью, что позволяет уже в настоящее время предвидеть его преимущества перед механическим бурением в отдельных специфических условиях проходки скважин.

Тепловое бурение снежно-фирновых и ледовых толщ все шире применяется при гляциологических исследованиях ледников и ледниковых покровов [2,3,7]. Экспериментальные исследования позволяют считать этот способ перспективным при бурении крепких скальных, неустойчивых рыхлых и мерзлых пород [9].

Однако вопросам теории процесса бурения-плавления скважин посвящено незначительное количество работ [2,4,8].

В настоящей работе предпринята попытка получить аналитические зависимости для расчета основных параметров процесса бурения-плавления горных пород с учетом формы поверхности нагревателя.

П о с т а н о в к а з а д а ч и. В качестве математической модели процесса бурения методом плавления рассмотрим тепловое взаимодействие нагревательного элемента постоянной мощности N, равномерно перемещающегося в плотном горном массиве под действием собственного веса G с постоянной скоростью V

Используя цилиндрическую симметрию нагревательного элемента, выберем систему координат ROZ, жестко связанную с нагревателем, т.е. равномерно перемещающуюся вдоль оси OZ со скоростью V (рис. I).

Поверхность нагревателя ABA' в цилиндрических координатах задана уравнением $Z=Z(R)$. Между поверхностью нагревателя и поверхностью забоя скважины DFD' находится слой расплавленной породы, который в процессе бурения под действием веса нагревателя выдавливается в кольцевой зазор между нагревателем и стенками скважины.

Задача решается при следующих основных допущениях:

а) процесс бурения установившийся;

б) толщина слоя расплавленной породы H по сравнению с радиусом

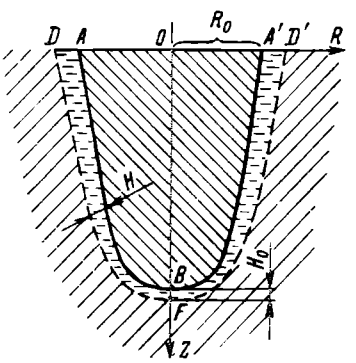


Рис.1. Расчетная схема математической модели процесса бурения методом плавления

нагревателя R_0 очень мала ($\frac{H}{R_0} \ll 1$), поэтому рассматривается течение вязкой жидкости в бесконечной щели;

в) в кольцевом зазоре на уровне нагревателя при $R = R_0$ давление известно и равно P_0 ;

г) поверхность нагревателя непроницаема.

Р е ш е н и е з а д а ч и. Система уравнений, описывающая процессы тепло-, массообмена при течении расплава в зазоре между поверхностью нагревателя и забоем согласно сделанным допущениям имеет вид [6]

$$div\,\bar{w} = 0\,, \tag{I}$$

$$(\bar{w}\,\nabla)\,\bar{w} = -\nabla P + \mu\,\nabla\bar{w}\,, \tag{2}$$

$$(\bar{w}\,\nabla t_p) = a_p\,\nabla t_p \tag{3}$$

для области $0 \leqslant n \leqslant H \qquad 0 < R \leqslant R_0$

$$(\bar{V}_n\,\nabla t_п) = a_n\,\nabla t_п \tag{4}$$

для области $H \leqslant n \leqslant \infty$

Граничные условия для уравнений движения:

$$\left.\begin{aligned} &w_n = 0\,;\ w_s = 0 \quad \text{при} \quad n = 0\,; \\ &w_n = -\frac{\rho_п}{\rho_p} V_n\,;\ w_s = V_s \ \text{при}\ n = H\,; \\ &P = P_0 \quad \text{при} \quad R = R_0 \end{aligned}\right\} \tag{5}$$

Граничные условия для уравнений энергии:

$$\left.\begin{aligned} &\lambda_п \frac{\partial t_п}{\partial n} - \lambda_p \frac{\partial t_p}{\partial n} = q\,\rho_п V_n\,, \\ &t_p = t_п = t_{агр} = const \quad \text{при} \quad n = H\,; \\ &t_п = t_0 \quad \text{при} \quad n \to \infty \end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Здесь $\bar{w}$ – вектор скорости потока расплава; t – температура среды; a – коэффициент температуропроводности среды; λ – коэффициент теплопроводности среды; ρ – плотность среды; μ – вязкость расплава; q – теплота фазового перехода; индексами n и s обозначены проекции векторов на нормаль и касательную к поверхности нагревателя; индекс p относится к расплавленной породе, $п$ – к породе в твердом состоянии, $агр$ – к агрегатному переходу;

$$div = \frac{\partial}{\partial x} + \frac{\partial}{\partial y} + \frac{\partial}{\partial z}$$

$$\nabla = \frac{\partial}{\partial x}\bar{i} + \frac{\partial}{\partial y}\bar{j} + \frac{\partial}{\partial z}\bar{k}$$

$\bar{i}$, $\bar{j}$, $\bar{k}$ – единичные векторы на осях x, y, z .

Граничное условие (5) для w_n при $n = H$ получено из уравнения материального баланса на этой границе.

Первоначально решим сформулированную выше задачу для случая плоского нагревателя, т.е. $z = 0$.

Запишем систему уравнений (I)–(6) в цилиндрических координатах и перейдем к безразмерным величинам:

$$w_R = V w_R' \qquad w_z = V w_z' \qquad P = \Pi P' ,$$

$$z = H z' \qquad \mu = \mu_0 \mu'$$

Значения принятой вязкости μ, являющейся функцией температуры $\mu = \mu_0 \mu'(t)$, осредняем по формуле $\mu'_{ср} = \frac{1}{T_0}\int_0^{T_0} \mu(t)dt$ Тогда $\mu_{ср} = \mu_0 \mu'_{ср}$, используя при этом значения вязкости, полученные при различных температурах [5] .

Пренебрегая членами второго порядка малости по H , из системы уравнений (I)–(6), записанных в безразмерных координатах, получим, отбросив штрихи у безразмерных величин, следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial w_z}{\partial z} + \frac{H}{R}\frac{\partial}{\partial R}(w_R R) = 0 ; \qquad (7)$$

$$(I) \quad \left\{ \quad \mathrm{Re}\left[\frac{\partial w_R}{\partial z} + H\frac{\partial w_R}{\partial w} w_R\right] = -\frac{\partial P}{\partial R} + \mu\frac{\partial^2 w_R}{\partial z^2} ; \qquad (8)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = 0 \qquad (9)$$

(где $\mathrm{Re} = \frac{V q H}{\mu_0}$)

с граничными условиями $w_R = 0, w_z = 0$ при $z = 0$;

$w_R = 0, \ w_z = -\frac{\rho_п}{\rho}$ при $z = H$;

$P = \frac{P_0}{\Pi} = \Pi_0$ при $R = R_0$.

Здесь Π выбрано так, чтобы $\Pi H^2 / V\mu_0 = 1$.

Для нахождения температуры уравнения (3) и (4) преобразуем следующим образом:

$$(II) \quad \left\{ \quad \frac{\partial^2 t_р}{\partial z^2} = \frac{w_z H}{a_р}\frac{\partial t_р}{\partial z} ; \qquad (10)$$

$$\frac{\partial^2 t_п}{\partial z^2} = -\frac{VH}{a_п}\frac{\partial t_п}{\partial z} \qquad (11)$$

$$\lambda_{\text{п}} \frac{\partial t_{\text{п}}}{\partial z} - \lambda_{\text{р}} \frac{\partial t_{\text{р}}}{\partial z} = q \rho_{\text{п}} V H \; ; \qquad (12)$$

$t_{\text{п}} = t_{\text{р}} = t_{\text{агр}} = const$ при $z = 1$; $t_{\text{п}} = t_0 = const$ при $z \to \infty$.

Так как движение расплава под нагревателем рассматривается как течение жидкости в бесконечной щели, естественно предположить, что

$$w_z = f(z). \qquad (13)$$

Тогда из уравнения неразрывности (7) следует

$$w_R = - \frac{R}{2H} f'(z) \qquad (13')$$

Подставляя в уравнение (8) системы (I) выражения (I3) и (I3′) и дифференцируя его по z, получаем:

$$- Re\, f'''(z) f(z) + \mu'_{\text{ср}} f^{IV}(z) = 0 \, . \qquad (14)$$

Граничные условия в этом случае преобразуются к следующему виду:

$$\left.\begin{aligned} & f(z)\big|_{z=0} = 0; \;\; f(z)\big|_{z=1} = - \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{р}}}; \\ & f'(z)\big|_{z=0} = 0; \;\; f'(z)\big|_{z=1} = 0 \end{aligned}\right\} \qquad (15)$$

Решение уравнения (I4) с граничными условиями (I5) находим в виде ряда по степеням малости параметра Re

$$f(z) = \sum_{i=0}^{i=n} f_i(z) Re^i$$

Подставляя $f(z)$ в уравнение (I4), собирая члены при одинаковых степенях Re и приравнивая их нулю, получаем систему рекурентных соотношений для определения $f_i(z)$:

$$\begin{aligned} & f_0^{IV}(z) = 0 \; ; \\ & \mu'_{\text{ср}} f_1^{IV}(z) = f_0'''(z) f_0(z) \; , \\ & \mu'_{\text{ср}} f_{n+1}^{IV}(z) = \sum_{i=0}^{n} f_i(z) f_{n-i}'''(z) \end{aligned}$$

Решая первое уравнение системы рекурентных уравнений с граничными условиями (I5), получаем

$$f_0(z) = \frac{\rho_{\text{п}}}{\rho_{\text{р}}} (2z^3 - 3z^2)$$

Остальные $f_i(z)$ также удовлетворяют однородным граничным условиям, но, как показали числовые расчеты, для определения давления P, толщины слоя расплава H, температуры t достаточно ограничиться первым членом разложения, т.е. $w_z = f_0(z)$.

Из уравнения (8) системы (I) получаем

$$\mu'_{ср}\, f_0'''(\bar{z}) = -\,2H\,\frac{\partial P}{R\,\partial R}$$

Интегрируя по R и используя граничное условие $P\big|_{R=R_0} = P_0$, находим

$$P = P_0 + \frac{3\mu_0\,\mu'_{ср}\,\rho_п V}{\rho_р H^3} = \frac{3\,\mu_{ср}\,\rho_п V}{\rho_р H^3} \qquad (I6)$$

Так как в процессе бурения-плавления давление, создаваемое на забой весом бурового снаряда с нагревателем G, уравновешивается давлением в слое выдавливаемого в кольцевой зазор расплава, то условие равновесия определяется следующим соотношением:

$$G = 2\pi \int_0^{R_0} P R\, dR \qquad (I7)$$

Из уравнения (I7), подставляя в него соотношения (I6), находим выражение для определения толщины слоя расплава между поверхностью нагревателя и забоем скважины

$$H = \sqrt[3]{\frac{3\pi\mu_{ср}\rho_п V R_0^4}{2(G-G_0)\rho_р}} \qquad (I8)$$

где G_0 – сила гидростатического давления на забой скважины, $G_0 = \pi R_0^2 P_0$,

Решая систему (II), находим температуру расплава

$$t_р = c_0 \int_z^1 \exp\left(-\frac{VH}{a_р}\int_z^1 w_z\, dz\right) dz\,, \qquad (I9)$$

где $c_0 = \dfrac{VH\rho_п}{\lambda_р}\left[q + c_п(t_{агр} - t_0)\right]$; $c_п$ – теплоемкость породы.

Из выражения (I9) легко найти температуру поверхности нагревателя

$$t_н = c_0 \int_0^1 \exp\left(-\frac{VH}{a_р}\int_z^1 w_z\, dz\right) dz \qquad (20)$$

и мощность нагревателя

$$N = \pi R_0^2 \left(-\lambda_р \frac{\partial t_р}{\partial z}\Big|_{z=0}\right) \qquad (2I)$$

Подставляя в уравнение (2I) значение температуры из равенства (20), получаем аналитическую зависимость для определения потребляемой нагревателем мощности

$$N = \pi R_0^2 V\rho_п\left[q + c_п(t_{агр} - t_0)\right]\exp\left(\frac{VH\rho_п}{2a_р\rho_р}\right) \qquad (22)$$

Задаваясь определенной мощностью нагревателя, с помощью выражений (I8), (20), (22) можно определить скорость бурения-плавления, температуру на поверхности нагревателя и толщину расплава в зазоре между нагревателем и забоем скважины.

Так же решается задача для случая кольцевого нагревателя с внутренним диаметром $R_{вн}$ при бурении скважин с отбором керна колонковым способом. В этом случае давление P в слое расплава должно удовлетворять еще одному граничному условию

$$P\Big|_{R=R_{вн}} = P_0 \qquad (23)$$

Для кольцевого нагревателя аналогично получены следующие решения:

$$P = P_0 + \frac{6\mu_{ср}\rho_п V}{\rho_р H^3}\left(R_m^2 \ln\frac{R}{R_{вн}} - \frac{R^2 - R_{вн}^2}{2}\right) \qquad (24)$$

(где $R_m = \sqrt{\dfrac{R_0^2 - R_{вн}^2}{2\ln\dfrac{R_0}{R_{вн}}}}$);

$$H = \sqrt[3]{\frac{3\pi\mu_{ср}\rho_п V R_0^4}{2(G-G_0)\rho_р}} \cdot \sqrt[3]{(1-\bar{R}_{вн}^2)\left(1+R_{вн}^2+\frac{(1-R_{вн}^2)}{\ln R_{вн}}\right)} \qquad (25)$$

(где $\bar{R}_{вн} = \dfrac{R_{вн}}{R_0}$);

$$N = \pi R_0^2(1-\bar{R}_{вн}^2)\rho_п V\left[q + c_п(t_{агр}-t_0)\right]\exp\left(\frac{\rho_п V H}{2a_р\rho_р}\right) \qquad (26)$$

Для исследования влияния формы нагревателя на основные режимные параметры, определяющие эффективность процесса бурения-плавления, рассмотрим наиболее общий случай, когда поверхность нагревателя является телом вращения. Для удобства решения задачи перейдем к системе криволинейных координат s , n , φ . Элемент дуги dl в криволинейных координатах можно записать в виде [1]

$$dl^2 = \left(1+\frac{n}{r}\right)^2 ds^2 + dn^2 + (R'+n\cos\theta)^2\, d\varphi^2 \ , \qquad (27)$$

где s – расстояние, измеряемое в радиальном направлении по дуге на поверхности нагревателя; n – расстояние, измеряемое по нормали к поверхности нагревателя; φ – угловая координата (аналогичная цилиндрической системе координат); r – радиус кривизны поверхности; R' – расстояние от оси z до точки на поверхности нагревателя по оси R ; θ – угол наклона касательной к оси симметрии oz .

Произведем некоторое преобразование координат в соответствии с методикой, рассмотренной Л.Г.Лойцянским [8] . Вместо координаты n возьмем координату $\eta = \dfrac{n}{H}$. В этом случае $H \neq const$ и является функцией от координаты s , т.е. $H = H(s)$ Тогда

$$dl^2 = \left(1+\frac{H\eta}{r}\right)^2 ds^2 + H^2 d\eta^2 + (R'+H\eta\cos\theta)^2\, d\varphi^2 \ . \qquad (28)$$

Считая $\frac{H}{r} \ll 1$ и $H\cos\theta < 1$, можно уравнение (28) приближенно записать в следующем виде:

$$dl^2 = ds^2 + H^2 d\eta^2 + R^2 d\varphi^2, \qquad (29)$$

т.е. параметры Ляме: $H_1 = 1$, $H_2 = H$, $H_3 = R'$

Запишем исходную систему уравнений (I)–(6) в новых координатах. При решении задачи для нагревателя с плоской поверхностью ($z = 0$) было показано, что влияние инерционных членов уравнения движения незначительно, или, что то же самое, можно пренебречь членами первого порядка малости по H

Тогда из системы (I)–(6) получим

$$(I') \quad \begin{cases} \dfrac{\partial}{\partial s}(w_s R' H) + \dfrac{\partial}{\partial \eta}(R' w_n) = 0 \\ \dfrac{\partial P}{\partial s} H^2 - \mu_{cp} \dfrac{\partial^2 w_s}{\partial \eta^2} = 0 ; \\ \dfrac{\partial P}{\partial \eta} = 0 \end{cases}$$

с граничными условиями

$$w_s = 0, \quad w_n = 0 \quad \text{при} \quad \eta = 0;$$

$$w_s = V\sqrt{1 - \left(\frac{\partial R'}{\partial s}\right)^2} \quad w_n = \frac{\rho_п}{\rho_р} V \frac{\partial R'}{\partial s} \quad \text{при} \quad \eta = 1;$$

$$P = P_0 \quad \text{при} \quad R = R_0 .$$

Считаем, что $V\sqrt{1 - \left(\frac{\partial R}{\partial s}\right)^2} \ll 1$. Тогда

$$(II') \quad \begin{cases} \dfrac{\partial^2 t_р}{\partial \eta^2} = \dfrac{w_n H \frac{\partial R'}{\partial s}}{a_р} \dfrac{\partial t_р}{\partial \eta} ; \\ \dfrac{\partial^2 t_п}{\partial \eta^2} = \dfrac{V H \frac{\partial R'}{\partial s}}{a_п} \dfrac{\partial t_п}{\partial \eta} \end{cases}$$

с граничными условиями

$$\lambda_п \frac{\partial t_п}{\partial \eta} - \lambda_р \frac{\partial t_р}{\partial \eta} = q \rho_п V H \frac{\partial R}{\partial s} \quad \text{при} \quad \eta = 1;$$

$$t_п = t_р = t_{агр} = const \quad \text{при} \quad \eta = 1 ;$$

$$t_п = t_0 = const \quad \text{при} \quad \eta \to \infty .$$

Считая, что $t_р = t_р(\eta)$, $t_п = t_п(\eta)$, как и в работе [8], положим

$$H \frac{\partial R}{\partial s} = H_0 - const ,$$

т.е. проекция толщины слоя расплава H по оси z – величина постоянная и равна толщине в точке $s = 0$.

Решая систему уравнений (I′), находим

$$w_s = \frac{\partial P}{\partial s}\frac{H^2}{2\mu_{ср}}(\eta^2 - \eta) \qquad (30)$$

$$w_п = V\frac{\partial R}{\partial s}\frac{\rho_п}{\rho_р}(2\eta^3 - \eta^2)\,; \qquad (31)$$

$$P = P_0 + \frac{6\mu_{ср} V \rho_п}{\rho_р H_0^3}\int_R^{R_0}\left(\frac{dR}{ds}\right)^2 R\,dR\,; \qquad (32)$$

$$H_0 = H_{пл}\sqrt[3]{4\int_0^R\left(\frac{dR}{\partial s}\right)^2 R^3\,dR}\,, \qquad (33)$$

где $H_{пл}$ – толщина слоя расплава при плоской форме поверхности нагревателя.

Считая, что поверхность нагревателя задается уравнением $z = z(R)$, получаем

$$H_0 = H_{пл}\sqrt[3]{4\int_0^R\frac{R^3}{1+[z'(R)]^2}\,dR} \qquad (34)$$

Решая систему уравнений (II′), находим

$$t_р = \frac{VH\rho_п}{\lambda_р}\left[q + c_п(t_{агр} - t_0)\right]\int_\eta^1 \exp\left(-\frac{H}{a_р}\int_\eta^1 w_п\,d\eta\right)d\eta \qquad (35)$$

Определяя мощность по формуле (2I), с учетом равенства (35) получаем

$$N = 2\pi V\rho_п\left[q + c_п(t_{агр} - t_0)\right]\exp\left(\frac{VH_0\rho_п}{2a_р\rho_р}\right)\int_0^{R_0}\frac{\partial R}{\partial s}\sqrt{1+\left(\frac{dz}{dR}\right)^2}\,R\,dR,$$

но, так как $dR/ds = 1\Big/\sqrt{1+\left(\frac{dz}{dR}\right)^2}$ имеем

$$N = \pi R_0^2 V\rho_п\left[q + c_п(t_{агр} - t_0)\right]\exp\left(\frac{VH_0\rho_п}{2a_р\rho_р}\right) \qquad (36)$$

Аналитические зависимости (34), (35), (36), учитывают форму кривизны поверхности нагревателя.

Для удобства проведения расчетов были сделаны некоторые преобразования с вводом следующих безразмерных величин:

$$Q = \frac{\rho_р a_р^2}{G - G_0}\,;\quad Pe = \frac{VR_0}{a_р}\,;\quad Pr = \frac{\mu_{ср} c_р}{\lambda_р}\,,\quad K_\rho = \frac{\rho_п}{\rho_р}\,;$$

$$\varepsilon = \frac{H}{R_0}\,;\quad \bar{N} = \frac{N}{Nq}\qquad \theta = \frac{t}{tq}\,;\quad tq = \frac{a_р q \rho_п}{\lambda_р}$$

$$Nq = \pi R_0 a_р q \rho_п\,,\quad K_0 = \frac{c_п(t_{агр} - t_0)}{q}\,,$$

позволившие основные расчетные зависимости представить в следующем виде:

$$\varepsilon = \sqrt[3]{\frac{3}{2}\pi Pr\,Pe\,\theta K_\rho}\ \sqrt[3]{\int_0^1 \frac{r^3}{1+(z'_r)^2}\,dr} \qquad (37)$$

$$\theta = \bar{N}\int_0^1 \exp\left[Pe\,\varepsilon K_\rho\left(\frac{z^4}{2} - z^3\right)\right]dz\ ; \qquad (38)$$

$$\bar{N} = Pe\,(1+K_0)\exp\left(\frac{Pe\,\varepsilon K_\rho}{2}\right) \qquad (39)$$

Полученные аналитические зависимости для основных параметров, определяющих эффективность процесса бурения-плавления, проанализированы численно для случая проходки скважин в ледовых толщах. Расчеты проводились на ЭВМ "Наири-С" при следующих исходных данных:

R_0, м	G-G_0, кг	$a_л$, м²/ч	$a_р$, м²/ч	$\lambda_л$, ккал/м·ч·°С	$\lambda_р$, ккал/м·ч·°С	$\rho_р$, кг/м³	$\rho_л$, кг/м³	q, кг/ккал	N_q, Вт	t_q, °С	t_0, °С
0,03	10	$4\cdot10^{-3}$	$5\cdot10^{-3}$	1,94	0,5	990	920	80	12,1	73,6	-50

Графические расчетные зависимости между безразмерными величинами толщины слоя расплава $\varepsilon_л$, температуры поверхности $\theta_л$ и мощности $\bar{N}_л$ от безразмерной скорости бурения-плавления Pe для плоского нагревателя

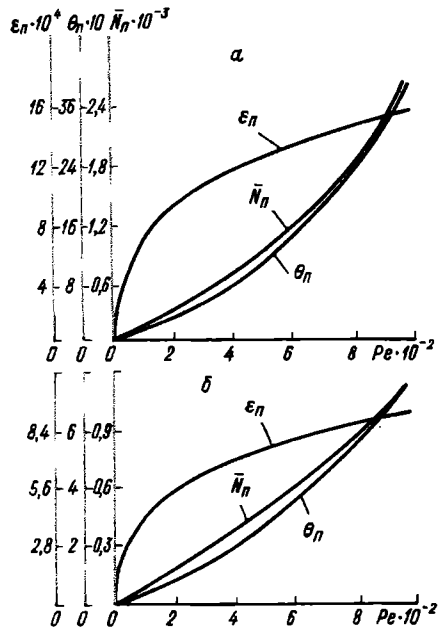


Рис.2. Зависимость $\varepsilon_л$, $\theta_л$ и $\bar{N}_л$ от параметра Pe для плоского нагревателя круглого сечения (а) и кольцевого (б)

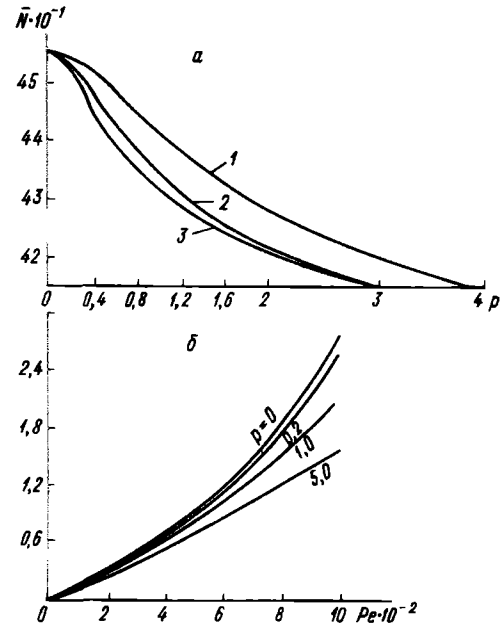


Рис.3. Влияние формы на эффективную мощность нагревателя:
а - $\bar{N} = f(p)$; б - $\bar{N} = f(Pe)$
1 - конус; 2 - параболоид; 3 - кубический параболоид

круглого сечения $R_{бн} = 0$ и кольцевого $R_{бн} = 0{,}6$ (рис. 2) показали, что бурение-плавление по кольцевому забою с отбором керна значительно эффективнее проходки скважин сплошным забоем.

Графический анализ зависимости влияния формы нагревателя на скорость бурения методом плавления горных пород проведен для трех основных типов поверхностей: конуса $z = pR$; параболоида $z = (p/R_0)R^2$ и кубического параболоида $z = (p/R_0^2)R^3$ (здесь параметр p характеризует заостренность нагревателя).

Как видно из полученных результатов (рис. 3), влияние формы поверхности нагревателя начинает проявляться при увеличении мощности и возрастании скорости бурения-плавления. В этих условиях наиболее эффективным следует считать нагреватель в форме вытянутого параболоида.

ЛИТЕРАТУРА

Гинзбург И.П. Теория сопротивления и теплопередачи. Изд. ЛГУ, 1970.

2. Термическое бурение ледниковых покровов. В кн.: Антарктика, вып. 11, М., „Наука", 1972. Авт.: И.А.Зотиков, А.П.Капица, Е.В.Кудрявцев, А.А.Суханов.

3. Кудряшов Б.Б., Фисенко В.Ф. Анализ и пути совершенствования процесса бурения-протаивания во льдах Антарктиды. Тр. Сов. антаркт. экспед., т. 60. Л., Гидрометеоиздат, 1972.

4. Теория и практика бурения-протаивания в Антарктиде. В сб.: Материалы гляциологич. исслед., вып. 22, М., АН СССР, 1973. Авт.: Б.Б.Кудряшов, Н.Е.Бобин, Н.И.Слюсарев, Г.К.Степанов, В.Ф.Фисенко, В.К.Чистяков.

5. Кэй Д., Лэби Т. Таблицы физических и химических постоянных. М., 1962.

6. Лойцянский Л.Г. Механика жидкости и газа. М., „Наука", 1973.

7. Langway C.C., Gow A.I., Hansen B.L. - Research in Antarctic, 1971.

8. Shreve R.S. - „J. Glaciology", 1962, v.4, N 32.

9. Sims D.L. - „Petroleum Engineer", July, 1974.