坑内気流温度の予測計算法*

正 会 員 橋 本 文 作**

Temperature Forecast Technique of Underground Air Stream

Bunsaku HASHIMOTO

At present, one of the most urgent problems of deep level mining in Japan is to improve its hot air conditions so that miners can do efficient work healthfully. As everybody knows we can deal with such environments by increasing the quantity of air in circulation or by applying air cooling equipment to such workings. In order to take measures to meet these situations and put in practice an optimum ventilation, it is indispensable to estimate underground air temperature and to judge the general effect of the estimation quickly and correctly about various ventilation plans which may be suggested in a mine.

The author has studied for several years on an air temperature forecast technique in underground. Making these studies complement and apply to real underground temperature problem, the technique was developed to calculate the mean air temperature for voluntary lapse of time and the temperature amplitude for the steady periodic variation of surface atmosphere. The model used in this study is adopted the mechanism of heat transfer between air current and surrounding rock and is disregarded other minor factors. This paper gives a general procedure to forecast the air temperature in an intake ventilation system. The procedure consists of many same iterative computation, so that the utilization of a digital computer is effective.

1. 緒 言

近年炭鉱、鉱山において長期的な深部開発計画を立案して採掘の可否を判断する場合に、該地区の温熱条件の考慮は不可欠の要素となつている。温熱条件の上限は労働衛生ならびに労働生産性向上の面から厳しく制限されねばならないからである。高温高湿環境下にある、またはこれが予想される坑内作業場は増風または冷却設備の導入によりあるいは両者の併用によつて気温を下げるのが有効な手段であるが、考えられるいくつかの通気系に種々の風量を流し、または種々の容量の冷却器を設置する場合その効果を迅速、適確に判定する技術はこれからの通気対策上ぜひとも必要である。

坑道を開さくして通気を開始してからの経過時間とその風量に対する坑口から作業場に到る入気坑道の温湿度を計算する方法は多くの人達によつて研究されてきた。温度、湿度の変化機構を支配する方程式の厳密な解法が不可能なことで現実の坑内が複雑なために、この問題の解決に当つては種々の仮定を設け、経過時間や坑内を限定し、または実測値を基にしたりしていろいろの取扱い方がなされている。この方面の解析的研究はわが国においてよくなされており、一般性のある温湿度計算法¹⁾²⁾、特定坑内についての温度計算法³⁾、特定区間の温度計算

法⁴⁾などがある。特定地域に鉱山が集中して坑内の外的温熱条件が類似している南アフリカでは主として実測に基づく経験則が用いられているのである⁵⁾。

筆者は10年ほど前同じ目的で仮想の周期的な温度関数を応用して一連の計算法を開発⁶⁾したが、これも坑内条件を簡略化し特に地熱温度の分布が坑道軸方向に一定であるとの仮定に従つていて、特定の坑道について各種の風量に対する冷却の比較性のある数値は計算できても現実の坑内には適用し難い面があつた。そこでこの計算法が適用できるように現実の複雑な坑内を温度計算用の通気モデルを考えることによつて単純化し、2, 3の炭鉱坑内について各種風量に対する坑内気温を計算して気温の実測値と対比した結果、この両者は大体一致することを確めたので主としてその計算法について報告する。

2. 通気モデルと計算手順

入気坑口から作業場に到る通気経路は普通一本坑道に一定量の風が流れているものではない。風道周辺岩盤の熱的物性値や坑道断面の幾何学的特性値が異なつたり、途中の各所で通気の流れまたは合流があり、また坑道を開さくして定常的な通気を開始してからの経過年月が異なるいくつかの坑道を接続したものが現実の入気系である。さらに坑道軸方向の原始地熱温度の分布は一樣ではなく、単一坑道内においても機械や冷却器の設置により気温が不連続に変化する場合もあり得る。そこで現実の

* 昭和43年7月16日受理 昭和42年3月日本鉱業会春季大会で一部講演

** 工博 早稲田大学教授、理工学部資源工学科

第1図 入気系の気流温度計算用の通気モデル

坑内気温は風量、岩盤の熱的性質、坑道の断面規格などにより入気経路をいくつかの区間に分け、坑口からこれらの区間について順次計算していかなければならない。坑内気温に最も大きい影響を及ぼす主要因は空気と周辺岩盤との間の熱授受であるので、ここでは温度変化に影響を及ぼす他の二次的小要因を無視し、主要因について過去の計算法が適用できるように現実の入気系を次のようなモデルに変形して坑内温度に関するシミュレーションを行なった(第1図(A))。このモデルに対する計算式は次章以下で説明する。このモデルでは水分の影響は直接には考慮していないが、現実には水分の状態変化を伴っている坑道における壁温と気流温度の実測結果から求めた壁面、気流間の熱伝達率を使用し、かつ断熱温度上昇率を坑内に適するように選ぶので(4.2参照)、この問題は一応解決されているものと考えている。すなわち計算結果を現実の坑内へ適用するに際しては乾球温度を計算値とし、湿度は常識的な値を採用する。

1) 上述のような通気条件、風道条件により入気系をいくつかの区間に分け、平均風量、平均断面、岩盤の熱的性質などの区間に特有な諸量を設定する。

2) 各区間の両端における深度差により断熱圧縮温度上昇線($\leq 1^\circ\text{C}/100\text{m}$)を画き、区間の終点における原始地熱温度からこれに平行な地熱温度線(点線)を仮定し、これをこの区間での地熱温度と考える。こうすることによって区間内は地熱温度が一定として解析できることになる。このような仮定は坑口から始まる区間では少し大胆すぎる嫌いはあるが、深部に対してはほとんど問題はない。

3) 経過年数に応じて坑道軸方向の壁温を求め、これから気温分布を計算する。

各区間の終点はつぎの区間の始点となるわけであるが各区間の接続はつぎのようにする。

4) 各区間の接続は壁温を基準とする。たとえばこれを②点について説明すると①→②間の壁温計算から②点の壁温がわかるから、ここから②→③間の断熱線を引き前と同様にして仮想地熱温度を設定し、通気条件に応じた壁温分布が求められる。

5) この区間の気温は壁温分布から前と同様にして求められる。この際②点においては壁温と気温の間に θ_2 なる差があるが、上述のモデルを対象とする限りこの量は②→③間の距離がある程度長ければ③点の気温にはほとんど影響を及ぼさない。区間距離が短いときはこの量による効果を補正する必要があるが、この差は次区間以降の深部の気温にはまったく影響しない。

条件が一樣な長い区間を仮想し、この区間の壁温と気温分布を計算した後この区間をいくつかの区間に分け上述の方法で各細分区間の温度計算を行ないながら接続してゆくと、前に一括して計算した長い区間の温度分布と完全に一致することから上述の接続法は合理的であると結論づけられる。

6) 通気の合流点における壁温は気温と同一と仮定して計算する。この場合の気温の求め方は合流点までの気温を上述の方法で計算し、合流した後の気温は両気流温度を単位時間の通気重量比に反比例するように分割することによって簡単に求められる(第2図参照)。合流温度の概略を知るためには通気重量比の代りに通気量比(容積単位)を用いて差支えない。

7) 特定地点での機械などの発熱または冷却器による排熱のために急に気温変化が起きるときは、その地点までの気温を上述の方法で計算しそれを用いて変化後の気温を求め、この点を始発点とする次区間の始発点壁温は気温に等しいとして計算する。

3. 計 算 式

坑内気流温度は大別して2つの主要因によって変化する。1つは非定常の坑内冷却であり、他は定常的の周期変化に基づく。特別な冷却、加熱機器などのない一般的な坑内を考え、現実の気温変化を2要因に分けてそれぞれの適用条件を設定すると、前者は現実の原始地熱温度

第2図

湿り空気線図上の合流気温、湿分の求め方

の岩盤に坑口から年間平均気温の空気が入気されることによつて非定常の岩盤冷却が起こり空気が加熱されることによるもので、この作用は通気開始の初期段階において特に著しく最初の1カ月位で大半の変化は終りそれ以後は徐々に冷却が行なわれ、ほぼ1年位で、深部についてもほぼ2年位でほとんど定常状態となる。したがつて通気開始から2年以上経過した坑道ではこれは年間平均気温となり、それより短い経過時間に対してはその時期における平均温度を表わすことになる。また後者は地熱温度が零の坑内に温度が定常的周期変化する地表空気が入気されるときのもので、漸次その振幅を減少させながらも坑内気温に影響を及ぼす。1日周期の気温変化はその振幅減衰が速やかなので深部には影響を及ぼさないから深部に対しては季節変化だけを考えれば間に合う。

現実の坑内気温はこの2つの温度を重ね合わせたものである。これらの計算式をつぎに示す。この近似計算の根拠についてはすでに詳しく説明してある⁹⁾ので省略する。

3.1 気温の経年変化の計算式

各区間の始発点における壁温を基準として壁温、気温の基準線を空気の断熱温度上昇線にとつたとき始発点から x なる距離における壁温 $\chi_w(x)$ 、気温 $\chi(x)$ はつぎの式で計算する。

$$\chi_w(x) = T(1 - e^{-\gamma x}) \quad \dots\dots\dots (1)$$

$$\chi(x) = T \left(1 - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-K \lambda_n^2 x}}{\lambda_n^2} + 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-K \lambda_n^2 x}}{\lambda_n^2 - a^2 u \gamma / K} e^{-\gamma x} / \beta(\infty) \right) \quad \dots\dots\dots (2)$$

ここに T ：区間の終点における地熱温度と断熱線温度との差、 γ ：壁温分布を(1)式のように仮定したとき坑道の幾何学的条件、通気条件および岩盤の熱的性質によつて定まる常数で求め方は後述する、 K ：壁面と気流間の熱授受を規定する渦拡散率、 a ：坑道半径、 u ：平均風速、 λ_n ： $J_0(\lambda) = 0$ の n 番目の正根で $\lambda_1^2 = 5.783$ 、 $\lambda_2^2 = 30.47$ 、……である。 $\beta(\infty)$ は(4)式によつて計算する。現実の坑道程度の断面については $x > 100\text{m}$ 以上となれば(2)式の無限級数は第1項だけをとれば充分である。すなわち(2)式は

$$\chi(x) = T \left\{ 1 + \left(\frac{4}{5.783 - a^2 u \gamma / K} - 0.6917 \right) e^{-\frac{5.783 K}{a^2 u} x} - e^{-\gamma x} / \beta(\infty) \right\} \quad \dots\dots\dots (2')$$

$x \leq 100\text{m}$ のときでも無限級数は第2項までとれば充分である。

前章で説明したように各区間の接続点における壁温、気温に差(第1図(A)における θ_2 、 θ_3 など)があるが区間距離が短いときは(2)'式の結果にこの差に基づく

温度変化量

$$\chi(x) = (-\theta_m) \times 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K \lambda_n^2 x}{a^2 u}}}{\lambda_n^2} \approx -0.6917 \theta_m e^{-\frac{5.783 K}{a^2 u} x} \quad \dots\dots\dots (3)$$

を補正する必要がある。第1図(A)の②点から始まる区間についてこの量は点線で示してある。

γ の値の求め方はつぎの方法による。まず

$$\beta(\infty) = \sqrt{\frac{\text{ker}^2 \varphi + \text{kei}^2 \varphi}{R_1^2 + R_2^2}}, \quad \varphi = p a_e \quad \dots\dots\dots (4)$$

を計算する。ここに $R_1 = \text{ker} \varphi - (p/h) \text{ker}' \varphi$ 、 $R_2 = \text{kei} \varphi - (p/h) \text{kei}' \varphi$ 、 a_e は坑道断面の等価半径とする。 $h \equiv \alpha/k$ 、 $p \equiv \sqrt{\omega/k}$ 、 ω は周期変化の角速度であるがここでは経過時間の4倍を周期とする仮想周期変化を考える。すなわち経過時間を t として $\omega = 2\pi/4t$ なる角速度を仮定する。

$$\therefore p = \sqrt{2\pi/4kt} = 1.253/\sqrt{kt} \quad \dots\dots\dots (5)$$

定常的な通気を開始してから長期間を経過した坑道については前述の事実に基づき $t = 2 \sim 2.5\text{y}$ を採用する。 α は充分下流における壁面と気流間の熱伝達率であり、 k 、 κ はそれぞれ周辺岩盤の熱伝導率、熱拡散率である。

他方

$$\beta(\infty) = 0.25 / \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{\lambda_n^2 - \xi}, \quad \xi \equiv a^2 u \gamma / K \quad \dots\dots\dots (6)$$

に等しい事実から(4)式によつて β^* を計算し、それを用いて(6)式によつて ξ を求める。これには ξ に対する β の値を予め計算してグラフ(第3図)にしておくと便利である。このグラフを2次曲線で近似させると

$$\left. \begin{aligned} \xi &= 5.65 - 3.35\beta - 2.3\beta^2, & 1 > \beta \geq 0.8 \\ &= 5.6313 - 3.3533\beta - 2.2667\beta^2, & 0.8 > \beta \geq 0.5 \\ &= 5.7924 - 4.015\beta - 1.5875\beta^2, & 0.5 > \beta \geq 0.1 \end{aligned} \right\} \quad \dots\dots\dots (7)$$

(4)式から求めた β の値は普通の通気状態では0.5以上である。これから γ は次式で与えられる。

$$\gamma = \xi / (a^2 u / K) \quad \dots\dots\dots (8)$$

以上から経年の坑内冷却による気流温度は

$$[\text{気温}] = [\text{前区間の壁温}] + [\text{終点断熱線温度}]$$

$$+ [\chi(x) - (2) \text{ または } (2)' \text{ 式, 必要に応じて}]$$

$$(3) \text{ 式を補正} \quad \dots\dots\dots (9)$$

となる。

3.2 周期変化の温度振幅

単位振幅で周期変化する空気が区間の始点において入気されるときは同様な考え方によつて(第1図(B)参照——これは冬季または夜半の状態を示す)壁温、気温の振幅の計算式は次式で示される。

$$\chi_w(x) = e^{-\gamma x} \quad \dots\dots\dots (10)$$

* 以下 $\beta(\infty)$ を β と略記する。

$$\chi(x) = 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K\lambda_n^2 x}{a^2 u}}}{\lambda_n^2} - 4 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{K\lambda_n^2 x}{a^2 u}}}{\lambda_n^2} + e^{-r^2 x / \beta} \dots (11)$$

この式は区間距離がある程度長ければ前と同様にして

$$\chi(x) = \left(0.6917 - \frac{4}{5.783 - a^2 u r / K} \right) e^{-\frac{5.783 K}{a^2 u} x} + e^{-r^2 x / \beta} \dots (11)'$$

として差支えない。各区間の接続は前と同様に壁温を基準とする。気温振幅は始点における壁温振幅が単位となっているので単位の地表気温振幅に対する始点（前区間の終点）の壁温振幅を計算しておく必要がある。すなわち前区間の終点までの壁温振幅の積算値

$$\Pi e^{-r^2 x} \text{ または } \exp(-\sum r^2 x) \dots (12)$$

を計算しておき、これに(11)または(11)'式を乗じたものが坑口の単位気温振幅に対する気温の振幅となる。区間距離が短いときは始点における壁、気温の差の影響を補正する必要がある。これの計算式は前と同様にして(3)式で与えられる。

この場合の周期変化は現実の季節変化であるから $\omega = 2\pi/y$ であり、したがって κ の単位を m^2/y として

$$p = \sqrt{\omega / \kappa} = 2.507 / \sqrt{\kappa} \dots (13)$$

となる。この p を用いて β , r は経年変化と同様にして(4), (7), (8)式によつて求められる。

季節変化に対する気温変化と壁温変化の間の位相の遅れはせいぜい3日程度なのでこの遅れは無視しても差支えないから各時季における気温振幅は春季における地表気温が年平均値と一致する時点から時間 t を測つて

$$[\text{気温振幅}] = [\text{地表の気温振幅}] \times [\text{前区間の終点までの壁温の積算値}] \times [\chi(x) \text{—(11)または(11)'式}]$$

必要に応じて(3)式を補正 $\times \sin \omega t \dots (14)$

で与えられる。

深部には影響ないが坑口よりの入気坑道は地表気温の1日周期の変化が影響する。岩盤内における温度変化は

短い周期の変化に対してはその振幅減衰が急で変化の及ぶのは内壁面近傍に限られるから、半無限平面の熱伝導方程式の解からの値

$$\beta = h / \sqrt{q^2 + (q+h)^2} \dots (15)$$

を用い以後は季節変化と同様にして気温振幅を計算できる。ここに q は次式で与えられる。

$$q = \sqrt{\omega_1 / 2\kappa}, \quad \omega_1 = 2\pi / 24h \dots (16)$$

4. 計算に必要な種々の特性値

上述の計算式を使用するとき種々の物性値、特性値を必要とする。これは周辺岩盤の熱的物性値、風道固有の幾何学的特性値と通気条件によつて決まる坑道壁面と気流間の熱授受に関する特性値に大別される。周辺岩盤の種類や坑道断面の形、大きさ等によつて入気系を細分することは現実にはできないことなので、これらを考慮の上ある長さの区間を設定したときは各区間のこれらの物性値、特性値は難かしいことではあるが平均的な値を採用する。岩盤の熱的性質に関しては同一地区の同じような成因に基づく岩石類（たとえば炭鉱における砂岩、頁岩など）の値はそれほど大きな差はないが、砂岩と石炭金属鉱山における母岩と鉱体の値は大きく異なるから、沿層坑道、鑛押坑道のような風道は独立な区間として選んだ方がよい。この他重要な問題は主として通気条件によつて変る熱授受に関する特性値である。以下これについて述べる。

4.1 熱伝達率

大きな管と考えられる坑道の内壁と気流間の熱伝達率に関しては昔から多くの研究がある。これは風速その他の関数であり、Stořes & Černik の実験式 $\alpha = A + B\sqrt{u}$ (A, B は常数) が簡単のためよく用いられているようであるが、坑内のように坑道壁面と気流の温度差が小さい管内面においては自然対流に基づく熱移動は強制対流に基づくそれに比較して無視するのが妥当と考えられるので常数項があるのは具合が悪い。また熱伝達の理論と実験によれば⁷⁾ 流体中に置かれた球のような物体表面と流体間の熱伝達率が $u^{0.6}$ に比例するので、管内壁と流体との熱伝達率を表わす流速の冪指数は0.6以上で1.0に近いと考えるのが妥当である。そこで Prandtl の類推理論に従つて充分下流における熱伝達率 α を誘導するとつぎのようになる⁹⁾。

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= f F k_a N_R / 8d \\ \text{または } N_N &= f F N_R / 8 \end{aligned} \right\} \dots (17)$$

ここに $F \equiv \frac{N_P}{1 - 5.5(1 - N_P)\sqrt{f/8}}$

ただし f : 管内面の摩擦係数, N_R : 管の内径 d を特性長とする Reynolds 数, k_a : 流体の熱伝導率, N_N :

Nusselt 数, N_P : Prandtl 数であり, α は管の内径に
関係しない。これらの式に空気の特特性値 (20°Cにおけ
る値。温度が少々異なってもこれらの特性値は大きく変
るものではない) を代入するとつぎようになる。

$$\alpha = 172 f F u \text{ kcal/m}^2\text{h}^\circ\text{C} \quad (u: \text{m/s}) \dots\dots (18)$$

$$F = 0.738 + 1.65 f \quad (0.01 \leq f \leq 0.03)$$

坑道内壁と気流間の熱授受を規制する渦拡散率 K を求
めるため、坑道内で壁温と気流温度を実測したデータか
らならびに他の同じようなデータを拝借して K と N_R の
関係を出し⁹⁾、これから N_N を誘導して N_R との関係
を表わす実験結果を第4図に示す。図には f をパラメータ
として(17)式の関係を点線で書き入れてある。この結果
坑道内壁と気流間の熱伝達率が(17)式に従うものとし、
かつ普通にありふれた坑道を対象としてそれを規制する
摩擦係数は内面の状態にかかわらず $f=0.02 \sim 0.025$ の
間にあることがわかる。 N_R の大きい方で N_N は f の大
きな方に偏倚しているのは壁温を実際より気流温度より
に測定したためである。普通の坑道で N_R が大きくなる
のは主として風速が大きくなるためであり層流底層が薄
くなることを考えればこの説明はつけられる。コンクリ
ートなどでライニングされた坑道では $f=0.01$ 位と思わ
れる。

この実験結果は現実に水分の蒸発または凝結が起こつ
ている湿った坑道についてのものであるが、水分の状態
変化をも含めた実質的な熱伝達率ではない。したがって
ここに求めた熱伝達率を乾球温度変化の計算に適用すれ
ば現実の坑道で普通程度に起こっている水分の状態変化
を暗黙のうちに考慮していることになる。

他方渦拡散率 K の値は $a^2 u / K$ の形で用いられるので
これを計算すると坑道断面だけの関数となり次式で与え
られる。ただし d_h は流体力直径 (流体力半径の4倍)
とする。

第4図 坑道壁面と気流間の N_N と N_R の関係

$$a^2 u / K = 8.72 d_h / f F \dots\dots (19)$$

4.2 断熱温度上昇率

空気が下降するときは外部から仕事が行なわれるので内
部エネルギーが増加して気温が上昇する。この量は外部
との熱授受がなければ $1^\circ\text{C}/100\text{m}$ である。しかし空気が
風道を下降するときは自身のもっている内部エネルギー
の一部を消費して坑道周壁からの水分の蒸発を助けるの
でその温度上昇率は上の値より小さい。天野の研究⁹⁾ に
よれば湿った立坑を気流が降下するとき周辺岩盤との間
の熱授受、一部の水分の蒸発を助ける作用の総合効果と
して、ある程度以上の風量があれば温度上昇は深度
1,000m 位までの間で $0.4 \sim 0.5^\circ\text{C}/100\text{m}$ である。また
Lambrechts⁹⁾ によれば南アフリカの金山において深度
2,400m までの間で同様な作用により湿球温度の上昇は
 $0.48 \sim 0.54^\circ\text{C}/100\text{m}$ である。この量は地表気温、地熱増
温率ならびに周辺岩盤の熱的性質によつてある程度変る
ことは予期されるが、通常の地熱増温率のところで深度
1,000m までの範囲で天野の値を基礎として結果的に
 $0.5^\circ\text{C}/100\text{m}$ の乾球温度上昇となるように筆者の方法で
試算してみた。計算には上記の熱伝達率と計算式を用い
断熱温度上昇率を種々に変えて試算したものである。こ
の結果断熱温度上昇率を $0.3^\circ\text{C}/100\text{m}$ 位にとると現実と
合うことがわかった。したがってこの値を $0.3^\circ\text{C}/100\text{m}$
にとり、かつ湿った坑道における見掛けの熱伝達率を用
いることによつて湿った坑道における温度計算が水分変
化を特別に考慮することなく可能となる。

5. 計算法の概要

以上の諸特性値と計算式に従い計算手順を第5図に示
す斜坑が入気経路である磯原坑の坑内について説明す

第5図 磯原坑の主要入気系と気流温度の
計算値と実測値

第6図 第5図点⑤における気温の計算値と実測値

る。入気区間を適当に区分し各区分における平均坑道断面、周囲長および周辺岩盤の熱的物性値の平均値を設定する。次に各区分の始終点における風量から区分の平均風量を求め、これから平均風速を算出し第4図を参照して f を0.025にとつて(18)、(19)式により熱授受、熱拡散に関する各区分固有の定数を定めておく。便宜上計算手順に従う計算シート(第1表)に従つて説明する。磯原坑における地表気温は実測値に基づき水戸、小名浜(理科年表)の統計値を参照して $12.6 + 12 \sin \omega t$ °Cとす。季節変化の振幅12°Cは実測値より幾分か小さい。

5.1 非定常坑内冷却

まず経過年数を推定する。この入気系は長期間経過しほとんど定常状態となつているからここでは $t=2y$ として(5)、(4)式によつて β を計算し第3図または(7)式に従つて δ を出し(8)式によつて γ を計算しておく。[1]欄は区分の始点気温である。坑口から始まる区間と通気の合流点などから始まる区間はそれぞれ平均地表気温、合流気温などを用いる。[3]欄は前段の[6]欄(坑口、合流点から始まる区間はその区間の[1]欄)を基準として ± 0.003 (°C/m)×[深度差(m)]を加えたものである。符号は終点が始点より深いとき⊕をとる。[4]欄は終点における原始地熱温度と断熱線温度の差(T)で[地熱温度] - [3]である。[5]欄は断熱線を基準とした終点壁温で(1)式の計算結果である。[6]欄は[3]+[5]で終点壁温である。[7]欄は断熱線を基準とした終点気温で(2)または(2)'式の計算値である。[8]欄は[3]+[7]で終点気温を表わす。これで1つの区間の計算が終了したわけで引続いてつぎの区間の計算に移る。[2]欄は始

点における壁温、気温の差で前区間の終点におけるこれらの値の差である。区間距離が短いときはこれを用いて(3)式による計算値を[7]欄に補正する必要がある。このようにして得られた[8]欄は各区分の終点における平均気温の計算値である。

5.2 周期変化の振幅

季節変化の振幅計算はまず(13)式によつて p を求め前と同様にして(4)式から β 、(8)式から γ を計算する。[1]、[2]欄はそれぞれ始点で単位温度振幅の空気が流れ込むときの終点における気温、壁温の振幅で、それぞれ(11)または(11)'式、(10)式の計算値である。つぎの区間以後の振幅計算のために単位地表気温振幅に対する終点壁温振幅を用意しておく。これは[3]欄で(12)式を表わす。[4]欄は単位地表気温振幅に対する終点気温振幅で前段の[3]欄に[1]欄を乗じたものである。[5]欄は終点気温振幅で地表気温振幅(ここでは12°C)に[4]欄を乗じたものである。もし必要ならば1日周期の変化に対しても(16)、(15)式によつて β を計算しまったく同様にしてこの変化に対する気温振幅を計算できる。

5.3 実測結果との比較

坑内気温は各経過時間に対する平均気温と周期変化を重ね合わせたものである。この計算値を図示すると第5図のようになる。この場合坑道は長期間主要入気坑道として使われているので、風量が一定ならば平均気温はほとんど一定で年間平均気温となり坑内気温はこの温度を中心として周期変化する。図には秋から冬にかけての坑口からの気温実測値(8.00AMに坑口から測定し始め順次深部に及んだもの)を記入してある。図からも明らかのようにこの期間は特に地表気温が不規則に変化しているが、実測値は坑内深部においてはほとんど計算値の範囲内に配列されていることがわかる。また点⑤における計算値と実測値を示すと第6図のようである。参考のため点⑤における風量の変動も示しておいた。

計算値と実測値を比較するためには少なくとも月に3回位は定期的に測定を行ないこれを参照すべきであるが第5図、第6図に記入した実測値ともこの研究のために特別に測定したものではなく他の目的のために測定した値を流用したものである。したがって適確な断定はでき

第1表 計算手順を示す計算シート

区間	区間距離 m	$\frac{\alpha u}{K}$ km	経年変化	β	δ 1/km	(1) 始点 気温 °C	(2) 気壁温 の差 °C	(3) 終点 断熱線 °C	(4) 地温 との差 °C	(5) 終点 壁温 °C	(6) 終点 壁温 °C	(7) 終点 気温 °C	(8) 終点 気温 °C	季節変化	β	γ 1/km	(1) 終点 気温 振幅 °C	(2) 終点 壁温 振幅 °C	(3) 壁温の 積算	(4) 終点 気温 振幅 °C	(5) 終点 気温 振幅 °C
1-3	1,000	1.46		0.963	0.209	12.60	0	13.45	9.75	1.85	15.30	1.54	14.99	季節変化	0.937	0.354	0.748	0.702	0.702	0.748	8.98
3-4	320	1.28		0.963	0.237	14.99	0.31	15.43	9.37	0.69	16.12	0.43	15.86	季節変化	0.936	0.402	0.923	0.879	0.616	0.648	7.78
4-5	940	1.36		0.956	0.265	15.86	0.26	16.67	15.63	3.44	20.11	2.91	19.58	季節変化	0.924	0.450	0.708	0.655	0.404	0.436	5.24
5-6	230	1.31		0.946	0.336	19.58	0.53	20.06	10.54	0.79	20.85	0.43	20.49	季節変化	0.908	0.561	0.735	0.879	0.355	0.378	4.54
6-7	376	1.12		0.926	0.515	20.49	0.36	21.04	13.96	2.52	23.56	1.76	22.80	季節変化	0.875	0.877	0.804	0.720	0.255	0.285	3.42

ないが概略この計算値は実測値に合っているということができこの計算法が一応妥当であると結論づけられる。

6. 計算機の利用

前述のように坑内気温は各区間について同じ計算法を繰返すものであるから区間数が多いときは計算機を利用すると便利である。とくに算式の演算や区間の境目における接続法を往々にして誤ることがあるから、計算機を利用すれば錯誤に基づくこれらの誤りを除去することができる。

各地点に任意に番号を付し、まず一連の計算手順番号に対して計算の種類（坑道気流温度計算、合流点温度計算など）を指定し、区間温度計算については始、終点番号、各区間の境目において接続の基準となる前区間の終

点番号または合流温度計算点の番号を読み込ませる。この手順は機械が連続して計算ができるように設定しなければならない。すなわちある区間の温度を計算するにはそのときまでにその区間の上流点の温度は計算を終了していることを要し、また合流温度計算には合流点の手前までのいくつかの気流温度の計算が終了していなければならない等である。各区間は始発点番号で表わし、これに対する区間距離、断面周囲長、断面積、岩盤の熱伝導率、熱拡散率、摩擦係数、風量、経過時間、各点の深度、地熱温度および地表平均気温をそれぞれ読み込ませる。また合流点の温度計算には合流点の手前

の計算が全部終わったならば手順2番によつて同様の計算を行なう。ある手順番号において計算の種類が合流温度計算と指定されていれば合流風量に応じた気温を比例的に計算する。このようにして手順数だけの計算を繰返しある系の温度計算が終了する。このフローチャートは第7図に示すようである。この計算には Thomson 関数 ($\ker Z$, $\ker' Z$, $\ker'' Z$, $\ker''' Z$) が必要なのでこれらの関数サブルーチンを主プログラムとは別に用意しなければならない。

ある坑内の気流温度の予測計算は少数の通気系に対して主として通気条件特に風量を種々に変えて実施する場合が多い。このようなときはいくつかの通気対策案に対して上述の多くの入力データはそのままにして、そのごく一部を変えるだけで数多くの計算をすることになる。したがってその目的に応じて入出力関係のプログラムは適宜修正すべきものと考えられるが、標準的な入出力のものと第7図に示した計算過程のプログラムはすでに完成してある。

7. ライニングされた坑道の取扱い⁹⁾

コンクリートなどでライニングされた風道周辺の岩盤は不完全ながら複合中空円筒とみなされる。この温度問題を解析した結果、岩盤とそれほど熱的物性値に大きな差のないコンクリートなどを普通程度の厚さにライニングしたときは、熱伝導率 k 、熱拡散率 κ としてそれぞれライニング材と岩盤の値の算術平均をとつて単一材料からなる中空円筒問題として前述の諸式を適用すればそれほど大きな誤差とはならないことがわかっている。ただし1日周期の変化のように周期の短いものはその温度変化が岩盤内壁の近傍だけに限られるから、このときは当然ライニング材の熱的物性値だけを使用する。水平坑道や斜坑にみられるように、全周がライニングされていない風道は上述の事柄を考慮して熱的物性値を適当にとる必要がある。

冷却を速めるため特別に密閉セルフォームのような断熱剤を薄く坑道内面に塗布する温度対策が用いられることがある¹⁰⁾。この場合の冷却度合は経過時間の短かいときに特に効果があるが、時間の経過と共にその効果は漸次薄れてゆく。このようなときの気流温度を計算するには次式によつて β を求めそれ以後は前と同様な計算法を適用する。

$$\beta = \frac{1}{2} \left[\frac{(B_1^2 + B_2^2)e^{-2\phi} + (B_3^2 + B_4^2)e^{2\phi}}{A_1^2 + A_2^2} + \frac{2(B_1B_3 + B_2B_4)\cos 2\phi + 2(B_2B_3 - B_1B_4)\sin 2\phi}{A_1^2 + A_2^2} \right]^{1/2} \quad \dots\dots\dots (20)$$

第7図 計算機による温度計算ルーチンのフローチャート (I は計算手順番号, Mは最大手順数)

の終点番号、風量を読み込ませる。

これによつて手順1番から指定された方式に従つて計算に移る。区間温度の計算にはまず坑道特有の共通の特性値を計算しておき、それを用いて終点の平均気温を計算しつぎに周期変化の振幅を計算する。必要に応じて1日周期の変化に対しても振幅計算を行なう。1つの区間

$$\begin{aligned}
\text{ここに } \frac{A_1}{A_2} &= L_1 \left(\frac{\ker \varphi}{\ker \varphi} \right) \mp L_2 \left(\frac{\ker \varphi}{\ker \varphi} \right) \\
&\quad - L_3 (k_2/k_1) \left(\frac{\ker' \varphi}{\ker' \varphi} \right) \pm L_4 (k_2/k_1) \left(\frac{\ker' \varphi}{\ker' \varphi} \right) \\
L_1 &= (q/h) (\text{sh } \phi \cos \phi - \text{ch } \phi \sin \phi) + \text{ch } \phi \cos \phi \\
L_2 &= (q/h) (\text{sh } \phi \cos \phi + \text{ch } \phi \sin \phi) + \text{sh } \phi \sin \phi \\
L_3 &= (p/h) \text{ch } \phi \cos \phi \\
&\quad + (p/2q) (\text{sh } \phi \cos \phi + \text{ch } \phi \sin \phi) \\
L_4 &= (p/h) \text{sh } \phi \sin \phi \\
&\quad + (p/2q) (\text{ch } \phi \sin \phi - \text{sh } \phi \cos \phi) \\
\frac{B_1}{B_3} &= \ker \varphi \pm \frac{k_2}{k_1} \frac{p}{2q} (\ker' \varphi + \ker' \varphi) \\
\frac{B_2}{B_4} &= \ker \varphi \mp \frac{k_2}{k_1} \frac{p}{2q} (\ker' \varphi - \ker' \varphi) \\
\phi &\equiv qb, \quad \varphi \equiv pa, \quad q = \sqrt{\omega/2\kappa_1}, \quad p = \sqrt{\omega/\kappa_2}, \\
h &= \alpha/k_1
\end{aligned}$$

k, κ の添字 1, 2 はそれぞれライニング材, 岩盤を表わし, b はライニングの厚さ, a は岩盤までの平均半径を表わす。また p, q の計算式中の ω は前と同様に, 経年変化については経過時間の 4 倍を周期とする値 ($\omega = 2\pi/4t$, $0 < t \leq 2.5y$) をとり, 定常的周期変化については基本周期に対する値をとる。

8. 総 括

平均気温と定常的周期変化の気温振幅の減衰度合いに関して坑道周辺岩盤との間の熱授受に基づく複雑な坑内入気系の温度変化機構を解析できるような通気モデルに変換し, これを用いて開発された 1 つの坑内温度の予測計算法について報告した。坑内温度の計算には種々の問題点があるため正確な予測は困難であるが, 現在の通気状態での坑内温度が測定してあれば計算値の誤差が評価できるから, 増風等に伴う温度変化はかなり正確に予測できるものと思われる。他の計算法と併用して試算されることを希望する。

周辺岩盤の奥部における温度分布は坑道壁面における熱輻射の強さが少々変わつてもほとんど影響を受けないから, 増風等に伴う一応の定常状態までの過渡的期間は壁面近傍の温度分布が変化するに要する期間でせいぜい 1 週間以内であると思われる。またこの計算では水蒸気の影響を考慮していないが, 前述のように湿った坑道における見掛けの熱伝達率を用い, 断熱温度上昇率の値を考慮することによってこの問題は一応解決されているものと考えている。

温度計算の問題点としてつぎのようなものが挙げられるが本質的にこの種の計算法を否定するようなものではない。まず外的条件としては 1) 地表気温が年間平均温度を中心として一定振幅の定常的周期変化するものではない。異常な地表気温が数日続くとその影響はかなり坑

内の深部にまで及ぶ。しかしこれの影響度合は持続期間の 2 倍を周期とする仮定の周期変化を想定して推定可能である。つぎに計算法自身の問題点として 2) 坑道周辺岩盤の熱的物性値のとり方が難かしい。これは 1 区間全部が同一種類の岩石から構成されているわけではなく, また同じ種類の岩石でもその物性値が一定ではないためである。物性値の大きく異なる 2 種以上の岩石が露出している沿層坑道, 鍾押坑道では露出面積に比例して物性値を設定することは誤りである。これは熱流が放射状であるためである。3) 地熱温度が実際と一致しない。4) 円形以外の坑道断面による効果が判定できない。5) 坑内気温に影響する諸要因のうち気流と岩盤の熱授受以外の小要因はすべて省略してしまっている等である。しかし坑道周辺に存在する熱源 (各種のパイプ類, 鉱石の酸化, 高温の搬出鉱石など) はその温度なり発熱率などが坑道軸方向の距離の簡単な関数として与えられれば壁温 [(1) 式] にこれらを加味して (2) 式に相当する気温を与える式が誘導可能である。

謝辞 本研究遂行にあたり雄別炭硯 (株), 常磐炭硯 (株), 旧大日本炭硯 (株) から岩石試料, 種々のデータなどの提供を受け, 中野実教授はじめ教室各位からは有益なご助言を受けた。また Thomson 関数の数表作製とプログラムの開発のためユニコンとして IBM 7090 電子計算組織を使用させて頂いた (課題番号 W-38)。ここにこれらの関係各位に深甚の謝意を表したい。

参 考 文 献

- 1) 平松良雄他: 坑内気流温度の実用計算, 日本鉱業会誌, 77巻, 882号, 昭和36年12月, 1055~60頁
- 2) 天野熊三: 坑内温度の簡易計算法, 九州鉱山学会誌, 36巻, 2号 昭和43年2月, 59~63頁
- 3) 安永幹一: 坑内気流温度に関する考察, 日本鉱業会誌, 81巻, 924号, 昭和40年4月, 385~9頁
- 4) 外尾善次郎: 坑道を流れる通気の温度について, 日本鉱業会誌, 78巻, 892号, 昭和37年10月, 731~8頁
- 5) J. de V. Lambrechts: Optimization of Ventilation and Refrigeration in Deep Mines, J. Mine Vent. Soc. S. Africa, 20, 4, Apr. 1967, 57~64
- 6) 橋本文作: Study on the Underground Cooling by Ventilating Air Current, 早大理工学部紀要 No. 23, 1959, p. 44~66
これは主に筆者のつぎの報告を一部修正の上補足要約したものである。
坑内乱流気流による渦拡散について, 早大理工学研究所報告 No. 2, 1955, 11~16頁
坑内気流の渦拡散率について, 日本鉱業会誌, 72巻, 817号, 昭和31年7月, 401~6頁
通気による岩盤の冷却効果について, 日本鉱業会誌, 73巻, 825号, 昭和32年3月, 161~6頁
- 7) W. H. McAdams: Heat Transmission, 3rd Ed., McGraw-Hill, p. 263
- 8) 天野熊三: 別子鉱山における通気改善および坑内冷却について, 日本鉱業会誌, 78巻, 891号, 昭和37年9月, 627~32頁
- 9) 橋本文作: ライニングされた円形坑道周辺の岩盤温度, 早大理工学研究所報告, No. 39, 1968, 7~12頁
- 10) J. W. Warren: Supplemental Cooling for Deep-Level Ventilation, Min. Congr. Jour., Apr. 1965, p. 34~38.