論　説

火山 第53巻 (2008)
第3号 99–112頁

浸透率測定に基づく火山岩空隙構造の推定

清水悠太*・渡辺　了**

（2007年4月23日受付，2008年5月23日受理）

Characterization of Pore Structures in a Volcanic Rock from Permeability Measurements

Yuhta SHIMIZU* and Tohru WATANABE**

We propose a new method for estimating pore structures of volcanic rocks. Permeability of ascending magma controls the escape of gas, and greatly affects the style of eruption. The interconnection of bubbles in magma must play a key role in controlling the permeability. However, the mechanism of their interconnection has been poorly understood. In order to understand it, we must have a good understanding of pore structures in volcanic rocks. A volcanic rock has a wide variety of pores in size and shape. The conventional equivalent channel model is not useful for estimating pore structures from permeability. We thus have made a new permeability model for volcanic rocks. Our model is composed of a bundle of parallel identical tubes. Each tube is made of serial two circular tubes with different radii. The two radii, the length fraction of narrow tube and the separation of tubes are parameters of characterizing pore geometry. Tube radii can be estimated through microstructural observation, and other two geometrical parameters can be constrained from measured permeability and porosity. We applied this method to rock samples from Mt. Yakedake, and found that the permeability is mainly determined by narrow parts, the length fraction of which is less than 0.1. Although uncertainties are left in the estimation, we can obtain a reasonable structural image. Electrical conductivity and other physical properties can provide us with additional information to constrain geometrical parameters.

Key words: permeability, pore structure, bubble, escape of gas

1. はじめに

マグマの上昇とガスの散逸との競合は，火山の噴火様式に大きな影響を与える（例えば，Jaupart and Allègre, 1991）．マグマに溶解している揮発性物質は，マグマの上昇に伴う減圧により，離溶（発泡），膨張という過程をたどる．離溶したガスを保持したままマグマが上昇すると，ガスの膨張はマグマを粉砕し，爆発的な噴火をもたらす．一方，マグマが上昇する間にガスが散逸してしまうと，ガスの膨張の効果は小さく，溶岩流出のような穏やかな噴火となる．マグマからのガスの散逸は，マグマ中の気泡やクラックなどを通した浸透流によって進行すると考えられている．したがって，気泡がどのように連結し浸透性を確立していくか，を明らかにすることは噴火プロセスの理解にとって重要である．

ガス散逸プロセスおよび噴火プロセスの解明を目的として，火山岩の浸透率測定が行われてきた (Eichelberger *et al.,* 1986; Klug and Cashman, 1996; Melnik and Sparks, 1999; Saar and Manga, 1999)．これまでに報告されている浸透率と空隙率の関係を Fig. 1 に示す．空隙率が同程度であっても，浸透率は試料によって桁で大きく異なっている．これは空隙の連結が試料によって大きく異なっていることを意味している．Klug and Cashman (1996) は，主として爆発的噴火の噴出物について浸透率を測定し（白丸），空隙率の増加に伴う浸透率の発展がべき乗則

* 〒930–8555 富山市五福3190
富山大学大学院理工学教育部理学領域地球科学専攻
Graduate School of Science and Engineering, University of Toyama, Gofuku 3190, Toyama 930–8555, Japan.

** 〒930–8555 富山市五福3190
富山大学理学部地球科学教室
Department of Earth Sciences, University of Toyama, Gofuku 3190, Toyama 930–8555, Japan.

Corresponding author: Tohru Watanabe
e-mail: twatnabe@sci.u-toyama.ac.jp

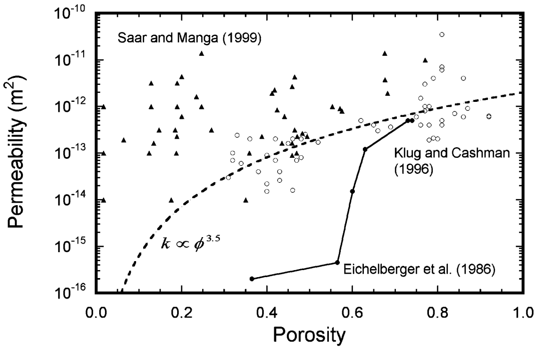

Fig. 1. The relationship between permeability and porosity reported in previous studies. Eichelberger *et al.* (1986) measured the permeability of Obsidian Dome and related rhyolite samples (solid circles). Measurements of Klug and Cashman (1996) were made on pumice, tuff, blast dacite, and submarine material (open circles). Saar and Manga (1999) measured the permeability of basaltic andestite flows and cinder cones in the Oregon Cascades (triangles). An empirical power-law relationship proposed by Klug and Cashman (1996) is also shown.

(Fig. 1) で表されると考えた．Eichelberger *et al.* (1986) および Saar and Manga (1999) は，それぞれ，流紋岩質溶岩ドームの掘削試料，玄武岩質安山岩の溶岩やスコリアについて浸透率を測定した．これらのデータは，Klug and Cashman (1996) の傾向から大きく外れており，浸透率を空隙率だけの関数としては表せないことを示している．

マグマの上昇と脱ガスとの競合を考えるためには，何がマグマの浸透率を決めているのかを明らかにしなければならない．もちろん，空隙率は重要なパラメータであるが，ほかにどんなパラメータを用いて上昇するマグマの浸透率を表現すべきだろうか？これに答えるためには，まず，気泡の連結プロセスを解明しなければならない．われわれは火山岩からこのヒントを得るため，火山岩空隙構造の定量的モデルづくりを目指している．

従来，専ら微細構造観察を基に気泡のつくる空隙構造が推定されてきたが (Klug and Cashman, 1996; Saar and Manga, 1999)，測定された浸透率との対応が定量的に評価されたことはなかった．これは火山岩中の気泡形態が複雑であるため，単純な浸透率モデルの適用が困難であったためであると考えている．小論では，火山岩に適用可能な浸透率モデル，およびそれを用いた空隙形状パラメータの推定法を提案する．さらに，その火山岩への応用を紹介する．

2. 浸透率のモデル

このセクションでは，これまでに提案されている浸透率のモデルを，現象論モデル，物理モデルに分けて整理し，浸透率が媒質のどのような空隙構造に支配されるかを述べる．小論の目的は，浸透率の測定データから空隙構造の情報を抽出することにある．そのため，取り上げるモデルは，構造を記述するパラメータが比較的少ない単純なものに絞った．一般性の高い複雑なモデルについては，Dullien (1992) によるレビューなどを参照されたい．

2–1 浸透率の定義

ある浸透性多孔質媒質（長さ: L (m)，断面積: S (m^2)）の両端に，圧力差 ΔP (Pa) を与えて流体（粘性率: η (Pa·s)）を流す．流量 Q を単位時間にある断面を通過する流体の体積として定義する（単位は m^3/s）．空隙内の流れが層流である場合，単位面積当たりの流量 q (m/s) は，

$$q=\frac{Q}{S}=\frac{k}{\eta}\frac{\Delta P}{L} \tag{1}$$

のように圧力勾配に比例し，流体の粘性率に反比例することが知られている（ダルシーの法則）．式 (1) が直観的な浸透率 k の定義である（単位は m^2）．流量，圧力勾配ともベクトル量であるので，一般には

$$q=\frac{1}{\eta}k\cdot\nabla P$$

と関係づけられる．浸透率 k は 2 つのベクトルを関係づける 2 階のテンソルである．小論では，簡単のため，一次元の流れを考えることとし，浸透率をスカラーとして扱う．

2–2 浸透率の現象論モデル

浸透率と空隙率を関係づけるモデルとして，しばしば Kozeny-Carman の式が用いられる．これは空隙について具体的な構造を仮定しない現象論モデルである．Kozeny (1927) は，多孔質媒質（空隙率: ϕ）中の流れについて考察し，

$$q=\frac{C}{\eta}\frac{\phi^3}{A^2}\frac{\Delta P}{L} \tag{2}$$

という関係を得た．ここで，A は単位体積の多孔質媒質中の空隙表面積，C は無次元の定数である．ここでは空隙はすべて外界と連結していると考えている．この式の意味は，次のように変形して考えると理解しやすい．

$$\eta\frac{v}{m}A=C\phi\frac{\Delta P}{L} \tag{3}$$

ただし，

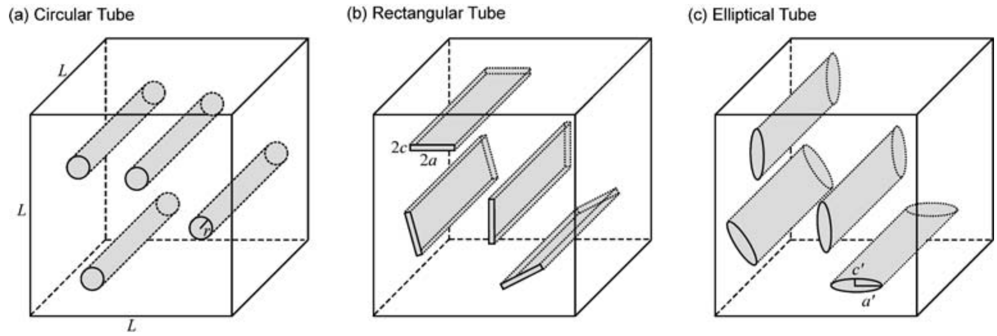

Fig. 2. Simple geometrical models of a permeable medium. (a) Circular tube model. (b) Rectangular tube model. (c) Elliptical tube model.

$$v=\frac{q}{\phi},\quad m=\frac{\phi}{A}$$

とした．v は空隙内の平均的な流速であり，m は水力学的半径 (hydraulic radius) と呼ばれる空隙の特徴的サイズである（例えば，Scheidegger, 1974）．式 (3) の左辺は間隙流体に働く粘性抵抗，右辺は両端の圧力差により間隙流体に働く力とみなすことができる．すなわち，式 (3) は定常状態における間隙流体に働く力のつりあいを表している．式 (1)，(2) を比較することにより，Kozeny の式と呼ばれる

$$k=C\frac{\phi^3}{A^2} \tag{4}$$

を得る．水力学的半径 m および C の逆数 b を用いると，Kozeny の式は，

$$k=\frac{m^2\phi}{b} \tag{5}$$

と書き換えることができる．式 (5) は，浸透率が，どのような水力学的半径をもった空隙がどれだけあるか，によって決まる量であることを示している．

Carman (1938) は，固体単位体積当たりの空隙表面積 A_0 を導入し，

$$A=A_0(1-\phi)$$

の関係を用いて式 (4) を書き換え，Kozeny-Carman の式と呼ばれる

$$k=\frac{C}{{A_0}^2}\frac{\phi^3}{(1-\phi)^2} \tag{6}$$

を得た．

岩石に封圧を加えて空隙を閉鎖する場合を考えよう．封圧の増加に伴って空隙体積は減少するが，空隙が完全に閉鎖しない限り，固体単位体積当たりの空隙表面積 A_0 は一定とみなすことができる．したがって，式 (6) は封圧変化に伴う浸透率および空隙率の変化を考える場合には，よいモデルとなりうる．しかし，破壊や発泡のようなプロセスでは，空隙体積の変化に伴って固体単位体積当たりの空隙表面積 A_0 も大きく変化しうる．そのため，式 (6) を発泡に伴う浸透率の変化などに適用することは意味がない．

2–3　浸透率の物理モデル

ここでは，具体的な構造から出発する物理モデルについて述べる．はじめに，同一形状の空隙のみが存在する単純な多孔質媒質のモデルを取り上げ，何が浸透率を支配するのかをみる．空隙はすべて圧力勾配と平行に伸びており，すべて浸透性に寄与するものと考える．この後で，現実的な空隙形態を考え，単純なモデルに対してどのような修正を加えるべきなのか，結局何が浸透率を支配するのか，について述べる．

2–3–1　単純な多孔質媒質の浸透率モデル

チューブ・モデル

単純な多孔質媒質モデルとして，Fig. 2 (a) のように，n 本の圧力勾配に平行な円筒チューブ（半径: r）が立方体（辺長: L）内に存在する場合を考える．チューブ内の流れはポアズイユ流であり，その流量は，

$$Q'=\frac{\pi r^4}{8\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

で与えられる．したがって，単位断面積あたりの流量は，

$$q=\frac{nQ'}{S}=\frac{n\pi r^4}{8L^2\eta}\frac{\Delta P}{L} \tag{7}$$

であり，式 (1) と (7) を比較することにより，浸透率

$$k=\frac{n\pi r^4}{8L^2} \tag{8}$$

を得る．ところで，空隙率 ϕ は

$$\phi=\frac{n\pi r^2 L}{L^3}=n\pi\left(\frac{r}{L}\right)^2 \tag{9}$$

であるから，式 (8)，(9) より，

$$k=\frac{r^2\phi}{8} \tag{10}$$

と表すことができる．

円筒チューブの水力学的半径は，定義より，

$$m=\frac{\pi r^2 L}{2\pi r L}=\frac{r}{2}$$

であり，式 (10) は，

$$k=\frac{m^2\phi}{2}$$

と書きかえることができる．これは，式 (5) で $b=2$ の場合に相当する．

クラック・モデル

断面が長方形（横: $2a$, 縦: $2c$）である，圧力勾配に平行な角型チューブが立方体（辺長: L）内に n 本存在する場合を考える (Fig. 2 (b))．とくに，ここでは $c \ll a$ の場合を考え，平行なクラックが存在している媒質のモデルとする．$c \ll a$ という条件から，角型チューブ内の流れは平面ポアズイユ流とみなせる．2 枚の平行な無限平板（間隔: w）にはさまれた流体に生じる平面ポアズイユ流の単位幅あたりの流量は，

$$Q'=\frac{w^3}{12\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

で与えられる． この式で間隔 w を $2c$ で置き換え， 幅を $2a$ と考えることにより，1 本の角型チューブの流量は，

$$Q'=\frac{4ac^3}{3\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

で与えられる．アスペクト比 α を

$$\alpha=\frac{c}{a}$$

で定義すると，空隙率は

$$\phi=n\frac{4ac}{L^2}=\frac{4n}{\alpha}\left(\frac{c}{L}\right)^2$$

であるから，浸透率は，

$$k=\frac{4n}{3}\frac{ac^3}{L^2}=\frac{c^2\phi}{3} \tag{11}$$

と表される．

角型チューブの水力学的半径は，

$$m=\frac{4acL}{4(a+c)L}=\frac{ac}{a+c}=\frac{c}{1+\alpha}$$

であり，式 (11) は，

$$k=\frac{m^2\phi}{3(1+\alpha)^{-2}}$$

と書き換えられる．アスペクト比が 1 よりも十分小さいときは式 (5) で $b=3$ の場合に相当する．チューブ・モデル，クラック・モデルの考察から，定数 b が空隙の断面形状に依存していることがわかる． 以下では， 定数 b を断面形状ファクターと呼ぶことにする．

Bernabe *et al.* (1982) は， クラックのモデルとして断面が楕円（長半径: a'，短半径: c'，$c' \ll a'$）のチューブを考えた．立方体（辺長: L）内に，圧力勾配に平行な楕円チューブが n 本存在する場合を考える (Fig. 2 (c))． 立方体に圧力差 ΔP を与えたとき，1 本のチューブの流量および空隙率は，それぞれ，

$$Q=\frac{\pi a'^3 c'^3}{4(a'^2+c'^2)\eta}\frac{\Delta P}{L}=\frac{\pi c'^4}{4\alpha'(1+\alpha'^2)\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

$$\phi=n\frac{\pi a' c'}{L^2}=\frac{n\pi}{\alpha'}\left(\frac{c'}{L}\right)^2$$

である．ただし，

$$\alpha'=\frac{c'}{a'}$$

とした．浸透率は，

$$k=\frac{n}{L^2}\frac{\pi c'^4}{4\alpha'(1+\alpha'^2)}=\frac{c'^2\phi}{4(1+\alpha'^2)}$$

と表される．楕円チューブでは，開口が一定でない分，浸透率は角型チューブの場合に比べて小さな値をとる．水力学的半径は，楕円積分を含むため簡単な形で表すことはできない．

チューブ・モデル，クラック・モデル，どちらの場合

も，水力学的半径および空隙の量が浸透率を決める．水力学的半径は，主としてチューブの半径 r やクラックの半開口 c によって決まる．クラック・モデルの水力学的半径はアスペクト比にも依存するが，アスペクト比 α は 0 と 1 の間で変化する量なのでアスペクト比の違いによる水力学的半径の違いは最大でもファクター 2 である．また，円筒チューブでも薄いクラックでも，断面形状ファクター b は 50% 程度しか変化しない．

2–3–2　実際の岩石空隙形態

実際の岩石では，浸透性に寄与しない孤立した空隙も存在する．また，それぞれ，様々な方向を向いており，サイズ，断面形状も多様である．ここでは，こうした空隙形態の多様性を考慮するために，単純なモデルにどのような修正を加えるべきなのか，を考える．

2–3–2–1　空隙の連結

岩石内の空隙は，外界と連結した空隙と外界から孤立した空隙の 2 つに分けられる．孤立した空隙は浸透性に寄与しない．連結した空隙および孤立した空隙の体積分率を，それぞれ ϕ_{cn}, ϕ_{is} とすると，

$$\phi = \phi_{cn} + \phi_{is}$$

の関係がある．また，連結した空隙であっても，行き止まりになっている分岐は浸透性には寄与しない．したがって，行き止まりの体積分率を ϕ_{de} で表すと，浸透性に寄与する空隙の体積分率，すなわち浸透性空隙率は

$$\phi_{pm} = \phi_{cn} - \phi_{de}$$

で与えられる．前セクションの浸透率の式における空隙率 ϕ は，この浸透性空隙率 ϕ_{pm} で置き換えるべきである．

連結空隙率 ϕ_{cn} が液浸法などによって測定可能な量であるのに対して，行き止まりの体積分率を測定することは難しい．しかし，多くの場合，行き止まりの体積分率は，連結空隙率に比べて十分小さく，

$$\phi_{pm} \approx \phi_{cn}$$

と考えても大きな誤差は生じないと考えられている（例えば，Bernabe, 1986)．

2–3–2–2　空隙の方向

簡単のため，2–2 や 2–3 では，すべてのチューブやクラックは圧力勾配と平行であると考えた．しかし，一般には空隙はランダムな方向を向いており，圧力差を与えている 2 つの端面を連結する空隙の体積分率は $f\phi_{pm}$ と表すべきである．ここで f は空隙の方向の分布を表すファクターであり $0 \leq f \leq 1$ なる値をとる．

端面を連結する空隙の方向は，一般には試料の長さ方向とは一致しない．簡単のために，チューブが試料の長さ方向と角度 θ をなす場合を考える (Fig. 3)．圧力勾配は試料の長さ方向に平行であるとする．チューブが試料の長さ方向に平行な場合と比べて，圧力勾配は $\cos\theta$ 倍になるので，チューブの流量は $\cos\theta$ 倍になる．さらに，長さ方向に平行な流量は，チューブの流量を $\cos\theta$ 倍したものになる．したがって，長さ方向と角度 θ をなすチューブによる浸透率 k' は，長さ方向に平行なチューブによる浸透率 k と

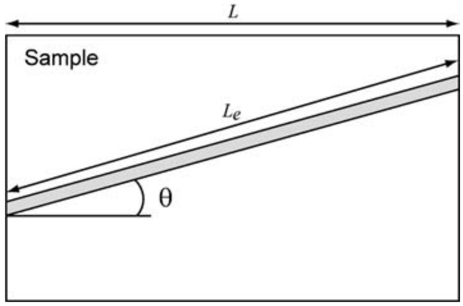

Fig. 3.　A tube tilted to the length of a sample by the angle θ.

$$k' = k\cos^2\theta \tag{12}$$

の関係で結ばれる．媒質の長さ L とチューブの長さ Le の間には

$$\frac{L_e}{L} = \frac{1}{\cos\theta}$$

なる関係があるので，式 (12) は

$$k' = \frac{1}{\left(\frac{L_e}{L}\right)^2} k$$

と書き換えることができる．ここで，

$$\tau = \left(\frac{L_e}{L}\right)^2 \tag{13}$$

は，屈曲率 (tortuosity) と呼ばれる空隙構造を表す量である．単に長さの比を屈曲度と定義することもあるが（例えば，Guéguen and Palciauskas, 1994)，Bear (1972) は長さの比が常に 2 乗の形で現れることから，比の 2 乗を屈曲度と定義すべきであると提案している．ここではその定義に従っている．式 (13) を用いると，式 (12) は，

$$k' = \frac{1}{\tau} k \tag{14}$$

と書き換えることができる．したがって，孤立した空隙

や空隙の方向を考慮すると，セクション 2–2 や 2–3 のモデルにおいて，空隙率 ϕ を

$$\frac{f\phi_{pm}}{\tau}\approx\frac{f\phi_{cn}}{\tau}$$

に置き換えればよいことがわかる．

2–3–2–3　空隙サイズの多様性

実際の岩石では，様々な形状，サイズの空隙が連結して浸透性を維持している．ある空隙構造に対してその浸透率を求めるというフォワード問題では，いくらでも構造を複雑にすることが可能である．現在では，空隙の各部分においてナヴィエ・ストークス方程式を解き，全流量と圧力勾配の関係から浸透率を求めることが可能になっている（例えば，Wright *et al.,* 2006）．しかし，測定した浸透率から空隙構造を推定するという逆問題では，もとになる情報が少ないので，空隙構造を単純化する必要がある．ここでは，単純なモデルとして，太さの異なるチューブが直列に存在する場合および並列に存在する場合を考えることにする．

直列モデル

太さの異なる 2 つの円筒状チューブ（半径: r_1，r_2，長さ : L_1, L_2）が直列に連結している場合を考える (Fig. 4)．簡単のため，どちらも試料の長さ方向に平行であるとする．それぞれのチューブ両端での圧力差を ΔP_1，ΔP_2 とすると，2 つのチューブの流量は，それぞれ，

$$Q_1=\frac{\pi r_1^4}{8\eta}\frac{\Delta P_1}{L_1}$$

$$Q_2=\frac{\pi r_2^4}{8\eta}\frac{\Delta P_2}{L_2}$$

で与えられる．定常状態では，

$$Q_1=Q_2=Q$$

であるから，

$$\Delta P=\Delta P_1+\Delta P_2=\frac{8\eta}{\pi}\left(\frac{L_1}{r_1^4}+\frac{L_2}{r_2^4}\right)Q$$

したがって，

$$Q=\frac{\pi}{8\eta}\left(\frac{L_1}{r_1^4}+\frac{L^2}{r_2^4}\right)^{-1}\Delta P=\frac{\pi}{8\eta}\left(\frac{L_1}{r_1^4}+\frac{L_2}{r_2^4}\right)^{-1}L\frac{\Delta P}{L} \tag{15}$$

を得る．ただし，

$$L=L_1+L_2$$

である．ここで，有効半径 r_{eff} を

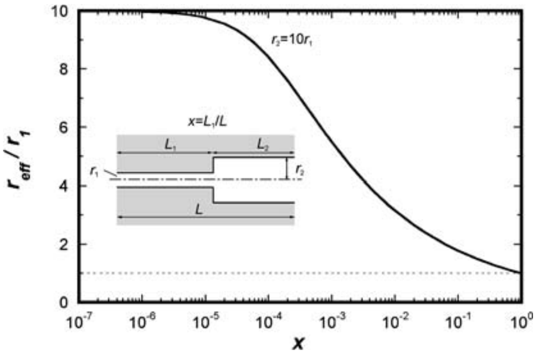

Fig. 4.　The effective radius as a function of the length fraction of narrow part.　Two circular tubes with different radii are connected in series (inset).　The effective radius is normalized by the small radius.　The radius ratio is set to be 10.

$$\frac{L}{r_{eff}{}^4}=\frac{L_1}{r_1{}^4}+\frac{L_2}{r_2{}^4} \tag{16}$$

によって定義すると，式 (15) は，

$$Q=\frac{\pi r^4{}_{\mathrm{eff}}}{8\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

と書き換えられる．

例として，$r_2=10r_1$ の場合を考え，r_{eff} を $x=L_1/L$ の関数として Fig. 4 に示す．細いチューブが 10% 程度あるだけで，有効半径が 1/5 程度にまで減少することがわかる．2 つのチューブが同程度の割合で存在する場合，浸透率を支配するのは細い部分であり，空隙率を支配するのは太い部分である．式 (16) を基にすると，半径が変化するチューブの有効半径は，一般的に

$$\frac{1}{r_{eff}{}^4}=\sum_i\left(\frac{L_i}{L}\right)\frac{1}{r_i{}^4}=\int_{r_{min}}^{r_{max}}p(r)\frac{dr}{r^4} \tag{17}$$

と表すことができる．ただし，$p(r)$ は半径 r のチューブの分布関数を表す．

並列モデル

太さの異なる 2 つの円筒状チューブ（半径: r_1，r_2，長さ : L）が並列に存在している場合を考える．どちらも試料の長さ方向に平行とすると，2 つのチューブの流量は，それぞれ，

$$Q_1=\frac{\pi r_1^4}{8\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

$$Q_2 = \frac{\pi r_2^4}{8\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

で与えられる．したがって，全体の流量は，

$$Q = Q_1 + Q_2 = \frac{\pi}{8\eta}(r_1^4 + r_2^4)\frac{\Delta P}{L} \tag{18}$$

であり，有効半径 r'_{eff} を

$$r'^4_{eff} = r_1^4 + r_2^4 \tag{19}$$

によって定義すると，式 (18) は

$$Q = \frac{\pi r'^4_{eff}}{8\eta}\frac{\Delta P}{L}$$

と書き換えることができる．並列モデルの場合は，浸透率，空隙率ともに太いチューブによって支配される．式 (19) を基にすると，様々な半径のチューブが並列に存在する場合の有効半径は，一般的に

$$r'^4_{eff} = \sum_i r_i^4 = \int_{r_{min}}^{r_{max}} r^4 p(r) dr \tag{20}$$

と表すことができる．ここでも $p(r)$ は半径 r のチューブの分布関数を表す．

岩石内に異なる有効半径をもつチューブが並列に存在していると考えると，全体の浸透率を決めるのは，有効半径の大きいチューブである．そして，そのチューブの有効半径を決めているのは，チューブの細い部分である．一方，空隙率は細い部分ではなく，太い部分によって支配される．このような性質を踏まえて，次のセクションでは空隙形状パラメータの推定について考える．

3. 空隙形状パラメータの推定

従来の研究は，等価チャネル・モデル (Equivalent Channel Model) に基づき，浸透率から空隙形状パラメータを推定してきた（例えば，Paterson, 1983）．等価チャネル・モデルでは，一様な断面をもつ同一形状の空隙のみが存在すると仮定する．この仮定は，空隙がすべてクラックとして存在するような緻密な岩石では妥当と考えられている (Bernabe, 1986)．しかし，多様な形状，大きさの空隙を含む火山岩に対しては妥当とは言いがたい．このセクションでは，3–1 で等価チャネル・モデルの考え方を紹介し，3–2 で火山岩の空隙形状パラメータ推定のためのモデルを提案する．

3–1 等価チャネル・モデル

等価チャネル・モデルでは，対象とする多孔質媒質中には，一様な断面をもつ同一形状の空隙のみが存在すると仮定し，空隙の形状パラメータを推定する．すべての空隙が媒質の長さ方向に平行な場合，浸透率は式 (5) で表される．長さ方向を向いている連結空隙の割合および空隙の屈曲度を考慮すると，式 (5) は

$$k = \frac{m^2 f \phi_{cn}}{b\tau} \tag{21}$$

と書き換えられる．水力学的半径 m，連結空隙の方向の分布を表すファクター f，連結空隙率 ϕ_{cn}，断面の形状ファクター b，屈曲度 τ は，すべて空隙形状に関係するパラメータである．

Paterson (1983) や Bernabe (1986) は，空隙に電解質溶液を満たしたときの電気伝導度および浸透率から水力学的半径 m を推定した．電気伝導度が σ_f である電解質溶液を空隙に満たした多孔質媒質（固相は絶縁体）の電気伝導度 σ は，

$$\sigma = \frac{f\phi_{cn}}{\tau}\sigma_f \tag{22}$$

と表される．電解質溶液の濃度が高く，空隙表面の界面伝導が無視できるような場合，電気伝導度は輸送経路の全断面積で決まり，断面の形状，サイズには依存しないので，式 (22) には形状ファクターや水力学的半径は現れない．式 (21) と (22) を合わせると，

$$k = \frac{\sigma}{\sigma_f}\frac{m^2}{b} \tag{23}$$

であり，

$$\mathrm{m} = \sqrt{\frac{\sigma_f}{\sigma} bk} \tag{24}$$

を得る．式 (24) に基づき，浸透率および電気伝導度の測定から空隙の水力学的半径 m を推定することができる．断面形状ファクター b は未知数であるが，円筒チューブでも薄いクラックでも 2〜3 の値なので，例えば $b=2$（円筒チューブ）を仮定して水力学的半径を推定しても大きな誤差を生じることはない．

3–2 太さが変化するチャネルのモデル

火山岩の中には多様な形状，大きさの空隙が存在する．これらが連結して形成するネットワークが浸透率に反映される．セクション 2 で示したように，浸透率は，空隙の断面形状にはあまり依存せず，空隙サイズに強く依存する量である．したがって，Fig. 4 のように太さが変化する円筒状チューブが並列して存在する状況を火山岩のモデルとして考える．実際の火山岩中では，空隙の大きさは流れに沿って複雑に変化しているだろうが，モ

デルの自由度を抑えるためチューブ半径は2つの値のみをとることにする．

単純化のために，チューブはすべて同一形状であるとする．1つのチューブは，Fig. 4で示したような，細いチューブと太いチューブが直列に連結したものを考える．ここでは，細いチューブ，太いチューブの半径をそれぞれr, Rとし，半径比βを$\beta=R/r$で定義する．また，細いチューブの長さの割合をxとする．両端に圧力差ΔPを与えたとき，1つのチューブの流量は，式(15)より，

$$Q=\frac{\pi r^4}{8\eta}\frac{\beta^4}{1+(\beta^4-1)x}\frac{\Delta P}{L}$$

で与えられる．チューブが間隔λで平行に並んでいると考えると，1辺λの正方形の断面にチューブが1本あるので，単位面積当たりの流量は，

$$q=\frac{Q}{\lambda^2}=\frac{n\pi r^4}{8\eta\lambda^2}\frac{\beta^4}{1+(\beta^4-1)x}\frac{\Delta P}{L}$$

であり，浸透率は，

$$k=\frac{\pi r^4}{8\lambda^2}\frac{\beta^4}{1+(\beta^4-1)x} \tag{25}$$

と表される．一方，空隙率ϕは，

$$\phi=\frac{[\pi r^2 x+\pi r^2\beta^2(1-x)]L}{\lambda^2 L}=\frac{\pi r^2}{\lambda^2}[x+\beta^2(1-x)] \tag{26}$$

である．式(25)，(26)より，

$$k=\frac{r^2\phi}{8}\frac{\beta^4}{[x+\beta^2(1+x)][1+(\beta^4-1)x]} \tag{27}$$

を得る．

3–3　モデル・パラメータの推定

実際の岩石試料に太さの変化するチャネル・モデルを適用し，測定からモデル・パラメータを推定しよう．岩石中には孤立した空隙も存在するし，その方向も様々であろう．このセクションの主眼はパラメータ推定の原理を示すことにあるので，簡単のため，空隙はすべて連結しており($\phi_{cn}=\phi$)，圧力勾配と平行に並んでいると仮定する($f=1$かつ$\tau=1$)．セクション4–3において火山岩試料に応用する場合には，孤立した空隙や，連結空隙の方向，屈曲度の影響を考慮する．

モデルで用いているのは，細いチューブの半径rおよびその長さの割合x，半径比β，チューブ間隔λという4個のパラメータである．測定によって浸透率kと空隙率ϕが得られたとする．太さが一様であると仮定してモデル・パラメータを2個に制限すれば，式(26)，(27)から，チューブの半径

$$r_0=\sqrt{\frac{8k}{\phi}} \tag{28}$$

および間隔

$$\lambda_0=\frac{\sqrt{8\pi k}}{\phi} \tag{29}$$

を一意に求めることができる．これが等価チャネル・モデルの考え方である．しかし，太さの変化がある場合は，モデル・パラメータの数は4であり，浸透率と空隙率とは独立な2つの情報が必要となる．

試料の組織観察から，浸透率や空隙率とは独立な情報を得ることを考えよう．2次元的な岩石組織から，細いチューブの長さの割合xや連結しているチューブの間隔λを推定することは難しい．しかし，細いチューブの半径rや半径比βは，空隙サイズから推定することができるだろう．この2つのパラメータを組織観察から得ることができれば，細いチューブの長さの割合xおよびチューブの間隔λを，浸透率および空隙率から求めることができる．式(26)～(29)から

$$\frac{r}{r_0}=\frac{\sqrt{[x+\beta^2(1-x)][1+(\beta^4-1)x]}}{\beta^2} \tag{30}$$

$$\frac{\lambda}{\lambda_0}=\frac{[x+\beta^2(1-x)]\sqrt{1+(\beta^4-1)x}}{\beta^2} \tag{31}$$

であり，太さが一様なチューブの半径r_0および間隔λ_0は浸透率および空隙率から決まる量である．式(30)から，細いチューブの長さ割合xは次のように表される．

(i)　$r<r_0$の場合

$$x=\frac{B-\sqrt{B^2-4AC}}{2A} \tag{32}$$

(ii)　$r>r_0$の場合

$$x=\frac{B-\sqrt{B^2-4AC}}{2A},\quad \frac{B+\sqrt{B^2-4AC}}{2A} \tag{33}$$

ただし，

$$A=(1+\beta^2)(1-\beta^2)^2$$

$$B=(1-\beta^2)(1-\beta^2-\beta^4)$$

$$C=\beta^2(\beta^2 t^2-1)$$

$$t=\frac{r}{r_0}$$

である．組織観察から推定した細いチューブの半径r

と，浸透率および空隙率から得られる一様なチューブの半径r_0の比として，パラメータ$t=r/r_0$が決まる．このパラメータtおよび組織観察から推定した半径比βから，式 (32)，(33) の関係を用いて細いチューブの長さ割合xを推定できる．細いチューブの長さ割合xが決まれば，式 (31) を用いて間隔λも半径比βの関数として求められる．

実際には，様々なパラメータtに対してxおよびλをβの関数として計算してx–β–tおよびλ–β–tダイアグラムを作成し (Fig. 5)，これを用いて形状パラメータの推定を行うのが便利である．チューブ間隔λは，浸透率および空隙率から決まる一様なチューブの間隔λ_0で規格

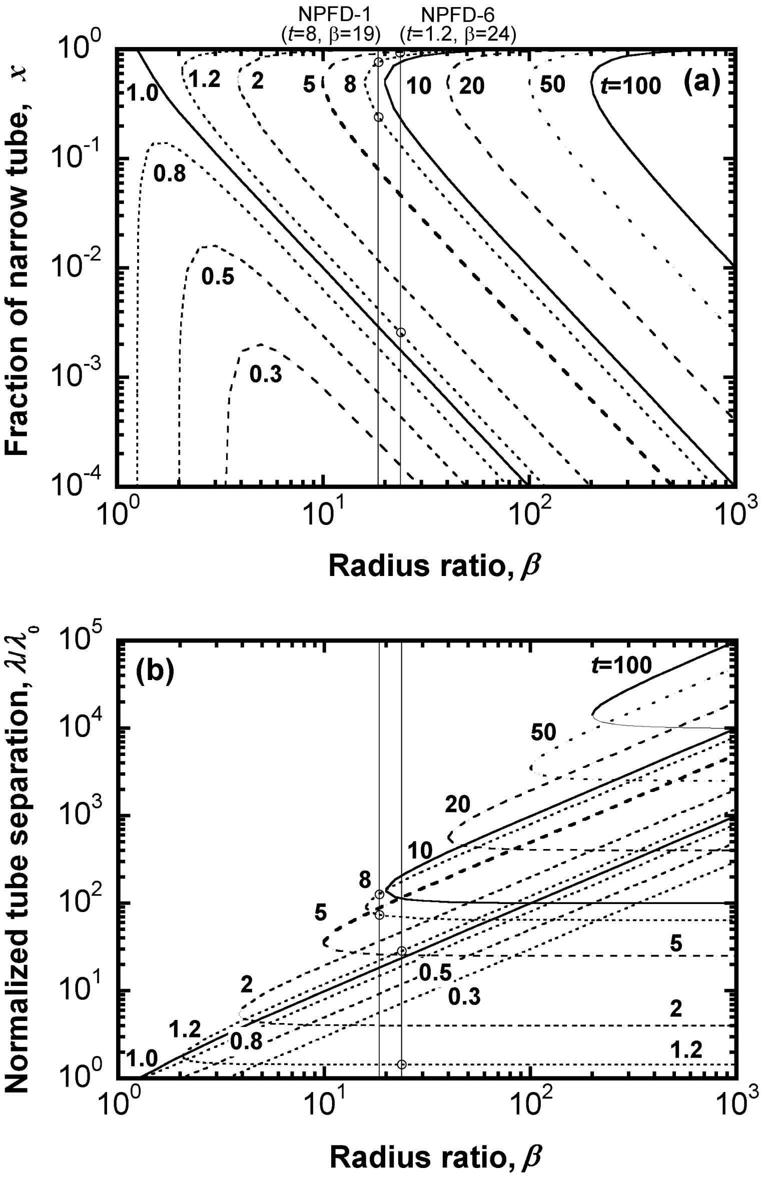

Fig. 5. (a) The relation between the length fraction of narrow tube x and the radius ratio β for various t (x–β–t diagram). The parameter t denotes the ratio of the measured radius r to the uniform radius r_0. Circles indicate estimated values of x for samples NPFD-1 and NPFD-6. (b) The relation between the tube separation λ and the radius ratio β for various t (λ–β–t diagram). The tube separation is normalized by the separation λ_0 calculated for the uniform radius tube model. Circles indicate estimated values of λ/λ_0 for samples NPFD-1 and NPFD-6.

Table 1. Density, porosity and permeability of rock samples.

Sample	Density (g/cm^3)	Porosity	Permeability (m^2)
NPFD-1	2.07±0.01	0.22±0.01	(3.0±0.2)×10^{-15}
NPFD-6	2.02±0.01	0.23±0.01	(3.0±0.5)×10^{-13}

化している．細いチューブの長さ割合xおよび間隔λと半径比βの関係を簡単にまとめておこう．

(ｉ)　$r<r_0$ ($t<1$) の場合

ある細いチューブの半径rに対して，細いチューブの長さの割合xは半径比βの減少にしたがって増加し，極大値をとったのち急速にゼロに近づく (Fig. 5 (a))．細いチューブの割合xがゼロに近づくとき，チューブの太さは一様になり，その半径はr_0となる．チューブの間隔λは，半径比βの減少に伴ってλ_0に近づく．

(ii)　$r>r_0$ ($t>1$) の場合

式 (33) で表される 2 つのブランチがある．一方は，太い部分がほとんどを占めるチューブとなる．この場合，間隔は太さ（半径比β）とともに増加する．もう一方は，細い部分がほとんどを占めるチューブとなる．この場合は，細い部分の半径で決まるほぼ一定の間隔をとる．

次のセクションでは，ここで考えた方法を実際の火山岩試料に適用する．

4.　火山岩試料への応用

4–1　試料

焼岳（長野，岐阜県境）の麓に分布する中尾火砕流堆積物から岩石を採取し，円柱状（直径 25 mm，長さ 30 mm）に整形して浸透率測定試料とした．この火砕流は，記載岩石学的特徴から焼岳溶岩ドームの崩落によって生じたと考えられている（及川，2002)．岩石試料のみかけ密度や空隙率を Table 1 に示す．空隙率は見かけ密度と固相密度から求めた．固相密度は，試料粉末の質量と体積から求めた．試料粉末の体積は，水の入ったメスシリンダーに粉末を入れた時の体積増加から求めた．固相密度は 2 つの試料とも 2.64±0.04 g/cm^3 であった．

試料の岩石組織を Fig. 6 に示す．これらは試料の薄片をスキャナー（透過光）で取り込んだものである．空隙の観察のため，空隙には青色染料で着色した樹脂（ペトロポキシ 154）を充填している．どの岩石にも体積分率で 30% を超える斑晶が含まれている．斑晶鉱物は，体積的に多い順に，斜長石，黒雲母，角閃石，石英である．とくに斜長石が多いことが共通している．斑晶のサイズは大きいもので 15 mm 程度に達する．空隙は球状のものは少なく，不規則な形状をしたものがほとんどである．

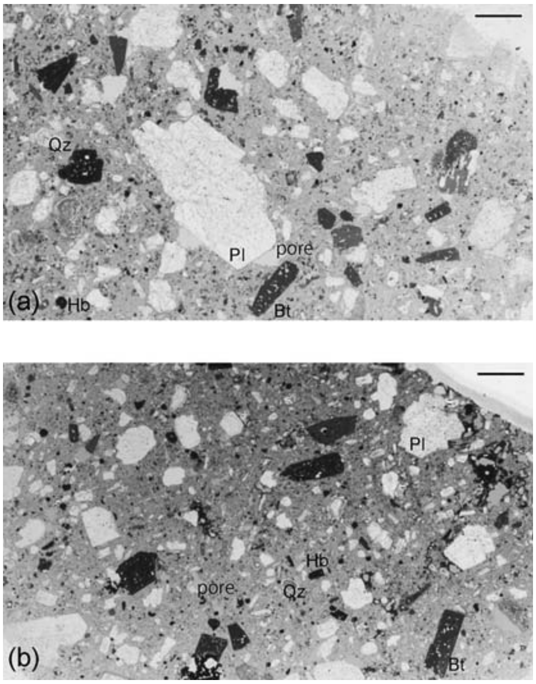

Fig. 6. Porphyritic texture of samples from Mt.Yakedake: (a) NPFD-1 and (b) NPFD-6. The length of a scale bar is 2 mm. Pores are colored blue with dyed-resin. Images are captured with a transparent-light image scanner. Abbreviations are Pl, plagioclase; Bt, biotite; Hb, hornblende; Qz, quartz.

4–2　浸透率測定

浸透率の測定には定常流法を採用した．これは定常状態での流量と圧力差の線形関係から浸透率を求めるものである．測定システムの概略を Fig. 7 に示す．試料端面は O リング，試料側面はシリコン・ゴム（信越化学工業，KE45T）でそれぞれシールした．また，試料アセンブリ全体を熱収縮チューブ (FEP) で覆った．間隙流体としては窒素ガスを用い，圧力センサー (Keyence, AP-43) により間隙流体圧の大気圧からの偏差を測定した．試料を通過したガスを密閉容器に導き，置換した水の重量を電子天秤で測定した．

ガスの流量は水の重量の時間変化から推定した．試料内部と密閉容器内部では，ガスの圧力が異なるので，水の流量 (Q') をそのまま試料内のガスの流量 (Q) とみなすことはできない．試料内のガスの圧力を，両端における圧力の平均（P_{high} および P_{low}）で置き換えると，

$$\left(\frac{P_{high}+P_{low}}{2}\right)Q=P_{low}Q'$$

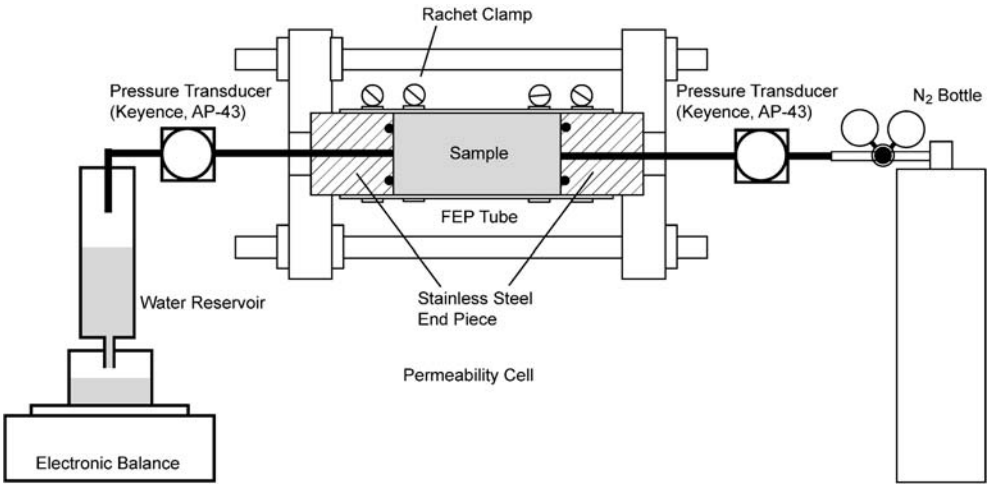

Fig. 7.　A schematic of permeability measurement system.

と考えることができる．これに基づいてガスの流量を推定した．

測定は常温 (20℃) 常圧の条件で行った．圧力差を変えて流量測定を 5 回以上行い，流量と圧力差との比例係数から浸透率を求めた．供給した窒素ガスの圧力は最大 200 kPa である．このような比較的低圧力の条件では，気体の粘性率は圧力に依存しない（例えば，Wannier, 1966）．常圧における窒素ガスの粘性率 $\eta(10^{-6}\,\mathrm{Pa\cdot s})$ は，絶対温度 T の関数として次のように表される (Cole and Wakeham, 1985).

$$\eta=3.7+0.047T$$

したがって，温度 20℃ における窒素ガスの粘性率は $1.8\times10^{-5}\,\mathrm{Pa\cdot s}$ である．温度が 5℃ 変化した場合の粘性率変化は 1% である．

測定システムのチェックのため，ABS 樹脂丸棒（直径 25 mm, 長さ 30 mm）にステンレス管（内径 0.1 mm）を埋め込んだテスト試料（浸透率の理論値: $5.0\times10^{-14}\,\mathrm{m^2}$）の浸透率測定を行った．加えた圧力差は 10–100 kPa である．レイノルズ数は 10–100 のオーダーであり，十分層流と考えることができる．得られた浸透率は $(5.5\pm0.5)\times10^{-14}\,\mathrm{m^2}$ であり，誤差 10% で理論値と一致した．誤差は主として流量と圧力差との線形関係からのばらつきに起因する．浸透率のオーダーを議論することは十分可能である．現実的に測定できる流量 ($0.001\sim10\,\mathrm{cm^3/s}$) および可能な圧力差 (1～100 kPa) から，このシステムで測定可能な浸透率の範囲は $10^{-16}\sim10^{-10}\,\mathrm{m^2}$ である．

焼岳試料の浸透率を Table 1 に示す．空隙率は 2 つの試料でほぼ等しかったが，浸透率は試料 NPFD-6 が試料 NPFD-1 よりも 2 桁高い値を示した．これは浸透率が単純に空隙率だけで決まるのではないこと，浸透率の理解に空隙構造の理解が不可欠であることをあらためて示唆している．

4–3　空隙の形状パラメータの推定

はじめに，太さを一定と考えた場合のチューブ半径 r_0 および間隔 λ_0 を求める．セクション 2–3–2 で論じたように，式 (28)，(29) の空隙率 ϕ を $f\phi_{cn}/\tau$ で置き換える．連結空隙率と空隙率の比で連結度 γ を定義する．すなわち，

$$\phi_{cn}=\gamma\phi$$

とすると，空隙率を

$$\frac{\mathrm{f}\phi_{cn}}{\tau}=\frac{f\gamma}{\tau}\phi$$

で置き換えることになる．まずは連結度 $\gamma=1$，方向の分布を表すファクター $f=1/3$，屈曲度 $\tau=1$ と仮定してチューブの半径 r_0 および間隔 λ_0 を求めた (Table 2)．太さを一定と考えた場合，半径 0.6 または 6 μm のチューブが間隔 4 または 40 μm で並んでいるというイメージが得られる．これは実際の岩石組織 (Fig. 6) に対して，あまりにも非現実的である．

連結度 γ および方向の分布を表すファクター f, 屈曲度 τ は，いずれも制約を与えるのが難しい量であるが，これらの変化によってどの程度 r_0 や λ_0 に変化が生じるかを評価しておこう．式 (28)，(29) より，

$$r_0=\sqrt{\frac{\tau}{f\gamma}}\sqrt{\frac{8k}{\phi}},\quad \lambda_0=\frac{\tau}{f\gamma}\frac{\sqrt{8\pi k}}{\phi}$$

Table 2. Estimated geometrical parameters of rock samples.

Sample	Estimation from permeability		Estimation from structural observation				Estimation by model	
	r_0 (μm)	λ_0 (μm)	r (μm)	$t(=r/r_0)$	R (μm)	$\beta\,(=R/r)$	x	λ (μm)
NPFD-1	0.6	4.1	5	8	93	19	0.25	400
							0.8	320
NPFD-6	5.7	37	7	1.2	170	24	2.5×10^{-3}	1200
							1	40

である．連結度γは最大1桁変わりうるだろう．すなわち，

$$0.1\leq\gamma\leq1$$

と考える．空隙の方向の分布を表すファクターfおよび屈曲度τは，ファクター2は変わりうるだろう．すなわち，

$$\frac{1}{6}\leq f\leq\frac{2}{3},\ 1\leq\tau\leq2$$

と考える．このとき，

$$\frac{3}{2}\leq\frac{\tau}{f\gamma}\leq120$$

であるから，はじめに仮定した場合 ($\tau/f\gamma=3$) に比べてr_0は0.7〜6倍，λ_0は0.5〜40倍の幅で変化しうるといえる．しかし，パラメータの不確かさを考慮しても，太さ一定のチューブ・モデルからは半径が0.01–10 μmオーダーのチューブという非現実的なイメージしか得られない．多様な空隙を含む火山岩に対しては，従来の等価チャネル・モデルを超えた考え方が必要なのである．

太さが変化するチャネルのモデルを考える．x–β–tおよびλ–β–tダイアグラム (Fig. 5) から分かるように，細いチューブの長さ割合xや間隔λという空隙の形状パラメータは，r_0の推定値に強く依存しており，r_0の変化によって推定値にオーダーの変化が生じうる．したがって，電気伝導度など他の測定からfやγ, τに制約を与えることが望ましい．このような不確定性はあるが，どのようなイメージが得られるのか考えてみよう．まずは連結度$\gamma=1$，方向の分布を表すファクター$f=1/3$，屈曲度$\tau=1$を仮定して考えたのち，連結度を変化させた場合の推定値への影響について述べる．連結度など3つのパラメータはすべて$\tau/f\gamma$という形で推定値に影響を及ぼしているので，影響についての議論は連結度γのみに限った．

セクション3–3で述べたように，試料の組織観察から，細いチューブの半径r, 太いチューブの細いチューブに対する半径比βを推定する．試料薄片のスキャナー画像 (Fig. 6) を見ると，最大長さが1 mmを超えるような大きな空隙もいくつかあるが，空隙の大部分は0.1 mm程度のものである．測定試料のサイズである20〜30 mmに達するような空隙の連結は，この解像度 (0.08 mm) では2次元断面内に認められない．顕微鏡による薄片観察 (Fig. 8) でも測定試料スケールでの空隙の連続は見られない．気泡どうしを連結しているような微小空隙が最小の空隙であった (Fig. 8)．このような微小空隙によって

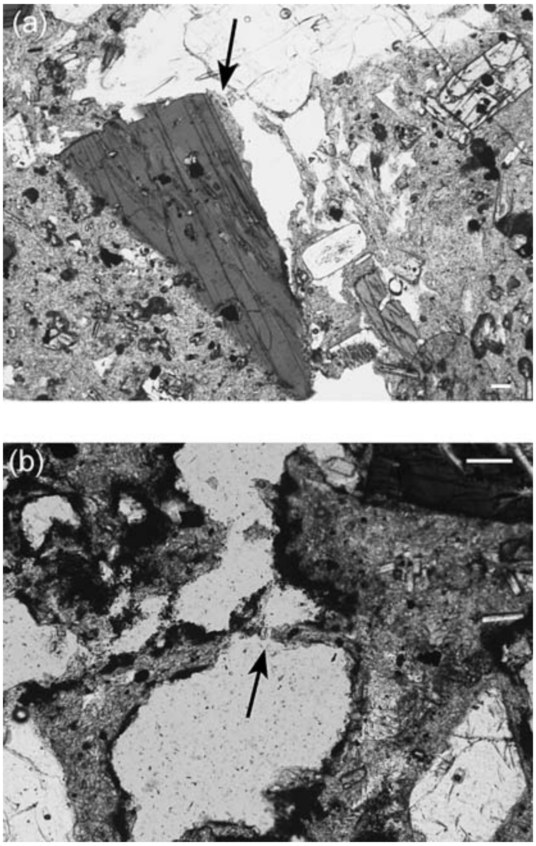

Fig. 8. Photomicrographs of samples from Mt. Yakedake. Narrow parts of pores are indicated with arrows. (a) NPFD-1. The length of a white bar is 100 micron. (b) NPFD-6. The length of a white bar is 100 micron.

連結されながら，気泡は 3 次元的なネットワークを形成しているのではないかと考える．この解釈に基づき，顕微鏡観察で見られる微小空隙を細いチューブ，スキャナー画像に見られる比較的大きな空隙を太いチューブとみなし，これらの半径を求めた (Table 2)．太いチューブの半径 R の推定値としては，スキャナー画像に見られる空隙の等価円半径の算術平均を用いた．

残された 2 つのパラメータ，細いチューブの長さ割合 x およびチューブの間隔 λ は，x–β–t および λ–β–t ダイアグラム (Fig. 5) を用いて推定した (Table 2)．試料 NPFD-1 について連結度 $\gamma=1$ として考えると，$t=8$，$\beta=19$ から，x として 0.25 と 0.8 の 2 つの値を得る (Fig. 5 (a))．観察された岩石組織を考えると現実的な値とは言い難い．連結度 $\gamma=0.1$ を考えると r_0 は約 3 倍，t は約 1/3 となって x として 0.02 程度の値を考えればよいことになる．ひとつのチューブの長さは 10 mm のオーダーであるから，細い部分の長さは 0.1 mm のオーダーであり，岩石組織とも矛盾しない．

試料 NPFD-6 について連結度 $\beta=1$ として考えると，$t=1.2$, $\beta=24$ から，x として 2.5×10^{-3} と 1 の 2 つの値を得る．観察された岩石組織から $x=1$ は非現実的であり，2.5×10^{-3} が適当と考えられる．ひとつのチューブの長さが 10 mm のオーダーであると考えると，細い部分の長さは 10μm のオーダーである．これは顕微鏡観察に見られる微小空隙と同じオーダーである．連結度 $\gamma=0.5$ の場合は r_0 が約 1.4 倍になるが，x の値にオーダーでの変化はない．連結度を小さくすれば x は小さくなるが，実際の長さとしてサブミクロン・オーダーを考えるのはあまり現実的ではないだろう．試料 NPFD-6 は，試料 NPFD-1 とほぼ等しい空隙率をもつが，連結度が大きいと考えられる．

太さの変化するチャネルのモデルは，細いチューブの半径 r とその長さ割合 x，太いチューブの半径比 β，そしてチューブの平均間隔 λ という 4 つのパラメータによって表現される．組織観察によって r および β を求め，x–β–t および λ–β–t ダイアグラム (Fig. 5) を用いて x および λ を推定した．得られた x および λ は試料の組織観察と矛盾しない．薄片に見られる空隙のうち，微小空隙と判断した μm サイズのものは浸透経路のごく一部に過ぎない．われわれのモデルは，試料内の複雑な空隙を太さの異なる 2 種のチューブで表現した非常に単純なものであるが，等価チャネル・モデルからのイメージに比べて自然なイメージを与えてくれる．パラメータを絞り込むためには，前述したように連結度 γ や方向の分布を表すファクター f，屈曲度 τ について電気伝導度測定など制約を与える必要がある．また，細いチューブの半径についてもより適切な評価が必要であろう．今回は顕微鏡観察を基に細いチューブの半径を評価したが，組織観察で得られるのは試料のごく一部についての情報だけである．水銀圧入法や電気インピーダンス測定 (Scott and Barker, 2003) などにより，試料全体について細いチューブの半径を評価するのが望ましい．このように異なる測定データの使用によって，空隙の形状パラメータを絞り込んでいくことが今後進むべき方向であると考える．われわれの方法をマグマの上昇を模擬した実験試料（例えば，Takeuchi *et al.,* 2005）に適用していけば，マグマ中での気泡の連結について定量的評価が得られるものと考える．

4–4　気泡の連結における斑晶の役割

太さの変化するチャネルのモデルを適用して得られた空隙構造についてのイメージは，比較的大きな気泡（0.1 mm 以上）が連結した 3 次元的ネットワークのうち，一部（1–100μm オーダー）はごく細いというものである．どちらの試料も空隙率は 20%程度であるが，連結度の違いが浸透率の 2 桁の差を生じたと考えられる．はじめに示した浸透率の文献値 (Fig. 1) にも，同じ空隙率で浸透率が大きく異なるものがあり，連結度の違いを反映していると考える．

スキャナー画像 (Fig. 6) を見ると，比較的大きな気泡は斑晶と接していることが多い．斑晶は気泡の核形成の場，あるいは付着した気泡同士の合体の場として働き，気泡の連結を促進することが指摘されている（中田・中村，2004）．2 つのスキャナー画像を比較すると，浸透率の低い試料 NPFD-1 (Fig. 6 (a)) の方が試料 NPFD-6 (Fig. 6 (b)) に比べて，ひとつひとつの斑晶のサイズは大きいが数密度は小さいように見える．これは，試料 NPFD-1 の方が斑晶の全表面積が小さいこと，すなわち気泡連結の場が少なかったことを意味する．このような斑晶組織の違いが連結度の違い，すなわち浸透率の違いに現れたのではないだろうか．定量的評価は今後の課題とする．

流動による気泡の変形もまた空隙の連結に寄与すると考えられているが (Okumura *et al.,* 2006)，測定試料には特定の方向の伸びを示す空隙は見られない．試料は溶岩中の剪断の弱い部分であったか，あるいは気泡の変形が定置後に緩和されたと考えられる．したがって，今回の試料における空隙の連結に対しては，変形の寄与は小さいと考えられる．

5. ま と め

本研究では，マグマ中の気泡の連結プロセスを解明する第一歩として，浸透率測定による火山岩空隙構造の定

量化を目指した．従来採用されてきた一様断面をもつチューブ・モデルに代わり，太さの変化するチャネル・モデルを提案した．これは，火山岩中の空隙がつくる複雑な浸透性ネットワークを平行なチューブ群に単純化するものである．ひとつのチューブは半径の異なる2つのチューブが連結したものと考える．空隙構造は，細いチューブの半径 r およびその長さ割合 x，太いチューブの半径 R，チューブの間隔 λ の4つの形状パラメータで特徴づけられる．チューブの太さ変化を許しているため，浸透率および空隙率だけから形状パラメータを求めることはできないが，組織観察と組み合わせることにより，形状パラメータの推定が可能である．実際の空隙構造に比べて非常に単純なモデルではあるが，浸透性に寄与する空隙の自然なイメージを得るのに有効であると考える．ただし，形状パラメータを十分絞り込むためには，電気伝導度など他の物性測定から，空隙の連結度や，方向の分布，屈曲度などに制約を与える必要がある．

謝　　辞

富山大学理学部の石崎泰男，氏家　治，大藤　茂の各氏には，焼岳試料のサンプリング，顕微鏡観察などでお世話になりました．また，宮城磯治氏と一名の匿名査読者，担当編集の佐藤博明氏には，原稿を大変丁寧に読んでいただき，非常に建設的な助言を頂きました．ここに記して感謝いたします．本研究を進めるにあたっては，科学研究費補助金（課題番号: 15038208）の一部を使用しました．

引 用 文 献

Bear, J. (1972) **Dynamics of fluids in porous media.** Elsevier, New York, 764p.

Bernabe, Y. (1986) Pore volume and transport properties changes during pressure cycling of several crystalline rocks. *Mech. Mater.* **5**, 235–249.

Bernabe, Y., Brace, W.F. and Evans, B. (1982) Permeability, porosity and pore geometry of hot-pressed calcite. *Mech. Mater.,* **1**, 173–183.

Carman, P.C. (1938) Determination of the specific surface of powders I. Transactions, *J. Soc. Chemical Industries*., **57**, 225–234.

Cole, W.A. and Wakeham, W.A. (1985) The viscosity of nitrogen, oxygen, and their binary mixtures in the limit of zero density. *J. Phys. Chem. Ref. Data,* **14**, 209–226.

Dullien, F.A.L. (1992) **Porous media: fluid transport and pore structure**. 2nd ed., Academic Press, San Diego, 416 p.

Eichelberger, J.C., Carrigan, C.R., Westrich, H.R. and Price, R.H. (1986) Non-explosive silicic volcanism. *Nature,* **323**, 598–602.

Guéguen, Y. and Palciauskas, V. (1994) **Introduction to the physics of rocks**. Princeton University Press, Princeton, 294p.

Jaupart, C. and Allègre, C.J. (1991) Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes. *Earth Planet. Sci. Lett.,* **102**, 413–429.

Klug, C. and Cashman, K.V. (1996) Permeability development in vesiculating magmas: implications for fragmentation. *Bull. Volcanol.,* **58**, 87–100.

Kozeny, J. (1927) Uber Kapillare Leitung der Wasser in Boden. *Royal Academy of Science, Vienna, Proc. Class I,* **136**, 271–306.

Melnik, O. and Sparks, R.S.J. (1999) Nonlinear dynamics of lava dome extrusion. *Nature,* **402**, 37–41.

中田笑美子・中村美千彦 (2004) 珪長質マグマ溜まり固結過程における流体移動機構—脱ガスと物質移動への寄与．文部科学省科学研究費特定領域研究“火山爆発のダイナミックス”平成15年度研究成果報告書，147.

及川輝樹 (2002) 焼岳火山群の地質—火山発達史と噴火様式の特徴—．地質学雑，**108**，615–632.

Okumura, S., Nakamura, M., and Tsuchiyama, A. (2006) Shear-induced bubble coalescence in rhyolitic melts with low vesicularity. *Geophys. Res. Lett.,* **33**, doi: 10.1029/2006GL027347.

Paterson, M.S. (1983) The equivalent channel model for permeability and resistivity in fluid-saturated rock — A re-appraisal. *Mech. Mater.,* **2**, 345–352.

Saar, M.O. and Manga, M. (1999) Permeability-porosity relationship in vesicular basalts. *Geophys. Res. Lett.,* **26**, 111–114.

Scheidegger, A.E. (1974) **The physics of flow through porous media.** University of Toronto Press, Toronto, 236 p.

Scott, J.B.T. and Barker, R.D. (2003) Determining pore-throat size in Permo-Triassic sandstones from low-frequency electrical spectroscopy. *Geophys. Res. Lett.,* **30**, doi: 10.1029/2003GL016951.

Takeuchi, S., Nakashima, S., Tomiya, A. and Shinohara, H. (2005) Experimental constraints on the low gas permeability of vesicular magma during decompression. *Geophys. Res. Lett.,* **32**, doi: 10.1029/2005GL022491.

Wannier, G.H. (1966) **Statistical physics,** John Wiley & Sons, New York, 532p.

Wright, H.M.N., Roberts, J.J. and Cashman, K.V. (2006) Permeability of anisotropic tube pumice: model calculations and measurements. *Geophys. Res. Lett.,* **33**, doi: 10.1029/2006GL027224.

（編集担当　佐藤博明）