



Title	6 . 地殻中に水平に貫入した岩漿の冷却
Author(s)	福富, 孝治
Citation	北海道大学地球物理学研究報告, 9, 55-66
Issue Date	1962-03-06
DOI	10.14943/gbhu.9.55
Doc URL	<a href="http://hdl.handle.net/2115/13837">http://hdl.handle.net/2115/13837</a>
Type	bulletin (article)
File Information	9_p55-66.pdf



[Instructions for use](#)

## 6. 地殻中に水平に貫入した岩漿の冷却\*

福 富 孝 治

(北海道大学理学部地球物理学教室)

— 昭和 36 年 8 月受理 —

### I. 序 言

曾って、J. C. Jagger<sup>1)</sup> は一定温度の無限に拡がった岩石中に高温な層状岩漿が貫入した場合、岩漿中では対流が起らないとして、その冷却に就いて論じたことがある。先ず、半無限の拡がりをもつ岩漿が、半無限の拡がりをもつ初め一定温度の岩石と平面で境する場合の冷却を論じ、完全な数式解を得た。次にこの解を或る厚さの層状岩漿の場合に適用したが、この場合は正確な解式は得られず特別な場合について数値計算を行なった。層状岩漿の上に一定の厚さの岩層のある場合についても岩層が層状岩漿の厚さの半分である特別な場合について数値的に解いている。更に、無限に拡がった初め一定温度の岩石中に層状岩漿が貫入した場合、岩漿中では充分対流が起っている際の冷却についても論じている。そして対流を考えた場合と考えない場合とを比較して、前の場合の岩漿の熔融期間は後の場合の半分位であることを指摘している。しかし、実際の岩漿の場合岩漿中の対流はないと考える方が正しいだろうと推論している。

しかし現在では、岩漿中の対流或いは乱流の有無については未だ結論が出ていない状態である。例えば火山岩中の大きさ 0.2~2 cm の斑晶の岩漿中の沈降速度と冷却による岩漿の巨視的な凝固速度と、佐久間・村瀬<sup>2)</sup> によって求められた火山の天然硝子の粘度と温度との関係から筆者<sup>3)</sup> が推定したところでは、比粘性 (対流が起るか起らないかの堺の粘性) が  $4 \times 10^6 \sim 4 \times 10^8$  poise に対する岩漿の境界温度として 1100~970°C なる値を得た。即ち、1100°C より高温な岩漿では対流が常に存在するとして差支えないであろうし、970°C 以上では深成岩のように非常に徐々に冷却して大きい結晶を生じ得る環境では対流が存在すると考えてよいかも知れない。

この論文では岩漿中の発散成分の粘性に及ぼす影響を重視して岩漿中ではよく対流が起り温度は岩漿中ではどこでも同温度であり、周囲の岩石への熱伝導により冷却して生じた結晶は岩漿中に一様に懸垂され全岩漿が固化する迄はその厚さも不変であると仮定した。

\* 北大理学部地球物理学教室第 5 回談話会 (昭和 31 年 12 月 11 日) において発表。

1) J. C. Jagger: Amer. J. Sci., 255 (1957), 906.

2) 佐久間修三・村瀬 勉: 火山, 2 (1957), 6.

3) Takaharu Fukutomi: Journ. Fac. Sci., Hokkaido Univ., Ser. VII, 1 (1960), 223.

岩漿が初めの温度  $u_0$  から全部が固化する温度  $u_1$  までの間で、単位の温度だけ下るときに晶出する固化成分の量  $\frac{dr}{dt}$  すなわちその温度に融点をもつ鉱物の量とその平均潜熱  $\varepsilon$  の温度に対する函数形は不明であるが、この論文では  $u_0 \sim u_1$  の範囲で温度に関係なく一定と仮定した。

これらの問題については別報<sup>4)</sup>に詳細に述べたから省略するが、岩漿の冷却は温度  $u_0 \sim u_1$  の範囲において比熱  $c'$  をもつ単一物質の固相における冷却と同等に取扱うことが近似的には差支えないということである。但し、

$$c' \cong (1-\beta_0) \left\{ c_1 + \frac{\varepsilon}{u_0 - u_1} - \frac{1}{2} (c_1 - c) + \frac{1}{2} \frac{c_2 \beta_0}{1 - \beta_0} \right\} \quad (1)$$

である。ここに  $\beta_0$  は岩漿の液相部の単位質量に含まれる発散ガス特に水蒸気の重量比、 $c$ 、 $c_1$  及び  $c_2$  は夫々固化岩漿、岩漿の液相部及び水蒸気の比熱である。 $\beta_0$  の値は 0.02 程度に過ぎないので、岩漿の冷却だけの問題に関しては水蒸気の影響を無視しても (1) 式から判るように近似的には大きい誤りは起らないようである。

## II. 熔融岩漿の冷却

第 1 図において ab 及び cd を夫々地面及び地殻の下面とし、その厚さは初め  $l$  であったとする。 $z$  軸を地面から下方に向ってとる。地面及び地殻下面の温度は常に  $T_1$  及び  $T_2$  なる一定温度に保たれているとする。すなわち  $(T_2 - T_1)/l \equiv a$  とおけば  $a$  は地殻中の温度の垂直勾配である。従って、最初の温度の分布は

$$\theta = T_1 + az \quad (2)$$

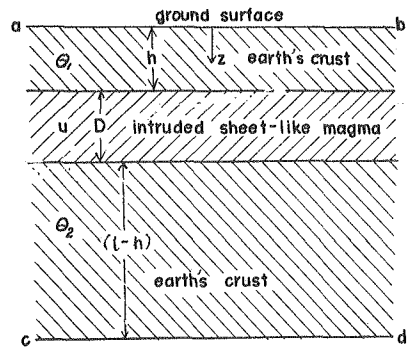
であるが、一般形として

$$\theta = f(z) \quad (2')$$

で表わしておく。但し  $\theta$  は深さ  $z$  における温度である。

時間  $t=0$  において温度  $u_0$  厚さ  $D$  の岩漿が地殻の浅い部分に水平に層状をなして貫入したとする。貫入の時間は岩漿固化の時間と比較して非常に短かく計算の上では瞬間的であったとする。前に述べたように

岩漿中では充分対流が起っていて時間  $t$  における温度は岩漿中の到る所で様な温度  $u$  であり岩漿の上面下面から地殻へ熱が逃げ去るために温度は  $u_0$  から  $u_1$  で全部が固化する迄時間的に低下するが、冷却のために生じた結晶は岩漿中に一様に懸垂しているので厚さ  $D$  は全部固化する迄変化しないと仮定した。



第 1 図 仮定した地下構造

Fig. 1. A schematic map of the assumed model.

4) 福富孝治: 3)に同じ。

岩漿の上及び下の地殻の部分をつつ“地殻上層”及び“地殻下層”と呼び、その温度を夫々  $\theta_1$  及び  $\theta_2$  とし、その厚さを夫々  $h$  及び  $(l-h)$  とする。 $\rho'$ ,  $c'$  を夫々岩漿の平均密度及び第 I 章で述べたように岩漿の実効比熱とし、 $\rho$ ,  $c$ ,  $\kappa$  及び  $k^2$  を夫々地殻の密度、比熱、熱伝導度 (比熱、熱伝導度は固化岩漿と同じ値とし、又温度や場所にも無関係と仮定した。), 及び熱拡散率 ( $k^2 = \kappa/\rho c$ ) とおく。

熔融岩漿冷却の基礎方程式は

$$D\rho'c' \frac{du}{dt} = \kappa \left\{ \left( \frac{\partial \theta_2}{\partial z} \right)_{z=h} - \left( \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \right)_{z=h} \right\} \quad (3)$$

但し  $\left( \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \right)_{z=h}$ ,  $\left( \frac{\partial \theta_2}{\partial z} \right)_{z=h}$  は夫々地殻上層及び下層の温度勾配の岩漿との接触面における値である。地殻下層中の任意の点における地面下の深さ  $z$  の値は岩漿の厚さ  $D$  を無視した値で熔融岩漿の計算の場合便宜上表わすことにする。

地殻上層並に下層における熱伝導の方程式は次式で与えられる。

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial \theta_1}{\partial t} &= k^2 \frac{\partial^2 \theta_1}{\partial z^2} \\ \frac{\partial \theta_2}{\partial t} &= k^2 \frac{\partial^2 \theta_2}{\partial z^2} \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

但し、 $k^2 = \kappa/\rho c$  である。

境界条件は

$$\left. \begin{aligned} z = 0 : \theta_1 &= T_1 \\ z = l : \theta_2 &= T_2 \\ z = h : \theta_1 &= \theta_2 = u \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

であり、初期条件は

$$t = 0 : \left\{ \begin{aligned} \theta_1 &= f_1(z) \\ \theta_2 &= f_2(z) \\ u &= u_0 \end{aligned} \right. \quad (6)$$

である。

(4) 式の解は夫々次式の形で与えられる。

$$\theta_1 = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\sin \mu_i z}{\sin \mu_i h} \exp(-k^2 \mu_i^2 t) + T_1 + az \quad (7)$$

$$\theta_2 = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\sin \mu_i (l-z)}{\sin \mu_i (l-h)} \exp(-k^2 \mu_i^2 t) + T_1 + az \quad (8)$$

(7) 又は (8) は夫々 (5) の (上) 式又は (中) 式を満足している。又  $z=h$  とおけば (5) の (下) 式から

$$\left. \begin{aligned} u = |\theta_1|_h = |\theta_2|_h &= \sum_{i=1}^{\infty} A_i \exp(-k^2 \mu_i^2 t) + T_3 \\ \text{但し } T_3 &\equiv T_1 + ah \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

となる。

また, (7), (8) 両式から  $\left(\frac{\partial \theta_1}{\partial z}\right)_{z=h}$ ,  $\left(\frac{\partial \theta_2}{\partial z}\right)_{z=h}$  を求めて (3) 式に代入し, これを  $t$  につき積分すれば次式を得る。

$$u = \frac{\lambda}{k^2} \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i}{\mu_i} \left\{ \cot \mu_i(l-h) + \cot \mu_i h \right\} \exp(-k^2 \mu_i^2 t) + C \quad (10)$$

但し  $\lambda \equiv (k^2/D)(\rho c/\rho' c')$  で,  $C$  は積分常数である。

(9) 式と (10) 式の  $u$  は当然一致しなければならないから次式が成立する。

$$\cot \mu_i(l-h) + \cot \mu_i h = \frac{k^2}{\lambda} \mu_i \quad (11)$$

及び  $C = T_3$ 。

故に岩漿の温度  $u$  は

$$u = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \exp(-k^2 \mu_i^2 t) + T_3 \quad (12)$$

で表わされる。

$A_i$  の値は初期条件から次の様に決定される。(7), (8) 式において  $t=0$  とおけば, (6) の (上) (中) 式から

$$F_1(z) \equiv f_1(z) - (T_1 + az) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\sin \mu_i z}{\sin \mu_i h} \quad (13)$$

$$F_2(z) \equiv f_2(z) - (T_1 + az) = \sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\sin \mu_i(l-z)}{\sin \mu_i(l-h)} \quad (14)$$

であるから, これらを夫々  $F_1(z)$  及び  $F_2(z)$  とおき, (13) 式の両辺には  $(\sin \mu_n z)/(\sin \mu_n h)$  を掛けて  $z$  につき 0 から  $h$  まで積分し, (14) 式の両辺には  $\{\sin \mu_n(l-z)\}/\{\sin \mu_n(l-h)\}$  を掛けて  $z$  につき  $h$  から  $l$  まで積分すれば,

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i \int_0^h \frac{\sin \mu_i z \sin \mu_n z}{\sin \mu_i h \sin \mu_n h} dz = \int_0^h F_1(z) \frac{\sin \mu_n z}{\sin \mu_n h} dz \quad (15)$$

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i \int_h^l \frac{\sin \mu_i(l-z) \sin \mu_n(l-z)}{\sin \mu_i(l-h) \sin \mu_n(l-h)} dz = \int_h^l F_2(z) \frac{\sin \mu_n(l-z)}{\sin \mu_n(l-h)} dz \quad (16)$$

となる。(16) 式において  $l-z=z'$  とおいて変数を  $z$  から  $z'$  に転換すれば

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i \frac{\int_0^{l-h} \sin \mu_i z' \sin \mu_n z' dz'}{\sin \mu_i(l-h) \sin \mu_n(l-h)} = \frac{\int_0^{l-h} F_2(l-z') \sin \mu_n z' dz'}{\sin \mu_n(l-h)} \quad (16')$$

となる。 $z'$  の代わりに  $z$  とおいても差支えないから, (15) 式と (16)' 式とを辺々加え合せて

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i \left[ \frac{\int_0^h \sin \mu_i z \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_i h \sin \mu_n h} + \frac{\int_0^{l-h} \sin \mu_i z \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_i(l-h) \sin \mu_n(l-h)} \right]$$

$$= \frac{\int_0^h F_1(z) \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_n h} + \frac{\int_0^{l-h} F_2(l-z) \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_n (l-h)} \quad (17)$$

となる。  $I \equiv \int \sin \mu_i z \sin \mu_n z dz$  とおけば

$$i \neq n: I = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\sin(\mu_i - \mu_n)z}{\mu_i - \mu_n} - \frac{\sin(\mu_i + \mu_n)z}{\mu_i + \mu_n} \right\},$$

$$i = n: I = \frac{1}{2\mu_n} (\mu_n z - \sin \mu_n z \cos \mu_n z)$$

であるから  $i \neq n$  の場合(17)式の左辺の [ ] 内は(11)式の関係から  $\left(-\frac{k^2}{\lambda}\right)$  となり、  $i = n$  の場合は  $\frac{1}{2} [h/\sin^2 \mu_n h + (l-h)/\sin^2 \mu_n (l-h) - k^2/\lambda]$  となる。

故に(17)式は次の様になる。

$$\begin{aligned} & -\frac{k^2}{\lambda} \sum_{i \neq n} A_i + \frac{A_n}{2} \left\{ \frac{h}{\sin^2 \mu_n h} + \frac{l-h}{\sin^2 \mu_n (l-h)} - \frac{k^2}{\lambda} \right\} \\ & = \frac{\int_0^h F_1(z) \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_n h} + \frac{\int_0^{l-h} F_2(l-z) \sin \mu_n z dz}{\sin \mu_n (l-h)} \end{aligned} \quad (18)$$

然るに

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i = \sum_{i \neq n} A_i + A_n \quad (19)$$

又、初期条件(6)の(下)式及び(12)式とから

$$\sum_{i=1}^{\infty} A_i = u_0 - T_3 \quad (20)$$

であることに注意すれば

$$\sum_{i \neq n} A_i = (u_0 - T_3) - A_n \quad (21)$$

となるから、この関係を(18)式に代入して  $A_n$  を求めると

$$A_n = \frac{2 \left\{ \frac{k^2}{\lambda} (u_0 - T_3) + \frac{1}{\sin \mu_n h} \int_0^h F_1(z) \sin \mu_n z dz + \frac{1}{\sin \mu_n (l-h)} \int_0^{l-h} F_2(l-z) \sin \mu_n z dz \right\}}{\frac{k^2}{\lambda} + \frac{h}{\sin^2 \mu_n h} + \frac{l-h}{\sin^2 \mu_n (l-h)}} \quad (22)$$

となって、これが求める  $A_n$  の値である。

すなわち、地殻上層及び下層における初期条件が夫々  $\theta_1 = f_1(z)$  及び  $\theta_2 = f_2(z)$  の一般的な場合の熔融岩漿中、地殻上層並に下層における任意の時間の温度分布が(12)式、(7)式並に(8)式として求められたのである。但し、 $\mu_i$  は(11)式を解いて得られる無限数の実根である。

偖て、本論文の場合の初期条件は(2)式及び(6)式に示されるように

$$t = 0: \begin{cases} \theta_1 = f_1(z) = T_1 + az \\ \theta_2 = f_2(z) = T_1 + az \end{cases} \quad (6Y)$$

であるから、

$$t = 0: \begin{cases} F_1(z) = 0 \\ F_2(z) = 0 \end{cases} \quad (6Y')$$

という特別な場合である。従って、 $A_i$  の値は (22) 式から次の様に求められる。

$$A_i = \frac{2 \frac{k^2}{\lambda} (u_0 - T_3)}{\frac{k^2}{\lambda} + \frac{h}{\sin^2 \mu_i h} + \frac{l-h}{\sin^2 \mu_i (l-h)}} \quad (22)$$

参考のため、(7) 式から地表における地温の垂直勾配を求めると

$$\left( \frac{\partial \theta_1}{\partial z} \right)_{z=0} = a + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{A_i \mu_i}{\sin \mu_i h} \exp(-k^2 \mu_i^2 t) \quad (23)$$

が得られる。

初め温度  $u_0$  の岩漿が段々冷却して  $u_1$  で完全に固化したとすれば、熔融期の長さ  $t_1$  は次の様にして求められる。すなわち、(12) 式の  $u$  に  $u_1$  を代入し  $t=t_1$  として  $t_1$  を求めればよい。

### III. 固化岩漿の冷却

岩漿が完全に固化した後では、地殻上層、岩漿及び地殻下層の熱的性質は前の仮定によって互に等しい。 $z$  軸は前章同様地面から垂直下方にとり、深さ  $z$  における温度を  $\theta$  とする。(前章では地殻下層内の一点の深さ  $z$  は岩漿の厚さ  $D$  を無視して測ったが、ここでは普通に測るものとする)。時間  $t'$  はこの場合は岩漿が丁度固化して完了した時を  $t'=0$  にとる。熱伝導の基本式は

$$\frac{\partial \theta}{\partial t'} = k^2 \frac{\partial^2 \theta}{\partial z^2} \quad (24)$$

但し  $k^2 = \kappa / \rho c$  で  $k^2$ ,  $\kappa$ ,  $\rho$ ,  $c$  は前章と全く同じ物理量である。

境界条件は前同様

$$\left. \begin{aligned} z = 0: & \quad \theta = T_1 \\ z = D+l = L: & \quad \theta = T_2 \end{aligned} \right\} \quad (25)$$

である。

初期条件は

$$t' = 0: \begin{cases} z = 0 \sim h: & \theta = \varphi_1(z) \\ z = h \sim (h+D): & \theta = u_1 \\ z = (h+D) \sim L: & \theta = \varphi_2(z) \end{cases} \quad (26)$$

である。但し  $\varphi_1(z)$  及び  $\varphi_2(z)$  は夫々前章の (7) 及び (8) 式の  $t$  を  $t=t_1$  として求めた岩漿が丁度

固化し終えた時の地殻上層並に下層の温度  $\theta_1$  及び  $\theta_2$  の垂直分布の値であつて、次式で表わされる。

$$\left. \begin{aligned} \varphi_1(z) &= \sum_{i=1}^{\infty} G_i \frac{\sin \mu_i z}{\sin \mu_i h} + T_1 + az \\ \varphi_2(z) &= \sum_{i=1}^{\infty} G_i \frac{\sin \mu_i (L-z)}{\sin \mu_i (l-h)} + T_1 + a(z-D) \\ G_i &\equiv \frac{2 \frac{\rho' c'}{\rho c} D (u_0 - T_3) \exp(-k^2 \mu_i^2 t_1)}{\frac{\rho' c'}{\rho c} D + \frac{h}{\sin^2 \mu_i h} + \frac{l-h}{\sin^2 \mu_i (l-h)}} \end{aligned} \right\} \quad (27)$$

Carslaw<sup>5)</sup>によれば、境界条件(25)及び初期条件(26)を満足する(24)式の解は次式で与えられる。

$$\begin{aligned} \theta &= T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} z + \frac{2}{L} \sum_{s=1}^{\infty} \sin \nu_s z \cdot \exp(-k^2 \nu_s^2 t') \left\{ \frac{T_2 \cos s\pi - T_1}{\nu_s} \right. \\ &\quad \left. + \int_0^h \varphi_1(z) \cdot \sin \nu_s z \cdot dz + u_1 \int_h^{h+D} \sin \nu_s z \cdot dz + \int_{h+D}^L \varphi_2(z) \sin \nu_s z \cdot dz \right\} \end{aligned} \quad (28)$$

但し、 $\nu_s \equiv s\pi/L$ で  $s$  は正の整数である。又地面における温度勾配は

$$\begin{aligned} \left( \frac{d\theta}{dz} \right)_{z=0} &= \frac{T_2 - T_1}{L} + \frac{2}{L} \sum_{s=1}^{\infty} \nu_s \cdot \exp(-k^2 \nu_s^2 t') \left\{ \frac{T_2 \cos s\pi - T_1}{\nu_s} \right. \\ &\quad \left. + \int_0^h \varphi_1(z) \sin \nu_s z \cdot dz + u_1 \int_h^{h+D} \sin \nu_s z \cdot dz + \int_{h+D}^L \varphi_2(z) \sin \nu_s z \cdot dz \right\} \end{aligned} \quad (29)$$

である。

(27)式を(28), (29)式に代入すると

$$\theta = T_1 + \frac{T_2 - T_1}{L} z + \frac{2}{L} \sum_{s=1}^{\infty} B_{si} \sin \nu_s z \cdot \exp(-k^2 \nu_s^2 t') \quad (30)$$

$$\left( \frac{d\theta}{dz} \right)_{z=0} = \frac{T_2 - T_1}{L} + \frac{2}{L} \sum_{s=1}^{\infty} B_{si} \nu_s \cdot \exp(-k^2 \nu_s^2 t') \quad (31)$$

を得る。但し

$$\begin{aligned} B_{si} &= \frac{a}{\nu_s^2} \left\{ \sin \nu_s h - \sin \nu_s (h+D) \right\} + \left\{ \cos \nu_s h - \cos \nu_s (h+D) \right\} \left( \frac{u_1 - T_3}{\nu_s} + \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\nu_s G_i}{\mu_i^2 - \nu_s^2} \right) \\ &\quad - \sum_{i=1}^{\infty} \frac{\mu_i G_i}{\mu_i^2 - \nu_s^2} \left\{ \cot \mu_i h \sin \nu_s h + \cot \mu_i (l-h) \cdot \sin \nu_s (h+D) \right\} \end{aligned} \quad (32)$$

である。(30)式が求むる地殻中の温度分布を与える式である。

#### IV. 計 算 例

第II章及び第III章の理論に用いた各常数に第I表に示した数値を用いた場合の計算例を次に挙げる。



第 I 表 採用した常数の数值  
Table I Numerical values of constants

常 数	説 明	単 位	数 値
$T_1$	地 表 面 温 度	°C	0
$\alpha$	岩漿貫入前の温度勾配	deg/cm	$30 \times 10^{-5}$
$l^*$	岩漿貫入前の地殻の厚さ	km	40
$u_0$	貫入した岩漿温度	°C	1200
$u_1$	完全固化時の岩漿温度	°C	900
$\kappa$	地 殻 の 熱 伝 導 度	cal/(deg·cm·sec)	$5.4 \times 10^{-3}$
$\rho$	地 殻 の 密 度	gr/cm <sup>3</sup>	2.70
$c$	地 殻 の 比 熱	cal/(deg·gr)	0.20
$\rho'$	岩 漿 の 平 均 密 度	gr/cm <sup>3</sup>	2.61
$c_1$	岩 漿 液 相 部 の 比 熱	cal/(deg·gr)	0.25
$\varepsilon$	岩 漿 の 平 均 潜 熱	cal/gr	90
$c_2^*$	岩 漿 中 水 蒸 気 の 比 熱	cal/(deg·gr)	0.30
$\beta_0^*$	岩漿液相部中の水蒸気量比	gr/gr	0.02

\* はあまり重要でない常数

表の値の一部につき、以下に簡単な説明をしておく。10<sup>6</sup>年以内の岩漿の冷却では、第4図から判るように、地殻下底部の温度分布には岩漿貫入以前の地殻中の温度勾配  $\alpha$  が重要であって地殻の厚さ  $l$  の値は殆んど影響を与えない。

第I表の数值を(1)式の各項に入れて岩漿の実効比熱  $c'$  を求めてみると、

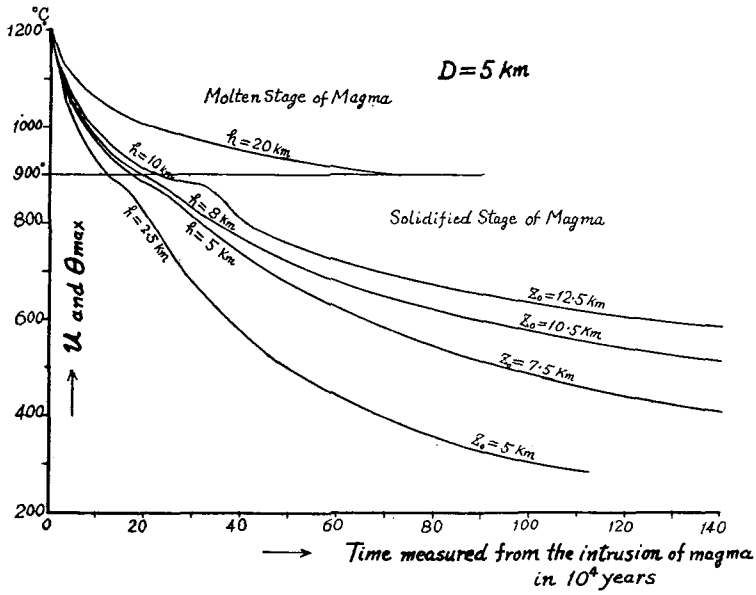
$$c' = 0.245 + 0.294 - 0.024 + 0.003 = 0.518$$

となって第4項の値は非常に小さい。 $\beta_0$ の影響も小さい。従って、 $c_2$ 、 $\beta_0$ に多少の誤差があっても冷却の問題には影響は小さい。上の計算の第2項すなわち  $\varepsilon$  の値の  $c'$  に及ぼす影響は最も大きいので、 $\varepsilon$  の値を久野<sup>5)</sup>が曾って箱根火山産輝石安山岩について求めたモードの値を用いてその熔融時の潜熱を概算した結果凡そ90(cal/gr)を得た。その他の常数については別報<sup>6)</sup>に詳しく論じたので省略する。

層状岩漿の厚さを  $D=5$  km とし、貫入が地面から深さ  $h=2.5\sim 20$  km で行なわれた場合、岩漿の温度  $u$  が時間の経過につれて低下する様子を示したのが第2図の上半部である。下半分は岩漿が完全に固化した後の時間に対する温度低下の様子を岩漿部の中心の深さ  $z_0$  (大体最大の温度を示す場所) について示したものである。図から判るように時間に対する温度の低下は初めに激しく後の方が緩いが、熔融時と固化時の境附近で不連続となっている。これは熔融時の冷却は潜熱のために固化時よりも冷却が遅れるためである。

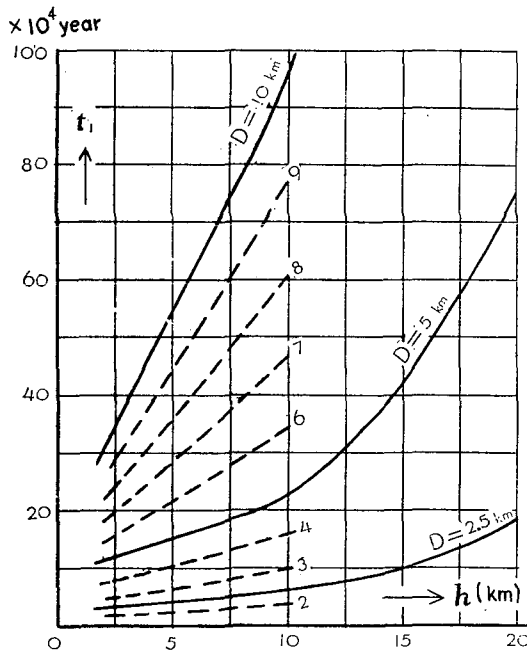
5) 久野 久：火山及び火山岩(昭和29年), 186.

6) 福富孝治：3)に同じ。



第2図 岩漿冷却の例

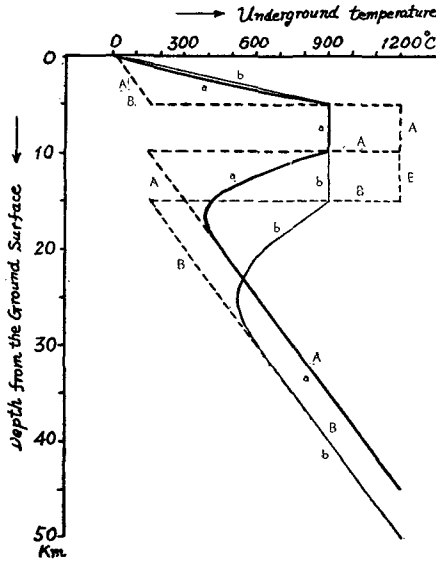
Fig. 2. An example of cooling of magma with time for  $D=5$  km and  $h=2.5\sim 20$  km.  $z_0$  in the figure indicates mean depth of magma from the ground surface, where temperature shows nearly  $\theta_{max}$ .



第3図 岩漿貫入後完全に固化するに要する年数

Fig. 3. Change of the molten time interval  $t_1$  of the sheet-like magma for different values of  $D$  and  $h$ .

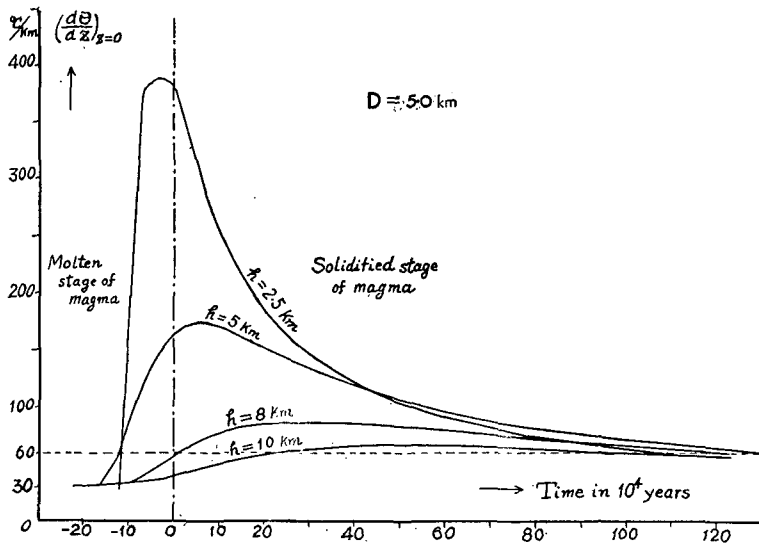
このような図から岩漿が貫入以来完全に固化する迄に要する時間  $t_1$  を読みとって、 $t_1$  が岩漿の厚さ  $D$  と深さ  $h$  によって如何に変わるかを示したものが第3図である。当然のことであるが、岩漿の厚さが大きいほど、貫入の深さが深いほど完全固化までの時間が長くなるが、 $D$  が 10 km 以下で  $h$  が 10 km 以下では  $10^6$  年以下である。しかし、 $h$  は 10 km 以下でも  $D$  が 3 km 以下であれば  $10 \times 10^4$  年を越えない。



第4図 岩漿貫入時 ( $t=0$ ) 及び岩漿固結時 ( $t=t_1$ ) における温度の垂直分布。(  $D=5$  km,  $h=5$  km) と ( $D=10$  km,  $h=5$  km) の2例を示した。

Fig. 4. Examples of the vertical temperature distribution at  $t=0$  (time of magma intrusion) and  $t=t_1$  (time of complete solidification) for two cases of  $D=5$  km,  $h=5$  km and  $D=10$  km,  $h=5$  km.

- A:  $D=5$  km,  $h=5$  km and  $t=0$
- a:  $D=5$  km,  $h=5$  km and  $t_1=15 \times 10^4$  years
- B:  $D=10$  km,  $h=5$  km and  $t=0$
- b:  $D=10$  km,  $h=5$  km and  $t_1=55 \times 10^4$  years.

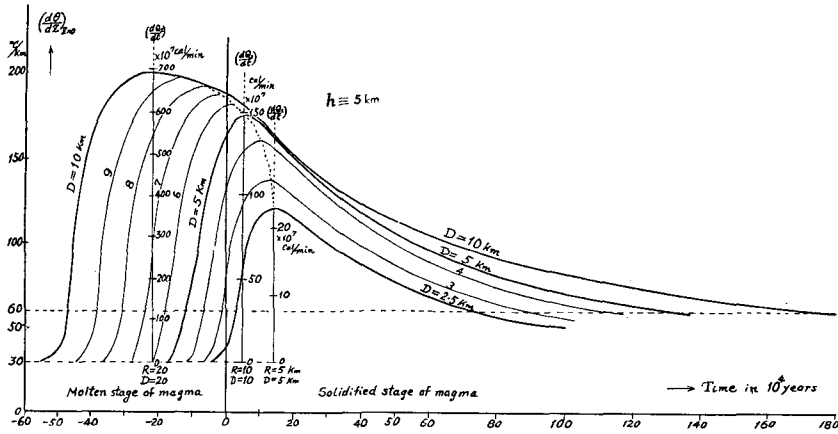


第5図 地表近くの温度垂直勾配の時間に対する変化 ( $D=5$  km,  $h=2.5 \sim 10$  km の場合)

Fig. 5. Change of the vertical temperature gradient with time at the ground surface in the molten stage and in the solidified stage of magma for  $D=5$  km and  $h=2.5 \sim 10$  km.

次に丁度岩漿が固化し終わったときの温度の垂直分布を ( $D=5 \text{ km}$ ,  $h=5 \text{ km}$ ) と ( $D=10 \text{ km}$ ,  $h=5 \text{ km}$ ) の 2 例について示したのが第 4 図である。図から判るように岩漿が貫入した後第 1 例では  $15 \times 10^4$  年, 第 2 例では  $55 \times 10^4$  年, 一般に  $10^6$  年位の時間経過の範囲では, 高温な岩漿貫入の影響が地殻の下底部には未だ及んでいない。

第 5 図は  $D=5 \text{ km}$  で  $h=2.5 \sim 10 \text{ km}$  の場合, 温度勾配の地面における値  $\left(\frac{\partial \theta}{\partial z}\right)_{z=0}$  の時間に対する変化を, 第 6 図は  $h=5 \text{ km}$  で  $D=2.5 \sim 10 \text{ km}$  の場合における同様な値を示したも



第 6 図 地表近くの温度垂直勾配の時間に対する変化 ( $h=5 \text{ km}$ ,  $D=2.5 \sim 10 \text{ km}$  の場合)

Fig. 6. Change of the vertical temperature gradient with time at the ground surface in the molten stage and in the solidified stage of magma for  $h=5 \text{ km}$  and  $D=2.5 \sim 10 \text{ km}$ .

のである。地面における温度勾配は岩漿貫入時は  $30^\circ\text{C}/\text{km}$  の普通の土地の値であるが, 段々大きくなって岩漿の熔融期中期から固化期の初期頃極大値に達しその後は段々低下する。第 4 図及び第 5 図, 第 6 図から判るように, 岩漿が完全に固化し終わった頃の地殻上層の温度の垂直分布は直線に近い形となっている。

地表面近くの温度勾配が普通の温度勾配の数倍に達するような場合には地下水は熱せられて所謂地下水性の温泉を生じ得る筈である。これらの問題については別報<sup>7)</sup>に詳しく述べたから省略する。

## V. 結 言

本論文では, 初め地面から地下へ向って普通の温度勾配で温度が上昇している地殻中の或る深さに高温な岩漿が水平な層状をなして瞬間的に貫入した場合, 岩漿の冷却を熔融期と固化期に分けて理論的に論じた。但し岩漿中で結晶の重力による沈降などで完全な対流があり従っ

7) 福富孝治: 3)に同じ。

て岩漿中ではどこでも同じ温度であると仮定して計算を行なった。

この計算例として、岩漿の厚さが2.5~10 km, 岩漿貫入の深さが2.5~20 km の場合を挙げたが、何れも貫入時及び固化時の岩漿温度を活火山の熔岩温度を参考として夫々1200°C及び900°Cとした。これらの値は地殻浅所の火山岩の場合には適当な値であろうと思われるが、深成岩の場合には貫入温度は低過ぎ、固化終了の温度は高過ぎると思われる。この場合については今後数値計算を行いたいと考えている。

## 6. Cooling of a Sheet-like Magma intruded horizontally into the Earth's Crust.

By Takaharu FUKUTOMI

(Department of Geophysics, Faculty of Science, Hokkaido University)

The writer discussed theoretically the cooling of a sheet-like magma of high temperature intruded horizontally into the earth's crust in which underground temperature increases initially at the same rate as the normal temperature gradient with depth, where the intruded magma is assumed to be so well stirred by convection caused by the sinking of the crystals that it is kept at a certain temperature independent of depth at a time  $t$  of the molten stage. The discussion was made on two cases of the molten and the solidified stages of magma.

Evaluation of the theory is given as shown in Figs. 2~5 for the case where the thickness of magma  $D$  is 2.5~10 km, the depth of magma below the ground surface is 2.5~20 km and the initial and the solidified temperatures of magma are respectively 1200°C and 900°C.

Fig. 2 is an example of cooling of magma with time in the molten and solidified stages for  $D=5$  km and  $h=2.5\sim 20$  km.  $z_0$  in the figure indicates the mean depth of magma from the ground surface in the solidified stage, where temperature at  $z_0$  attains nearly at maximum. The change of the molten interval  $t_1$  of the sheet-like magma for different values of  $D$  and  $h$  is shown in Fig. 3.

In Fig. 4, two examples of the vertical temperature distribution in the earth's crust at the time of complete solidification of magma were shown for two cases of a ( $D=5$  km,  $h=5$  km) and b ( $D=10$  km,  $h=5$  km). Change of the vertical temperature gradient with time at the ground surface in the molten stage and in the solidified stages of magma is shown in Fig. 5 for  $D=5$  km and  $h=2.5\sim 10$  km and in Fig. 6 for  $h=5$  km and  $D=2.5\sim 10$  km.