

岩盤不連続面中の高圧ガスの挙動

Behavior of high compressible-gas flow in rock fractures

山地宏志*, 石田義博*, 中田雅夫*, 中山昭彦**

Hiroshi YAMACHI, Yoshihiro ISHIDA, Masao NAKATA, Akihiko NAKAYAMA

An analysis of high pressurized gas through narrow fractures embedded in rock masses surrounding unlined high pressurized gas storage been made in order to obtain the pressure and/or the temperature distribution along the fracture and the estimates of gas leakage. It is based on low-Reynolds number flow similar to the theory of gas lubrication, but for high pressurized gas.

1. はじめに

人工的に掘削された地下空洞に高圧気体を貯蔵する CAES (Compressed Air Energy Storage) や CGES (Compressed Air Energy Storage) の成立には経済的な気密システムと貯蔵圧に耐え得る空洞や閉塞プラグの設計・施工技術が確立されねばならない。また、貯蔵された気体が人間の生活圏、もしくは行動圏に漏出した際に発生する事故を想定し、その被害を低減する措置も施される必要があろう。安全とは事故の発生する確率と事故の及ぼす被害の大きさの積で評価されるものであるから、どのように厳密な気密システムにおいても漏気の可能性を零とし得ないのであれば、漏気発生に伴う被害の軽減措置が図られねばならない。

このような議論を行うには、主たる漏気経路である岩盤不連続面中の圧縮性流体挙動を解明し、その流れの空気力学的特性を把握せねばならない。本論では、漏出ガスの運動方程式とエネルギー式、及び岩盤内熱伝達を連成させ、空気流れ及び岩盤の加熱を表現し得る解析法を提案し、いくつかの数値実験を基に、高圧ガス漏出時の基本的挙動を検討する。なお、本論では水圧を含め地下水の影響は、これを考慮しないものとした。

2. 亀裂内の圧縮性流体挙動の基礎式

一般に岩盤中の亀裂寸法は数メートルから数十メートル、さらには数キロメートルに及ぶが、その割れ目幅は大きくとも数十ミリメートルのオーダーでしかない。したがって、その中を流れる気体流速は亀裂に直角な方向成分を無視することができる。また、亀裂面は一般に平面ではなく、何がしかの曲率を有するが、その曲率半径は割れ目幅に比べると数オーダー大きい。したがって、亀裂面曲率も無視することができよう。すなわちループリケーション理論同様に方程式の単純化が可能になる。

いま、図1に示すように x, y を亀裂面に沿った曲線直交座標、 z を亀裂面に垂直方向の座標とし (x, y, z) 方向の流速ベクトルを $\mathbf{u}$ 、その成分を (u, v, w) とすると $w \ll u, v$ と仮定でき、速度成分の x, y 方向の偏微分は z 方向微分に比べ無視できる。以上に従えば、気体圧力 p は x と y のみの関数と見なせ、 z 方向の運動方程式を次のように表すことができる。すなわち、

$$0 = -\frac{\partial p}{\partial z} \quad (1)$$

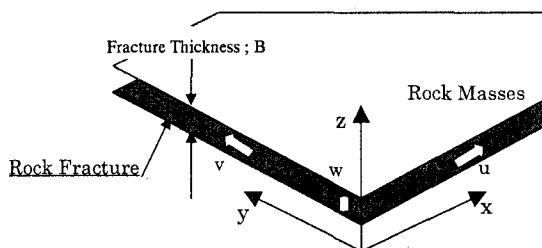


図1 岩盤亀裂面内の流れ場の定義

* 正会員 三井建設(株)技術研究所

** 正会員 Ph.D.神戸大学教授 工学部建設学科

また、 x, y 方向の運動方程式は境界層近似と異なり、レイノルズ数が低いことから慣性項を無視することができる。次のように与えることができる。

$$\begin{aligned}\rho \left(\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + v \frac{\partial u}{\partial y} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial z^2} \\ \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + u \frac{\partial v}{\partial x} + v \frac{\partial v}{\partial y} \right) &= - \frac{\partial p}{\partial y} + \mu \frac{\partial^2 v}{\partial z^2}\end{aligned}\quad (2)$$

ここで、 ρ : 空気密度
 μ : 空気の動粘性係数

つぎに質量保存式は次式で与えられる。

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} + \frac{\partial \rho w}{\partial z} = 0 \quad (3)$$

ここで、 w に関する項は z 方向微分であるため、必ずしも無視できないが、亀裂幅 b が x, y 方向にある程度一様で、かつ充分発達した流れのばにおいては w を零とみなすことができる。これらの仮定に従うと、エネルギー保存式は次のように表わされる。

$$C_p \rho \left(\frac{\partial T}{\partial t} + u \frac{\partial T}{\partial x} + v \frac{\partial T}{\partial y} + w \frac{\partial T}{\partial z} \right) = \left(u \frac{\partial p}{\partial x} + v \frac{\partial p}{\partial y} \right) + k \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \mu \left\{ \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right\} \quad (4)$$

ここで、 T : 空気温度
 C_p : 空気の定圧比熱
 k : 空気の熱伝導率

と書ける。式(4)において左辺は空気の動きに伴う熱量の変化、右辺第1項は断熱膨張あるいは断熱圧縮による仕事量、第2項は熱伝導、さらに第3項は運動エネルギーの逸散をそれぞれ表す。したがって、亀裂面中の圧縮性気体の挙動は式(1)～(4)と状態方程式

$$\frac{p}{\rho} = RT \quad (5)$$

を連立に u, v, w, p, T, ρ の6変数について解くことで与えられる。

一方、式(2)は u と v に関する拡散方程式となるが、その拡散係数 $\mu/\rho = \nu$ が z に依存しなとき、その厳密解は積分表現

$$\begin{aligned}u &= \int_0^b - \frac{\rho}{4\mu\sqrt{\pi(t-\tau)}} \frac{\partial p}{\partial x} \exp \left[- \frac{\rho(z-\xi)^2}{4\mu(t-\tau)} \right] d\xi d\tau \\ v &= \int_0^b - \frac{\rho}{4\mu\sqrt{\pi(t-\tau)}} \frac{\partial p}{\partial y} \exp \left[- \frac{\rho(z-\xi)^2}{4\mu(t-\tau)} \right] d\xi d\tau\end{aligned}\quad (6)$$

で与えられる。いま、流れの場が定常、あるいはそれに近い緩やかなものである場合には、上式の厳密積分が可能で

$$\begin{aligned}u &= - \frac{z(b-z)}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial x} \\ v &= - \frac{z(b-z)}{2\mu} \frac{\partial p}{\partial y}\end{aligned}\quad (7)$$

を得る。

したがって、このような流れの場では式(3)～(5)より p, T, ρ をもとめ、その結果を式(7)に代入することで u, v が計算される。このとき、 $z=0$ 及び b での境界条件は式(7)が自然に満たす。また、 x, y についての境界条件は外気で大気圧 p_0 、貯蔵空洞に接する面で貯蔵圧 p_{cov} である。

岩盤亀裂面中を流れる圧縮性流体の挙動では前述のエネルギー収支の他に岩盤への熱伝達を付加的に付け加

える必要がある。すなわち、亀裂壁面では流速の増大とともに粘性摩擦による発熱が増大する。この熱の一部は岩盤内へと伝播し、流体を冷却するが、今回はこの項を無視した計算を実施することとする。

3 数値演算の定式化

前述の方程式は三次元空間に定義されたものであり、その解法も三次元的に解かれねばならないが。しかし、実存の岩盤亀裂寸法がその開口幅に比べ非常に大きいという事実から擬似的に二次元解法を適応することができる。

この仮定の下では、式(4)の連続式で z 方向成分 w を無視することができる。すなわち、

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial x} + \frac{\partial \rho v}{\partial y} = 0 \quad (8)$$

式(8)に式 (2)と状態方程式(5)を代入すれば

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{p}{RT} \right) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{z(b-z)}{2\mu RT} \frac{\partial p}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left(\frac{z(b-z)}{2\mu RT} \frac{\partial p}{\partial y} \right) \quad (9)$$

を得る。この式とエネルギー保存式(4)式を流体圧力 p と流体温度 T の2変数について連立に解けば良いこととなる。しかし、式(1)の関係より流体圧力 p は z の関数ではない。このため、式(13)は代表的位置である亀裂中心面 $z=b/2$ でのみ評価し、流体圧力 p を求めることとする。また、流体温度 T についても、 z 方向の変化を次の4次式で仮定し、亀裂中心($z=b/2$)での流体温度 $T_c(x, y, t)$ と亀裂壁面($z=b, 0$)での流体温度 $T_w(x, y, t)$ についてのみ解く。すなわち、

$$T(x, y, t) = T_c(x, y, t) + A \left(z - \frac{b}{2} \right)^2 + B \left(z - \frac{b}{2} \right)^4 \quad (10)$$

この式(10)を T_c, T_w, q_w を用いて表すと

$$T(x, y, t) = T_c(x, y, t) + \left[-\frac{8}{b^2} (T_c - T_w) + \frac{q_w}{kb} \right] \left(z - \frac{b}{2} \right)^2 + \left[-\frac{16}{b^4} (T_c - T_w) - \frac{4q_w}{kb} \right] \left(z - \frac{b}{2} \right)^4 \quad (11)$$

となる。これを用いてエネルギーの式(4)を $z=b, 0$ で評価すると、

$$\frac{\partial T_w}{\partial t} = \text{Diff}w + \text{Diss}w \quad (12)$$

また、 $z=b/2$ で評価すると、

$$\frac{\partial T_c}{\partial t} = \text{Diff}c + \text{Comp}c - \text{Conv}c \quad (13)$$

が得られる。ここで $\text{Diss}w$ は運動エネルギーの逸散、 $\text{Comp}c$ は断熱膨張あるいは断熱圧縮による仕事量、また $\text{Conv}c$ は移流行と呼ばれ流体の動きに伴う熱量の変化をそれぞれ表す。さらに、 $\text{Diff}w$ 及び $\text{Diff}c$ は流体相互間及び周辺岩盤との熱伝導を示す。これらの具体的な式の形は以下のようなものである。すなわち、

$$\begin{aligned} \text{Diff}w &= \frac{1}{\rho C_p} \left[\frac{32k}{b^2} (T_c - T_w) - \frac{10}{b} q_w \right] & \text{Diss}w &= \frac{1}{\rho C_p} \frac{b^2}{4\mu} \left[\left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2 + \left(\frac{\partial p}{\partial y} \right)^2 \right] \\ \text{Diff}c &= \frac{1}{\rho C_p} \left[-\frac{16k}{b^2} (T_c - T_w) + \frac{2}{b} q_w \right] & \text{Comp}c &= \frac{1}{\rho C_p} \left[u_c \frac{\partial p}{\partial x} + v_c \frac{\partial p}{\partial y} \right] & \text{Conv}c &= u_c \frac{\partial T}{\partial x} + v_c \frac{\partial T}{\partial y} \end{aligned}$$

4. 漏出ガスの流体・熱流れに関する数値実験

図2に数値実験に用いた計算モデルを示す。このモデルは貯蔵空洞に交差する不連続面が近傍の坑道と交わる状況を模式化したものであり、大気圧への流出境界(図2の左側白抜き部分)を除き解析領域周辺は不

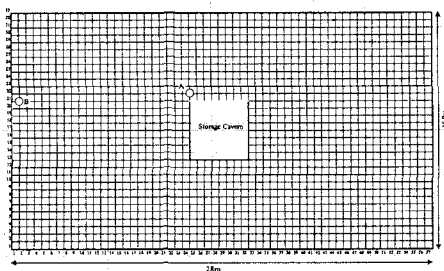
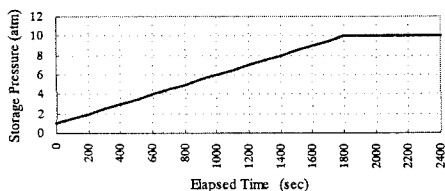
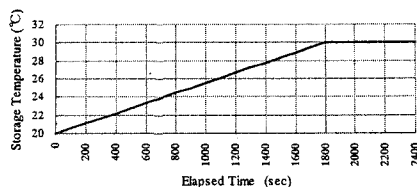


図2 解析に用いた計算モデル



(a)貯蔵圧の昇圧パターン



(b)貯蔵温度の昇圧パターン

図3 計算に用いた圧縮空気の貯蔵パターン

透境界を仮定した。また、貯蔵空洞からの漏気は貯蔵空洞天端部のみから発生するものとした。計算に用いるガス及び岩盤の特性は圧縮空気の値とし、大気圧境界では圧力だけが規定されるものとし、温度に関する規定は特に設けない。

周辺岩盤への熱吸収が存在しない流れの場において、岩盤亀裂面幅が圧縮空気の漏気特性に与える影響を考慮する。この時、圧縮空気の貯蔵は図3(a)に示すように、貯蔵圧が30分間で大気圧から10気圧にまで昇圧し、その後一定の貯蔵圧が保持される貯蔵形態を考える。この時、貯蔵空気温度は昇圧とともに20℃から30℃に上昇し、一定圧貯蔵時には一定温度を保つものとした(図3(b)参照)。

図4～7は亀裂幅3mm、最大圧までの到達時間30分とした数値実験計算において、定常状態における空気圧、空気流速、亀裂壁面温度、及び亀裂中央部温度の分布をそれぞれ示したものである。

図4及び5より明らかなように、大気圧への出口付近に大きな圧力勾配が形成され10m/sを超える空気流速が発生している。また、貯蔵空洞からの漏出発生個所近傍にも比較的密な圧力勾配が形成されている。このような空気圧分布は圧縮性流体の流れの場を特徴づけるものであり、大気圧の出口付近では近傍まで比較的高く保持された空気圧が一気に大気圧に解放されるためこのような圧力勾配が生じているものと考えられる。

ぎに、図6の亀裂壁面の温度分布を見ると、大気圧への出口付近で急激な温度上昇が生じ、最大温度は400℃近くにも達している。また、貯蔵空洞付近にも局所的な温度上昇を示している領域がある。先に述べたように、これらの領域では急激な圧力勾配が形成されるため、式(13)中の運動エネルギー逸散項(Dissw)が卓越するものと

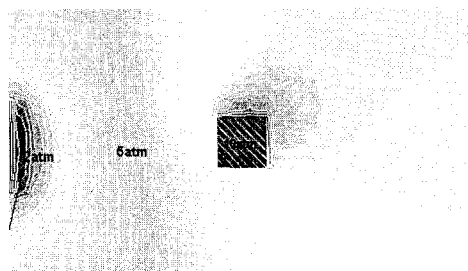


図4 岩盤亀裂面内における漏出空気圧分布

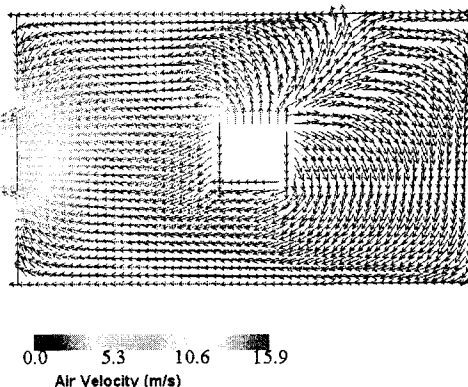


図5 岩盤亀裂面内における漏出空気速度分布

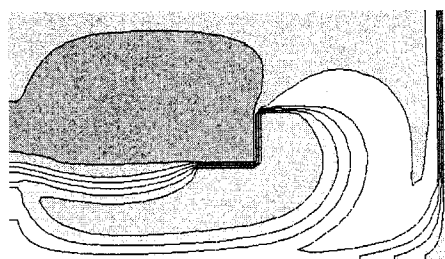


図6 岩盤亀裂面上の温度分布



図 7 岩盤亀裂中央部の温度分布

考えられる。図 8,9 は最大流速を与える節点(図 21 中の B 点)における亀裂壁面温度にかかわるエネルギー・フラックスの経時変化を示したものである。図中には、これらのエネルギー・フラックスの総和(温度上昇勾配を与える)も併せて示した。図に示すように、貯蔵圧の増大とともに運動エネルギー逸散項(Dissw)及び熱伝導項(Diffw)は増大し続けるが、常に運動エネルギー逸散項が卓越し、その和は正値を保ち増大し続ける。すなわち温度は上昇して行く。そして、貯蔵圧が最大値に達し一定圧貯蔵に移ると、ほぼたちまちに運動エネルギー逸散項(Dissw)及び熱伝導項(Diffw)は定常に至り、その和はほぼ零となっている。さらに、図 7 に示す亀裂中央部の温度分布はあまり大きな温度差を生じていないが、次のような特徴的な挙動を認めることができる。すなわち、貯蔵空洞から漏出した空気が、直接に大気圧の出口へと達する流れの領域では、定常状態ではほぼ貯蔵温度と同じ空気温度に達しているのに対し、貯蔵圧空洞背面を迂回して大気圧の出口へと達する流れの領域では、定常状態でもほぼ初期の温度を保持し続けるか、もしくは初期よりも、若干、温度が低下している。これは、前者の領域で移流項(Convc)が卓越し、後者の領域で断熱膨張の項(Compc)が卓越するためと考えられよう。また、二つの領域間で遷移的な温度勾配を示す領域は熱伝導の項(Diffc)が卓越するものと判断される(図 9 参照)。

このように、流れの経路によって卓越するエネルギー・フラックスの項が異なり、熱的な挙動を支配することがこの流れの特徴であり、このような物理的特性は漏気発生個所や漏出個所の検知に利用できると思われる。

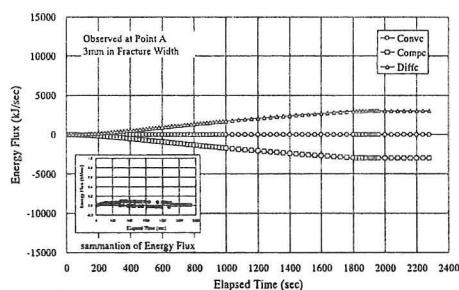


図 8 岩盤亀裂面上の温度と関わる
エネルギー・フラックスの経時変化

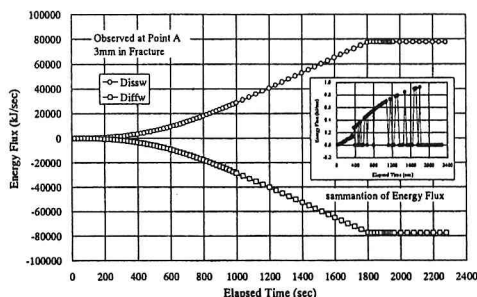


図 9 岩盤亀裂面上の温度と関わる
エネルギー・フラックスの経時変化