



HOKKAIDO UNIVERSITY

Title	Temporal development of volcanic shallow hydrothermal system during inter-eruptive stages : Quantitative investigation by using numerical simulations
Author(s)	田中, 良
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第12695号
Issue Date	2017-03-23
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k12695
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/68565
Type	doctoral thesis
File Information	Ryo_Tanaka.pdf



博士学位論文

Temporal development of volcanic shallow hydrothermal system during inter-eruptive stages

- Quantitative investigation by using numerical simulations -

(非噴火時における火山浅部熱水系の時間発展

-熱水流動数値計算による定量的検討-)

田中 良

北海道大学大学院理学院

自然史科学専攻地震学火山学講座

平成 29 年 3 月

要旨

本研究では、非噴火時における、火山浅部に位置する熱水系の活動の消長とそれをもたらすメカニズムについて、熱水流動数値計算を用いて定量的に検討した。熱水系の時間発展のメカニズムとして火道浅部の浸透率低下（火道閉塞）と深部からの熱水供給率増加を取り扱った。また、熱水流動数値計算との比較のための参照情報として火口での熱活動（温度および噴気放熱率）と全磁力変化に着目した。

火道閉塞による熱水系への影響は、十勝岳の 2008~2016 年の活動を想定した数値モデリングにより検討した。その結果、火口温度や噴気放熱率の低下と火口地下浅部の蓄熱・膨張の同期によって特徴付けられる活動が、火道閉塞によって引き起こされうることを、一方で、深部からの熱水供給率の変化のみでは説明できない活動であることを明らかにした。また、難透水性のキャップロックの有無によって圧力上昇領域が変化することから、地下構造の推定に対し、地盤変動観測が有効である可能性を指摘した。

深部からの熱水供給率増加による熱水系への影響は、口永良部島火山の 2001~2007 年の活動を想定した数値モデリングにより検討した。その結果、地下水面付近での間欠的な蓄熱・膨張、火口温度の上昇および噴気活動の活発化の同期によって特徴付けられる活動は、段階的に増加する熱水供給率変化によって説明されうることを明らかにした。また、熱水供給率増加がパルス的なものである場合、熱水供給率減少とともに山体内の間隙水圧が減少し、やや遅れて火口温度・噴気放熱率が上昇する場合があることを明らかにした。

熱水系の活動の消長をもたらす二つの要因（火道閉塞と熱水供給率増加）が同時に起こった場合の、熱水系の応答について検討を行った。火道閉塞・熱水供給率増加はどちらも火口下における蓄熱および増圧を引き起こす。一方、表面活動に注目すると、火口温度・噴気放熱率が低下する閉塞卓越型、それらが上昇する供給卓越型、ほとんど変化しない中間型に分類された。これらを分類する無次元変数として、火道閉塞部の低下後の浸透率と母岩の浸透率の比、初期熱水供給率と増加後の熱水供給率の比を提案した。閉塞卓越型の現象が進行している場合に、深部熱水供給率が増大したかどうかを地上観測から判別する際に、全磁力変化の情報が有用となる場合があることも明らかにした。一方で、地上で観測される全磁力変化の解釈は山体浅部の浸透率分布、山体を構成する岩石の温度-磁化特性の影響を大きく受けることを明らかにした。

熱水系の活動の消長をより理解するためには、浸透率構造や初期供給率などを様々に変化させた計算や、火道閉塞、深部からの熱水供給率増加のメカニズムの解明が必要である。火道閉塞のメカニズムは、岩石-水反応とカップリングした熱水流動数値計算を用いて、鉱物の析出や溶脱を考慮したモデリングによって検討できると考えられる。一方、深部からの熱水供給率増加のメカニズムを明らかにするためには、浅部熱水系のみではなく、マグマからの揮発性成分の離溶や上昇を考慮した、深部の熱水供給源付近までを含んだモデリングが必要である。

将来、本研究で行ったような数値計算に基づく研究を発展させていくと、火道閉塞や深部からの熱水供給率増加が与える山体内の状態変化と、それを反映した各種観測項目の応答を類型化することが可能となり、地質学的な噴火履歴

情報に乏しい火山における噴火事象分岐確率の推定にも，ある種の根拠を与えることに貢献できる可能性がある．

目次

1. はじめに	3
1.1 研究の背景と目的	3
1.2 論文の概要	10
2. 熱水流動数値シミュレータ STAR	12
2.1 支配方程式	12
2.2 計算領域の設定および各変数の扱い	17
2.3 STAR の動作検証	20
3. 十勝岳 2008~2016 年の活動を想定した熱水系の数値モデル	24
3.1 十勝岳における 2008~2016 年の火山活動	24
3.2 概念モデル	33
3.3 数値計算	35
3.4 数値計算の結果	42
3.5 考察	54
3.6 結論	77
4. 口永良部島 2001~2007 年の活動を想定した熱水系の数値モデル	79
4.1 口永良部島火山 2001~2007 年の活動	79
4.2 目的	87

4.3 数値計算	89
4.4 数値計算の結果	97
4.5 考察	110
4.6 結論	119
5. 火道閉塞と熱水供給率増加が同時に発生した場合の熱水系の応答	121
5.1 目的	121
5.2 数値計算	122
5.3 数値計算の結果	126
5.4 考察	138
5.5 結論と将来の研究の展望	146
6. 結論	149

謝辞

引用文献

1. はじめに

1.1 研究の背景と目的

火山現象は噴火時・非噴火時に問わず様々な様式の活動を示す。さらに、それぞれの活動様式から別の活動様式へと遷移することが知られている。これまで多くの研究で活動様式遷移のメカニズムを明らかにすることが試みられてきた。噴火時・非噴火時に問わず、活動様式遷移の研究は、主に 1) 地球物理的、地球化学的、地質的観測による活動様式遷移の把握・定量化、2) 物質科学的な研究からの物性値・その変化の推定 3) 数値計算による数理的な再現および検証、を行うことで進捗してきた。本研究では主に数値計算を取り扱う。数値計算による研究では、それぞれのパラメータや構成則の影響を明らかにすることが可能である。また、各種観測データに基づいて構築された概念モデルが、物理法則を定量的に満足するかどうかの検証にも有効である。

噴火時の活動様式遷移の数値計算による研究は、主にマグマ噴火について精力的に行われており、地下に存在すると考えられるマグマ溜まりと地表とを結ぶ火道中のマグマの流動をモデル化することで発展してきた。まず、時間発展のない定常モデルを用いて、爆発的噴火と非爆発的噴火を表現することが試みられた。Wilson *et al.* (1980) は火道内のマグマの運動を物理法則に基づく微分方程式系として記述し、以降の火道流モデルの基礎となる考え方を示し、プリニー式噴火をモデル化した。しかし、このモデルでは気液に相対速度がないとされたため、マグマ溜まりの含水率低下以外で非爆発的噴火を解として表現できなかった。その後、気液の鉛直相対速度や気相の火道外への脱ガスを導入することで非爆発的噴火が解として表現された (Eichelberger *et al.*, 1986; Melnik and

Sparks, 1999). これにより、それぞれの噴火様式が定常モデルで表現された。次に、噴出率と反比例する側方脱ガス (Jaupart and Allegre, 1991; Woods and Koyaguchi, 1994) , 結晶成長によるマグマの粘性増加 (Melnik and Sparks, 2005; Kozono and Koyaguchi, 2009; Kozono and Koyaguchi, 2012) , 火道形状・断面積の変化 (Maeda, 2000; Woods *et al.* 2006; Costa *et al.*, 2009) などがそれぞれ火道流モデルに取り入れられ、単一のイベントにおける噴火様式の遷移を説明する様々なメカニズムが提案された。これらの提案されたメカニズムの妥当性、適用範囲を検証するためには、実際に噴火様式の遷移が観測された噴火における各種観測量とモデル計算の比較を行うことが重要である。霧島山新燃岳 2011 年の噴火は、地球物理学的、化学的、地質学・岩石学的研究が豊富に行われており、モデル計算に取り入れることが可能なデータが得られていた。そこで、著者は、これまでに提案された火道流モデルのうち、Kozono and Koyaguchi (2009) のモデルを霧島山新燃岳 2011 年噴火に適用する研究を田中 (2012, 卒業論文), Tanaka and Hashimoto (2013) , 田中 (2014, 修士論文) を通して行ってきた。

一方で、田中・他 (2014) , 田中・他 (2015), 田中・他 (2016) , Tanaka *et al.* (under review)では、非噴火時の火山における熱活動や全磁力時間変化を明らかにする研究を行ってきた。火山は噴火時よりも非噴火時として活動している時間の方が長く、地盤変動観測、地震観測、全磁力観測、熱観測、火山ガス観測など、多くの観測によってその変化が捉えられる。国内外の多くの火山で観測結果に基づいてその消長のメカニズムの概念モデルが提案されている (例えば、斎藤・井口, 2007, Kanda *et al.*, 2010; 口永良部島, 橋本・他, 2010; 十勝岳, Christenson *et al.*, 2010; Ruapehu, Nishimura and Ueki, 2011; 岩手山)。しかしなが

ら、こうした概念モデルが数値計算で検証された例は少なく、どのようなパラメータがその消長に寄与しているのか明らかになっていない。本論文では特に火山体浅部に熱水系を胚胎するような火山における非噴火時の活動の時間発展メカニズムに着目し、数値計算によって概念モデルの検証、各パラメータの影響の検討を試みる。

熱水系とはマグマからの熱および流体の供給によって形成される高温の流体が存在する領域で、より一般的に地熱系 (hydrothermal system) と呼ばれることもある (Hedenquist and Lowenstern, 1994; Ingebritsen *et al.*, 2010)。火山体浅部に発達した熱水系に関連して起こる様々な火山現象を総称して、hydrovolcanic phenomena と呼んでいる (Barberi *et al.*, 1992; Germanovich and Lowell, 1995; Browne and Lawless, 2001)。Hydrovolcanic phenomena の様式や発生機構は多岐にわたっており、その現象は各文献によって、異なる定義・区分がなされている。Barberi *et al.* (1992) は、その起源によらず地下に存在する熱水がマグマとの直接の相互作用なしに引き起こす噴火現象を phreatic eruption と定義し、マグマと地表水 (海、湖、氷河) の相互作用による噴火現象を hydromagmatic eruption と呼んだ。また、地下に存在する水 (熱水かどうかは問わない) とマグマの相互作用によって発生する噴火現象を phreatomagmatic eruption と定義・分類している。Germanovich and Lowell (1995) は、phreatic eruption の発生メカニズムの一つとして、深部へダイクが貫入し、熱水系 (ダイク上部の水と岩石) への熱の輸送が発生した結果、熱応力の発生とそれに伴うクラックが発生し、噴火に至るとしたモデルを提案している。このように hydrovolcanic phenomena に先行して、熱水系の消長が予想される。しかしながら、全ての熱水系の消長が hydrovolcanic

phenomena に発展するとは限らない。熱水系の時間発展のメカニズムを明らかにすることは、その変化が hydrovolcanic phenomena へつながる変化であるかどうかを明らかにし、hydrovolcanic phenomena の発生予測に貢献する可能性がある。

マグマ噴火様式の遷移の研究のための数値モデルが火道流モデルであったのに対し、熱水系の時間発展の研究のためには熱水流動数値計算が有効である。熱水流動数値計算は主に地熱開発の生産性の時間発展予測のために高度化され広く普及しており、近年火山への応用が盛んに行われている。これまで、いくつかの先行研究で観測データと熱水流動数値計算結果の比較により熱水系の消長メカニズムが提案されている。熱水系の消長のメカニズムとしてよく検証されているのが、深部からの熱水供給率の変化である (Hurwitz *et al.*, 2007; Todesco *et al.*, 2010; Fournier and Chardot, 2012)。また、マグマ頭位の上昇による熱水系の消長についてもいくつかの研究がおこなわれている (石戸, 1995, Okubo *et al.*, 2006; Okubo *et al.*, 2007)。

一方、これまであまり検討されていない熱水系の消長のメカニズムとして火道浅部の浸透率低下 (火道閉塞) があげられる。Hurst *et al.* (1991) は New Zealand, Ruapehu 火山における放熱率の周期的な変化が、活動的火口湖に熱と流体を供給する火道最上部における浸透率の増減によって引き起こされているとする概念モデルを提唱した。また, Christenson *et al.* (2007) は 2006 年の New Zealand, Raoul 火山の噴火が明瞭な前兆現象 (主に CO₂ 放出率や火山性地震の増加) を伴わなかったことから、火道内に浸透率の低下した部分があり、その下に爆発しうるだけの熱水が蓄えられていたことを指摘した。また, Christenson *et al.* (2010) では、New Zealand, Ruapehu 火山 2007 年の噴火も同様に火道内の浸透率低下部が

関与しているのではないかと指摘した．さらに，彼らは岩石-水反応を取り扱うことのできる 1 次元の熱水流動数値計算を行い，火口湖の水を含む岩石に，高温の火山ガスが注入されると，10 日程度の短い時間スケールで浸透率が 4 桁程度低下することを明らかにした．このように火道閉塞という現象の存在が指摘されているものの，それが，火道を含めた熱水系全体に対してどのような影響を与えるかについて調べた研究はない．そこで本研究では火道内での浸透率低下による熱水系への影響にも着目する．数値計算結果と比較する観測項目として，火道閉塞に敏感に影響を受けると考えられる火口温度と火口からの噴気放熱率を用いる．また，地表面での熱活動と組み合わせることで火山体内での熱収支を考察できると考えられる地磁気全磁力変化を用いる．また，地磁気全磁力，火口温度，噴気放熱率はこれまで熱水流動数値計算とあまり比較されていない．そこで，深部からの熱水供給率変化によるこれらの観測項目への影響も検討する．

地磁気全磁力観測は火山活動をモニタリングするうえで有用な観測項目の一つである．多くの火山でこれまで火山活動に伴う全磁力変化が観測されてきた（例えば，Dzurisin *et al.*, 1990; Sasai *et al.*, 2002; Hurst *et al.*, 2004 など）．火山活動に伴う全磁力変化の要因として，1. 地下の温度変化（thermomagnetic effect），2. 地下の圧力変化（piezo-magnetic effect），3. 地下の流体移動に伴う電流が流れる磁場（electro-kinetic effect），4. 磁性鉱物が化学反応によって変化し磁化強度が変化することなどがあげられる．このうち，温度変化による全磁力変化が支配的であると考えられる全磁力変化が観測された場合，地温異常域や噴気による地表からの放熱量と組み合わせることで火山における熱収支について考察

することが可能となる.

地下の温度上昇によると考えられる全磁力の変化（熱消磁）が，火山浅部に熱水系を保持すると考えられる 2 つの火山で観測された．十勝岳では 2008 年から 2016 年現在にかけて（橋本・他，2010），口永良部島では 2001~2007 年に観測された（Kanda *et al.*, 2010）．この 2 つの火山の事例は，全磁力変化にほぼ同期した膨張イベントを伴って発生した共通の特徴をもつ（気象庁，2016; 斎藤・井口，2007）．しかし，火口からの放熱率に着目すると，十勝岳では消磁の進行とともに噴気高度及び噴気温度の低下が認められ，放熱率の減衰が確認される．一方，口永良部島では消磁の進行とともに地温異常域が拡大し，放熱率の増加が認められる．これらのことから，この 2 つの火山の活動遷移はそれぞれ異なったメカニズムの概念モデルが想定される．すなわち，十勝岳では火道閉塞，口永良部島では深部からの熱水供給率の増加である．そこで，本研究では次のことを目的とした．

1. 消磁傾向と火口での熱活動の衰退が観測された十勝岳 2008~2016 年のような熱水系の消長が火道閉塞によって引き起こされるかどうかの検討.
2. 火道閉塞が熱水系にもたらす時間変化と母岩の浸透率や火道浸透率の低下量といったパラメータの影響の検討
3. 消磁傾向と火口での熱活動の活発化が観測された口永良部島火山 2001~2007 年のような熱水系の消長が深部からの熱水供給率の増加によって

引き起こされるかどうかの検討.

4. 深部からの熱水供給率変化が全磁力変化と火口における熱活動といった観測項目に及ぼす時間変化と熱水供給率増加量や熱水供給率増加の継続時間といったパラメータの影響の検討

5. 火道閉塞と深部からの熱水供給率増加が同時に起こった場合の熱水系の応答と各パラメータの影響の検討

1.2 論文の概要

第2章では本研究で用いた熱水流動数値シミュレータ STAR について述べる．2.1 節では支配方程式及び構成則を，2.2 節では計算領域の設定及び各種パラメータの扱いを述べる．2.3 節では先行研究で行われた数値計算を模した計算を行い，STAR の動作検証を行う．第3章では，十勝岳の 2008~2016 年の活動を想定した熱水系の数値モデリングを行う．ここでは，特に火道閉塞がもたらす熱水系の消長とそのとき地表で観測される全磁力変化及び火口における熱活動の変化について論じる．3.1 節では十勝岳の 2008~2016 年の活動を，主に全磁力変化と火口の熱活動に着目してまとめる．3.2 節では橋本・他 (2010) で提案された概念モデルの問題点を指摘し，本研究で検証すべき概念モデルを構築する．3.3 節では数値計算の計算領域及び各種パラメータを設定する．3.4 節では数値計算結果を示し，3.5 節でその結果に基づいて，火道閉塞がもたらす熱水系の変化や火道閉塞の原因について議論を行う．第4章では，口永良部島火山の 2001~2007 年の活動を想定した熱水系の数値モデリングを行う．ここでは，特に，深部からの熱水供給率の増加が浅部熱水系にもたらす影響を議論する．また，熱水供給率の一時的な増加や段階的な増加といった複雑な時間変化に対する浅部熱水系の応答について議論する．4.1 節では口永良部島の 2001 年~2007 年の活動についてまとめる．4.2 節では Kanda *et al.* (2010) で提案された概念モデルを整理し，数値計算の目的を設定する．4.3 節で数値計算領域及び各種パラメータを設定し，4.4 節で数値計算結果を示す．4.5 節では数値計算結果に基づいて，深部からの熱水供給率の時間変化がもたらす浅部熱水系の消長について議論を行う．第5章では単純な火山地形と構造を与えた計算領域を用いて，火道閉塞及

び深部からの熱水供給率の増加が同時に起こった場合の浅部熱水系の応答について数値計算を行う．ここでは，同時に発生する火道閉塞と熱水供給率増加の度合いによる熱水系の応答の違いと，地上観測から 2 つのメカニズムを分離可能かについて検討する．5.1 節ではこの章の目的について整理し， 5.2 節では数値計算の設定について述べる．5.3 節では数値計算を行いその結果を示す．5.4 節では数値計算から抽出された特徴について議論を行う．

2. 熱水流動数値シミュレータ STAR

2.1 支配方程式

本研究では，熱水流動数値シミュレータとして汎用熱水貯留層シミュレータ STAR (Pritchett,1995)を使用した．STAR は非線形の質量保存則及びエネルギー保存則を解くことにより，局所平衡を仮定して多孔質媒質中の多成分・多相の熱水及び熱の流れを計算する．ここで，成分とは H_2O や CO_2 ， CH_4 ，空気といった化学種もしくはその混合物を示し，相とは固相，液相，気相といったそれぞれの化学種における状態を示す．以下に STAR で解かれる質量保存則 (2.1) 式及びエネルギー保存則 (2.2) 式を示す．

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\phi \sum_j S_j \rho_j C_{ij} \right] + \sum_j \nabla \cdot \left(\vec{M}_j C_{ij} - L |\vec{M}_j| \nabla C_{ij} \right) = \dot{m}_{\text{IN}} C_i^{\text{IN}} - \dot{m}_{\text{OUT}} C_i^{\text{F}} \quad (2.1)$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left[(1-\phi) \rho_R c_{VR} T + \phi \sum_j (S_j \rho_j E_j) \right] + \sum_j \nabla \cdot \left(\vec{M}_j H_j - L |\vec{M}_j| \nabla H_j \right) \\ & = \nabla \cdot (\vec{K} \nabla T) + \sum_j (\vec{M}_j \cdot \vec{g}) + \dot{m}_{\text{IN}} H^{\text{IN}} - \dot{m}_{\text{OUT}} H^{\text{F}} + \dot{e} \end{aligned} \quad (2.2)$$

$$\vec{M}_j = \frac{R_j k}{\nu} (\rho_j \vec{g} - \nabla P_j) \quad (2.3)$$

$$C_i^{\text{F}} = \frac{\sum_j \left(\frac{R_j}{\nu_j} C_{ij} \right)}{\sum_j \left(\frac{R_j}{\nu_j} \right)} \quad (2.4)$$

$$H^{\text{F}} = \frac{\sum_j \left(\frac{R_j}{\nu_j} H_j \right)}{\sum_j \left(\frac{R_j}{\nu_j} \right)} \quad (2.5)$$

各変数の添字の i はそれぞれの成分を表し, j はそれぞれの相を表す. それぞれの変数および定数を表 2.1, 表 2.2 にまとめた. (2.1) 式左辺第 1 項は系内の各相各成分の質量時間変化を, 第 2 項は流体の移動を示す. ここで, C_{ij} は j 相における i 成分の質量分率を表し, j 相における i 成分の質量を j 相の総質量で除することで計算される. また, L は水理学的分散のスケールを示す. 多孔質媒質中の流れの場合では, 流体中の化学成分濃度は空隙流路や小さなスケールの不均一性の影響で, 分子拡散よりもはるかに大きな分散を示す. この小さなスケールの不均一性を特徴付けるスケールが L であり, 分散率とも呼ばれる. (2.1) 式右辺は系内の湧き出し及び吸い込みを示す. $\dot{m}_{IN}, \dot{m}_{OUT}$ はそれぞれ単位時間当たり流入・流出する流体の質量を示す. C_i^{IN} は流入する流体の i 番目の成分の質量分率を示す. C_i^F は成分 i のある時間における局所的な流動質量分率であり, (2.4) 式で表される. (2.2) 式左辺第一項は系内のエネルギーの時間変化を示し, 第 2 項はエネルギーの流れを示す. 右辺第 1 項は伝導によるエネルギー変化を示し, 第 2 項は位置エネルギーの変化を示す. 第 3 項及び第 4 項は流入及び流出する流体の持つエネルギーを示す. 第 5 項は発熱を示し, 例えば地殻熱流量の流入などを表現する. ここで, H^{IN} は流入する流体のエンタルピーであり, H^F は流動エンタルピーとして (2.5) 式によって定義される. (2.3) 式は多相の流動に対する j 相の質量流束をダルシーの法則によって定義したものである. ここで, R_j は各相の相対浸透率で, 共存するそれぞれの相が互いに流れを阻害する効果を記述したものである.

また, 上記の式に対して構成要素の関係を構成則として与える. ここで, 構成要素の関係とは主に, 1) 空隙率と圧力・温度の関係, 2) 浸透率と圧力・温度

の関係, 3) 各相の相対浸透率と各相の飽和度との関係, 4) 有効熱伝導率と岩石・流体の熱伝導率との関係, 5) 流体の温度, 圧力, 各相の比, 内部エネルギー, 粘性, 密度の関係を指す.

STAR では, これらの支配方程式・構成則に, 初期条件, 物性の空間分布を与え, 圧力 P , 内部エネルギー E , 成分 i の質量分率 C_i を独立変数として, 境界条件を満足するように, 時間の項に関しては完全陰解法を, 空間については 2 次の風上差分を用いて解く. ここで, 内部エネルギー E および成分 i の質量分率 C_i は次の (2.6) , (2.7) 式によって与えられる.

$$E = \frac{\sum_j (S_j \rho_j E_j)}{\sum_j (S_j \rho_j)} \quad (2.6)$$

$$C_i = \frac{\sum_j (S_j \rho_j C_{ij})}{\sum_j (S_j \rho_j)} \quad (2.7)$$

表 2.1 STAR の支配方程式の変数

変数	記号	単位
温度	T	°C
岩石の空隙率	ϕ	-
飽和度	S	-
圧力	P	Pa
密度	ρ	kg m ⁻³
質量	m	kg
熱エネルギー	e	J
比内部エネルギー	E	J kg ⁻¹
比エンタルピー	H	J kg ⁻¹
質量分率	C	-
質量流束	$\vec{M}$	kg m ⁻² s ⁻¹
動粘性係数	ν	m ² s ⁻¹
各相の相対浸透率	R	-
岩石の絶対浸透率	k	m ²
有効熱伝導率	$\bar{K}$	W m ⁻¹ K ⁻¹

表 2.2 STAR の支配方程式の定数

定数	記号	単位
重力加速度	$\vec{g}$	m s^{-2}
岩石の密度	ρ_{R}	kg m^{-3}
岩石の比熱	c_{VR}	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
水理学分散のスケール	L	m

2.2 計算領域の設定および各変数の扱い

STAR では計算領域の座標系として、直交座標系（1 次元，2 次元，3 次元），円筒座標系（1 次元，2 次元），球座標系（1 次元）を取り扱うことが可能である．計算領域として，地形を模した凹凸を与えることが可能である．また，各セルそれぞれに異なった物性値を与えることが可能であり，地下構造の不均質性を取り扱うことができる．各計算セルに対しての境界条件として 1. 温度・圧力一定，2. 断熱不透水，3. 温度一定不透水のいずれかを与えることが可能である．このことを利用すると，たとえば火山島における計算において，海水準以上の地表面には大気圧相当の温度圧力一定条件を，海水準以下の海底地形に相当するグリッドには水深に対応した温度圧力条件を設定することができるなど，複雑な問題設定を取り扱うことが可能である．また，各セルを質量・熱の供給源もしくは排出源として取り扱うことができる．これにより，計算領域上部に降水に相当する水の流入を与えたり，計算領域下部に深部から上昇する熱水供給を与えたりすることができる．

STAR によって，系内の温度，間隙圧，各相各成分の体積分率および質量分率，各相各成分の質量流束，熱流束を求めることができる．ただし，温度，間隙圧，体積分率，質量分率は各計算セルの中央の値が計算され，質量流束，熱流束は隣接する各セル間の値が計算される．図 2.1 にその概念図を示した．

STAR では純水以外に塩やガス成分を含んだ様々な流体を扱うことができる．それらは状態方程式のパッケージとしてプログラムに内包されている．それぞれのパッケージによって，扱える流体の成分が異なり，扱える温度圧力範囲にも差がある．本研究では，HOTH2O と BRNGAS と呼ばれるパッケージを使用し

た. HOTH₂O は水単成分の液相および気相を取り扱うことができる. 取り扱える温度範囲は 0~800 °C で, 圧力範囲は $1\times 10^3\sim 1\times 10^8$ Pa である. 一方, BRNGAS は水とガス, 塩を扱うことが可能なパッケージである. ガスとしては CO₂, CH₄, 空気を取り扱うことが可能であり, 本研究では空気を使用した. 取り扱える温度範囲は 0~350 °C で, 圧力範囲は $5\times 10^4\sim 2\times 10^8$ Pa である.

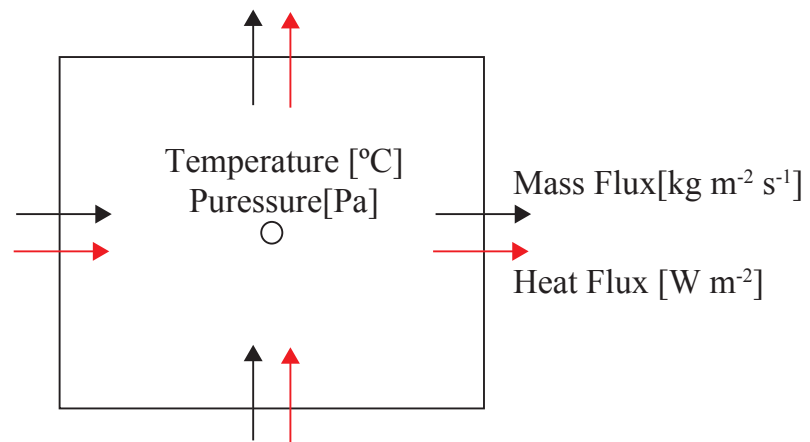


図 2.1 STAR 内で計算されるパラメータの概念図. 温度, 圧力はセルの中心で, 質量流束, 熱流束はセルの境界で計算される.

2.3 STAR の動作検証

本節では、先行研究と同条件で熱水流動数値計算を行い、計算結果を比較することで、STAR の動作検証を行う。比較する先行研究として、2 成分 (H_2O と CO_2) を扱い、STAR とは異なる数値計算ソフト (TOUGH2, Pruess *et al.*, 1999) を使用した Todesco *et al.* (2010) を取り扱う。Todesco *et al.* (2010) は、Campi Flegrei (Italy) における熱水系の消長をモデル化する目的で、均質・不均質媒質、それぞれを用いた熱水流動数値計算を行った。ここでは、均質媒質における熱水流動数値計算結果と比較を行う。

2 次元円筒座標系において動径方向に 10 km、深さ方向に 1.5 km の計算領域を設定する。計算領域上面は地形の凹凸はなく、平面とする。最小のセルは動径方向の長さが 25 m、厚さが 5 m である。ただし、Todesco *et al.* (2010) における計算領域の分割方法の詳細は不明である。そのため、本研究では軸付近で細かく、動径方向に離れるほど粗くなるように設定した。また、鉛直方向では浅部で細かく、深部で粗くなるように設定した。境界条件は、計算領域上面に温度圧力一定 (1.013×10^5 Pa, 20 °C)、それ以外の面には断熱不透水を与えた。計算領域底面の $r = 0 \sim 150$ m の範囲から 350 °C の H_2O , CO_2 の混合流体を供給し、 10^4 年計算を行った。供給流体と岩石の物性値の設定を表 2.3 にまとめた。

図 2.2 に Todesco *et al.* (2010) で示された計算結果（上）と本研究で行った計算結果（下）を示す。等値線は温度を、カラースケールは空隙内の気相の体積分率を示す。これらを比較すると、温度領域の広がり、気相の体積分率の分布ともに、よく一致した計算結果が得られた。従って、STAR の取り扱いおよび、STAR による数値計算は適切に行えていると考えられる。ただし、極浅部における温

度分布 (特に 50 °C の等温線), 深部軸付近の気相の体積分率に違いが見られる.

これは, メッシュの分割方法や, 明記されていない構成則, 数値解法の違いによる差であると考えられる.

表 2.3 動作検証計算に用いた設定値

パラメータ	値
H ₂ O 供給率	1000 t d ⁻¹
CO ₂ 供給率	2400 t d ⁻¹
岩石の密度	2000 kg m ⁻³
空隙率	0.20
岩石の熱伝導率	2.80 W m ⁻¹ K ⁻¹
岩石の比熱	1000 J kg ⁻¹ K ⁻¹
水平浸透率	10 ⁻¹³ m ²
鉛直浸透率	10 ⁻¹³ m ²

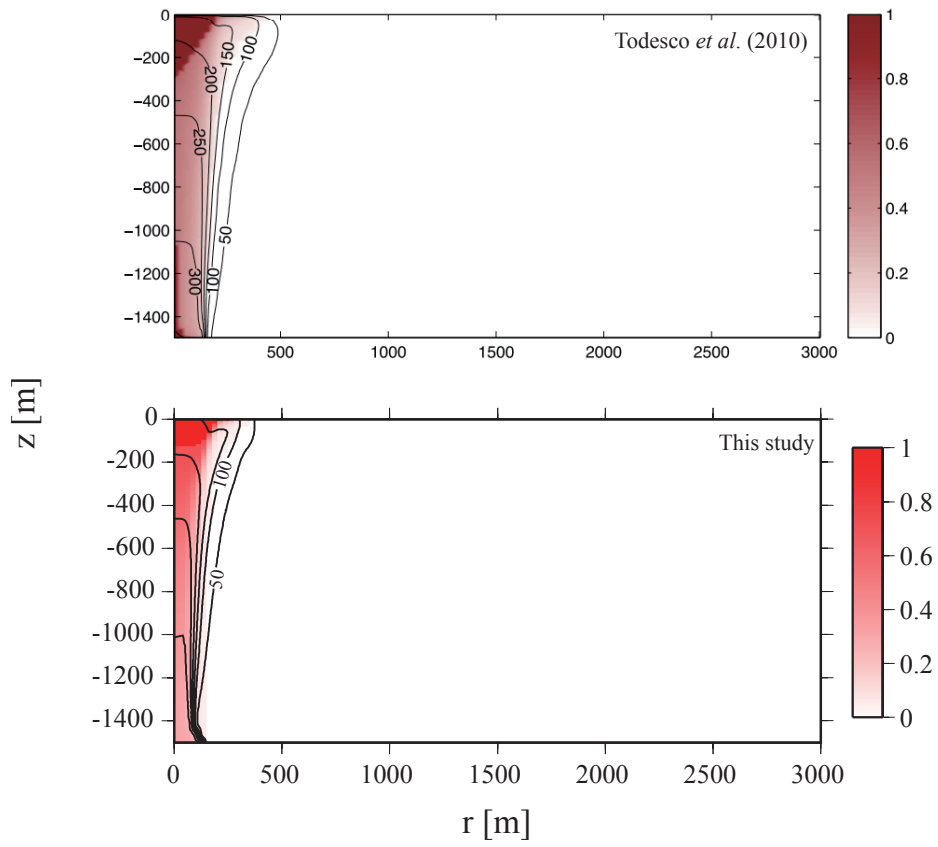


図 2.2 先行研究 (Todesco *et al.*, 2010; 上) と本計算結果 (下) の比較.

等値線は温度を, カラースケールは空隙内の気相の体積分率を示す. コンター間隔は 50 °C.

3. 十勝岳 2008~2016 年の活動を想定した熱水系の数値モデル

3.1 十勝岳における 2008~2016 年の火山活動

十勝岳は北海道の中央部に位置する活火山である（図 3.1）。歴史時代の主な噴火として、1926、1962、1988~89 年の噴火があげられる（Katsui *et al.*, 1990）。1926 年の噴火は、1926 年 4 月の小規模な水蒸気爆発から始まった（北海道防災会議, 2014）。その後、同年 5 月 24 日に噴火の最盛期を迎えた。この噴火の最盛期では大正泥流と呼ばれる泥流が発生し、Uesawa (2014)はこの泥流堆積物の粒度分析・鉱物分析・岩石記載、ならびに古地磁気分析を行い、1926 年噴火の最盛期の噴火推移および泥流発生機構の再検討を行った。それによれば、この大正泥流堆積物は二つのラハールとサージ堆積物によって構成され、これらは比較的高温で定置した。堆積物は熱水変質を受けた安山岩質の砂利、砂、そして泥であった。このラハールは高い粘土含有率（2 mm 以下の粒子中に粘土が 3~5 wt.%）とその堆積構造の特徴から、熱水変質を受けた山体が崩壊することによって発生すると考えられる粘着性ラハールであると考えられた。しかし、サージ堆積物が存在することから、この粘着性ラハールは単純な山体崩壊によって引き起こされたものではなく、水蒸気爆発を伴った山体崩壊によって引き起こされたものであることを示唆した。これらのことから、Uesawa (2014)では、火山体浅部に熱水系が発達し、それが 1926 年噴火に関与したと指摘している。この噴火の最盛期の後、1928 年まで断続的に小規模噴火が繰り返し発生した。この噴火によって形成された崩壊地形は現在大正火口と呼ばれている。1962 年の噴火は水蒸気爆発から始まり、翌日の噴火のメインステージでは噴煙高が 12,000m まで上昇する準プリニー式噴火を引き起こした（気象庁, 2013）。この

噴火活動を通して、62-0, 62-1, 62-2, 62-3 火口と呼ばれる新火口が形成された。

1962 年噴火の総噴出量は $7.1 \times 10^7 \text{ m}^3$ であった（勝井・他, 1963）。1988~89 年の噴火は 62-2 火口からの小規模な水蒸気爆発で始まった。時折小規模な火砕流を伴うマグマ水蒸気爆発が 1989 年 3 月まで繰り返し発生した。1988~89 年の噴火以降、2004 年に有色噴煙の噴出を伴うごく小規模な噴火を起こした（気象庁, 2013）ものの、それ以降目立った噴火活動はない。

十勝岳では現在、噴気活動は主に 62-2 火口および大正火口に集中している。本研究では特に 62-2 火口とその直下における変化に着目する。札幌管区気象台による定常的な観測によると、2000 年以降 62-2 火口の噴気高度および噴気温度が低下している。これは、火口からの放熱率の低下を示唆する。一方、62-2 火口直下の膨張を示唆する地盤変動が 2006 年以降、北海道立総合研究機構地質研究所（道総研地質研）および札幌管区気象台による GNSS 観測によって明らかになっている。2008 年には、北海道大学、気象庁、道総研地質研が協力して、地磁気全磁力の反復測量を開始し、62-2 火口の地下浅部における熱消磁を示唆する磁場変化が検出された。それを受けて、2014 年には北海道大学がプロトン磁力計を 62-2 火口近傍の 2 箇所に設置し、全磁力の連続観測が開始された。以下に本研究で参照データとする全磁力変化と火口における熱活動の推移について詳細に述べる。

3.1.1 全磁力変化

全磁力の繰り返し観測が始まった 2008 年以降、62-2 火口直下における継続した蓄熱が示唆される。全磁力の繰り返し観測は北海道大学、気象庁地磁気観測

所、気象庁札幌管区气象台、道総研地質研の4機関が協力し、2008年から年1~2回の頻度で行なわれている。著者もまたこの全磁力観測ならびに後述の連続観測点の立ち上げに参加し、データ取得に貢献している。2008~2009年の全磁力変化の結果を図3.2に示す。南で全磁力が減少、北で増加の典型的な消磁傾向を示している。変化は火口周辺数100mの範囲のみに現れており、火口直下浅部における消磁を示唆している。橋本・他(2010)は一様に消磁した球でモデル化し、消磁源を62-2火口直下200m、消失磁気モーメントは $1.3 \times 10^6 \text{ A m}^2$ と推定した。図3.2の白棒と等値線はモデルから計算される標高1750mにおける全磁力変化である。

この消磁を引き起こす原因について考察する。同時期に浅部における膨張が観測されていることから、もし応力磁気効果が支配的であれば極性が反転した全磁力変化が観測されるはずである。また、界面動電効果による全磁力変化も考えにくい。その理由のひとつは、実際に観測されている磁場変化が一般的な条件下で界面動電現象から理論的に期待される磁場の大きさを遥かに超えていることによる。また、一方的な磁場変化が数年以上、継続しているという事実を界面動電現象で説明するためには、その磁場を発生させる強力な電流系が長時間維持され、かつ徐々に強まっていくことが必要であるが、そのような電流を発生させ得る地下の熱水対流が徐々に発達しているという証拠もない。また、化学反応による消磁であると仮定すると、長期間にわたって磁性鉱物が溶脱していることが想定されるが、現時点でこれを裏付ける証拠はない。また、化学反応による磁性鉱物の損失である場合、不可逆反応であると考えられ、今後観測を継続していく中で、帯磁傾向が観測された場合、化学反応によって磁性鉱

物が失われているとする仮定は棄却される．これらのことから，本研究ではこの消磁が熱磁気効果によるものであり，62-2 火口直下の蓄熱過程を示唆するものであると仮定して議論を進める．図 3.3 に連続観測点 TKSM と TKNM（2014 年以前はそれぞれの近傍の繰り返し測量点）の単純差の時間変化を示す．この 2 点が 62-2 火口直下の磁化強度変化を反映しているとき，グラフが右下がりであれば消磁傾向を，右上がりであれば帯磁傾向を意味する．2008 年以降，2 点間の差は右下がりであり，変化率がほぼ一定で経過しており，62-2 火口直下の蓄熱過程は数年スケールで継続していると考えられる．2015 年にトレンドの反転が見られるが，これはこの時期に既存の地熱異常域（振子沢噴気孔群）が拡大し，TKSM 近傍にまで迫ってきたことに対応した，非常に局所的な変化の影響である．その後，これまでと同じ傾向に戻っていることから，この間も他期間と同様に火口直下浅部での蓄熱は進行していたと考えられる．

3.1.2 火口における熱活動の推移

1988~1989 年の噴火以降，62-2 火口は 1995 年と 2000 年の二度，噴火を伴わない表面熱活動の高まりを示した．2000 年以降，その熱活動は低下傾向にある．図 3.4 に 2000 年以降の 62-2 火口縁上の噴気高さの日最大値の月平均（黒丸），62-2 火口の火口温度（赤丸）を示す．気象庁は 2014 年までは図 3.1 中のカメラ 1 の地点から，2014 年以降はカメラ 2 の地点から遠望カメラで常時観測を行っており，その映像から噴気高度を数値データ化している．それによれば，噴気高度は 2000 年以降緩やかに減少し，その後も低調なまま推移している．2000 年代始め，噴気高度は火口縁上 200~300 m の高さであった．その後，2010 年代に

は火口縁上 50~100 m 程度に減少した。噴気高度は風向や風速に影響を受けるため、噴気放熱率の変化を直接反映するとは限らないが、日最大値を抽出しその月平均をとることで風による効果はほぼ除去されていると考えられ、この噴気高度低下は実際の噴気放熱率の低下を示していると考えられる。62-2 火口の火口温度は赤外熱映像装置を用いて札幌管区気象台と道総研地質研によって現地観測されてきた。62-2 火口の火口温度は 2000 年代始め、500 °C 程度の高温であったが、噴気高度と同様に 2000 年以降、減少傾向が見られる。2004 年から 2005 年にかけて火口温度の高まりが観察されたが、その後 100 °C 程度まで低下し、それ以降は低調な状態が続いている。上記の噴気高度の低下と火口温度の低下は、両方とも 2000 年以降の火口からの放熱率の低下を示唆している。

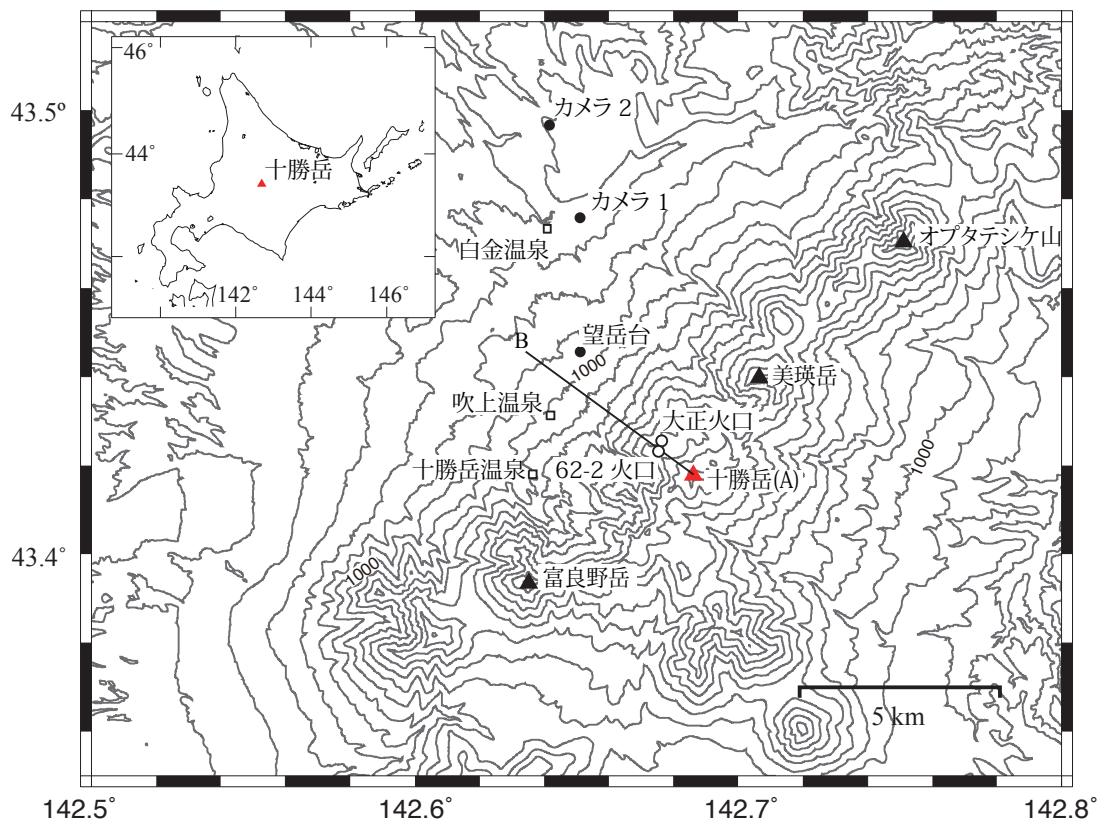


図 3.1 十勝岳の位置（枠内）と周辺の地形．十勝岳山頂（A）と B を結ぶ実線は本研究の計算領域を示す．白丸は現在噴気活動が集中している火口を，白い四角は温泉を示す．等高線の間隔は 100 m.

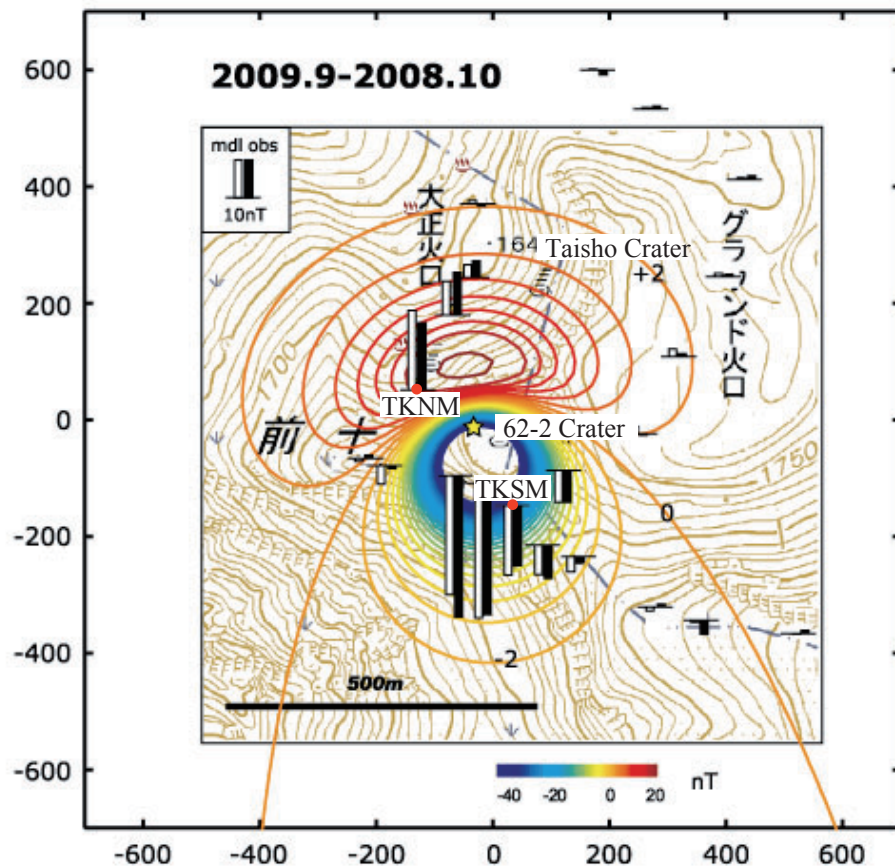


図 3.2 2008~2009 年の全磁力変化の観測値と計算値の比較（橋本・他，2010
 に加筆）．白と黒の棒グラフはそれぞれ計算値と観測値を表す．星印は推定され
 た消磁源の位置を示す．等値線は標高 1750 m における全磁力変化の計算値．
 TKNM と TKSM は 2014 年に北海道大学が設置した連続全磁力観測点．

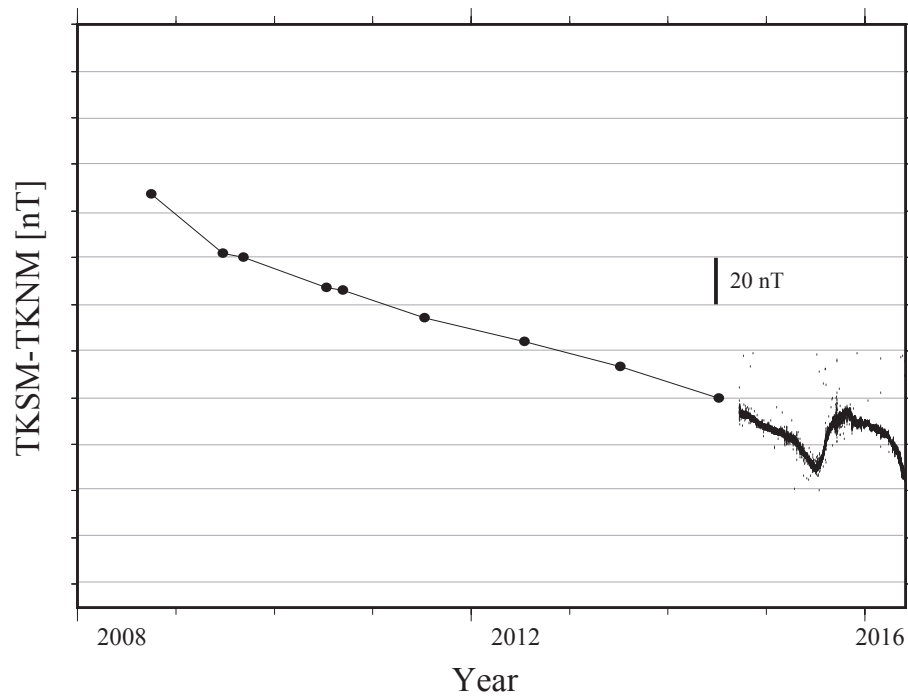


図 3.3 TKSM と TKNM の差分全磁力変化. 2014 年 9 月以前のプロットは, 近接した繰り返し全磁力観測点のデータによる.

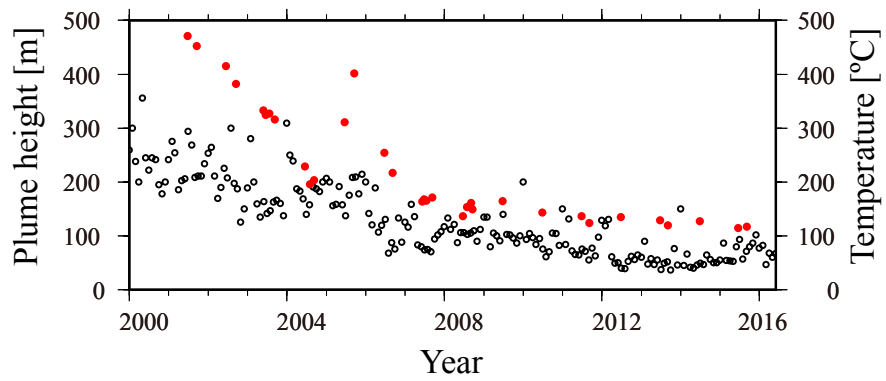


図 3.4 62-2 火口噴気高度と火口温度の時間変化. 黒丸は噴気高度を, 赤丸は火口温度をそれぞれ示す (札幌管区气象台と道総研地質研による観測データ).

3.2 概念モデル

橋本・他（2010）では、62-2火口直下の蓄熱過程、膨張を示唆する地盤変動、火口からの放熱率の低下に対し、次のような概念モデルを提案している。1) 消磁源に供給される熱の大半は深部から上昇してきた水蒸気が放出する潜熱である 2) 潜熱放出後の液相は火道内を流下して深部にリサイクルしている 3) 蓄熱率と62-2火口からの噴気放熱率の低下量が見合う可能性があり、深部からの供給量の増加は必ずしも必要ではない。しかしながら、この概念モデルでは実際に気相から液相への相変化が起こるかどうかの検証はなされておらず、また、62-2火口からの放熱率が低下したメカニズムも提案されていなかった。そこで、本研究では62-2火口からの放熱率を低下させるメカニズムとして、火道内の一部の浸透率の低下（火道閉塞）を導入する。火道閉塞の原因として過去の噴出物の火口への再堆積や火道内における鉱物の析出といった物理的または化学的過程が考えられる。先行研究によって、いくつかの火山で鉱物の析出による浸透率の低下が水蒸気爆発の発生の重要なプロセスであると指摘されている（Raoul Island, New Zealand; Christenson *et al.*, 2007, Ruapehu, New Zealand; Christenson *et al.* 2010）。よって本研究では、数値モデルに「火道閉塞」を導入し、以下のようシナリオを検証する。（1）1988~89年の噴火以降、深部から熱水が定常的に供給されており、安定した火道を通して、62-2火口から放出される。（2）2000年以降、何らかのきっかけで火道閉塞が起こり、62-2火口からの放熱率が低下する。（3）火道閉塞により上昇を妨げられた気相が液相に変化し、潜熱を放出することで、火道閉塞発生深度付近の温度が上昇する。

本章における数値計算で注目する点は、（1）火道閉塞による火道の浸透率低下が火口下での熱消磁と地表での全磁力変化、および火口からの放熱率低下（噴気放熱率および火口温度の低下）を引き起こすことが可能か、（2）火道閉塞が他の観測で検知可能な何らかの変化を引き起こすか、（3）消磁源の実態は、気液の相変化に伴う潜熱放出による蓄熱かどうか、の3つである。

3.3 数値計算

計算は水単成分の0~800 °Cを取り扱うことのできる状態方程式HOTH2Oを用いて行った．図3.1中に示す十勝岳山頂と62-2火口を通過する断面（A-B断面）を近似した2次元の計算領域を用いた．2次元の計算領域では，Y軸方向の流体および熱の流れを考慮できないが，火口浅部の熱水系の変化を観察するという本研究の目的は達成できると考えられる．それは十勝岳の主な傾斜方向が北西－南東であり，熱水流動がその地形勾配の影響を大きく受けると考えられるからである．計算領域は矩形セルで分割され，X軸はA-B断面に沿った南東方向に，Y軸はX軸に直交する北東方向に，Z軸は鉛直上向きに設定した．X方向に29，Z方向に73のセルを設定し，Y方向には1とすることで2次元とした（図3.5）．実スケールでは，X方向に5000 m，Z方向に2075 m，Y方向に250 mの計算領域である．境界条件として上流側の側面（ $x = 5000$ m）と下端（ $z = 0$ m），Y軸の両側面（ $y = 0, 250$ m）には断熱不透水を，地表面を近似した上端と下流側の側面（ $x = 0$ m）には温度圧力一定を与えた．上端の温度は15 °C，圧力はこのあと述べるように大気圧と0.01気圧の2通りを与えている．次に説明するすべての計算ステップにおいて，地表面に相当する各セルから年間降水量相当の水（ $2.8 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ ，15 °C）を流入させた．また，最下部のセルから地殻熱流量相当の熱量（ $6.9 \times 10^{-2} \text{ W m}^{-2}$ ）を与えた．

計算は4つのステップで行った．初めに，地表面に大気圧（ $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ ）の境界条件を与え，山体内の浸透率は一様として 10^5 年間計算し準定常状態を実現した．その後，地表面の境界条件圧力を $1.013 \times 10^3 \text{ Pa}$ としてさらに 10^5 年間計算を行い，次の準定常状態を表現した．これは，HOTH2Oが水単成分しか扱えず，空

気を導入できないために、気相として水を蒸気化させることで不飽和領域を山体浅部に表現するための手順である。この後のステップでは地表面の圧力は $1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$ として計算を行う。次に、火道を模した、火口直下の最深部から地表面まで伸びる高浸透率のパイプ（噴気火道を想定）と火口浅部を囲う低浸透率の構造（熱水変質によるキャップロックを想定）を導入した。その上で、火道最深部（ $x = 3875 \sim 3900 \text{ m}$ ）から熱水（ $2.7 \times 10^6 \text{ J kg}^{-1}$, 静水圧で 350°C 相当）を一定の率（ $2.4 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ ）で供給し、 10^3 年間計算を行った。このとき、熱水供給率は火口からの放熱率がおおよそ 100 MW となるように調整した。この噴気放熱率は気象庁が遠望カメラで常時監視している十勝岳の噴気画像のうち、2004 年のタイムラプス画像に plume rise 法（鍵山, 1978）を適用し著者が推定した。この後示す結果の計算開始時間（ $t = 0$ ）および準定常状態はこの状態を示す。その後、深部からの熱水供給率を変えずに、火道の一部の浸透率を低下させ、10 年間計算を行い、火口温度・火口からの噴気放熱率、全磁力変化を観察した。

浸透率・構造の組み合わせとして 4 つのケースについて計算を行い、比較した。全てのケースにおいて火口直下に深部から地表まで伸びる火道（ $k = 5.0 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ ）を配置した。また火道内の浅部の 1 つのセルを、浸透率を変化させる Permeability-Changeable-Block (PCB) とし、火道閉塞はこの PCB の浸透率を低下させることで表現した。母岩の浸透率には、不飽和領域がモデル標高おおよそ 900 m より上部に発達する場合（ケース A, B; $k = 5.0 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ ）と不飽和領域が発達しない場合（ケース C, D; $k = 5.0 \times 10^{-16} \text{ m}^2$ ）の 2 つの場合を設定した。計算領域内を一樣な浸透率（ $k = 5.0 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ ）、一樣な空隙率（ $\phi = 0.1$ ）と設定した場合の

空隙内の気相の体積分率を図3.6に示した．山体浅部に不飽和領域が表現されていることがわかる．本来，岩石の浸透率は掘削コアのサンプル測定や地下水位の測定などのデータを参照して決定するべきであるが，十勝岳ではそのようなデータが得られていない．ここでは，他の火山の測定結果 $10^{-18} \sim 10^{-10} \text{ m}^2$ を参考に設定した（Saar and Manga, 1999; Sruoga *et al.*, 2004）．Case Aにはキャップロック構造を配置した．その形状は，MT観測をもとに十勝岳の比抵抗構造を推定した山谷・他（2010）で得られた62-2火口直下の火道状の低比抵抗領域（ $\sim 0.5 \Omega$, 150~700 m深）を囲うように設定した．Case Bでは，比較のためにキャップロックなしとした．Case Cでは，熱水系の発達によって変質した領域を想定し，高浸透率の領域（Region 2; $k = 5.0 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ ）を火道周辺に配置した．比較のためにCase Dでは，そのような高浸透領域なしの設定とした．表3.1にそれぞれの構造における水平浸透率をまとめた．鉛直浸透率については，母岩およびRegion2で水平浸透率の0.1倍，それ以外の領域では等倍とした．本研究では浸透率の効果に着目するために全てのケースにおいて空隙率は0.1で一様とした．Takahashi *et al.* (2015) では，十勝岳の山腹で湧出する温泉の流量および化学成分比観測から，十勝岳の地下構造として複数枚の溶岩流とそれぞれの溶岩流の間に発達した複数の帯水層の存在を指摘しており，複雑な地下構造であることが想定される．一方，本章の計算モデルでは，母岩の浸透率や空隙率は一様に設定しており，十勝岳の地下構造として現実的でないかもしれない．しかし，本章では，簡単な系において火口およびその直下の熱水系の変化を観察するために，単純化した地下構造モデルを設定した．

火口温度および火口からの噴気放熱率として、模擬火道最上部のセルの温度と地表面への気相による熱流束を観察した。地磁気全磁力は、熱水流動の数値計算により得られた火道閉塞後の温度分布を用いて計算した。まず、十勝岳の岩石（火砕流堆積物）について行われた段階熱消磁実験のデータ（曾我, 1997）を参照し、筆者が数式の形に近似した温度磁化特性（3.1式）を用いて、各セルについて温度 [°C] から磁化強度 [A m^{-1}] を計算する。

$$J(T) = J_0 \left[1 - \frac{T}{1500} \right] \quad (3.1)$$

ここで、 J_0 は温度 0 °C における岩石磁化強度であり、本研究では 10 A m^{-1} を仮定した。その後、一様に磁化した直方体を作る磁場の計算式（Bhattacharyya, 1964）を用いてそれぞれのセルからの観測点 (x,y,z) への影響を計算し、それらを重ね合わせることで、地表面における全磁力 $F(x,y,z)$ を計算した。

表 3.1 各領域の水平浸透率 [m^2].

Case	Region 1 (Host rock)	Region 2	Conduit	Cap-rock
A	5.0×10^{-14}	5.0×10^{-14}	5.0×10^{-10}	5.0×10^{-17}
B	5.0×10^{-14}	5.0×10^{-14}	5.0×10^{-10}	-
C	5.0×10^{-16}	5.0×10^{-13}	5.0×10^{-10}	-
D	5.0×10^{-16}	5.0×10^{-16}	5.0×10^{-10}	-

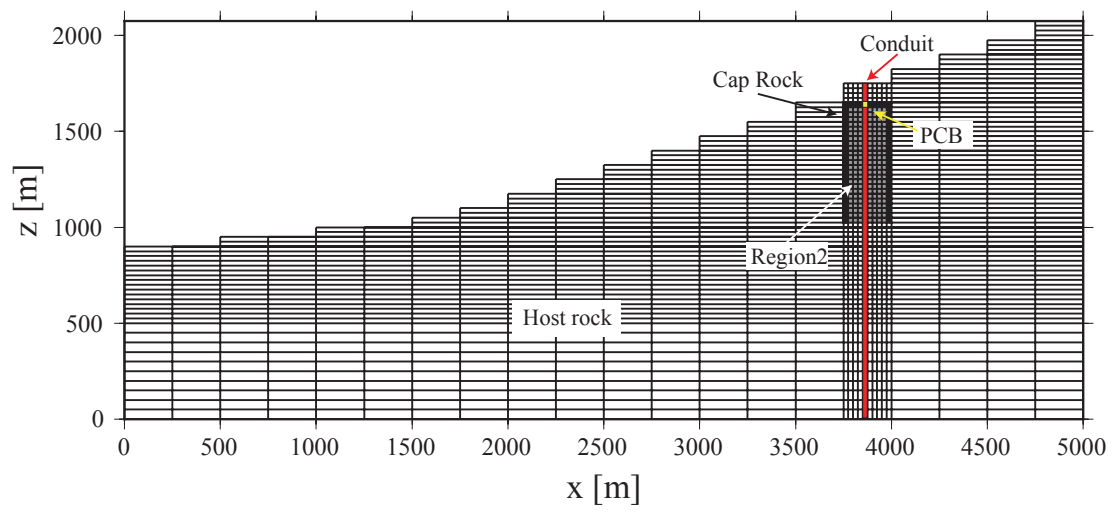


図3.5 計算領域の設定. 赤いパイプは火道を模した高浸透領域. 火口下のキャップロック構造はCase Aにのみ設定. 火道閉塞はPCBの浸透率を低下させることで表現.

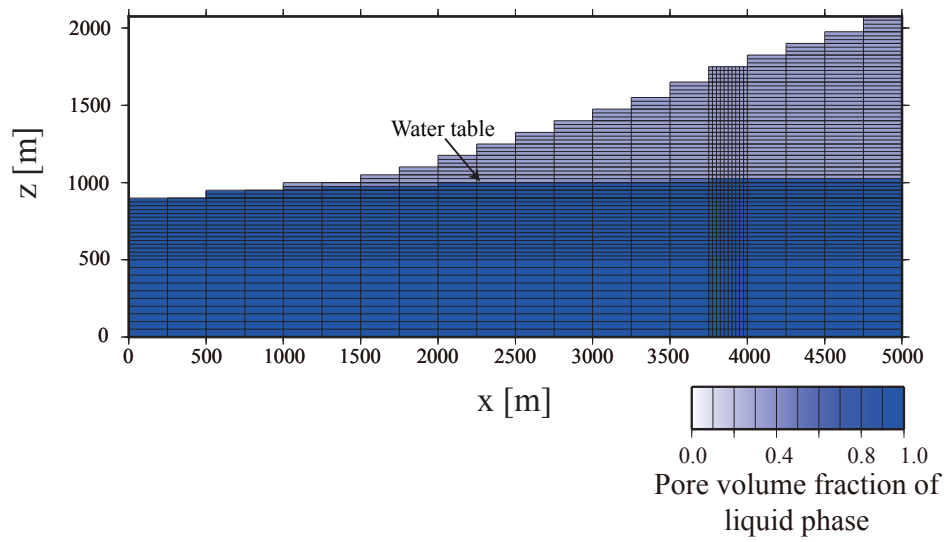


図3.6 間隙内の液相の体積分率の分布. 浸透率 k は一様とし, Case A, Case Bと同じ $5.0 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ を用いた. 標高の高い領域では不飽和領域が発達し, 地下水面がモデル標高900 mに現れている.

3.4 数値計算の結果

まず初めに、A~D の各ケースについて、火道閉塞を導入する直前の準定常状態 ($t=0$) を示す。気相・液相の質量流束ベクトルを温度分布に重ねたものを図 3.7 に、空隙内の液相体積分率の分布を図 3.8 に示す。すべてのケースで火道内を気相が上昇し、噴気として火口から放出されている。Case A, Case B のように母岩の浸透率が比較的高い場合、高温領域 ($100\sim 300\text{ }^{\circ}\text{C}$) が山体全体に広がり、山麓部に熱水の湧出が認められる。地下水位より低標高の領域では、液相水の対流により高温領域が広がり、火口直下では気相卓越領域が発達する。一方、Case C, Case D のように母岩の浸透率が比較的低い場合、高温領域は山体全体に広がらず、山麓部の熱水湧出も認められない。Case A と Case B を比較すると、Case A ではキャップロック構造により浅部における流体の拡散が抑制され、浅部では高温領域が制限されていることがわかる。

次に、PCB の浸透率を 5×10^{-10} から $5\times 10^{-14}\text{ m}^2$ へと 4 桁低下させた (火道閉塞) 一年後の温度と液相、気相それぞれの質量流束の分布を図 3.9 に示す。Case A と Case C の場合では火道内での気相の上昇とその周辺での顕著な液相の流下が観察される。火道とその周辺における液相の流下質量は、低浸透率の PCB によって上昇を妨げられた気相質量とほぼ同程度である。一方、Case B と Case D では、火道とその周辺における液相の流下質量は低浸透率の PCB によって上昇を妨げられた気相質量のおよそ 10% である。ここで、PCB によって上昇を妨げられた気相質量は、PCB の上下の気相流量の差をとることで推定した。また、流下する液相流量は、Case A におけるキャップロック内に相当する領域のうち、PCB 直下の高さのセルの質量流量を積算して算出した。火道閉塞直前の準定常

状態から浸透率低下後 1 年での温度変化の分布を図 3.10 に示す。全ての場合で PCB 以深の火道周辺領域での温度上昇が認められる。Case A, Case B では山麓の熱水湧出に対応する温度変化が認められる。一方で, Case C, Case D では, 顕著な温度変化は火口直下のみに現れている。また, 低浸透率のキャップロックは PCB 以深の温度上昇領域を制限することが Case A と Case B の比較から明らかである。

さらに, 計算された地下の温度変化に基づいて, 3.3 節に示した手順でモデル標高 1750 m (概ね 62-2 火口の標高に対応) における全磁力変化を求めた。その空間分布を示したのが図 3.11 である。図 3.11 のすべてのパネルにおいてグレーの線で描かれた四角は, 熱水流動計算で設定した 2 次元グリッドを表している。また 2 つの赤丸は 2014 年に設置された全磁力連続点の位置を示す。全てのケースにおいて南側で全磁力の減少, 北側で増加という, 実際の観測結果と調和したパターンが得られたが, 1 年間での変化量は実際の観測量よりも 4~5 倍程度大きい。ただし, 変化量は温度磁化特性の近似式, 岩石の比熱に依存する。ここではそれらを仮定して計算しているため, 変化量を厳密に合わせることに大きな意味はない。

2 箇所連続観測点における全磁力の単純差 (TKSM-TKNM; 以後は単に「差分全磁力変化」呼ぶ) と火口温度, 火口からの噴気放熱率の時間変化を図 3.12 に示す。準定常状態の火口の温度 (110~130 °C 程度) は実際の観測値 (400 °C 程度) に比べて低い, これは, 準定常状態における火口からの噴気放熱率が 100 MW (火口の面積を 1 セル分 $6.3 \times 10^3 \text{ m}^2$ ($25 \times 250 \text{ m}^2$) として算出) になるように, 模擬火道底部からの熱水供給率を調整していることによる。噴気放熱

率の大半は水蒸気によって運ばれていると推測されるが、火口温度の絶対値は水蒸気以外の火山ガス成分によって大きく変化する。そこで、水単成分しか取り扱うことのできない本研究では、火口温度については絶対値ではなく主に時間変化に着目することとした。

Case A ではその変化率は時間とともにやや減衰するものの継続した消磁傾向が現れている。また、火口温度は初めの 2 年ほどで低下し、その後低調なまま推移している。火口からの噴気放熱率は、最初の数ヶ月で減少したのち、徐々に回復する傾向が見られるが、準定常状態より低い放熱率で保たれる。Case B では、火口温度および噴気放熱率は Case A と同様の傾向が見て取れる。一方、差分全磁力変化には Case A では見られなかった帯磁と消磁を小振幅で繰り返す挙動が現れる。これはキャップロックがないことによって生じる山体浅部への熱水の拡散が影響しているのではないかと考えられる。Case C, Case D では、噴気放熱率には Case A, Case B で見られたような初期の数ヶ月間での急速な減少が見られる。しかし、その後の振る舞いが Case A, Case B と異なり、準定常状態とほぼ同程度まで回復する。また、火口温度も初期の 1 年のうちに急速に低下し、その後準定常状態と同程度もしくはそれよりも高い状態まで回復する。このような噴気放熱率と火口温度の振る舞いは観測事実と調和的でない。一方、観測結果と調和的な継続した消磁傾向は Case C, Case D においても観察された。しかし、Case C の方が Case D よりも継続時間が短かった。これは Case C の火道周辺に設置した高浸透領域 (Region 2) の効果であると考えられる。Region 2 の浸透率が高いために熱水の拡散が速かったのであろう。以上のことから、ここで検討したケースの中では、高浸透率の母岩と低浸透率のキャップロックを有

する Case A の設定が十勝岳 62-2 火口直下の浅部熱水系の振る舞いを考察するための模擬構造として最も適していると言える。

以上の検討をふまえた上で、火道閉塞の度合い、つまり、PCB の浸透率低下量の違いによる熱水系の振る舞いの違いについて検討するために、さらにいくつかの計算を行った。Case A の構造を用いて、PCB の浸透率低下量を様々に変えた場合の差分全磁力変化と火口温度、噴気放熱率の時間変化を図 3.13 に示す。PCB の浸透率低下量が大きければ大きいほど、差分全磁力変化量は大きくなる。しかし、浸透率低下量が 4 桁よりも大きくなると、挙動に顕著な違いは見られなくなる。火口温度と噴気放熱率は、浸透率低下量が 4 桁以下の場合、殆ど変化しないか 1~2 年間で低下したのち、準定常状態と同程度まで回復する。浸透率低下量がより大きい場合には、このような回復傾向は認められなくなり、低下したまま推移する。

浸透率低下量の違いによる火道閉塞後の熱水系の振る舞いは以下のように理解することができる。火道閉塞によって、PCB より上方へのガスの輸送量が一時的に低下する。これにより、PCB 直下の領域では、温度、間隙圧ともに増大する。この時、閉塞後の火道浸透率が母岩の浸透率よりも大きい場合、増大した間隙圧により火道内の上昇流が促進され、噴気量及び火口温度が増加に転じる。一方、閉塞後の火道浸透率が母岩の浸透率よりも小さい場合、増大した間隙圧は火道周辺の母岩への流動を促進する。これにより、噴気量及び火口温度は低下したまま低調に推移し、PCB 直下の温度上昇が進行する。これらの結果から、十勝岳で 2008~2016 年に観測されたような、火口浅部で継続的な消磁が進行しながら、火口温度および噴気放熱率は低下し、低調なまま推移するとい

うような特徴を引き起こすメカニズムの一つとして、噴気火道の一部で浸透率が短期間のうちに数桁オーダーで低下することが考えられる。

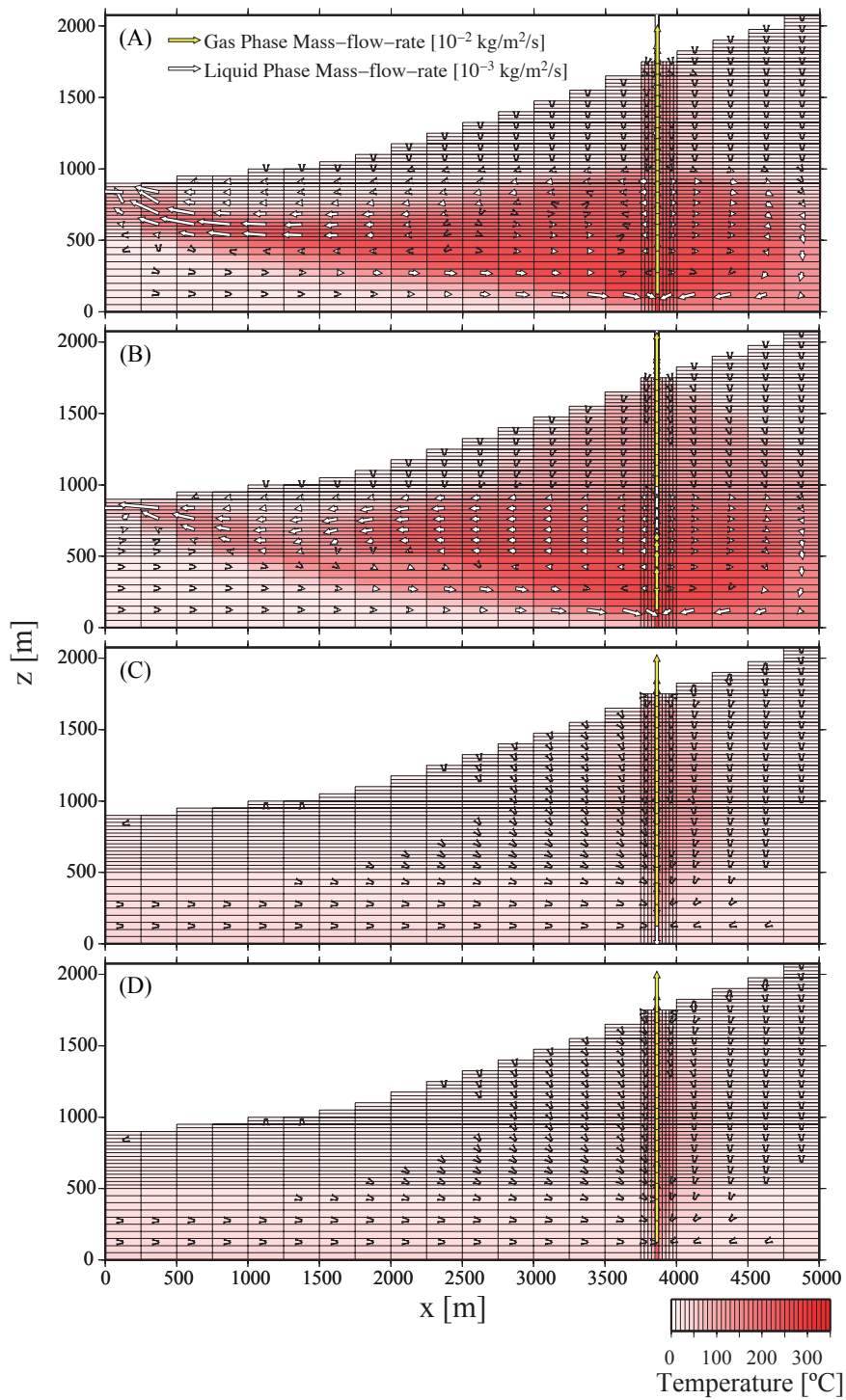


図 3.7 準定常状態における温度，気相・液相の質量流束．白色・黄色の矢印は液相と気相の質量流束をそれぞれ示す．液相の質量流束を表す矢印は気相のそれに対して 10 倍に誇張されている．

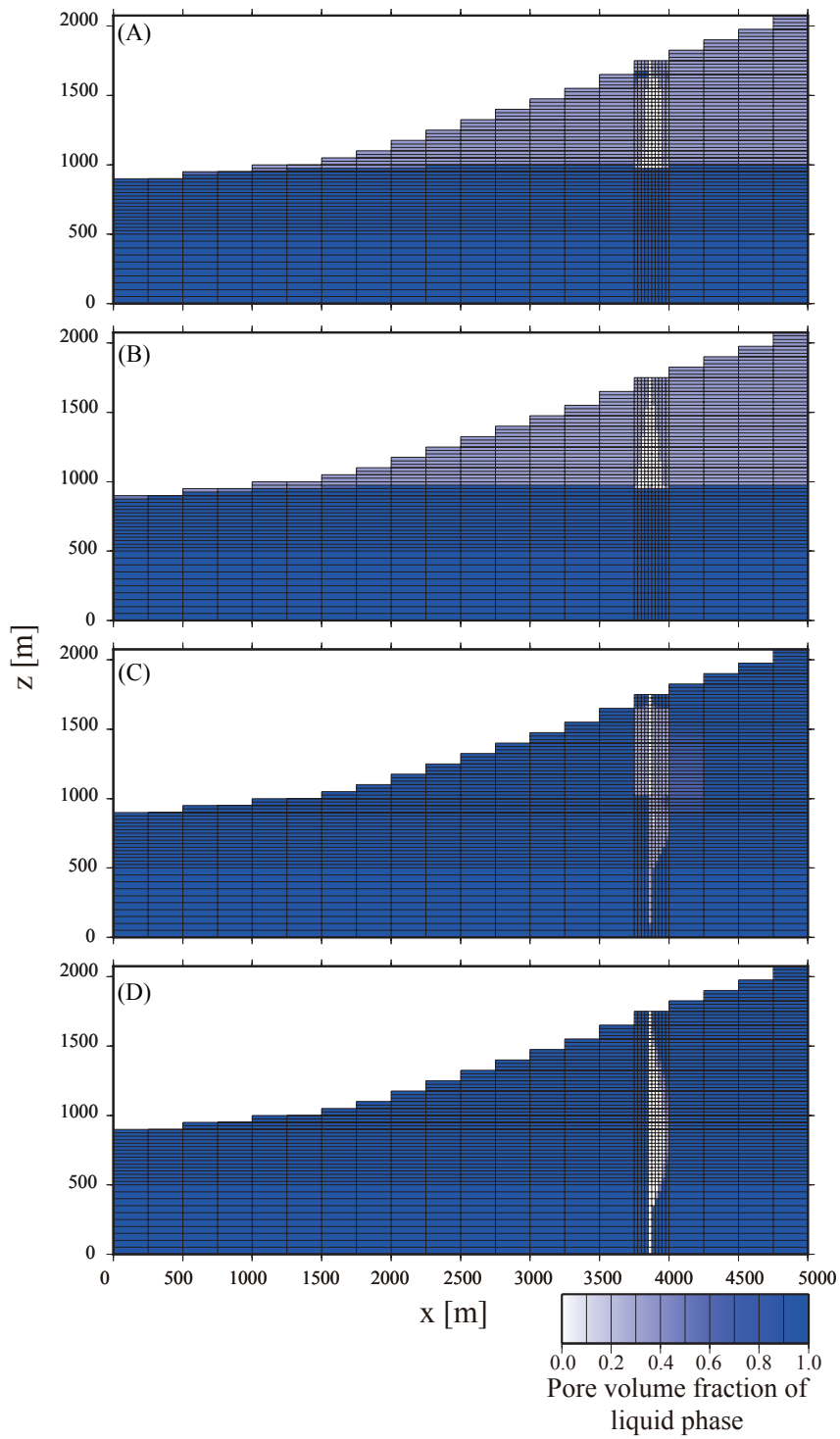


図 3.8 準定常状態における空隙内の液相の体積分率の分布.

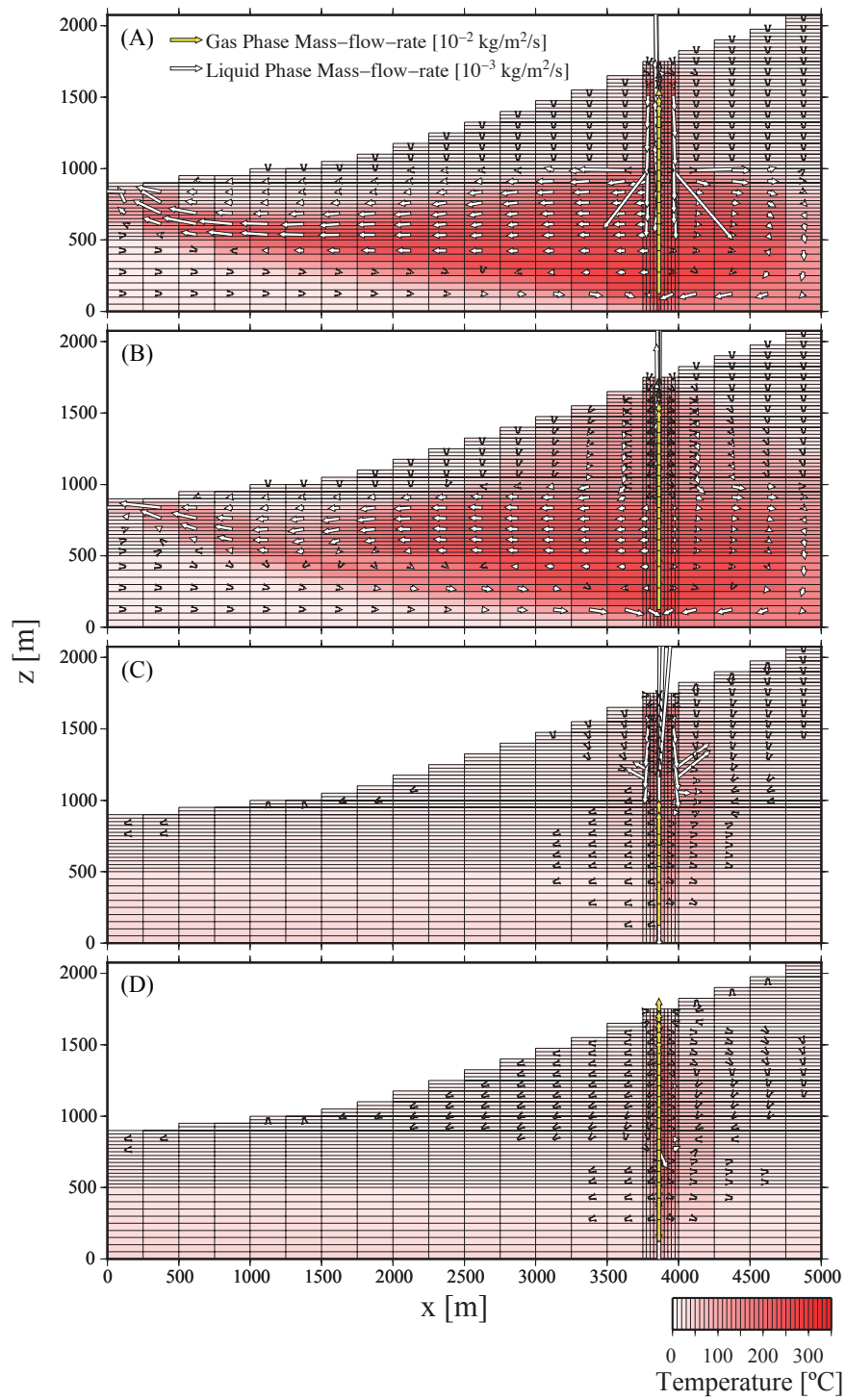


図 3.9 火道閉塞から 1 年後の温度、液相・気相の質量流束の分布.

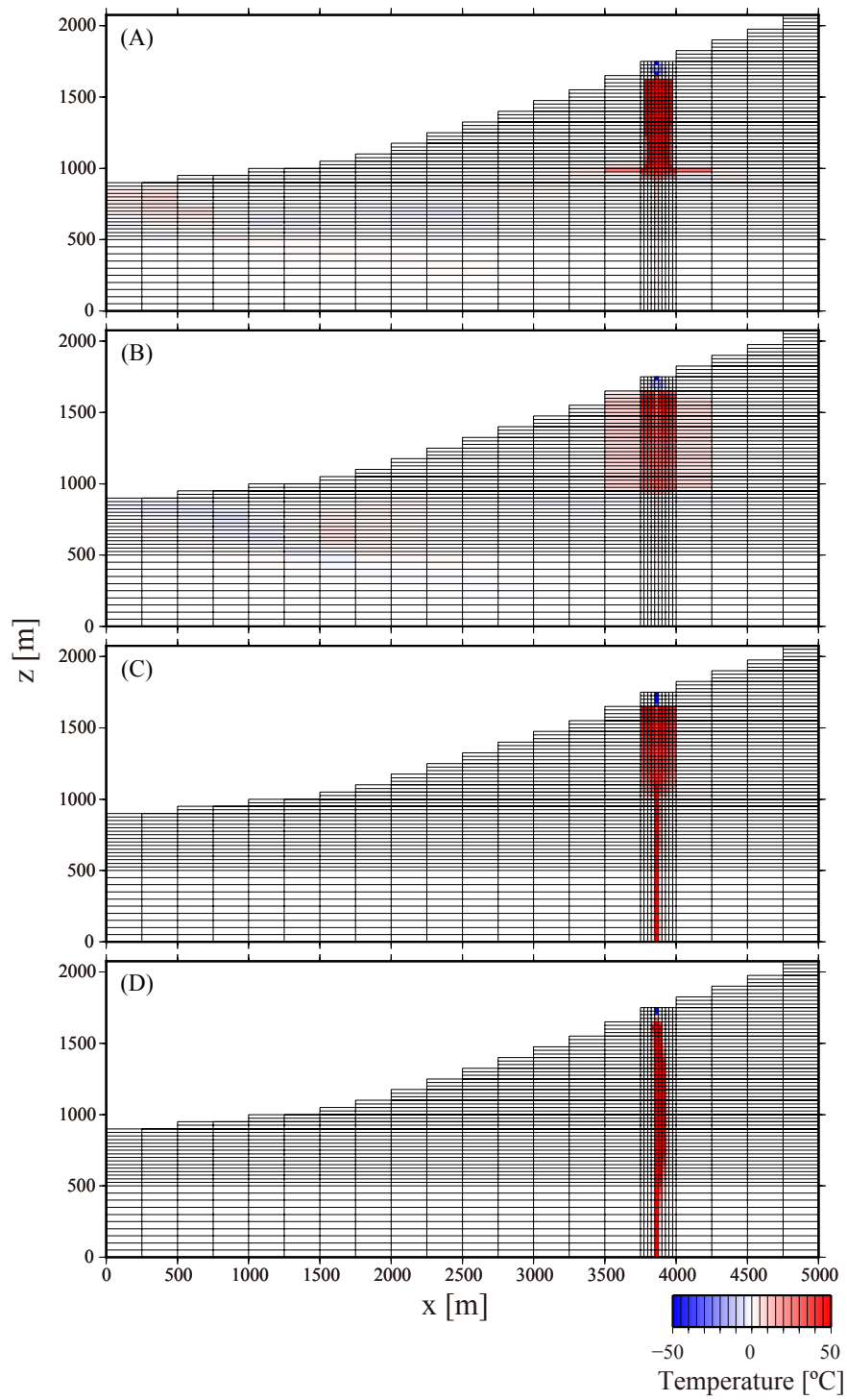


図 3.10 火道閉塞後 1 年間の温度変化の分布.

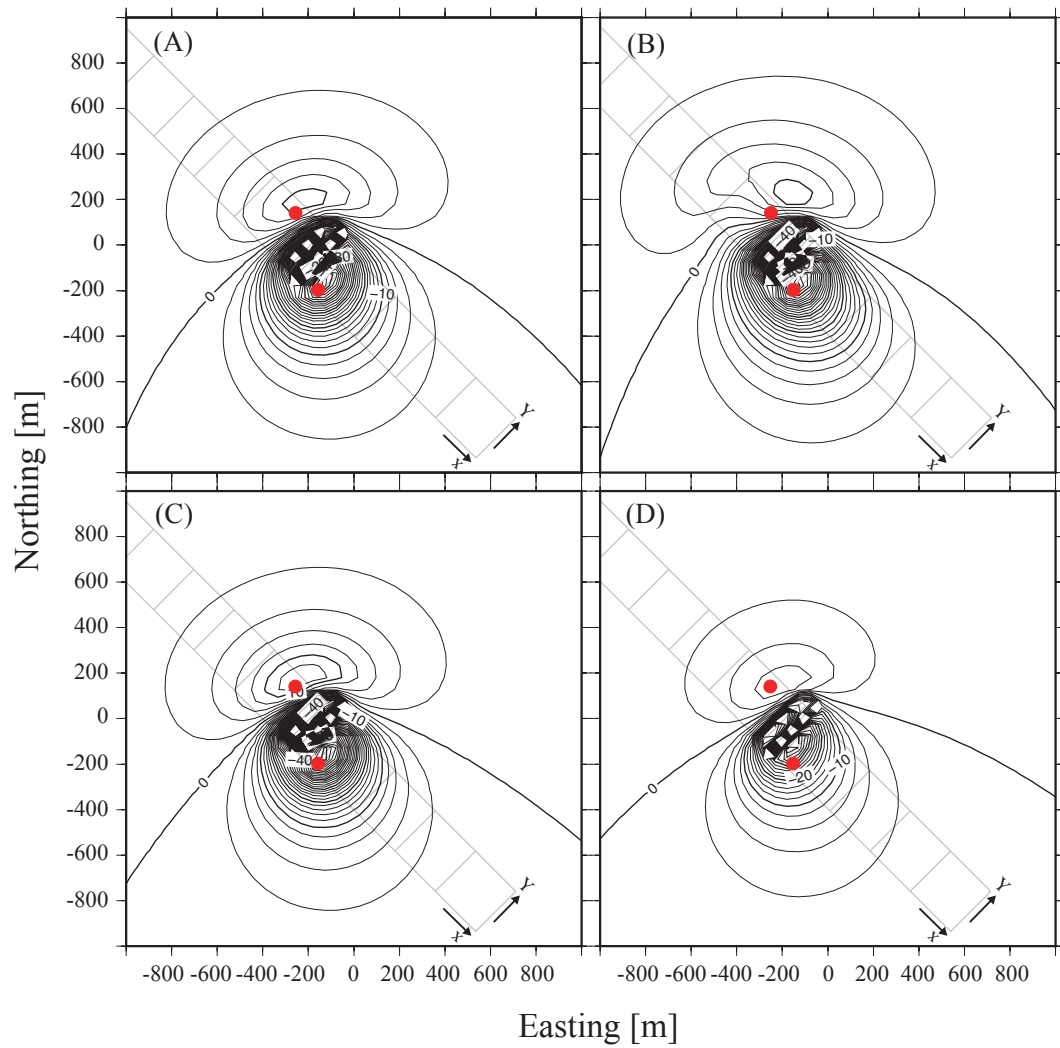


図 3.11 モデル標高 1750 m における火道閉塞 1 年間での全磁力変化. 熱水流動数値計算による温度変化と温度磁化特性の近似式に基づき, 直方体モデルの重ね合わせによって求めた. コンター間隔は 2 nT. 赤丸は連続観測点の位置を, 四角は熱水流動数値計算のグリッドを示す.

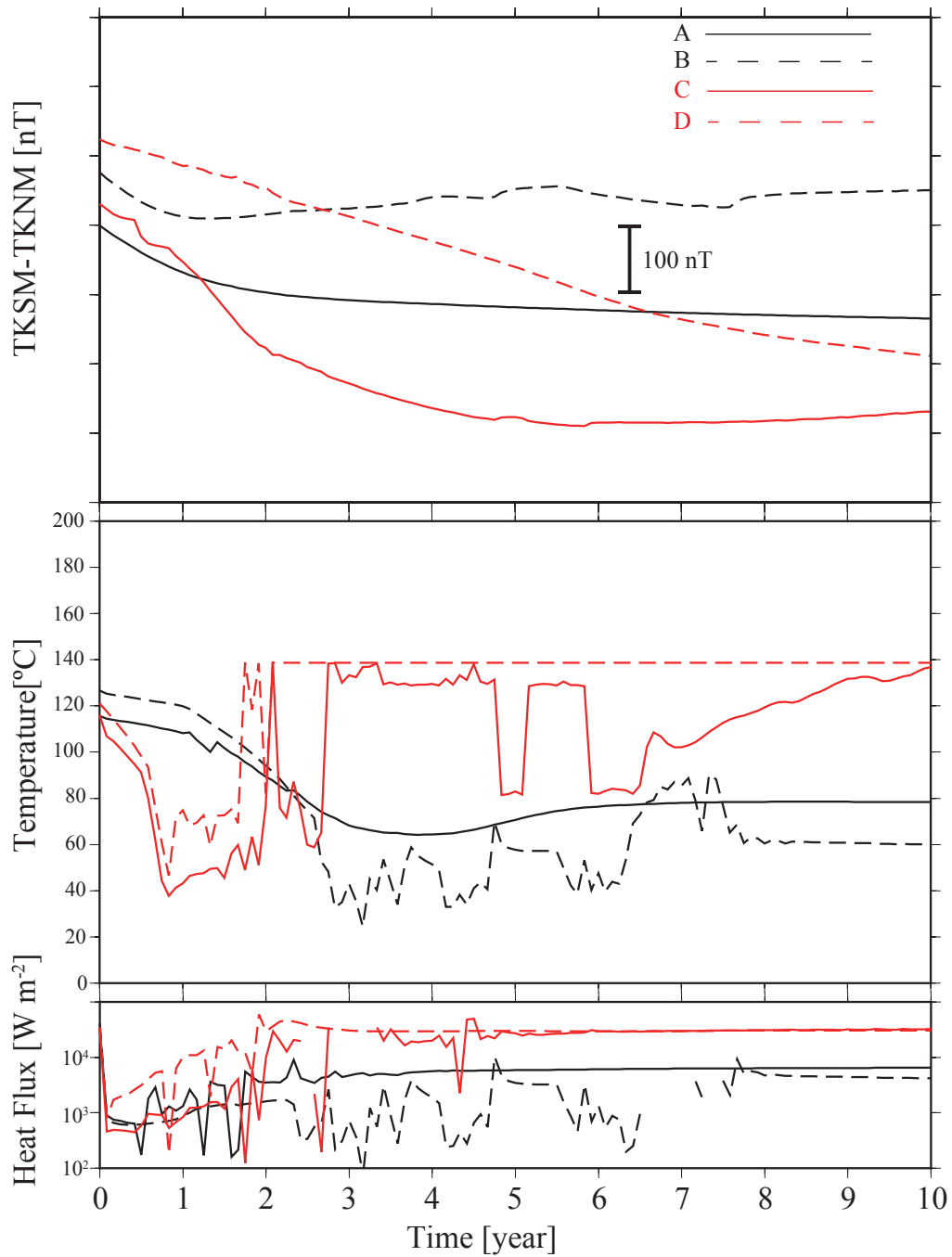


図 3.12 数値計算の Case A~D における火道閉塞後 10 年間の時間変化. 上のパネルは連続観測点の差分全磁力変化を, 中央のパネルは火口温度の時間変化を, 下のパネルは火口からの噴気放熱率の時間変化を示す.

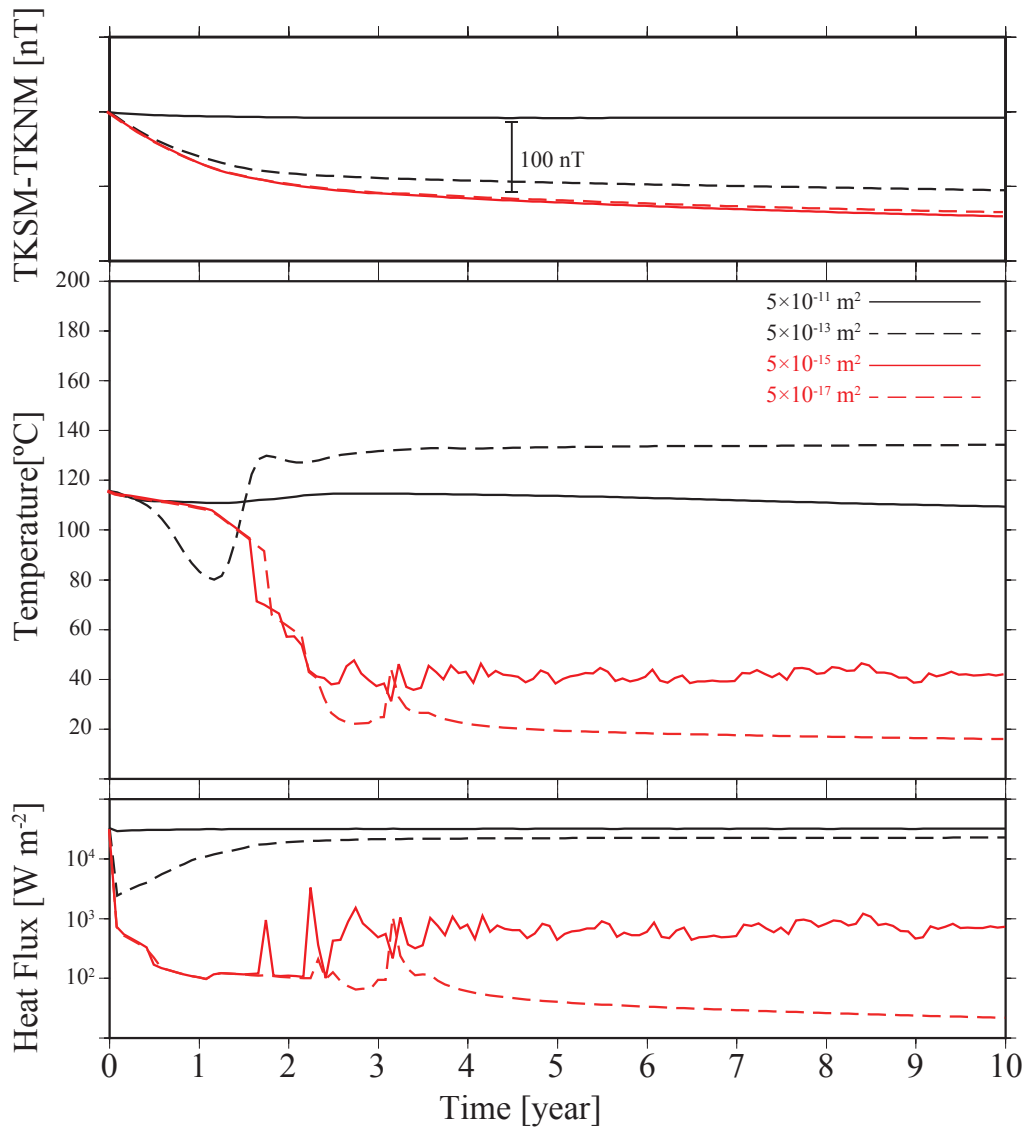


図 3.13 火道閉塞の度合いを様々に変えた場合の，閉塞後の時間応答の違い．構造および浸透率は Case A に同じ．上のパネルは差分全磁力変化を，中央のパネルは火口温度の時間変化を，下のパネルは火口からの噴気放熱率の時間変化を示す．凡例の数値は火道閉塞後の PCB の浸透率を示す．例えば， $5 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ と記されたグラフは，PCB の浸透率を $5 \times 10^{-10} \text{ m}^2$ から $5 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ へと一桁減少させたことを示す．

3.5 考察

3.5.1 深部からの熱水供給率の単純な増減

ここまでの検討では、十勝岳で実際に観測されたような火口直下浅部の継続的な消磁・火口温度および噴気放熱率の低下といった変動の特徴は、火道閉塞によって引き起こされうることを示してきた。しかし一般的に、火山活動の消長が観測された場合、そのメカニズムとして、深部からの熱水もしくは高温の火山ガスの供給率の変化も疑われる。従って、各種観測量に見られるこうした変化傾向の組み合わせが、深部からの熱水供給率の変化でも説明できるかどうかについては検討の余地がある。そこで、Case A の構造を用い、 $t = 0$ において深部からの供給率を 1 桁増加させた場合と 1 桁減少させた場合についても数値計算を実行し、差分全磁力変化と火口温度、噴気放熱率の時間変化を図 3.14 に示した。熱水供給率を 2.4×10^{-4} から $2.4 \times 10^{-3} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ に増加させた場合、消磁傾向とともに火口温度・噴気放熱率の上昇が観察される。一方、深部からの熱水の供給を 2.4×10^{-4} から $2.4 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ に減少させた場合、帯磁傾向とともに火口温度・噴気放熱率の減少が観察される。これらのどちらの変化も十勝岳で 2008~2016 年に観測された特徴と調和的でない。すなわち、火口直下浅部の継続的な消磁が火口温度および噴気放熱率の低下を伴うという変化パターンは、深部からの熱水供給率の単純な増減のみでは説明できない。

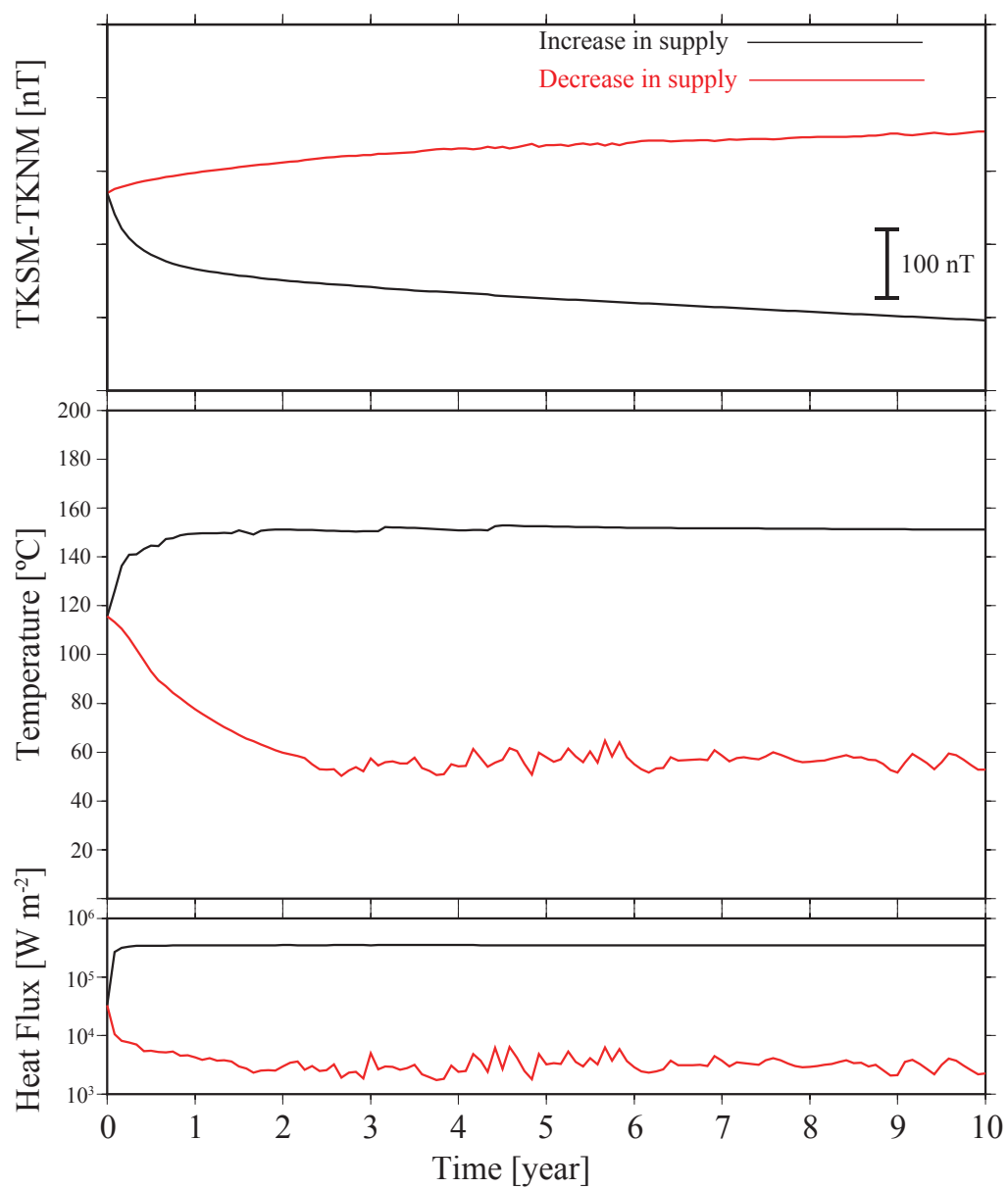


図 3.14 熱水の供給率を増加/減少させた場合の時間変化. 上のパネルは連続観測点の全磁力単純差を, 中央のパネルは火口温度の時間変化を, 下のパネルは火口からの噴気放熱率の時間変化を示す.

3.5.2 その他の観測項目への応答

3.5.2.1 火口浅部の間隙圧変化と地盤変動

本研究で用いた熱水流動の数値計算では、各セルの間隙圧も算出することができる。PCB の浸透率を低下させてから 1 年間の、間隙圧の変化を図 3.15 に示す。全ての場合において PCB 直上の局所的な 0.1 MPa 程度の減圧と PCB 直下の増圧が確認される。Case A ではキャップロック構造の内側に対応する縦長の領域で 0.1~1 MPa 程度の増圧が認められる。Case B で見られる PCB 直下の増圧は、キャップロック構造がないため Case A よりも変化量が小さいが広範囲に広がっている。Case A, Case B では地下水位以深で 0.01~0.1 MPa 程度の増圧も共通して観察されるが、Case A でのみ山麓側での減圧が認められる。Case C, Case D では山体全体が Case A, Case B よりも一桁程度大きい増圧を示している。ただし、この増圧量は静岩圧と同程度に達していることから、過大評価の可能性がある。これは、計算領域が 2 次元であり、Y 方向への流動が考慮されていないためである。この問題については、この後述べる単純な 3 次元モデルの計算との比較を通じて確認する。本研究では、間隙圧の増加・減少が地表面でどのような地盤変動をもたらすかについては計算していない。熱水流動の計算結果から地盤変動まで求めている先行研究として、Todesco *et al.* (2010)や Fournier and Chardot (2012)などがある。しかし、これらで提案されている算出方法では、特に地表面付近に圧力源がある場合において、地盤変動に強く影響すると考えられる構造の不均質性や地形の効果が取り入れられていない。また現在、本計算結果を用いて地形の影響や構造の不均質性を取り入れた地盤変動を計算できるポストプロセッサはない。そのため、本研究では熱水流動の数値計算結果か

ら地盤変動を具体的に求めることまでは行わず，間隙圧の増減がそれぞれ，地盤変動の膨張と収縮を引き起こし，地盤変動量は間隙圧変化量と正の相関をもつと仮定して，議論を行う．上述のように，火道閉塞が起こった場合には，火道閉塞部直上の間隙圧は局所的にやや低下し，それと同時に火道閉塞部直下では増圧が引き起こされる．火道閉塞部直下に生じる増圧の空間的範囲は，母岩の浸透率や構造の有無によって違いはあるが，その振幅は減圧部の振幅よりも大きい．従って，火道閉塞によって火口直下浅部の膨張を示唆する地盤変動が観測される可能性がある．十勝岳では，62-2 火口周辺の継続した浅部膨張を示唆する継続的かつ局所的な地盤変動が 2006 年以降観測されており（気象庁，2016），この結果と調和的であると言える．

3.5.2.2 気液比の変化と重力観測

各セルの空隙内の気液比もまた，本研究で用いた熱水流動数値計算で計算することができる．火道閉塞後，1 年間での空隙内の液相の体積分率の変化を図 3.16 に示す．全ての場合において，PCB 以深で液相の体積分率が増加している．Case C の場合のみ，その他の場合と異なり，PCB 直下における変化は小さく，Region 2 の深部において変化が顕著である．図 3.17 に Case C におけるその後の 1 年間での変化（火道閉塞から 1 年後と 2 年後の間の変化）を示す．PCB 直下の Region 2 内の浅部で液相の増加が顕著である．液相の増加が発生するまでの時間の違いはあるものの，火道閉塞によって PCB 以深で液相の体積分率が増加する．Case A の $x = 3600$ m, $z = 1450$ m の位置（図 3.17 中の丸印）における，液相の体積分率の時系列を図 3.18 に，比内部エネルギーと圧力，温度の関係の火道閉

塞後1年間の時系列を図3.19に示す。液相の体積分率は初めの半年間で増加し、その後、ほとんど変化しない。図3.19は横軸が比内部エネルギー、縦軸が圧力、等値線が温度を示す。陰影が付いた部分は気液が共存する領域であり、その温度は圧力のみに依存し、比内部エネルギーによらない。この相図を元に、図3.16中の丸印の位置における圧力、温度、内部エネルギー、気液比がどのように変化したのかを考察する。準定常状態では気相単相であったが、火道閉塞により間隙圧が増加した。このとき、内部エネルギーは液相を気化させることができるほど大きく増加しなかった。そのため、気相単相から気液2相状態となり、液相の体積分率が増加したと考えられる。つまり、火道閉塞によって気液比がどのように変化するかは、間隙圧増加量と内部エネルギー増加量のバランスによって決定される。Case Cのみ、PCB直下で液相の増加が発生するまでの時間が長かった原因として、Region 2の浸透率の違いが考えられる。Region 2の浸透率が大きく、火道周辺部での液相の流下が顕著であったため、Region 2の深部から間隙圧の増加が発生した。その結果、Region 2の深部から相変化する状態になり、PCB直下の領域での液相の体積分率の増加に時間遅れが発生した。

気液比の変化は重力観測に影響を与えることが予想される。本研究で検討した4つの場合においては、火道閉塞によって液相の体積分率は増加した。ポストプロセッサを用いた液相の体積分率の増加による重力変化の具体的な計算は今後の課題とし、本研究では取り扱わないが、直観的には、液相の体積分率の増加は、密度の増加に伴う重力値の増加を引き起こす。十勝岳では、2010年以降、62-2火口近傍において、地盤隆起だけでは説明できない重力の減少が観測されている（岡崎・他、2015）。この重力の減少が地下の流体の相変化による

ものであるならば、本研究の計算結果と調和的ではない。しかし、気液比の変化は圧力変化量とエネルギー変化量に依存するため、火道閉塞によって液相の体積分率が減少する場合が存在する可能性もある。今後、その条件を探索するとともに、重力の減少を引き起こす別の可能性（例えば、熱水変質による岩石密度の低下など）を検討することによって、2008~2016年に十勝岳で進行した熱水系の消長のメカニズムについてより詳細な検討が可能となるだろう。

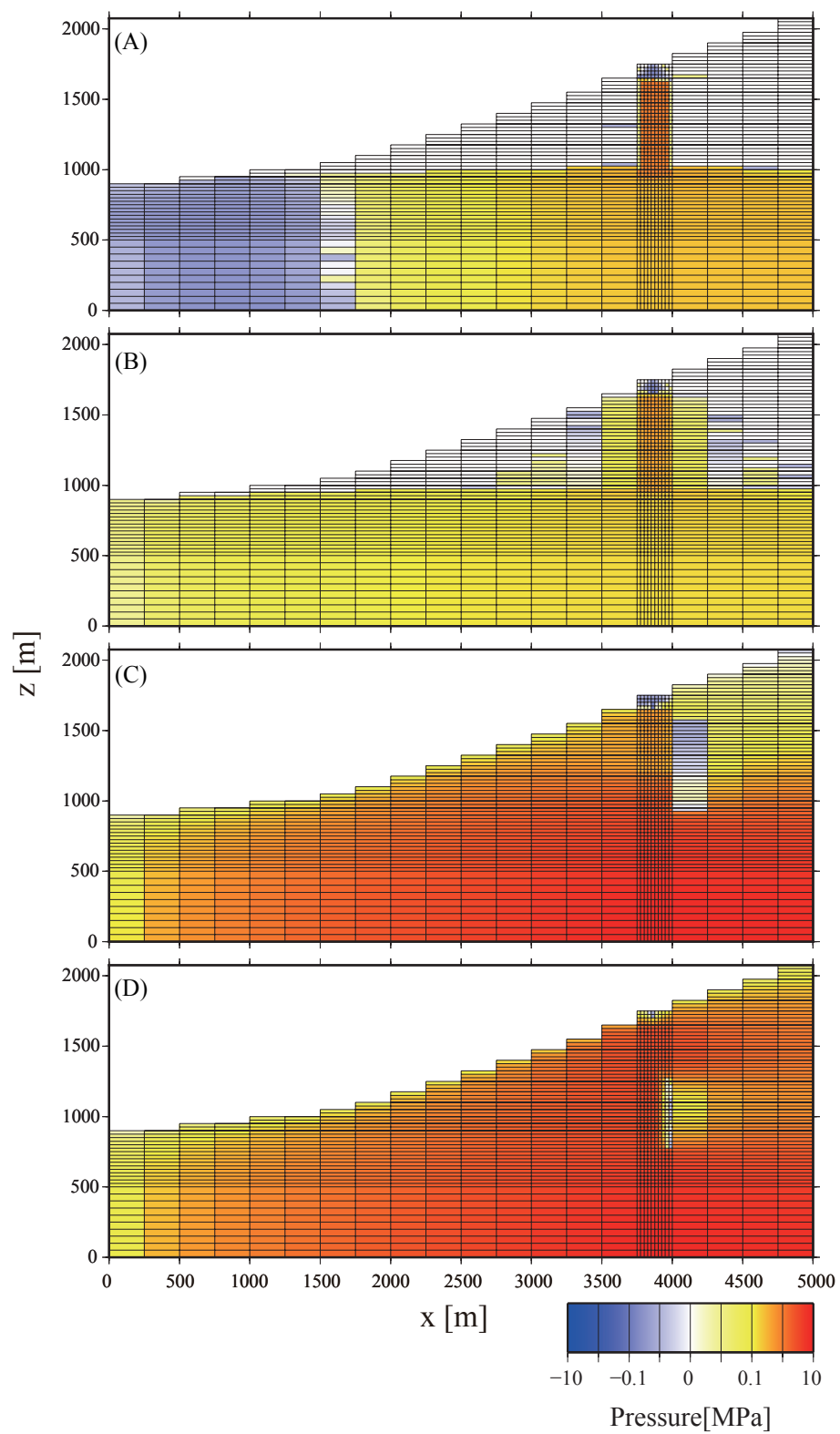
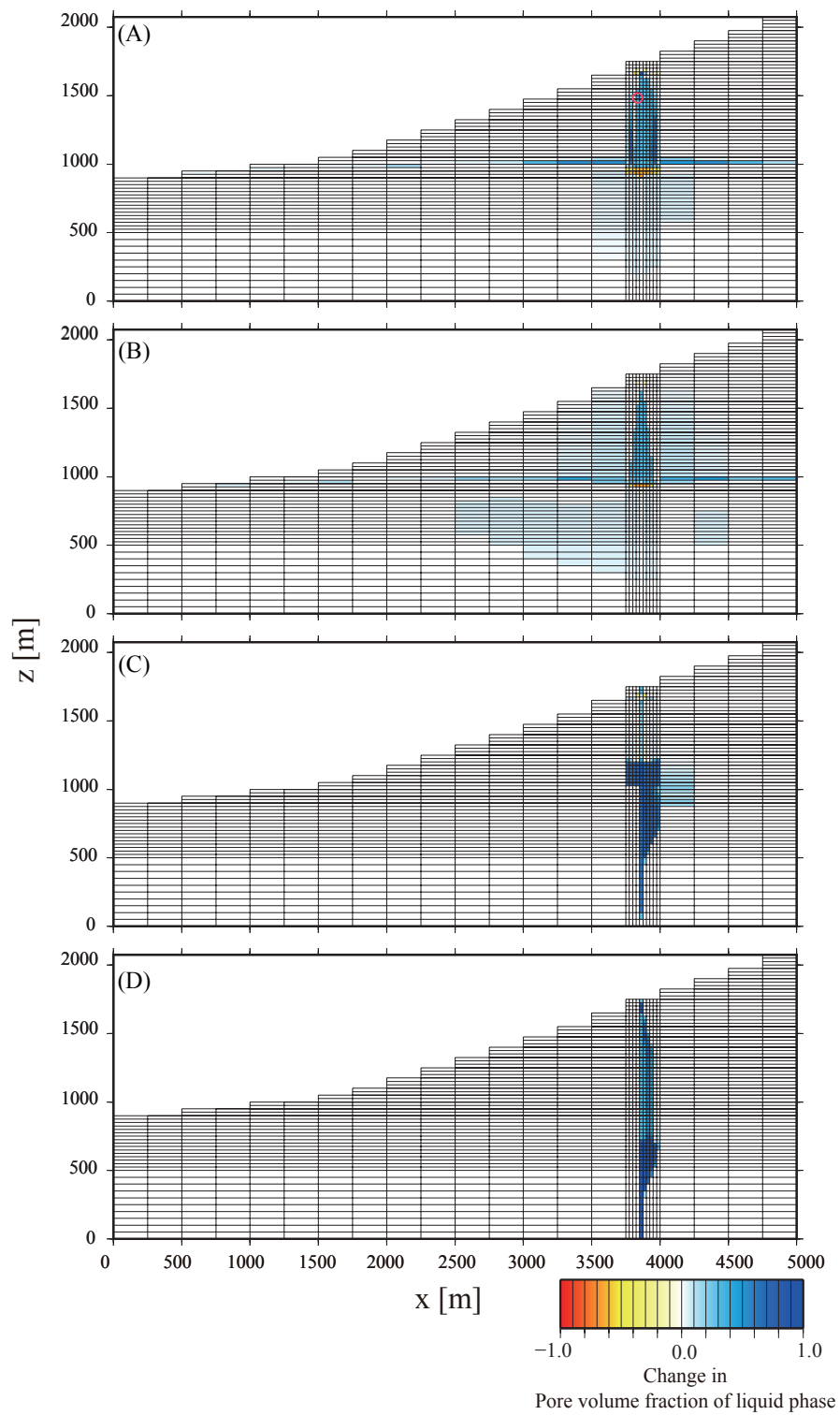


図 3.15 火道閉塞後 1 年間の間隙圧変化の分布.



図

3.16 火道閉塞後 1 年間の空隙内の液相体積分率の変化の分布. Case A のパネル中に示す丸印は図 3.18 で時系列を示す位置.

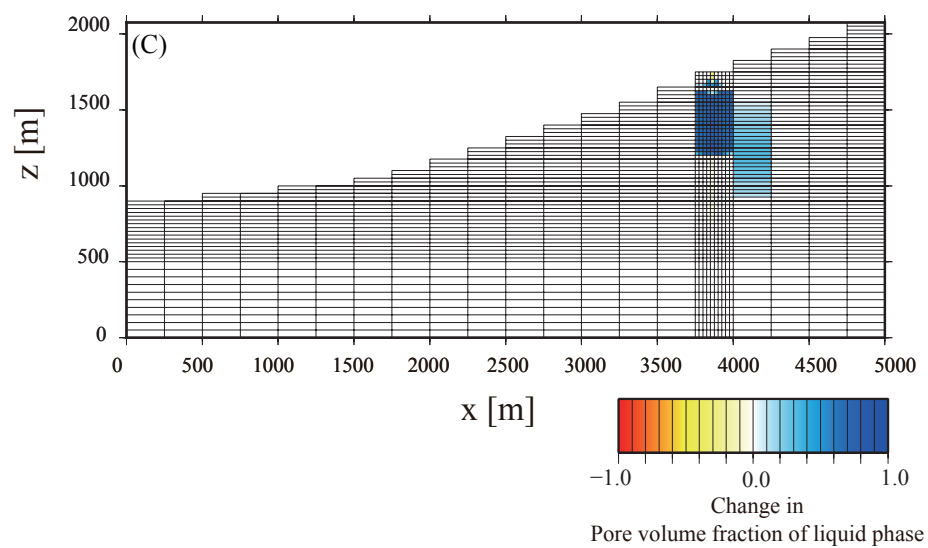


図 3.17 Case C における火道閉塞 1 年後から 2 年後にかけての 1 年間での空隙内の液相体積分率の変化の分布

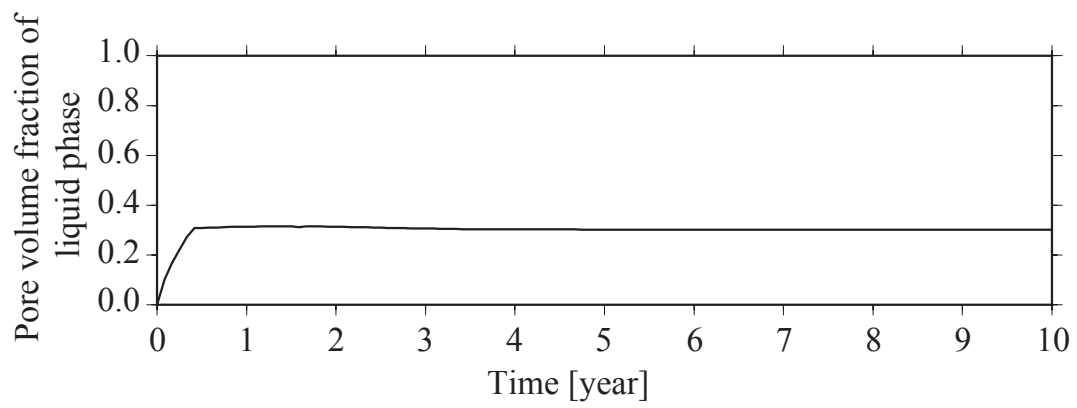


図 3.18 Case A の Cap rock 内（図 3.16 中の丸印）における空隙内の液相体積分率の時系列

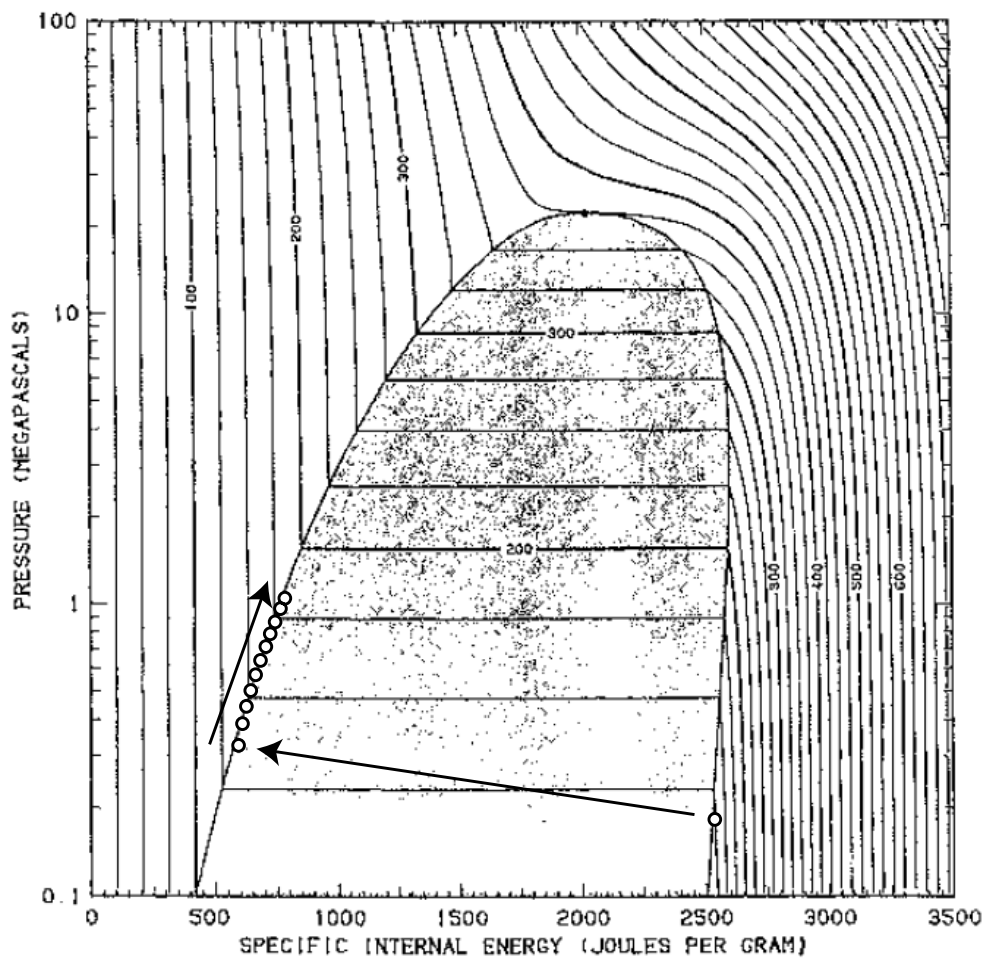


図 3.19 Case A の Cap rock 内 (図 3.16 中の丸印) における比内部エネルギーと圧力の関係の火道閉塞から 1 年間の時系列 (1 ヶ月毎にプロット, (石戸, 2002 に加筆).

3.5.3 火道閉塞のメカニズム

本節では、継続的な消磁、火口温度および噴気放熱率の低下を生じさせる可能性のある火道閉塞自体が発生する過程について議論する。火道閉塞は物理的・化学的、もしくはその両方の過程で引き起こされる可能性がある。物理的過程としては、広域または局所的な応力による火道の狭窄や噴出物の再堆積、火道壁の崩壊による表層付近の閉塞が考えられる。しかし、十勝岳では火口浅部の膨張を示唆する地盤変動が観測されており、応力による火道の狭窄は考えにくい。また、火口壁の崩落が発生すれば目視観測や震動記録によって検知される可能性が高い。一方、化学的過程としては、硫黄の粘性の効果、シリカスケールの析出や粘土鉱物による目詰まりが考えられる。Hurst *et al.* (1991) は New Zealand, Ruapehu 火山における火口湖の温度観測や湖水の化学組成分析から、数カ月程度の周期的な振る舞いを見出した。彼らは、この周期的な活動が、湖底に堆積した硫黄の粘性が強い温度依存性を有することに起因すると指摘した。十勝岳では、1926 年の大正噴火の前には、中央火口丘の南に湯沼と呼ばれる溶融硫黄の池が存在し、1960 年代まで、現在の大正火口付近には硫黄の採掘場があった。これらのことから十勝岳では地表および地下浅部に硫黄が存在することは確かであり、硫黄の粘性変化による火道内浸透率の低下は検討に値する。しかし、十勝岳のように定常的な火口湖が存在しない場合や、実際の噴気火道内の温度条件において、硫黄の粘性変化によって浸透率の変化が起こりうるかどうかについては今後の課題とし、本研究では取り扱わない。

シリカスケールは地熱発電で熱水を利用するときに、熱水の温度低下に伴い、パイプ内にこれが付着し問題となるものである。Fournier and Rowe (1977) はシ

リカ溶解度の温度依存性を 0~250°C の範囲で示した．これによるとシリカは温度低下に伴って溶解度が下がりシリカスケールの析出が引き起こされる．十勝岳においても，まず何らかの原因で火道内の温度が低下し，シリカスケールが析出，浸透率が低下することで正のフィードバックがかかり，さらにシリカスケールが析出する可能性がある．しかし，酸性環境ではシリカスケールの析出が阻害されるとする研究もある (Gallup and Barcelon, 2005)．十勝岳周辺の温泉を調査した Takahashi *et al.* (2015) によれば，温泉の pH は 2~4 程度であり，十勝岳の熱水系は強酸性環境であることが想定される．そのため十勝岳ではシリカスケールが最近の熱水系の消長を引き起こすほど効率的に火道の浸透率を低下させないかもしれない．この問題に正面から取り組むためには熱水変質に伴う粘土鉱物や硫化鉱物の生成による浸透率低下の可能性も含め，岩石-水反応を取り入れた熱水流動シミュレーションを行う必要があるが，本研究ではそうしたモデリングは行っていない．岩石-水反応を考慮した熱水流動数値計算の数少ない例として，Christenson *et al.* (2010)が挙げられる．彼らは，Ruapehu 火山の 2007 年の噴火に至る過程を二酸化炭素放出率と火口湖の温度データ，熱水流動数値計算を用いて検討した．彼らは，火口湖直下の岩石を模した，液相に満たされた領域に火山ガスを流入させた場合に火道内で起こる鉱物の析出を，岩石-水反応を扱うことのできる鉛直 1 次元の数値計算によって観察した．その結果，石英や硫黄，その他の粘土鉱物が 10 日程度の短いタイムスケールで析出した．彼らは，鉱物の析出による浸透率の低下も計算し，主に硫黄によって，火山ガスの流入口のごく近傍で浸透率が 10^{-12} から 10^{-17} m² 程度まで低下することを示した．62-2 火口からの SO₂ 放出率は 210 t d⁻¹ (2007 年 7 月 7 日, Mori *et al.*, 2006) ，

140 t d⁻¹ (2006 年, Mori *et al.*, 2013) 程度であり, 火山ガス中に十分な量の硫黄成分が存在することが想定される. 十勝岳 62-2 火口には定常的な火口湖は存在しないため, 同様のメカニズムを考えることは難しいが, 火道内に流入した天水と火山ガスとの反応によって, 硫黄の析出が引き起こされる可能性がある. 今後, 岩石-水反応を取り扱うことのできる数値シミュレータを用いた検討を行えば, 火道閉塞の過程そのものを自己発展的に取り込んだ形で噴気火道を含む浅部熱水系の振る舞いを考察することが可能となり, モデルの恣意性を低減できるであろう.

3.5.4 2次元計算と3次元計算の比較

本研究では、十勝岳が北東－南西に伸びる十勝岳火山群を構成する火山の一つであり、地形の傾斜がほぼそれに直交する方向であることから、計算コスト節約のために、計算領域として北西－南東断面の 2 次元を採用した。この設定では、Y 軸方向への熱・物質の流れがないため、計算領域内に熱と圧力が閉じ込められてしまうという点で、定量性の面で問題がある可能性があった。そのため Y 軸方向にも単純な構造を延長した 3 次元計算を行い、擬似 2 次元計算との比較によって Y 軸方向の流れの有無の影響がどの程度かを確認した。

ここでは、3 次元の計算領域として、2 次元モデルを Y 軸方向にある程度延長させた計算領域を用いる。計算セル数は X 軸方向に 30 (5025 m) , Y 軸方向に 29 (4775 m) , Z 軸方向に 73 (2075m) とした (図 3.20)。Y 軸方向の両端 ($y=0$, 4775 m) の境界は断熱不透水条件とした。また、火道深部 ($x=3900\sim3925$ m, $y=2375\sim2400$ m, $z=0$ m) からの高温流体 (2.7×10^6 J kg⁻¹, 静水圧で 350 °C 相当) の供給率 (5.4×10^{-3} kg m⁻³ s⁻¹) は、火道閉塞前の火口からの放熱率がおおよそ 100 MW になるように調節した。その他の境界条件および計算手順は 2 次元モデルと同様に設定した。浸透率の構造として Case A (浸透性の母岩とキャップロックあり) と Case B (浸透性の母岩とキャップロックなし) を用いた。

火道閉塞後 1 年間の温度変化の分布について X-Z 断面と Y-Z 断面をそれぞれ図 3.21 と図 3.22 に示す。Case A では、2 次元モデルと同様にキャップロックが熱水の拡散を妨げ、キャップロック内に高温化領域が存在する。温度変化も 2 次元モデルと同程度であった。一方、Case B では 2 次元モデルと異なった温度変化の分布を示した。2 次元モデルでは火口直下とその周辺に高温領域が広がっ

たが、3次元モデルでは、高温化領域は火道内と火口直下極浅部に限定された同心円状の広がりのみとなった。この温度変化から計算されたモデル標高 1750 m における全磁力変化を図 3.23 に示す。温度変化の分布は2次元モデルと3次元モデルで異なるにもかかわらず、全磁力変化はやや変化量は小さいものの観測結果と同様の変化パターンを示すことが確認された。連続観測点間の差分全磁力変化と火口温度、火口からの放熱率の火道閉塞後 10 年間の時間変化を図 3.24 に示す。2次元モデルの Case B で見られた全磁力の振動が3次元モデルでは見られないが、その他の時系列は2次元モデルと同じ特徴を示した。このことから、2次元モデルによる近似計算でも系の振る舞いの本質は保たれているものと考えられる。

準定常状態と火道閉塞後 1 年間の圧力変化の分布について X-Z 断面と Y-Z 断面をそれぞれ図 3.25 と図 3.26 に示す。Case A, Case B とともに、地下水位以深の圧力増加量が2次元モデルと比較しておよそ 1 桁小さくなっている。これは Y 方向への熱水の流動を考慮した効果だと考えられる。また、2次元モデルでは Case A, Case B の圧力変化は類似した分布を示していたが、3次元モデルでは Case B の圧力変化が小さくなり、異なる分布を示した。これらの結果は、地盤変動の空間的広がりや変動量は火山の浅部構造や熱水系の消長メカニズムの理解をより深めるヒントとなる可能性があることを示している。

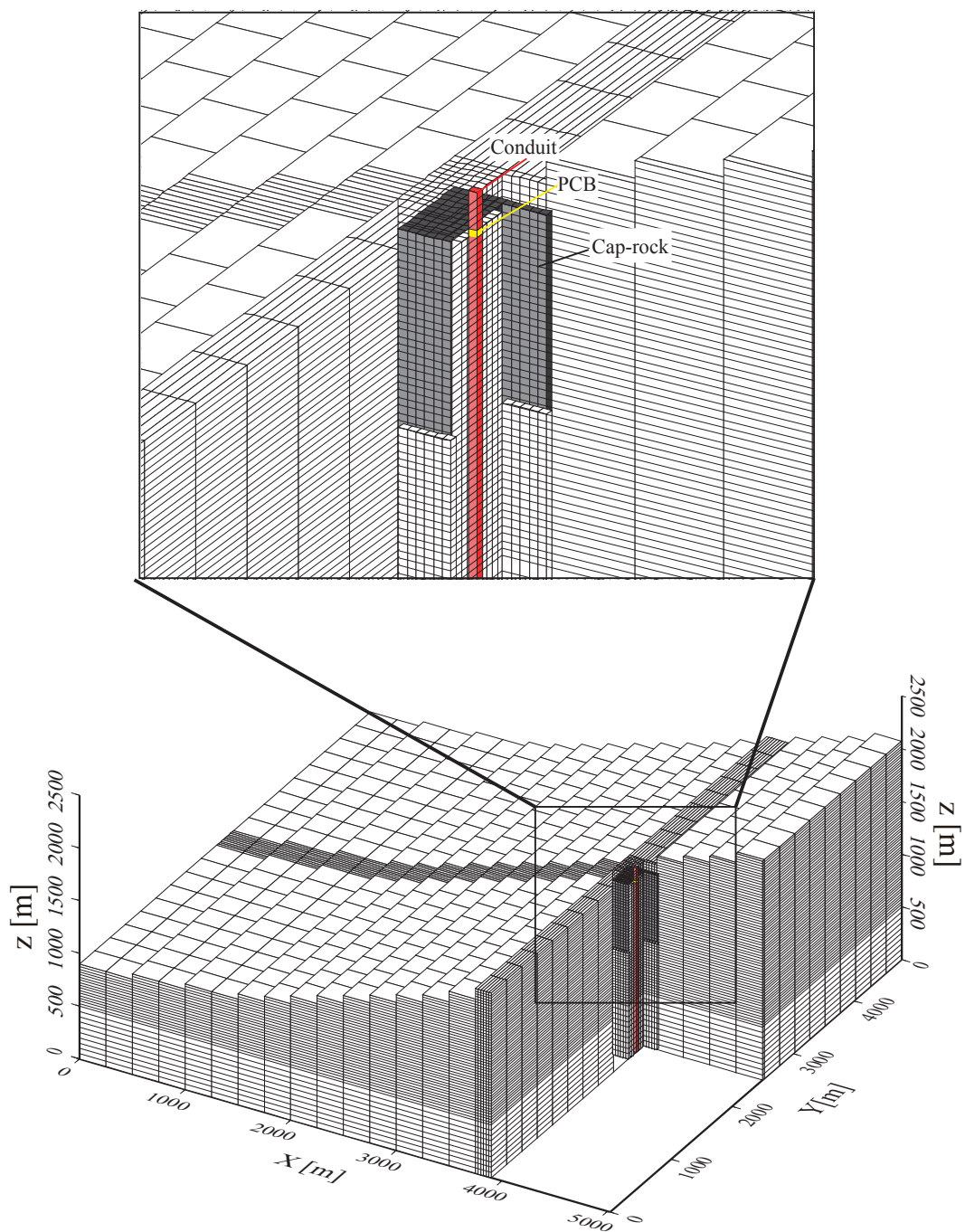


図 3.20 本章で検討した 3 次元計算領域の設定. 赤いパイプ状の領域は高浸透性の火道に対応するセル. 拡大図の濃い灰色部分で示された火口下のキャップロックは Case A にのみ配置した. 火道閉塞は PCB の浸透率を低下させることで表現した.

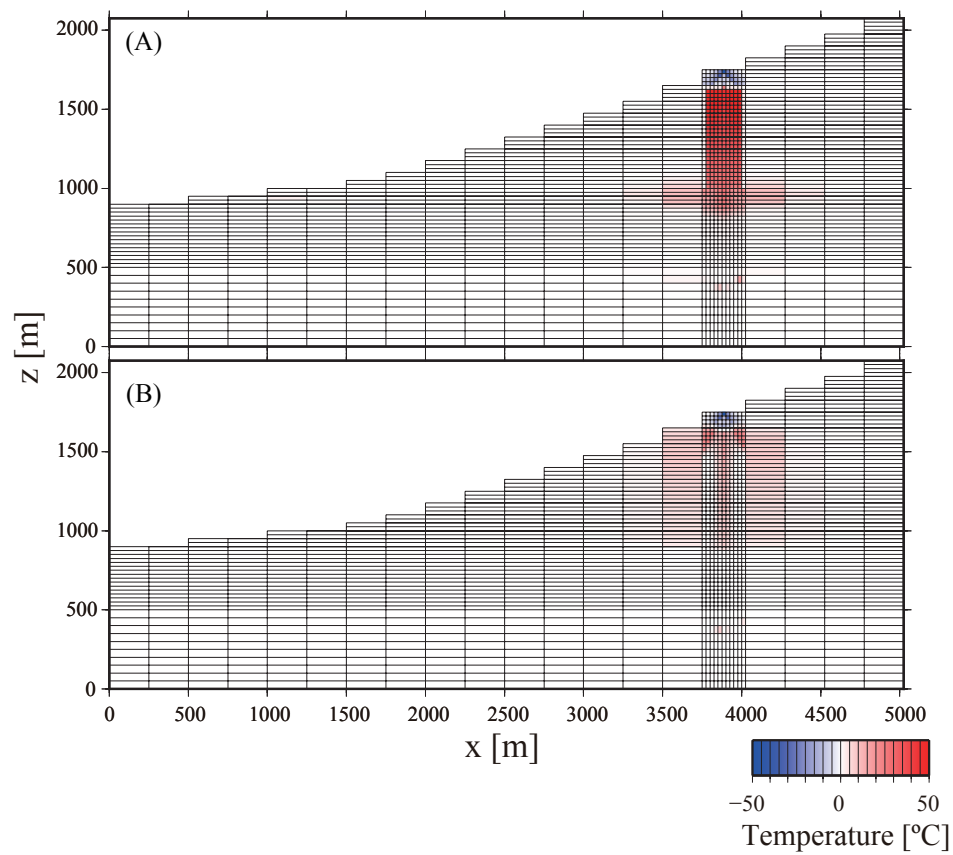


図 3.21 火道閉塞後 1 年間の温度変化の分布 ($y = 2387.5$ m における X-Z 断面).

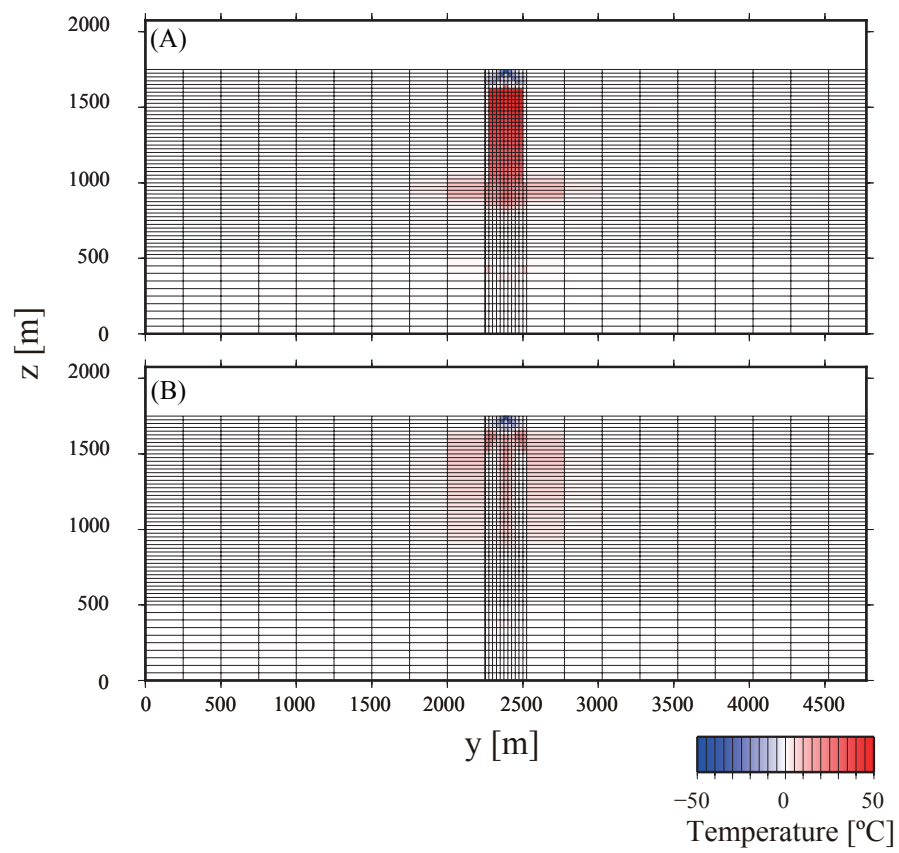


図 3.22 火道閉塞後 1 年間の温度変化の分布 ($x = 3912.5$ m における Y-Z 断面).

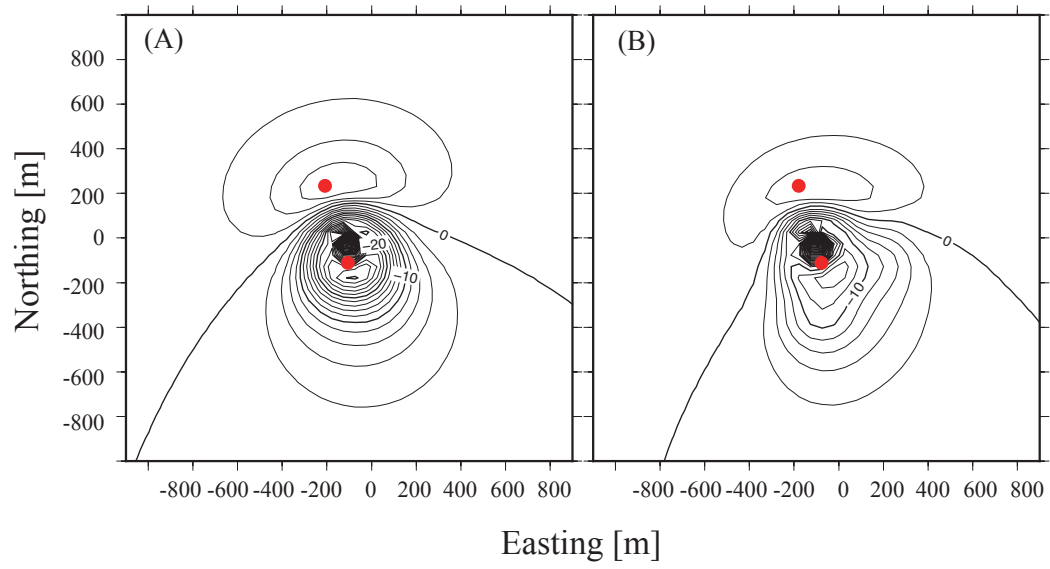


図 3.23 3次元モデルにおける火道閉塞後1年間の全磁力変化. コンター間隔は2 nT. 赤丸は全磁力連続観測点.

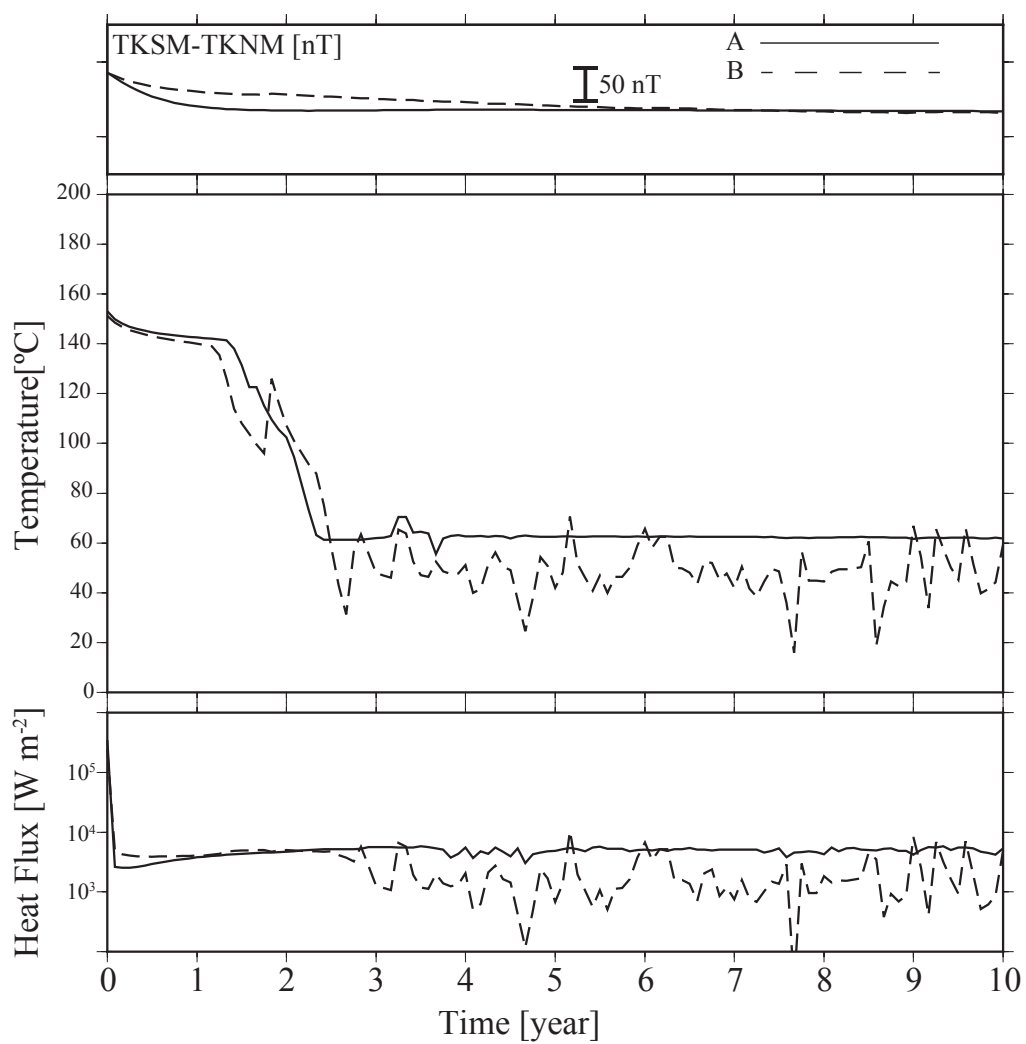


図 3.24 3次元モデルにおける火道閉塞後10年間の時間変化. 上のパネルは差分全磁力変化を, 中央のパネルは火口温度を, 下のパネルは火口からの噴気放熱率を示す.

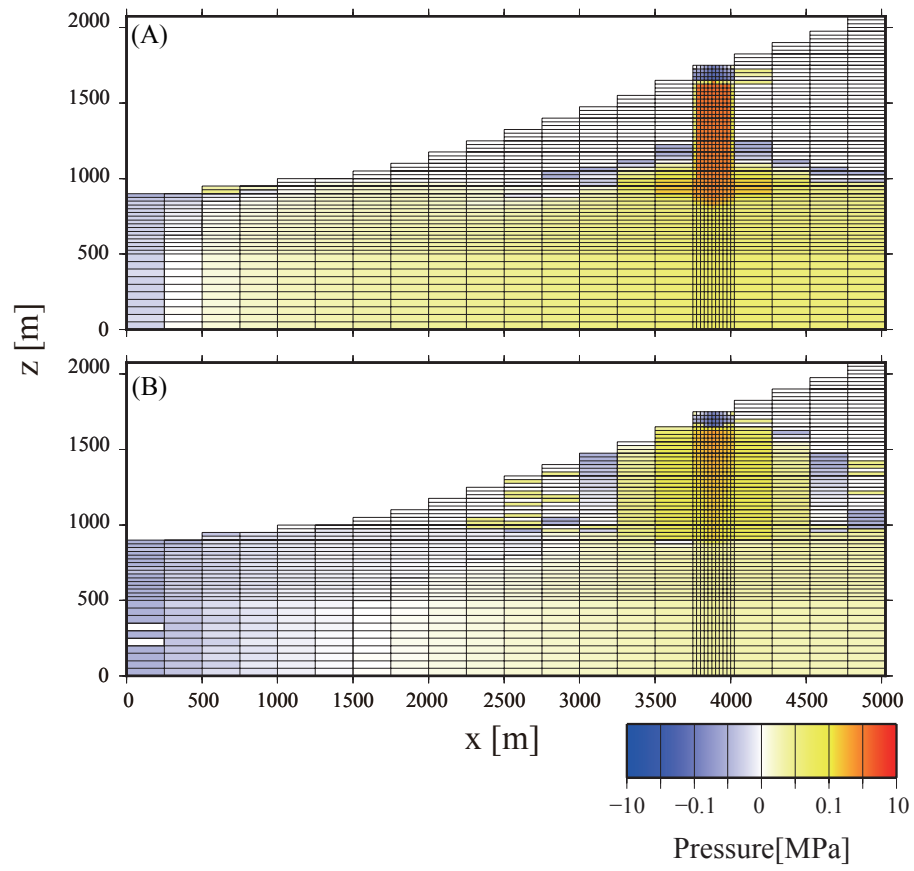


図 3.25 火道閉塞後 1 年間の間隙圧変化の分布 ($y = 2387.5 \text{ m}$ における X-Z 断面)。

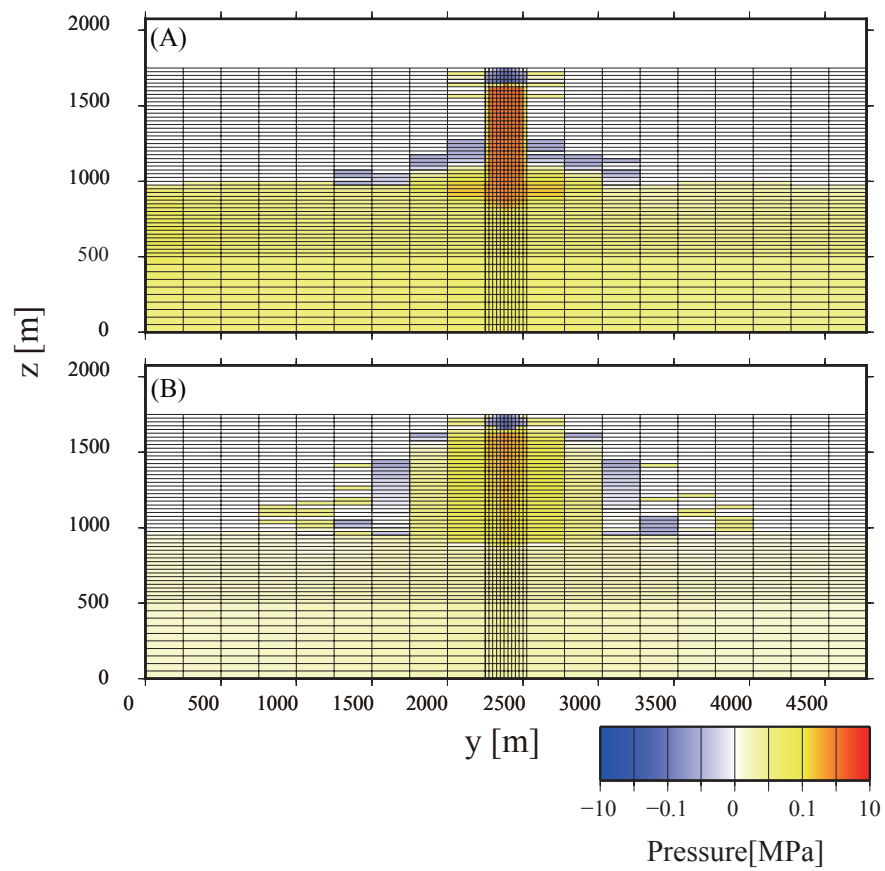


図 3.26 火道閉塞後 1 年間の間隙圧変化の分布 ($x = 3912.5$ m における Y-Z 断面).

3.6 第 3 章の結論

十勝岳において、2008~2016 年に火口浅部の蓄熱を示唆する継続的な消磁と火口の熱活動の衰退という特徴を示す熱水系の消長が観測された。本章では、熱水系の消長を熱水流動数値計算に基づいてモデル化し、この特徴を規定する要因について考察した。その際、先行研究によって提案された、噴気放熱率の減少によって浅部蓄熱が引き起こされるという概念モデルに基づき、放熱率を減少させるメカニズムとして、噴気火道の一部で浸透率が急激に低下する効果（火道閉塞）を導入した。

熱水流動数値計算は 4 つの異なる浸透率構造を用いて行った。また、様々な火道内の浸透率の低下量を用いて計算を行い、火道閉塞の度合いの影響を検討した。その結果、母岩の浸透率、キャップロック構造の有無、火道閉塞の度合いによって、異なった熱水系の消長が観察された。母岩の浸透率は火道閉塞前の熱水活動に影響する。母岩の浸透率が大きい場合、高標高部で不飽和領域が発達し、山麓で熱水が湧出する。一方、母岩の浸透率が小さい場合、不飽和領域や山麓での熱水湧出は発生しない。熱水系が発達している火山でしばしばその存在が主張される低浸透率のキャップロック構造は、火道閉塞による間隙圧変化や温度変化の空間範囲を制約する。このようなキャップロック構造がない場合、熱水が山体の広い範囲に拡散してしまい、長期間にわたって高温化や膨張が継続することは考えにくい。火道閉塞の度合いは、火道閉塞から数年後の熱水系の消長に影響を与える。火道閉塞の度合いが小さい場合は、火口温度や噴気放熱率の衰退が継続せず、火道閉塞前と同程度まで回復してしまう。一方、火道閉塞の度合いが大きい場合は、火口温度や噴気放熱率が低調なまま推移す

る．これらの時系列の違いは，母岩浸透率に対する火道閉塞部の浸透率の大小によって規定される．

これらのことから，十勝岳で 2008~2016 年に実際に観測されたような，地磁気全磁力，火口温度，噴気放熱率の変化傾向を表現するには，本章で検討したケースの中では，高浸透率の母岩とキャップロック構造を有する系において，数桁程度，噴気火道の浸透率が低下するというメカニズムが好ましい．

火道閉塞は物理的・化学的過程のいずれでも起こり得るが，特に十勝岳のように噴気火道がある程度確立された火山においては，後者の可能性は十分に考えられる．本研究では取り扱わなかったが，将来的には，岩石－水反応を取り込んだ形の熱水流動数値モデルによって，火道閉塞を自己発展的に解くことで，モデリングの恣意性を低減できるであろう．

4. 口永良部島火山 2001~2007 年の活動を想定した熱水系の数値モデル

4.1 口永良部島火山 2001~2007 年の活動

口永良部島は鹿児島県薩南諸島に属する火山島のひとつである。口永良部島の南東部には新岳、古岳、野池山などの複数の山体で構成される成層火山がある（図 4.1）。歴史時代の噴火はいずれも新岳の山頂火口およびその周辺から発生しており、1841 年、1931~1935 年、1966 年、1980 年には、放出岩塊または降下火砕物をもたらす爆発的噴火を起こしている（下司・小林, 2006）。1980 年の噴火は、既存の山体を構成する様々な程度に熱水変質を受けた岩塊と粘土質の細粒物を主体とするもので（下司・小林, 2006）、小規模な水蒸気爆発であったとされている（気象庁, 2013）。1980 年代以降は噴火が発生していなかったが、2014、2015 年にマグマ水蒸気爆発もしくは水蒸気爆発とみられる噴火が発生した（小林, 2015; 防災科研, 2016）。口永良部島火山では、2014 年噴火に先立って、1996、1999 年には地震活動の活発化（山本・他, 1997; 井口・他, 2001）や 2001 年頃からは噴気温度および火山ガスの見かけ平衡温度の変化（平林・他, 2002; 平林・他, 2007）、2001 年からは地磁気全磁力に有意な変化（Kanda *et al.*, 2010）、2005 年からは膨張性の地盤変動（井口・他, 2007）が観測されている。本研究では特に、火口地下浅部の蓄熱を示唆する消磁、火口地下浅部の膨張を示唆する地盤変動、地温異常域の拡大や火口温度の上昇、火山ガスの見かけ平衡温度の上昇が同期して観測された 2001~2007 年の活動に着目する。この期間は、2014 年噴火に至る準備過程であった可能性があるが、本研究では、こうした各種の変動が 2014 年噴火の前兆であったかどうかを議論するのではなく、深部からの熱

水供給率の変化に対して熱水系がどのように応答し、各種観測量にどのような変化傾向の組み合わせをもたらすかに着目して議論を展開する。

4.1.1 全磁力変化

全磁力変化は Kanda *et al.* (2010)によって明らかにされている。彼らは、新岳火口周辺に 2000 年 8 月から 3 点, 2002 年 5 月から 2 点の計 5 点の全磁力連続観測点を展開した。全磁力変化は、2001 年 4 月から 2002 年 8 月 (1 期), 2003 年 6 月から 2004 年 7 月 (2 期), 2004 年 12 月から 2006 年 1 月 (3 期), 2006 年 9 月から 2007 年 10 月 (4 期) の間欠的な消磁傾向を示した (図 4.2)。彼らは、消磁源の形状を考慮したグリッドサーチにより消磁源の位置と磁気モーメント消失量の推定を行った。推定された消磁源を図 4.3 に示す。彼らの推定によれば、1 期の消磁源は 2~4 期の消磁源に比べて深部に位置する。また、2~4 期の消磁源の深さはほとんど変化しないが、消磁源の大きさが 2 期から 4 期にかけて主に水平方向に拡大していることが示唆されている。彼らは、後述する熱活動の高まりと 2~4 期の消磁傾向を示す時期がよく一致していることから、この消磁を、火口浅部における蓄熱に伴う熱磁気効果と解釈した。彼らはまた、いくつかの岩石試料を用いた熱消磁実験により、口永良部島火山を構成する岩石の温度磁化特性を明らかにし、500 °C よりも高温となれば、推定された磁化強度の変化 (およそ 2 A m^{-1}) を引き起こせることも明らかにした。

4.1.2 熱活動

新岳火口周辺の熱活動は 2003 年以降活発化したことが報告されている。まず、

新岳火口内の噴気活動および地温異常域の変化について井口（2007a）をもとにまとめる．2001年には目視では確認できなかった火口底からの噴気が2003年2月ごろから視認されるようになった．さらに，ヘリコプターによる空中からの熱赤外観測により2003年から2006年にかけて火口底の地温異常域が拡大していることが確認された．次に，新岳火口周辺の噴気活動を平林・他（2007）に基づいてまとめる．新岳火口周辺には主に3つの噴気孔がありそれぞれ，火口東・火口南・火口西と呼ばれている．1992~2008年の繰り返し観測により推定された噴気温度と火山ガスの見かけ平衡温度（AET）および2005~2007年の連続観測による噴気温度を図4.4に示す．火口東の噴気は1992年にはおよそ340℃と高温を示し，マグマ由来の成分比が高い組成の特徴を示していた．しかし，1998年には約150℃まで低下し，2000年には100℃まで低下した．温度の低下に伴ってマグマ由来であることを示すHCl, SO₂, H₂の濃度も低下した．また，火山ガスの見かけ平衡温度も1992年にはおよそ400℃あったが，2000年にかけて200℃まで低下した．2001年頃から見かけ平衡温度が上昇に転じ，2004年頃には300℃程度に達した．連続観測データによると，2005年以降，噴気温度は大きくても2~3℃の範囲の中で変化している．火口南の噴気は2003年以降に活動が活発化した．火山ガス中のSO₂, H₂濃度が高く，マグマ由来の成分比が高い特徴を示す．一方，噴気温度は100℃程度と低い，火山ガスの見かけの平衡温度は2003年に450℃程度であったものが2004年には550℃まで上昇した．噴気温度の連続観測によって，2005年10月頃からの噴気温度低下と2006年8月頃からの噴気温度上昇が観測されたが，その変化量は5℃程度であった．火口西も火口南と同様にマグマ由来の成分比が高い特徴を示す火山ガスの組成

であった。噴気温度は 2005 年 10 月頃からの低下と 2006 年 8 月頃からの上昇が観測されたが、その変化量は 2~3 °C 程度であった。

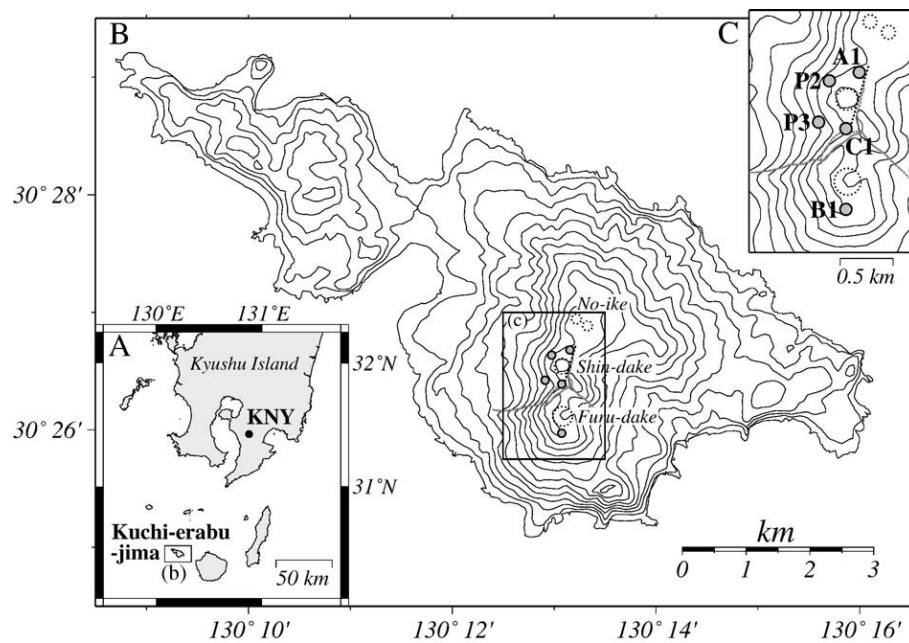


図 4.1 口永良部島火山の位置と地形の概要 (Kanda *et al.*, 2010). パネル C 内の 5 点は全磁力連続観測点の位置を示す.

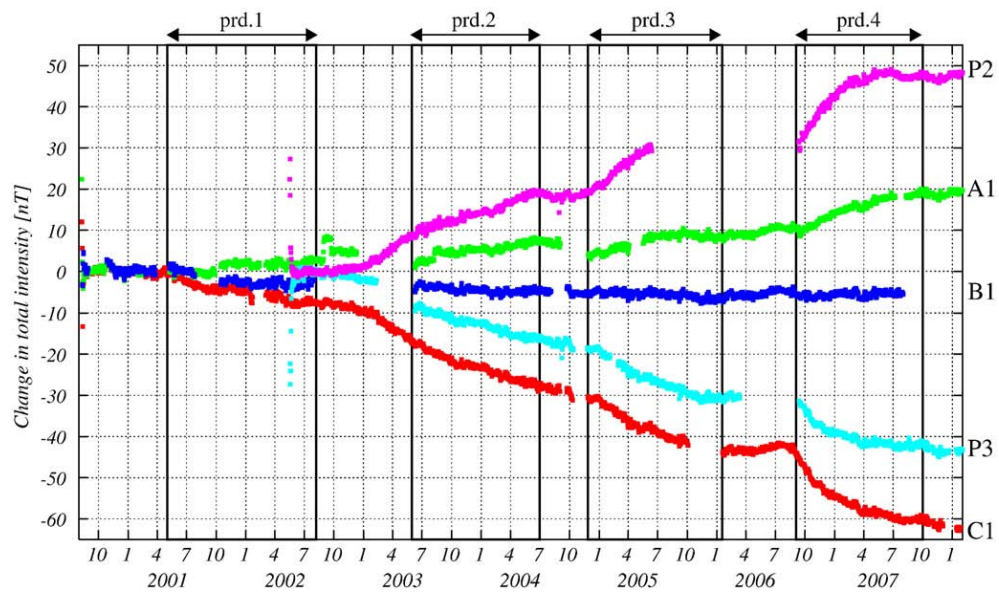


図 4.2 差分全磁力の時間変化 (Kanda *et al.*, 2010) . 図 4.1 中の KNY (気象庁地磁気測候所鹿屋観測施設) を参照点とした単純差をプロット.

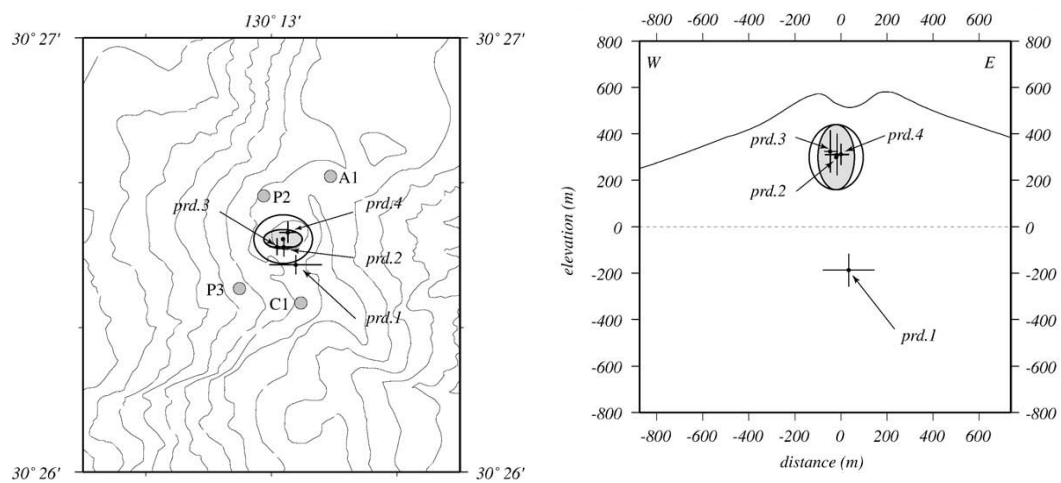


図 4.3 消磁源の位置 (Kanda *et al.*, 2010). 灰色のハッチが 2 期の消磁源を示す. 2~4 期にかけて深さは変わらず, 水平方向に広がっている.

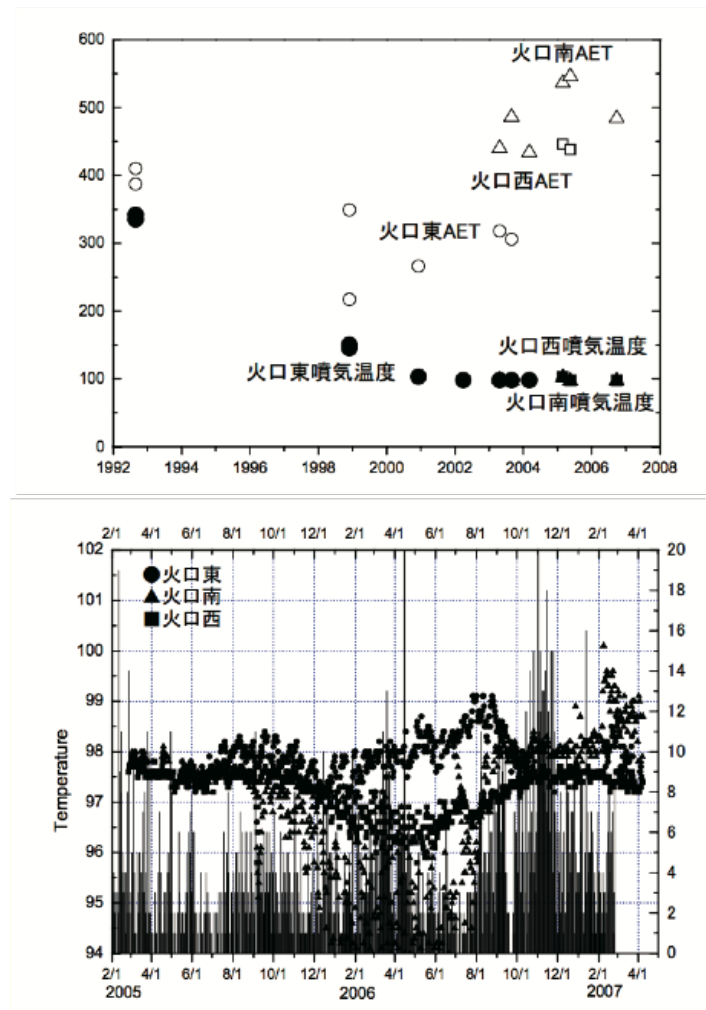


図 4.4 1992~2008 年の火口温度と火山ガスの見かけ平衡温度（AET）（上）と 2005~2007 年の火口周辺の火山ガス温度と日別地震回数（下）（平林・他, 2007）.

4.2 第 4 章の目的

Kanda *et al.* (2010) では, AMT 探査から推定された山体浅部の比抵抗構造に基づいて, 2001~2007 年における口永良部島の火山活動を以下のように解釈した

(図 4.5). 1) 2001 年春に深部からの熱水供給率が増加したが, 標高 100 m 以深に推定された低浸透率層を通過して上昇することはできず, その低浸透率層内で第 1 期の熱消磁が発生した. 2) より多量の熱水が供給されることで低浸透率層を通過し, より浅部まで上昇することが可能になった. 標高 300 m 程度に推定される帯水層に熱水が供給され, 浅部における第 2 期の熱消磁が観測された.

3) 深部からの熱水供給率が増加することで, 熱消磁が繰り返し発生し, 消磁域が拡大した (第 3, 4 期). 4) 地表付近まで上昇した熱水により噴気活動の高まりおよび地熱異常域の拡大が発生した.

本章では, 特に 2~4 期で想定されるような熱水供給率の高まりが繰り返し起こった場合の熱水系の応答を数値計算に基づいて系統的に調べる. 具体的には,

1) 深部からの熱水供給率の増加があった場合に, どの部分でどのような温度変化が生じるか, 2) 熱水供給率の増加が各種観測量 (全磁力・火口温度, 噴気放熱率) の変化傾向にどのようなパターンをもたらすか, 3) 熱水供給率の段階的な増加とパルス的な増加による熱水系の応答に違いがあるか, に着目する. また, それらの検討に基づいて, 口永良部島の 2001~2007 年の熱水系の消長から示唆される山体内部の過程についても考察する.

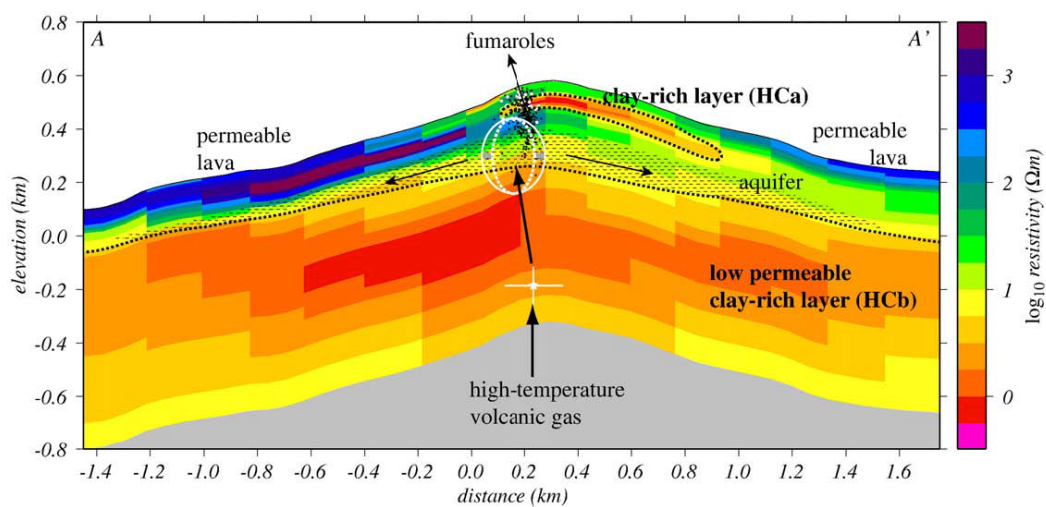


図 4.5 AMT 探査から推定された比抵抗構造と消磁源の関係 (Kanda et al., 2010).

カラスケールは比抵抗値を, 白い楕円が 2~4 期の消磁源を示す.

4.3 数値計算

本章の計算は状態方程式パッケージとして BRNGAS を用いた。BRNGAS では、水の他に空気、NaCl を取り扱うことが可能である。これにより不飽和領域は水と空気の混合流体が存在する領域として表現することが可能となる。ただし、取り扱える温度範囲は 0~350 °C である。Kanda *et al.* (2010) によれば、2~4 期において温度が上昇した領域は 500 °C を超えていることが予想される。したがって、本研究では温度上昇の過程を厳密に定量的に再現することはできない。しかしながら、温度の絶対値ではなく温度変化量について着目することで、BRNGAS パッケージを用いても温度上昇領域の分布およびその時間変化に着目した本研究の目的を達成することは可能であると考えられる。口永良部島火山の山体地形がおよそ円錐形であり、新岳火口がその頂上部に位置していることから、計算領域の座標系として 2 次元円筒座標系を使用する。新岳火口を $r = 0$ m として、動径方向に 30、鉛直方向に 34 のセルを設定した (図 4.6)。火口付近のセルを細かく設定し、動径方向に離れるほど粗くなるように設定した。一方、鉛直方向では、浅部で細かく、深部で粗くなるように設定した。計算領域は、実スケールでは、動径方向に 4075 m、鉛直方向に 1925 m の広がりをもつ。浸透率構造は Kanda *et al.* (2010) で示された比抵抗構造を参考に設定した。すなわち、深部から火口に伸びる安定的な火道が存在し、火口下、500 m 以下では粘土鉱物に富み低浸透率な領域 (Region 2) を考える。低浸透領域の上には地下水が流動可能な高浸透領域 (Region 1) を置く。また、火口下 200 m 程度には低比抵抗層に対応する低浸透率層を配置する。それぞれの領域の水平浸透率を表 4.1 にまとめて示す。火道周辺には、遷移領域としてやや高浸透な領域を設定する。これ

は、火道内の圧力が高くなりすぎることを避けるための設定である。鉛直浸透率は全ての領域で水平浸透率と等しい値を設定し、全ての領域で空隙率を 0.1 で一様とした。境界条件として、地表に相当する面には大気圧 ($1.013 \times 10^5 \text{ Pa}$)、 20°C を与え、空気と接している状態にした。 $r = 0 \text{ m}$ の鉛直面および $z = 0 \text{ m}$ の水平面には断熱不透水の条件を与えた。山麓側の端面 ($r = 4075 \text{ m}$) には温度・圧力一定の水と接する境界条件を与えた。計算は、全ての浸透率構造を導入した上で、地表相当のセルから降水相当の水 (20°C , $1.4 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$) を流入させ、最下部のセルから地殻熱流量相当の熱 ($6.9 \times 10^{-2} \text{ W m}^{-2}$) を与えた。また、火道最下部 ($r = 0 \sim 50 \text{ m}$, $z = 0 \text{ m}$) から熱水 ($8.4 \times 10^5 \text{ J kg}^{-1}$, 静水圧で 200°C 相当) を流入させ ($5.1 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$)、 10^3 年計算を行った。熱水の供給率は、火口が 100°C 程度になり、かつ、 0.1 MW 程度の低調な噴気活動になるように調整した。以下の結果で示す $t = 0$ はこの時の状態を指す。その後、深部からの熱水供給率を変化させ、浅部熱水系および火口温度と噴気放熱率の応答を観察した。深部からの熱水供給率の時間変化として、4 つのケースを用いて計算を行った。Case A は $t = 0$ において熱水供給率を増加させるのみとした。Case B は Case A と同様、 $t = 0$ において熱水供給率を増加させるのみとしたが、その増加量を大きくした。Case C は段階的に熱水供給率が増加した場合の浅部熱水系の応答を観察する目的で、 $t = 0$ において熱水供給率を増加させたのち、 $t = 1.5$ 年において、さらに熱水供給率を増加させた。Case D はパルス的な熱水供給率の増加による浅部熱水系の応答を観察する目的で、 $t = 0$ で増加させた熱水供給率を $t = 0.5$ 年で低下させた。表にそれぞれの場合における熱水供給率と継続時間をまとめた。

火口温度および火口からの噴気放熱率として、模擬火道最上部のセルの温度

と地表面への気相による熱流束を観察した．また，STAR による数値計算で得られた山体の温度変化から地表面で観測されうる全磁力変化を計算する．Kanda *et al.* (2010) では，口永良部島火山で採取された岩石試料の熱消磁実験を行っている．それによれば，口永良部島火山で観測された全磁力変化は，自然残留磁化が $5\sim 18 \text{ A m}^{-1}$ の岩石が加熱され， 2 A m^{-1} 程度の磁化を失うことで説明されている．その際，岩石は， 500°C 程度までにおよそ 25 %の磁化を失い， 600°C 程度までに残りの 75%の磁化を失う（図 4.7）．このことから Kanda *et al.* (2010) では消磁域において，岩石の温度が 500°C 以上まで加熱されたことが推測されている．一方で，火口温度は 100°C 程度であり，消磁域で想定される温度（ 500°C 以上）とは大きく食い違う．これらのことから，消磁域と地表付近の極浅部では，温度磁化特性の傾きが大きく異なっていることが想定される．本来，消磁領域が 500°C 程度，山体極浅部が 100°C 程度となるような数値計算を行うことが望ましいが，本章で用いた数値計算の状態方程式パッケージで扱える温度範囲は 350°C までである．そこで，本研究では，実際の岩石の温度磁化特性とは異なるが， 100°C に閾値を持つような (4.1)，(4.2) 式を用いることで，消磁域と極浅部の温度変化に対する磁化の応答の違いを表現した．

$$J(T) = 8.0 - 0.005T \quad (T \leq 100) \quad (4.1)$$

$$J(T) = 7.5 - (T - 100) \times 0.075 \quad (T > 100) \quad (4.2)$$

ここで， $J(T)$ は岩石の磁化強度 [A m^{-1}]， T は温度 [$^\circ\text{C}$] である．式 4.1，4.2 と Kanda *et al.* (2010) で推定された実際の岩石試料の温度磁化特性を図 4.7 に示す．この温

度磁化特性に基づき，熱水流動数値計算の各セルの磁化変化を計算し，
Bhattacharyya (1964)の直方体モデルの重ね合わせによって各観測点における全
磁力変化を計算した．

表 4.1 各領域の浸透率[m²]

Host rock (Region 1)	Low-permeable Host rock (Region 2)	Conduit	Transition Region	Low-permeable Region
1×10^{-13}	1×10^{-14}	1×10^{-10}	8×10^{-11}	1×10^{-15}

表 4.2 深部からの熱水供給率の変化と継続時間

Case	Phase 1	Phase 2
A	$5.1 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	-
	3 year	-
B	$7.6 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	-
	3 year	-
C	$5.1 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	$7.6 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
	1.5 year	0.5 year
D	$5.1 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$	$5.1 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3} \text{ s}^{-1}$
	0.5 year	2.5 year

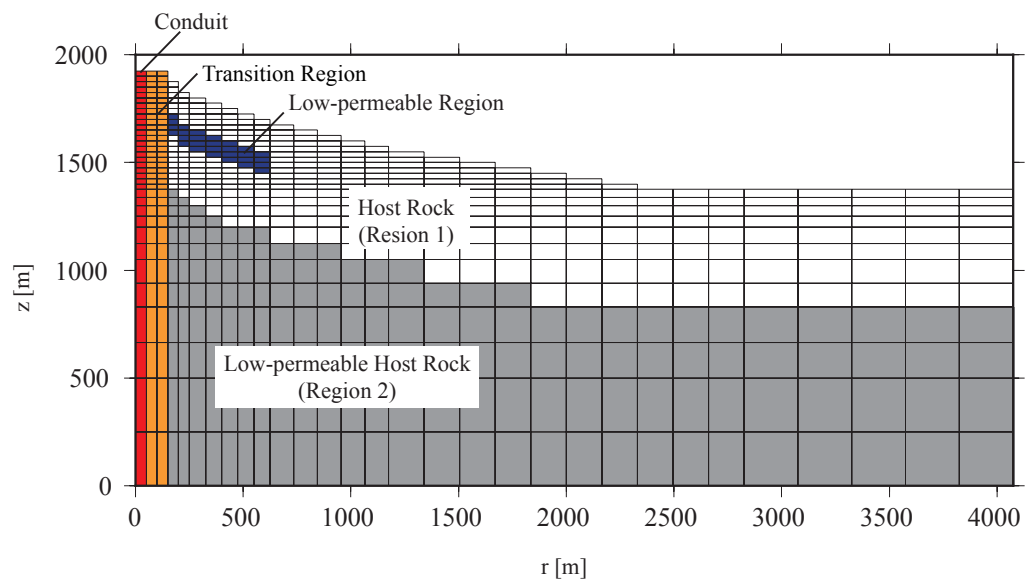


図 4.6 計算領域の設定. 火道を模した柱状の高浸透率体（赤）を円筒座標中心軸周辺に、その周りにやや低浸透率の遷移領域を設定した. 下部の母岩は低浸透率である. 上部の母岩中に難透水性領域を設定した.

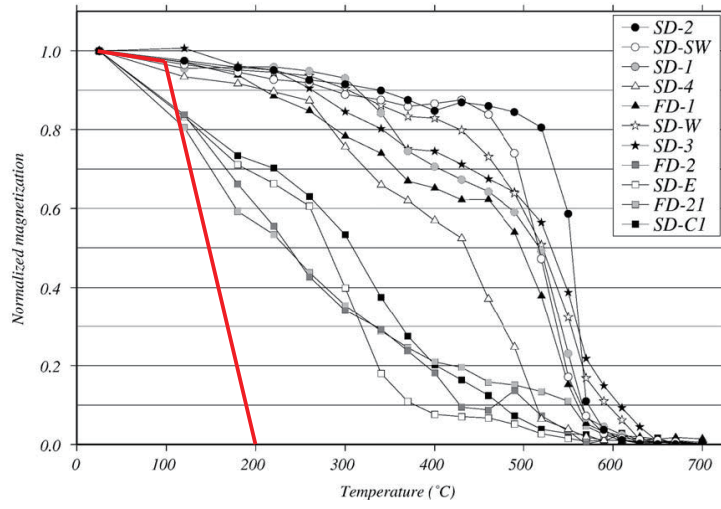


図 4.7 実際の岩石試料の温度磁化特性 (Kanda *et al.*, 2010) と本章で用いた温度磁化特性 (赤線) .

4.4 数値計算の結果

準定常状態 ($t=0$) における温度分布と間隙圧分布を図 4.8 に示す. 温度分布の図では, 高浸透率の火道および遷移領域が 100 °C 以上になっており, 火口下 500~600 m 深付近で高温領域の広がりが見られる. この火口下 500~600 m 深は間隙圧分布が増大する深さであり, これがこの数値モデルにおける地下水面であることを示している. これより上部では地表面から浸透した空気によって不飽和領域が形成されており, 圧力が大気圧程度となっている. この地下水位の深さは Kanda *et al.* (2010) による MT 探査によって推定された帯水層の深さとおおよそ一致しており, 準定常状態として適していると考えられる.

Case A における供給率増加後 1 年間の全磁力変化と, それに続く 1 年間の全磁力変化の分布を図 4.9 に示す. 全磁力が火口北側で増加し, 南側で減少する典型的な消磁パターンが観察された. 図 4.10 に各 Case の全磁力変化の時系列を示す. 全磁力変化を観察する位置として, 火口中心から北 300 m, 西 300 m, 標高 1900m (N 点) と南 300 m, 西 300 m, 標高 1900 m (S 点) の 2 箇所をとった. これは Kanda *et al.* (2010) における P2 および C1 におよそ相当する. 一般に, 地下のある深さで消磁が進行すると, 地表では消磁域の北側で全磁力が増加し, 南側では低下する. 図 4.10 に示した Case A~D では, いずれも大局的には消磁の進行を反映する全磁力変化となっている. Case A では, 供給率増加後, 数ヶ月後から消磁を示す変化が観測され, その後減衰した. しかし, 帯磁傾向に転じることはなかった. 供給率増加から, 消磁を示す全磁力変化が観測されるまでの時間遅れは, 流体が注入されてから消磁域に輸送されるまでにかかる時間であると考えられる. ここで, 流体が注入されてから消磁域に輸送されるまで

の時間スケール τ [s]は, 注入領域から消磁域までの距離 L [m], 流体の粘性 μ [Pa s], 火道の浸透率 k [m²], 注入領域における静水圧からの過剰圧 ΔP [Pa]を用いて, 次の (4.3) 式によって推定される.

$$\tau = \frac{L\mu}{k(\Delta P/L)} \quad (4.3)$$

本章における数値モデルでは, $L = 1.5 \times 10^3$ m, $\mu = 10^{-4}$ Pa s, $\Delta P = 10^5 \sim 10^6$ Pa であり, (4.3) 式によって $\tau = 10^6 \sim 10^7$ s と推定される. これは数ヶ月の時間スケールであり, 本章における計算の熱水供給率増加から消磁を示す全磁力変化が観測されるまでの時間遅れにほぼ対応している. 図 4.11 には, Case A における供給率増加後の初めの半年間の温度変化と, 次の半年間の温度変化を示す. 最初の半年間ではほとんどの温度変化が火道内の深部 (標高 1000 m 以深) で起きているのに対し, 次の半年間では地下水位付近の深さに集中している. Case B では Case A よりも早いタイミングで磁場変化が始まり, Case A よりも変化の振幅は大きくなった. これは, Case B の方が Case A に比べて熱水供給率の増加量が多いことを反映しているものと考えられる. Case C では 2 度の熱水供給率増加イベント ($t = 0, 1.5$ year) に対応して, 間欠的な全磁力変化が観察される. Case C における 2 度目の熱水供給率増加イベントから半年間における温度変化と, その次の半年間における温度変化を図 4.12 に示す. Case A の熱水供給率増加後半年間の変化と比較すると, 初めの半年間で, Case A より浅い領域まで温度上昇領域が及んでいる. また, 次の半年間においては温度変化の深さは変化

しないが、高温領域が水平方向にやや広がっている。Case D では、供給率を減少させた後にも消磁が進行し、帯磁傾向への反転が発生しないという、直観的な予測とは異なる消長が観察された。熱水供給率低下直後の半年間と次の半年間の温度変化を図 4.13 に示す。熱水供給率を減少させたのにもかかわらず、地下水位付近で温度上昇が確認される。これは、深部からの供給が減少したことで、火道内を上昇する過程にあった流体の上昇速度が低下し、停滞深度付近の温度を上昇させるためだと考えられる。次の半年間は、温度変化がほとんど起こらなくなる。これは、短時間での供給率の変動では山体内の限られた部分でしか温度変化が起こらないことを意味しているかもしれない。

火口 ($r = 0 \sim 50 \text{ m}$, $z = 1912.5 \text{ m}$) の温度と噴気放熱率の時間変化を図 4.14 に示す。供給率増加後の火口温度と噴気放熱率の挙動もまた、直観的な予想、すなわち、供給率の増加に伴って上昇・増加する応答とは異なり、供給率増加後に減少傾向を示した。これは、深部からの供給率の増加によって、本モデルにおける地下水面上部の火道内で、間隙圧増加に伴う気相から液相への相変化が起こり、火道内を上昇する気相流量が減少したためだと考えられる。Case A における供給率増加後、半年間での空隙内における液相の体積分率の変化を図 4.15 に示す。地下水面上部の火道付近で液相の体積分率が増加している。このことから、準定常状態よりも気相の上昇量が抑制され火口への熱供給が低下した結果、噴気放熱率と火口温度が緩やかに低下していったと考えられる。Case A では、その後噴気放熱率と温度が同期して上昇している。これは、深部からの一定の供給により気相が再び安定して上昇できる条件になった結果であると考えられる。Case B では Case A よりも早く温度上昇に転じるが再び緩やかな減少に

転じ、その後 Case A と同じような変化を示す。これは温度・圧力条件のわずかな変化によって火口温度が複雑な振る舞いを示すことを意味しているかもしれない。Case C における二度目の深部からの供給率増加後にも、噴気放熱率および火口温度の増大までに時間遅れがあるが、Case A における火口温度・噴気放熱率増加までの時間遅れと比較してその時間は短い。これは、より大きな供給率増加であったため、液相から気相への相変化を引き起こすための熱量が十分に供給され、安定的な気相の上昇にいたるまでにかかる時間が短くなったためと考えられる。Case D では、供給率の低下直後に火口温度、噴気放熱率ともに増大している。これは供給率増大時のメカニズムと逆のことが起こっていると考えられる。すなわち、圧力低下による気相の増加である。地下水位付近で気相の割合が増大したことにより、気相によって熱が効率的に地表付近へ輸送されるようになったためである。

これらの 4 つの場合の比較から、深部からの熱水供給率の増加に対する地磁気全磁力・火口温度・噴気放熱率の応答は以下のようにまとめることができる。深部からの熱水供給率の増加に対し、全磁力は熱水供給源から温度上昇領域までの輸送にかかる時間遅れの後に、熱水供給率の増加量に相関した振幅をもつ消磁傾向を示す。火口温度および噴気放熱率は、熱水供給率の増加直後、減少する傾向を示したのち、増加に転じる。ただし、この火口温度および噴気放熱率の減少が発生するかどうかは、火道内の温度と間隙圧のバランスに依存すると考えられる。熱水供給率のパルス的な増加（すなわち、短期間における熱水供給率の増加とそれに続く減少）が起こった場合でも、熱水供給率の増加に伴う全磁力、火口温度、噴気放熱率の変化の極性の反転が観察されず、これらの

観測項目において，熱水供給率の段階的な増加とパルス的な増加の違いを明確に示すことは難しい．

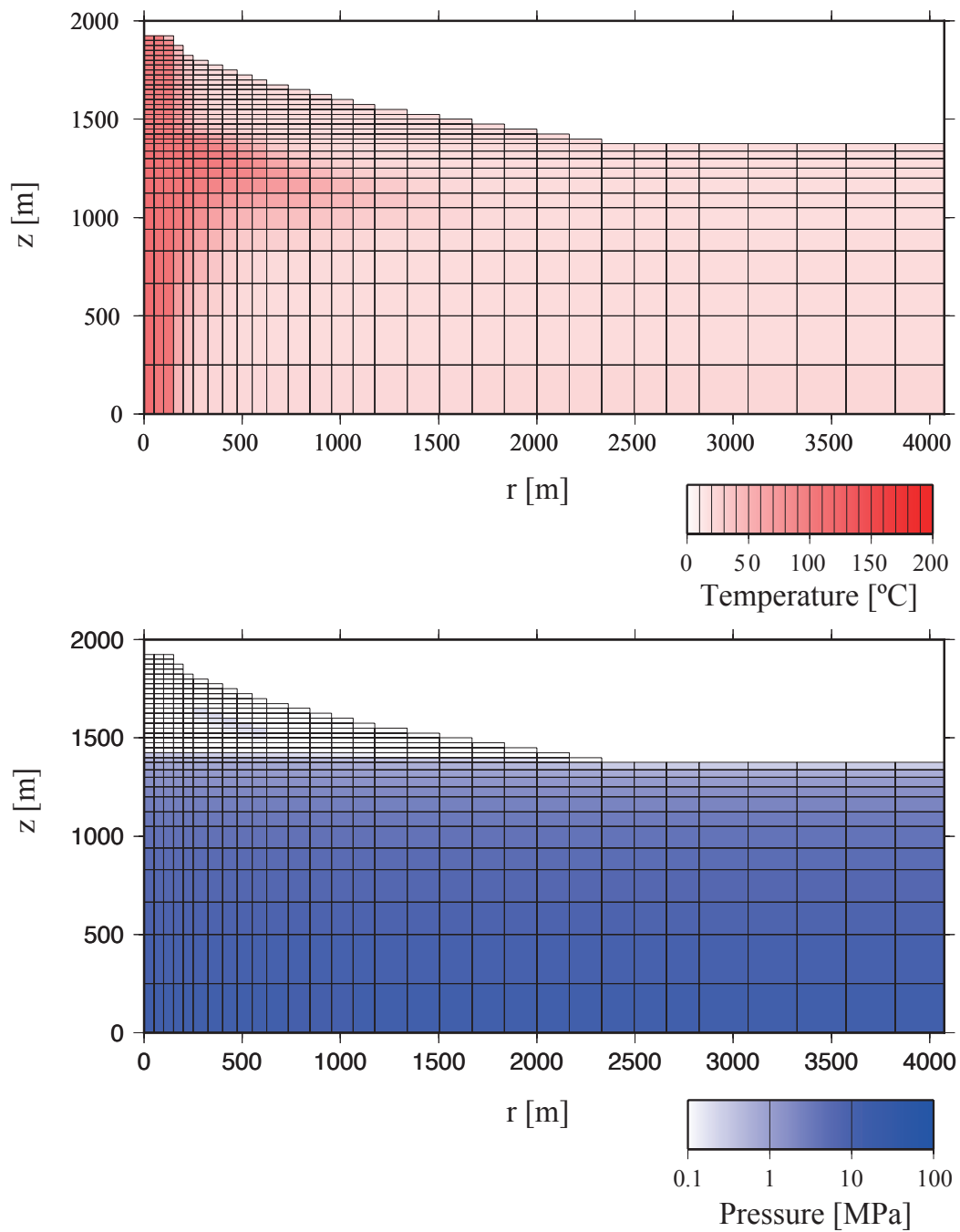


図 4.8 準定常状態における温度（上）と間隙圧（下）の分布．火道とその周辺および母岩の浸透率の境界部で高温領域が広がっている．高さ 1400 m 付近より上部は圧力が大気圧程度で，不飽和領域が発達している．

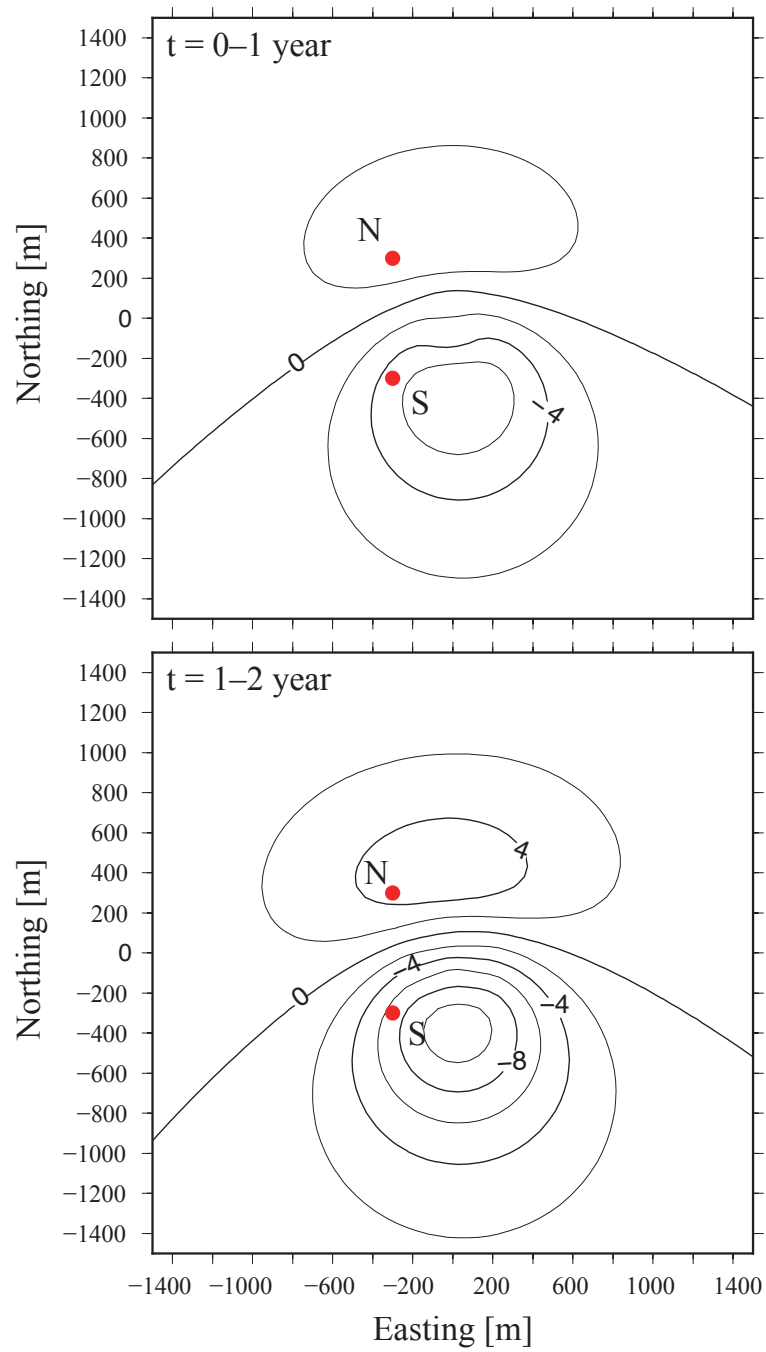


図 4.9 Case A における $t=0\sim1$ 年（上）, $t=1\sim2$ 年（下）のモデル標高 1900 m における全磁力変化の分布. コンター間隔は 2 nT, 二つの赤丸（N と S）は 4.10 に示す時系列の観測点. 熱水流動数値計算の軸（火道）は (0,0) .

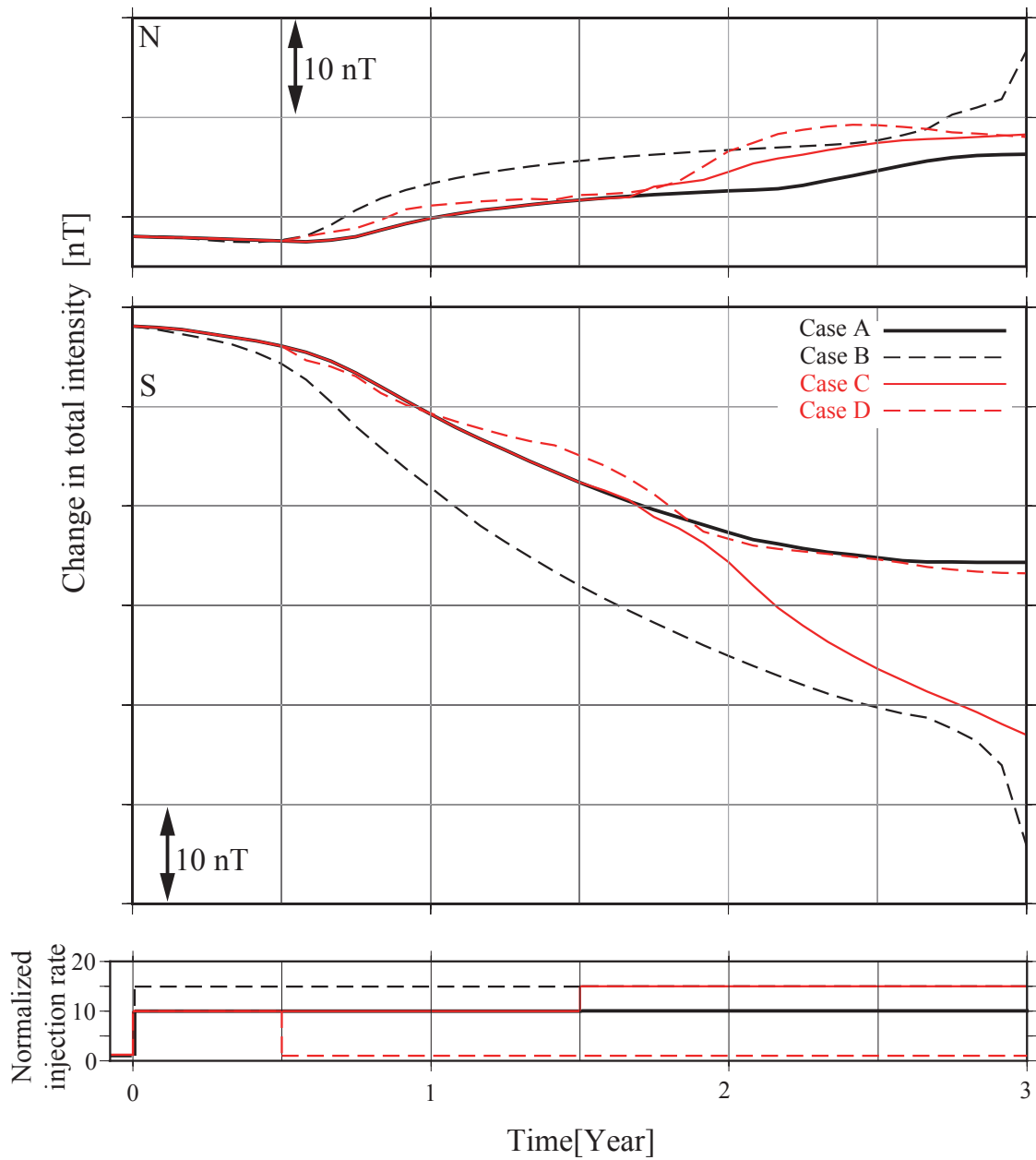


図 4.10 全磁力変化（上と中央）と、各ケースで仮定した深部からの熱水供給率の時間変化（下）．熱水供給率は初期供給率で規格化してある．上のパネルは北側の点（N），中央のパネルは南側の点（S）の全磁力時間変化．

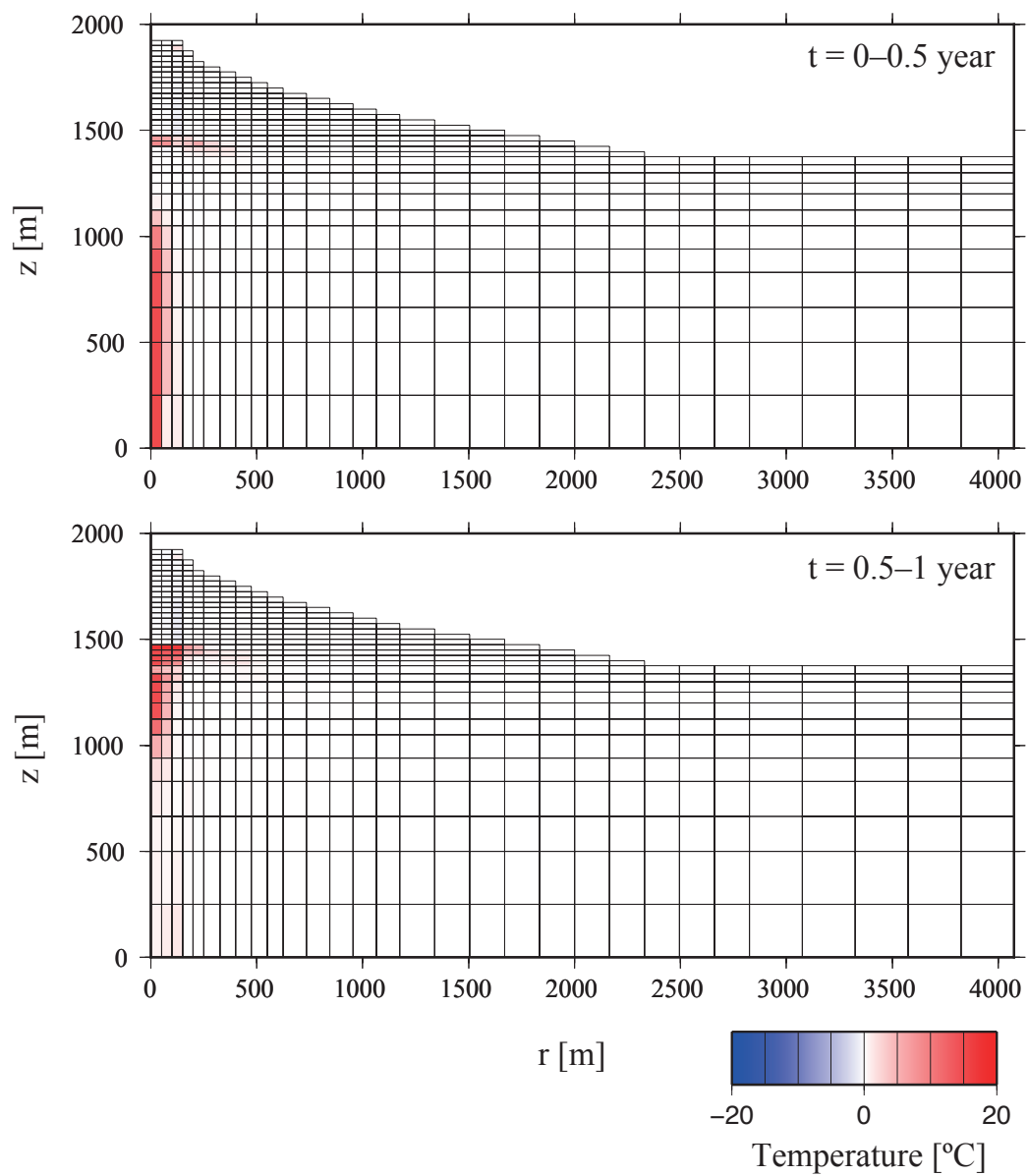


図 4.11 Case A の温度変化の分布. 供給率増加イベント ($t=0$) の後, 半年間 (上) とそれに続く半年間 (下) の変化.

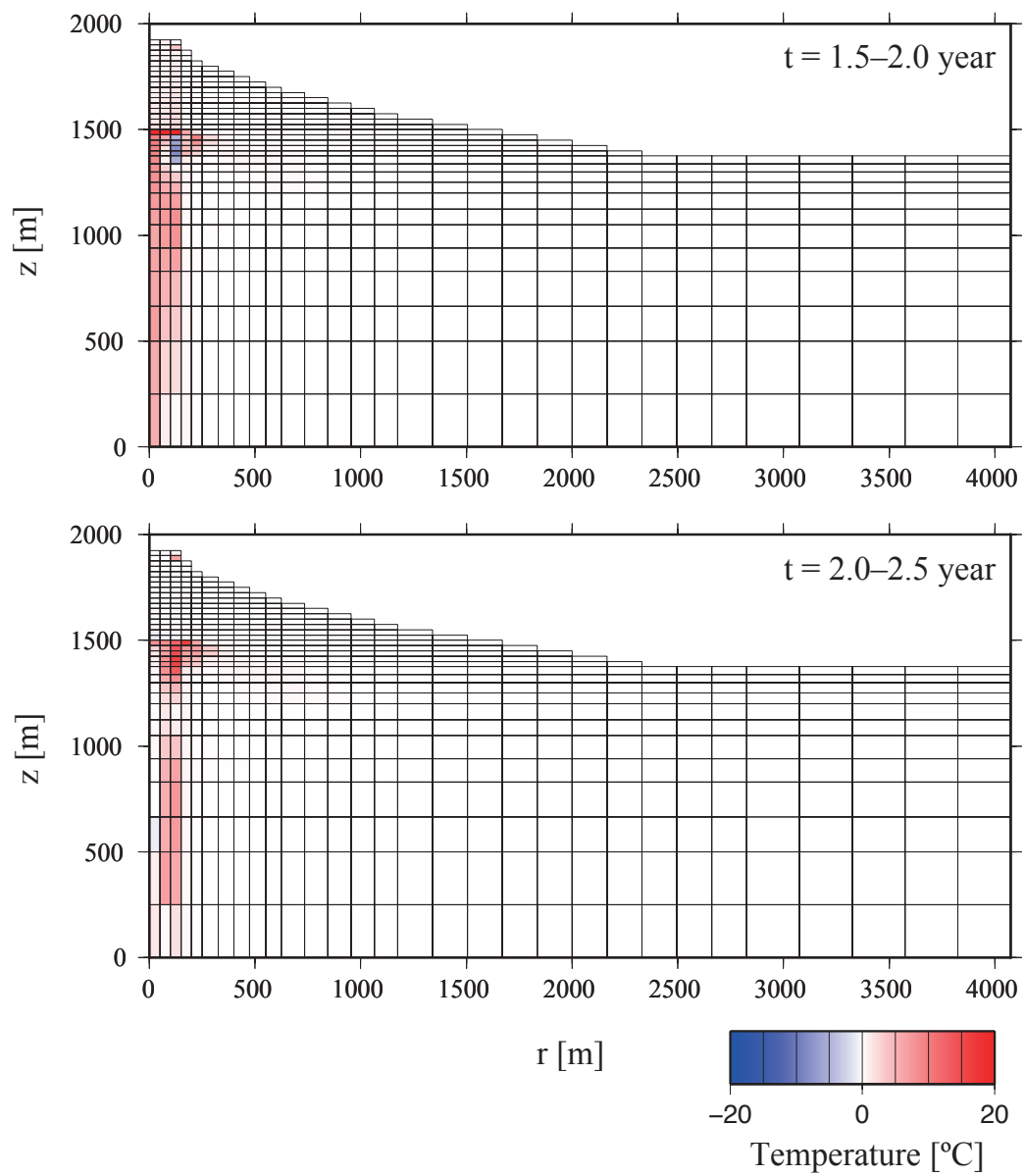


図 4.12 Case C における温度変化の分布. 2 度目の熱水供給率増加イベント ($t = 1.5$ year) 後, 半年間 (上) とそれに続く半年間 (下) の変化.

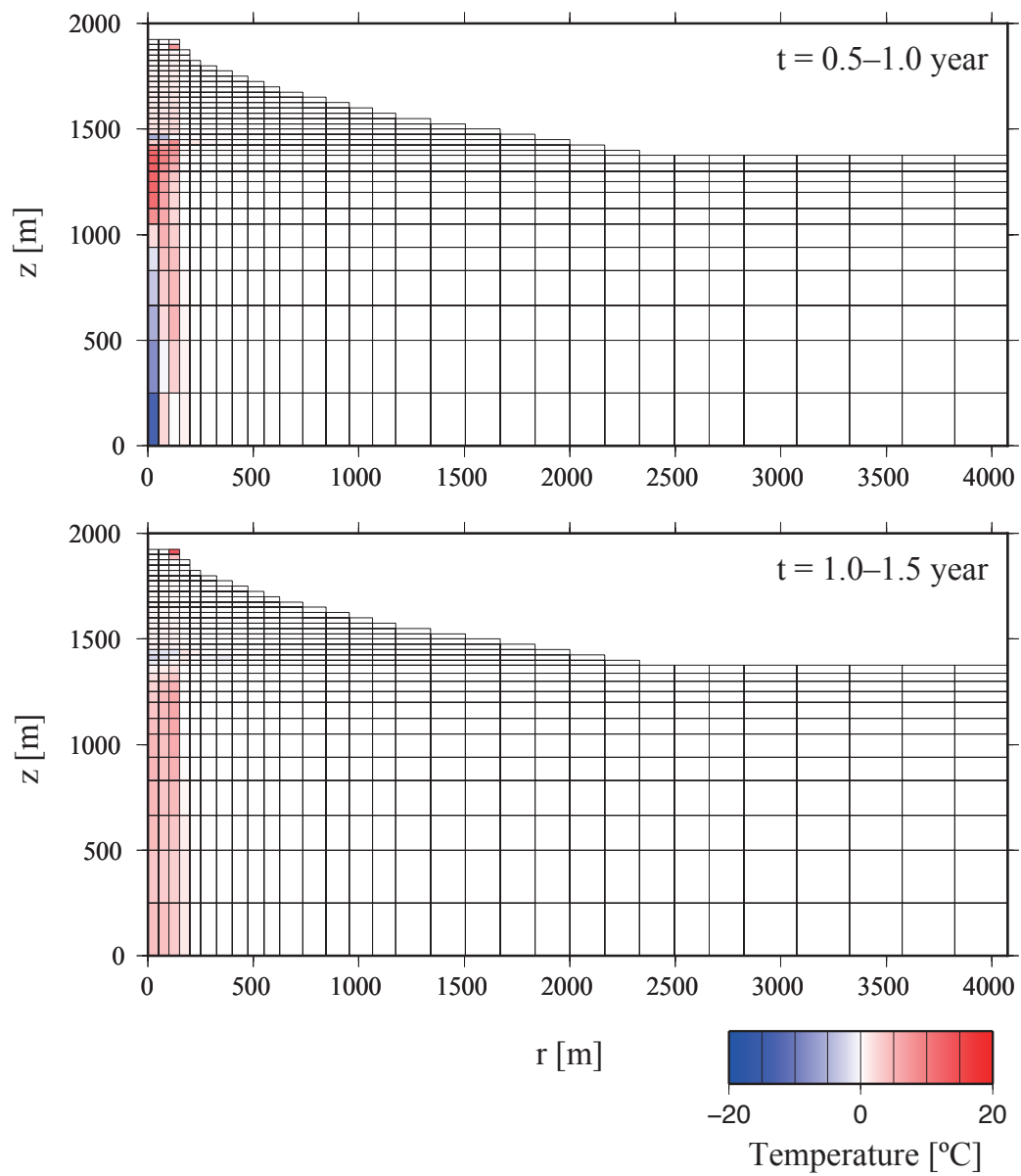


図 4.13 Case D における温度変化の分布. 熱水供給率減少イベント ($t = 0.5$ year) 後, 半年間 (上) とそれに続く半年間 (下) の変化.

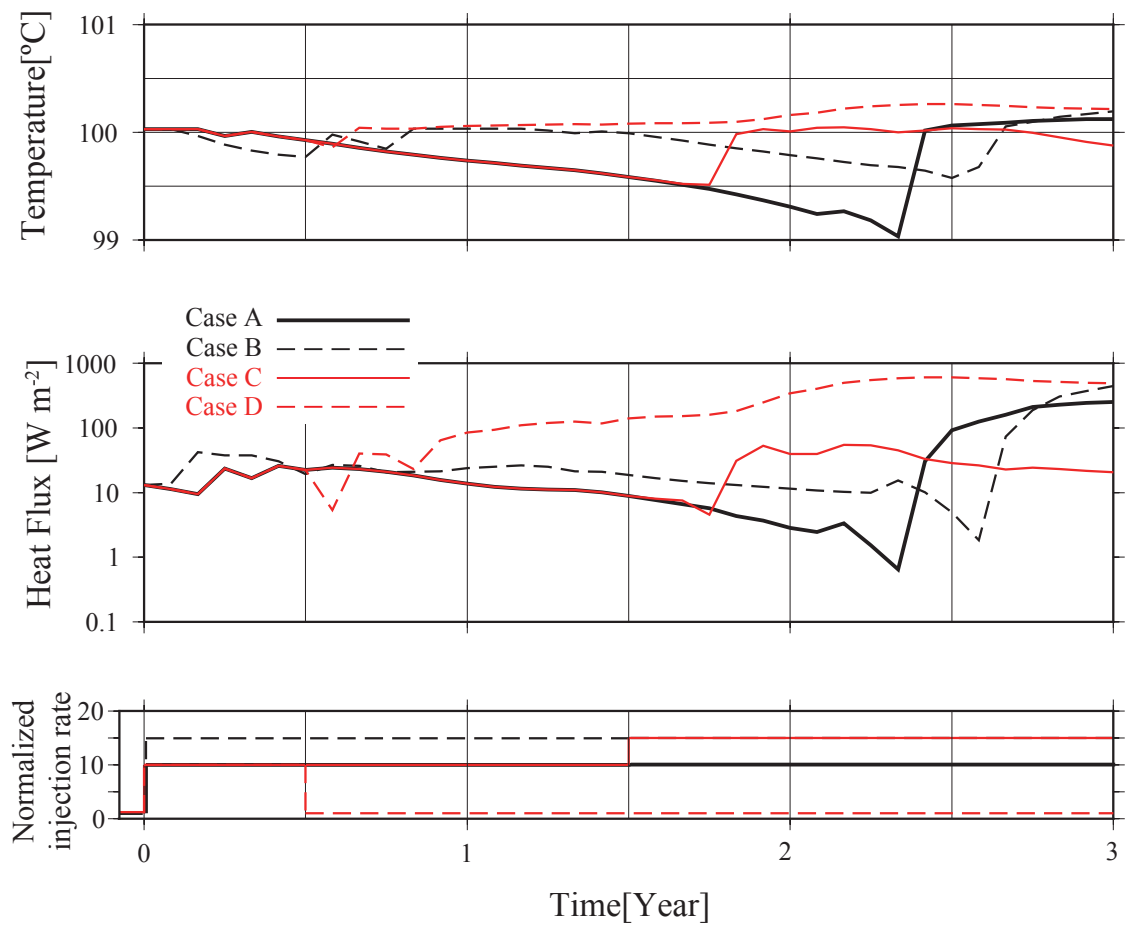


図 4.14 火口温度（上）と噴気放熱率（中央），初期供給率で規格化した深部からの熱水供給率（下）の時間変化.

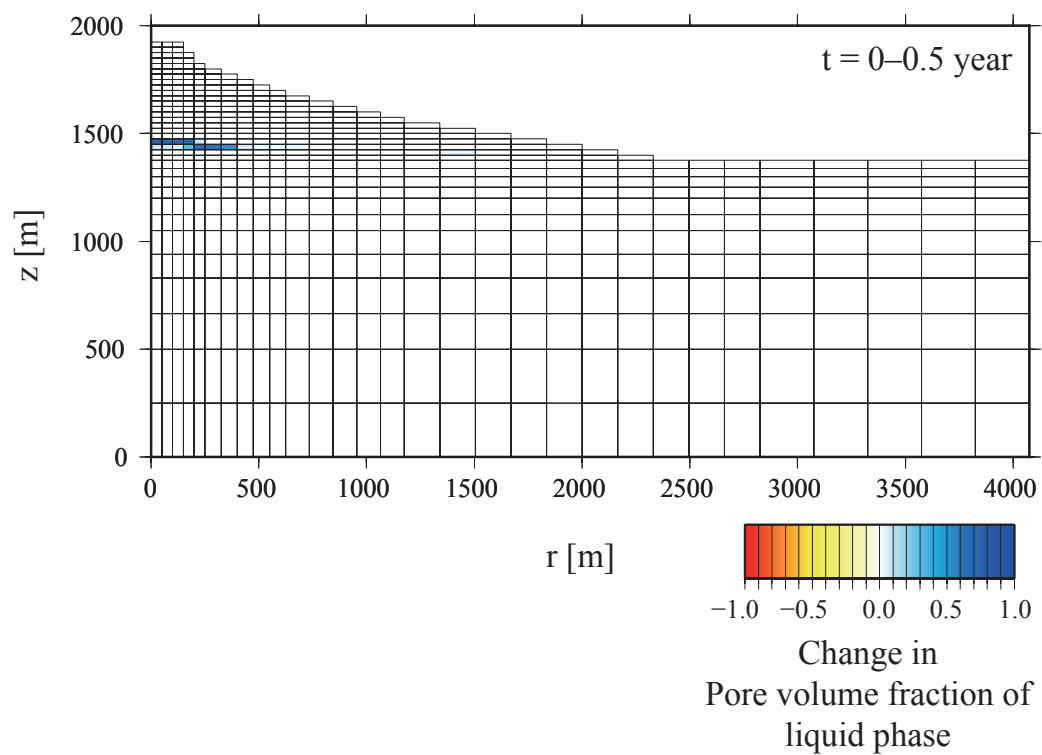


図 4.15 Case A における空隙内の液相の体積分率変化の分布．熱水供給率増加
($t = 0$) 後，半年間の変化を示す．

4.5 考察

4.5.1 間隙圧の変化と地盤変動観測

STAR による数値計算では、計算領域内の間隙圧の分布も算出することが可能である。本章で温度変化が卓越した地下水位付近の深さである火口下およそ 400 m の間隙圧の時間変化を図 4.16 に示す。Case A では供給率の増加直後から間隙圧が増加し、その後停滞する。Case C での二度目の供給率増加イベントにおいても同様の間隙圧増加とその後の停滞が観察される。それぞれの供給率増加イベント直後半年間の間隙圧変化の分布を図 4.17 に示す。山体の広範囲で間隙圧増加の傾向が見られるが、その変化量は 0.1 MPa に満たない程度である。一方、火道内の間隙圧の増加量はそれよりやや大きく 0.1~0.5 MPa 程度である。一度目の熱水供給率増加イベントに比べ、二度目の熱水供給率増加イベントではやや浅くまで、間隙圧増加領域が拡大した。Case D では供給率減少直後に間隙圧が減少した。Case D の熱水供給率減少直後の半年間における間隙圧変化の分布を図 4.18 に示した。間隙圧の減少は山体全体で起こるが、火道で最も大きく、離れるに従って小さくなる傾向がある。これらの間隙圧の変化傾向から、熱水供給率の増加に伴う地盤変動について考察を試みる。熱水流動の計算結果から地盤変動を算出した先行研究として、Todesco *et al.* (2010)や Fournier and Chardot (2012)などがある。しかし、これらで提案されている計算方法では地盤変動に影響すると考えられる構造の不均質性や地形の効果が取り入れられていない。現在、本章の計算結果を用いて、構造の不均質性や地形の効果を考慮した地盤変動を計算できるポストプロセッサがない。そのため、ここでは熱水流動の数値計算結果から地盤変動を算出せず、単純に、間隙圧の増大は膨張、間隙圧の

減少は収縮の地盤変動を生じさせると仮定し、定性的な議論を試みる。熱水供給率の増加に伴う間隙圧の増加は、火道周辺の地下水面付近で卓越しており、火口周辺での膨張の地盤変動が観測されることが期待される。熱水供給率の段階的な増加による地盤変動は、隆起ののち、収縮に転じることはなく、次の隆起が発生する。一方、熱水供給率のパルス的な増加では、隆起に引き続き収縮が観測されることが期待される。

深部からの熱水供給率の時間変化と、着目した深さにおける間隙圧の時間変化を比較すると、全磁力変化に見られたような時間遅れが見られない。このことから、地盤変動の変化開始時と全磁力変化による変化開始時を比較することで、火道内での熱水上昇速度を見積もることが可能かもしれない。

4.5.2 熱水供給率増加のメカニズム

本章の計算では、深部からの熱水供給率の増加による熱水系の応答について検討した。深部からの熱水供給率が段階的に増加する場合とパルス的に増加する場合の間で、全磁力、火口温度、噴気温度の変化の傾向には明確な違いが見られなかったが、間隙圧変化には違いが見られた。ここでは、深部からの熱水供給率が段階的に増加する原因とパルス的に増加する原因についてそれぞれ考察する。

深部からの熱水供給率が段階的に増加する原因として、マグマが浅部へ段階的に移動することが考えられる。マグマがそれまでよりも浅い部分に貫入した場合、減圧することで脱ガスが活発になり、熱水供給率が増加する。この浅部への移動が複数回発生することで、段階的に深部からの熱水供給率が増加する。

このようなメカニズムが発生した場合、浅部熱水系の消長のみならず、浅部熱水系より深部における、マグマの上昇に伴う何らかの変化（例えば、膨張を示唆する地盤変動など）が観測されることが期待される。

一方、深部からの熱水供給率のパルス的な増加のメカニズムとしては、深部からの熱水塊の上昇や深部熱水溜まりの圧力増加が考えられる。深部からの熱水塊の上昇は石戸（1994）で提案されているものである。浸透率の非常に小さい領域に高压流体（地殻上部に定置した溶融マグマから放出された水を主とする揮発性成分）が、注入された場合、高压流体は拡散せず、塊として比較的短時間のうちに上方へ移動する（石戸，1994）。これは、間隙圧の変化に対応して、空隙率および浸透率が変化すると仮定した数値計算から提案されるメカニズムであるが、熱水供給率のパルス的な増加の 1 つのメカニズムとして考えることができる。また、深部熱水溜まりの圧力増加は、熱水溜まりが複数存在し、それぞれの間での熱水の移動が圧力差によって駆動されると仮定した場合に、考えられるメカニズムである。深部の熱水溜まりの圧力が増加したとき、浅部への熱水供給率が増加する。浅部への熱水供給率が増加すると、より深部からの供給が増加しない限り、深部の熱水溜まりの圧力は減少に転じる。圧力勾配が減少することで、深部からの熱水供給率は減少に転じ、パルス的な熱水供給率の増加が発生する。

マグマと熱水の境界部を含んだモデリングを行うことによって、深部からの熱水供給率変化自体のメカニズムを検討することが可能となる。それと同時に、本章で行ったような熱水供給率の変化に対する熱水系の応答を検討する場合における恣意性を低減できるだろう。

4.5.3 口永良部島 2001~2007 年の活動に対する考察

本章で行った深部からの熱水供給率の変化の 4 つのパターンに対する熱水系の応答（全磁力，火口温度，噴気放熱率，間隙圧の変化）の特徴から，口永良部島 2001~2007 年の活動に対して考察を加える．

口永良部島 2001~2007 年の活動では，一方的で間欠的な消磁とそれにやや遅れた火口温度の上昇や噴気活動の活発化といった特徴が観測された．また，口永良部島火山で観測された 2~4 期の消磁域はほとんど同じ位置であり，2~4 期の時間が経過するにつれて消磁域が主に水平方向に拡大した (Kanda *et al.*, 2010)．これは Case C において，2 度目の熱水供給率増加イベント時の高温化領域の方が，1 度目の熱水供給率増加イベント時のそれと比べて，広範囲であったことと調和的である．しかし，全磁力，火口温度，噴気放熱率の変化からは，段階的な熱水供給率の増加 (Case C) とパルス的な熱水供給率の増加 (Case D) が複数回起こった場合について，明確に区別できなかった．

口永良部島火山では，GPS 連続観測により 2005 年 1 月と 2006 年 9 月からの 2 度，新岳火口直下の膨張を示唆する地盤変動が観測された (斎藤・井口, 2007)．繰り返し GPS 観測によりこれらの地盤変動の膨張源が推定されており，その深さは，2005 年で火口下 300 m，2006 年で 130 m と徐々に浅くなっていることが示された (井口・他, 2007)．段階的な熱水供給率の増加 (Case C) では，熱水供給率の増加に対応して，間隙圧は増加した．また，間隙圧が増圧する領域が 2 度目のイベントではやや浅部まで拡大した．これは，口永良部島で観測された地盤変動と圧力源の深さの変化と調和的である．一方，パルス的な熱水供給率

の増加 (Case C) では、間隙圧の増加に引き続いた間隙圧の減少が計算された。口永良部島ではこのような収縮を示す地盤変動は観測されておらず、口永良部島火山の熱水供給率の時間変化として、パルス的な熱水供給率の増加を繰り返すモデルは適していないと言える。したがって、口永良部島火山 2001~2007 年の熱水系の消長をもたらしたメカニズムとしては、本章で検討した中では、深部からの熱水供給率が段階的に増加するモデルが好ましい。

口永良部島火山 2001~2007 年の消長が深部からの熱水供給率の段階的な増加によって引き起こされていると仮定した場合の、そのメカニズムについて考察する。口永良部島火山では新岳火口周辺の GPS 観測のほかに、島内で 1996 年から 7 度の水準測量が行われており、2001~2007 年の間に 2001 年、2005 年、2006 年に 3 度実施されている (高山・他, 2007)。その結果、2005 年 9 月から 2006 年 12 月にかけて、新岳に近づくにつれて上下変動が大きくなる傾向が認められた。このような系統的な地盤変動が確認されたのは測量開始以来初であった。この上下変動の変動源を推定するのは難しいが、高山・他 (2007) は新岳火口を中心とした膨張を指摘している。一方、これらの上下変動は GPS 観測から推定された浅部圧力源で説明できる変動量ではなく、より深部の圧力源が疑われた (井口, 2007b)。火口直下の増圧源とは異なる、深部の増圧が同時期に観測されたことは 4.5.2 節で検討したような、マグマが浅部に段階的に貫入し、浅部熱水系への熱水供給率が段階的に増加するメカニズムによって説明されるかもしれない。

本章の数値計算の設定においては、火口下における間隙圧増加は深部からの熱水供給率増加と同期して発生したが、火口下における蓄熱による全磁力変化

は、熱水の輸送にかかる時間分の時間遅れがあってから発生した．口永良部島火山で実際に観測された 2005 年 1 月と 2006 年 9 月の地盤変動の変化開始時期は、全磁力変化の 3 期および 4 期の開始時期とほぼ同期している．本章で検討したように、これらの全磁力変化および地盤変動、深部からの熱水供給率の増加によって引き起こされているならば、火道内における熱水の上昇速度は本章でのモデリングよりも大きいことが想像される．実際の口永良部島火山では浅部への熱水の輸送が本章で行った模擬実験よりも気相に富んだ状態で行なわれているのかもしれない．

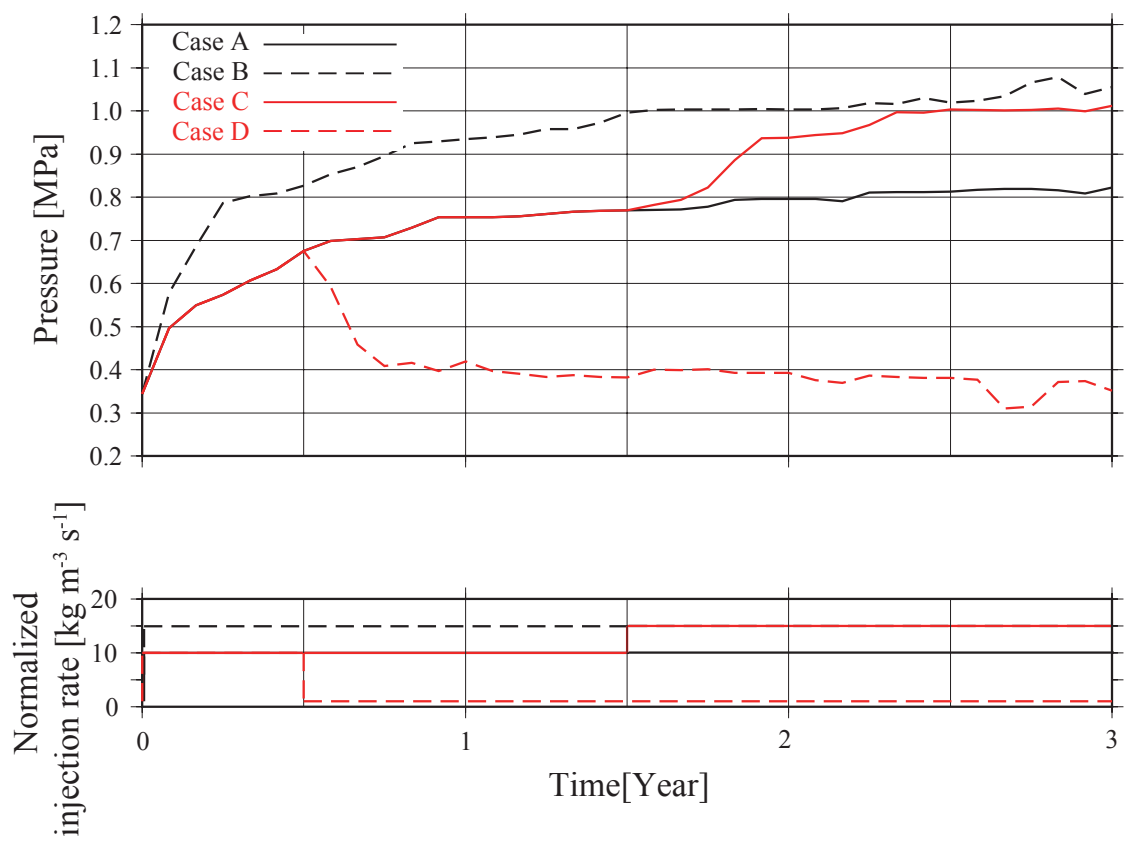


図 4.16 火口下 400 m の間隙圧の時間変化.

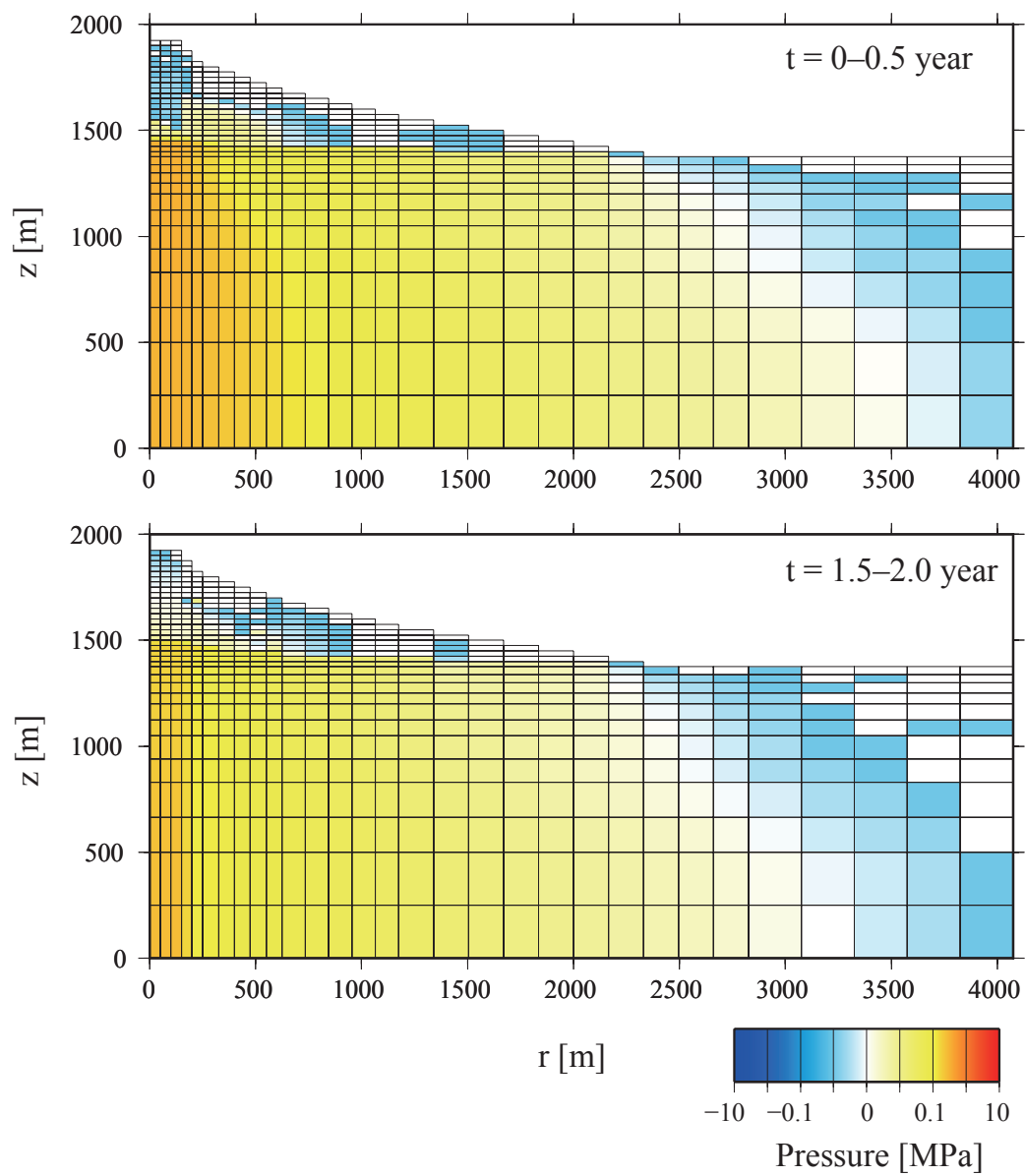


図 4.17 Case C における間隙圧変化の分布. 1 度目の熱水供給率増加イベント ($t = 0$) 後半年間の変化を上のパネルに, 2 度目の熱水供給率増加イベント ($t = 1.5$ year) 後, 半年間の変化を下のパネルに示す.

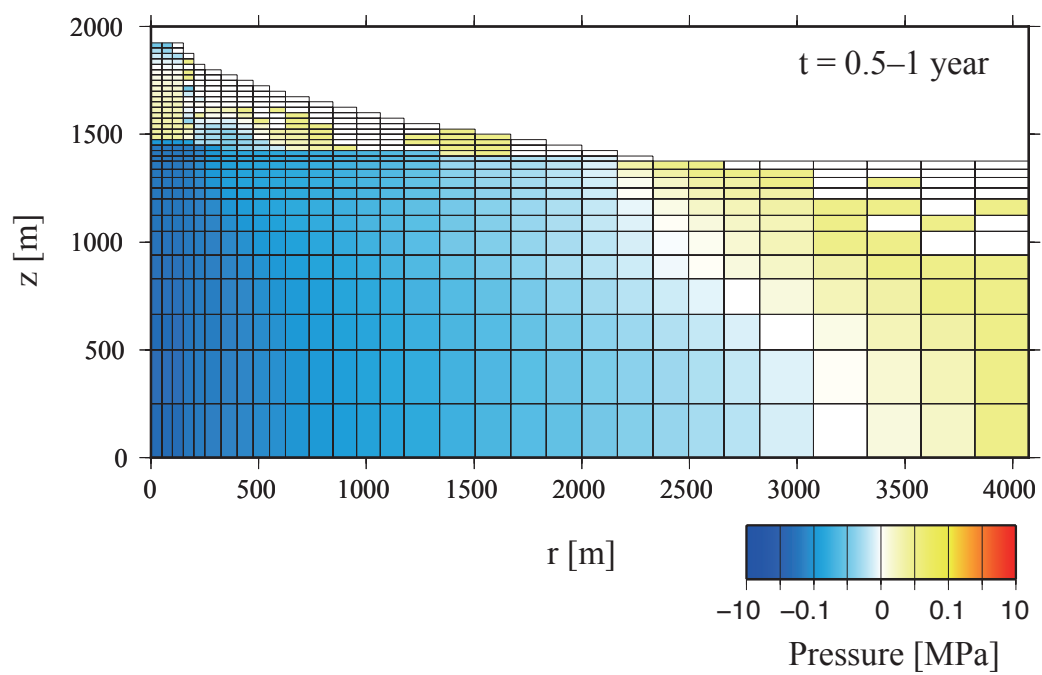


図 4.18 Case D における間隙圧変化の分布．供給率減少イベント ($t = 0.5$ year) 後，半年間の分布を示す．

4.6 第 4 章の結論

全磁力変化・火口温度・火口からの噴気放熱率の時間変化を参照情報として、2001~2007 年の口永良部島火山の活動を想定し、地下浅部の蓄熱を示唆する全磁力変化、火口温度の上昇、噴気活動の活発化といった活動の消長をモデル化した。このような活動の消長を引き起こす原因として、地下深部からの熱水供給率の増加を導入した。地下深部からの熱水供給率の時間変化として、A) 増加した熱水供給率が継続する場合、B) A よりも大きな熱水供給率が継続する場合、C) 熱水供給率増加 1 年半後にさらに熱水供給率が増加する場合、D) 熱水供給率増加半年後に増加前の熱水供給率に減少する場合、の 4 つの場合を与えた。その結果、以下のことを明らかにした。

1. 熱水供給率増加から全磁力変化が観測されるまでには、熱水が消磁源付近の深さまで、輸送されるのにかかる時間遅れが生じる。
2. 熱水供給率増加後、地下の相状態の変化によって地表への気相上昇が制限され、火口温度、噴気放熱率が減少する場合がある。
3. 熱水供給率の段階的な増加とパルス的な増加では、全磁力、火口温度、噴気放熱率の変化傾向に明確な差は認められない。一方、間隙圧変化では、熱水供給率の段階的な増加では間隙圧が一方的に増加するが、熱水供給率のパルス的な増加では、間隙圧は増加後、減少に転じる。

また、これらの特徴を基に、2001~2007 年の口永良部島火山の活動について考察を加えた。2001~2007 年の口永良部島火山における活動のように、消磁、火口温度の上昇、噴気活動の活発化、間欠的で一方的な膨張性地盤変動を表現するには、本章で検討した中では、深部からの熱水供給率の段階的な増加モデルが

好ましい。

熱水供給率の段階的な増加，パルス的な増加，いずれの場合も深部の活動の変化によって発生すると考えられる．今後，マグマと熱水の境界部を含んだモデリングを行うことによって，深部からの熱水供給率変化自体のメカニズムを検討することが可能となる．それと同時に，本章で行ったような熱水供給率の変化に対する熱水系の応答を検討する場合における恣意性を低減できるだろう．

5. 火道閉塞と熱水供給率増加が同時に発生した場合の熱水系の応答

5.1 5章の目的

第3章および第4章における十勝岳，口永良部島火山を想定したケーススタディによって，熱水系の消長の要因として，火道浅部における浸透率の低下（火道閉塞）および，火道深部からの流体（熱水や火山ガス）の供給率変化，の2つについて検討した．火道閉塞によって，地下浅部における蓄熱および間隙圧の増加，火口温度および噴気放熱率の低下が引き起こされる．一方，火道深部からの熱水供給率の増加によって，地下浅部の蓄熱および間隙圧の増加，火口温度および噴気放熱率の増加が引き起こされる．従って，これら2つのメカニズムは，地下浅部の蓄熱および間隙圧の増加を引き起こす点においては共通しているが，火口の温度および噴気放熱率に対しては正反対の効果をもたらす．本章では，火道閉塞の度合いと深部からの熱水供給率の増加量を様々に変化させた計算を行い，火道閉塞と深部からの熱水供給率の増加が同時に起こったとき，どちらの効果がより支配的になるかについて検討する．

5.2 数値計算

簡単のために、計算領域は軸対称とし、2次元円筒座標系で記述した。円錐状の山体を模した地形を考慮した計算メッシュを図 5.1 のように設定した。動径方向には 53、鉛直方向には 29 のセルを配置した。セルのサイズは、中心軸付近および地表付近で細かく、山体並びに地表面から離れるにつれて、徐々に大きくした。実スケールの計算領域は、動径方向に 5220 m、鉛直方向に 2275 m である。

以下の数値モデルに共通の構造として、深部から地表へ伸びる火道を模した高浸透パイプを与えた。Case A では一様な浸透率を与え、Case B では Case A の母岩中の図 5.1 に示す位置に透水性の低いキャップロックを与えた。また、火道閉塞を表現するためのセルとして Permeability-Changeable-Block (PCB) を火道内に設定した。PCB の初期浸透率は火道の他の領域と同様とした。空隙率は全ての領域で一様 (0.1) と設定した。Case A, B のそれぞれの領域の浸透率を表 5.1 にまとめた。境界条件として、地表面相当のセルには、温度圧力一定 ($20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $1.013\times 10^5\text{ Pa}$) の空気に接し、降水相当の水 ($20\text{ }^{\circ}\text{C}$, $5.5\times 10^{-6}\text{ kg m}^{-2}\text{ s}^{-1}$) の流入を与えた。これは年間降水量約 1700 mm のうち、10 %が地下に浸透すると仮定した流入量に相当する。山麓側 ($r = 5220\text{ m}$) の側端面には温度圧力一定の水に接することを、山頂側 ($r = 0\text{ m}$) の側端面 (すなわち中心軸) および計算領域の底面 ($z = 0\text{ m}$) には断熱不透水条件および地殻熱流量相当 ($6.9\times 10^{-2}\text{ W m}^{-2}$) の熱の流入を与えた。はじめに、準定常状態を設定するために、火道 ($r = 0\sim 50\text{ m}$) に熱水 ($1.3\times 10^6\text{ J kg}^{-1}$, 静水圧で $300\text{ }^{\circ}\text{C}$ 相当) の流入 ($5.1\times 10^{-4}\text{ kg m}^{-3}\text{ s}^{-1}$) を与え、 10^3 年計算した。これは火口からの噴気放熱率が 100 MW 程度になるように調整した熱水供給率である。PCB の浸透率は 1×10^{-11} , 1×10^{-12} , 5×10^{-13} , $1\times 10^{-13}\text{ m}^2$,

および変化なしの 5 通りの低下, 深部からの供給率は初期供給率の 1.5 倍, 2 倍, および変化なしの 3 通りの増加といった 2 つの効果を $t=0$ において同時に与え, それぞれの組み合わせの熱水系の応答を観察した.

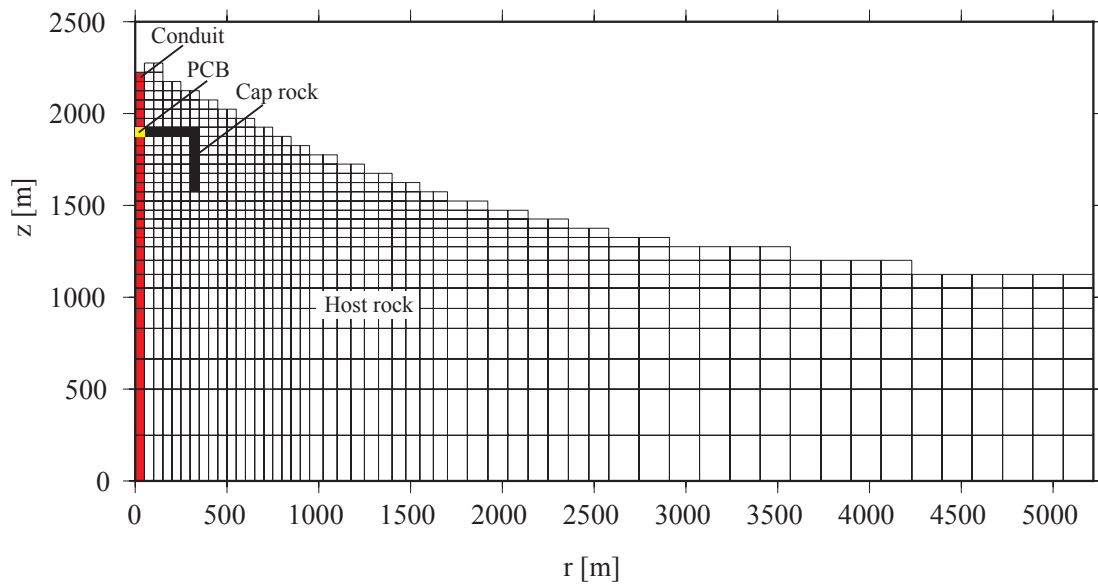


図 5.1 計算領域の設定. 軸中心に高浸透率パイプ (火道) を配置. キャップロックは Case B にのみ与えた難透水性の領域. 火道内の一部を PCB とし, 火道閉塞はこの浸透率を低下させることで表現.

表 5.1 各領域の浸透率

Case	Host rock	Conduit	Cap-rock
A	5.0×10^{-13}	1.0×10^{-10}	1.0×10^{-16}
B	5.0×10^{-13}	1.0×10^{-10}	-

5.3 数値計算の結果

5通りのPCBの浸透率低下（変化なし，低下後のPCB浸透率 $k'_{\text{PCB}} = 1 \times 10^{-11}$, 1×10^{-12} , 5×10^{-13} , $1 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ ）と3通りの深部からの熱水供給率増加（変化なし，1.5倍，2倍）を組み合わせた場合の噴気放熱率と火口温度の時系列のCase Aを図5.2~5.4に，Case Bを図5.5~5.7にそれぞれ示す．火口温度および噴気放熱率の時間変化は3つのパターンに大別される．パターン（1）：PCB浸透率および深部からの熱水供給率に変化を与えてから1から数年後のうちに火口温度が上昇を開始し，準定常状態よりも高い温度で安定する．噴気放熱率は単純に増加するか，一度低下したのち，増加に転じ，準定常状態と同程度まで回復する．パターン（2）：火口温度はほとんど変化しないか，上昇と低下を繰り返す．噴気放熱率は一度低下したのち，増加に転じるが，準定常状態よりも小さい噴気放熱率で推移する．パターン（3）：火口温度は低下し準定常状態よりも低い温度で安定する．噴気放熱率も同様に低下し，準定常状態よりも小さい噴気放熱率で安定する．ここでは，PCB浸透率および深部からの熱水供給率変化後に，火口温度・噴気放熱率が上昇するパターン（1）を供給卓越型，火口温度・噴気放熱率が減少するパターン（3）を閉塞卓越型とし，どちらとも言えないパターン（2）を中間型とする．Case Bにおける $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ ，熱水供給率2倍の組み合わせ（図5.7の赤点線）の $t = 0$ から1年間の温度変化分布，間隙圧変化分布を閉塞卓越型の代表例として図5.8に示す．PCBの浸透率低下により浅部への熱水供給率が低下し，PCBより浅部における温度低下と間隙圧減少が明瞭である．一方，PCBより深部ではキャップロック内で温度上昇，圧力増加が観測される．温度上昇域と圧力増加域の下端は地下水位付近（図5.9）と共通している．また，

熱水供給部周辺が高温化しているが、同じ領域での圧力増加は顕著ではなく、地下水位下の山体全体に共通する 0.1 MPa 程度の変化である。Case B における $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ 、熱水供給率 2 倍の組み合わせ（図 5.7 の黒細線）の $t = 0$ から 1 年間における温度変化分布、間隙圧変化分布を供給卓越型の代表例として図 5.10 に示す。供給卓越型の場合、閉塞卓越型で観察された変化とは異なり、PCB より浅部での温度低下・間隙圧低下は見られない。ただし、PCB より深部における温度上昇と間隙圧増加は閉塞卓越型と共通している。また、その領域の下端がおよそ地下水位と一致すること、深部での温度上昇とその部分での間隙圧増加は顕著ではないことも共通している。Case B における $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ 、熱水供給率 1.5 倍の組み合わせ（図 5.6 の黒点線）の温度変化分布を中間型の代表例として図 5.11 に示す。中間型の変化後 1 年間の温度・間隙圧変化の分布の特徴は閉塞卓越型の分布とよく似ている。すなわち、PCB より浅部での低温化・減圧、PCB より深部かつ地下水位より浅部における高温化・増圧、深部での高温化である。ただし、それらの変化の振幅が閉塞卓越型と比較して小さい。次節では、上述の閉塞卓越型・供給卓越型・中間型の違いが何によって規定されているのかを考察する。また、閉塞卓越型の場合でも深部からの供給率の変化は地表の各種観測から検知できるのか、あるいは、供給卓越型の場合でも火道閉塞の有無を地表の各種観測から検知することが可能かどうかについても検討する。

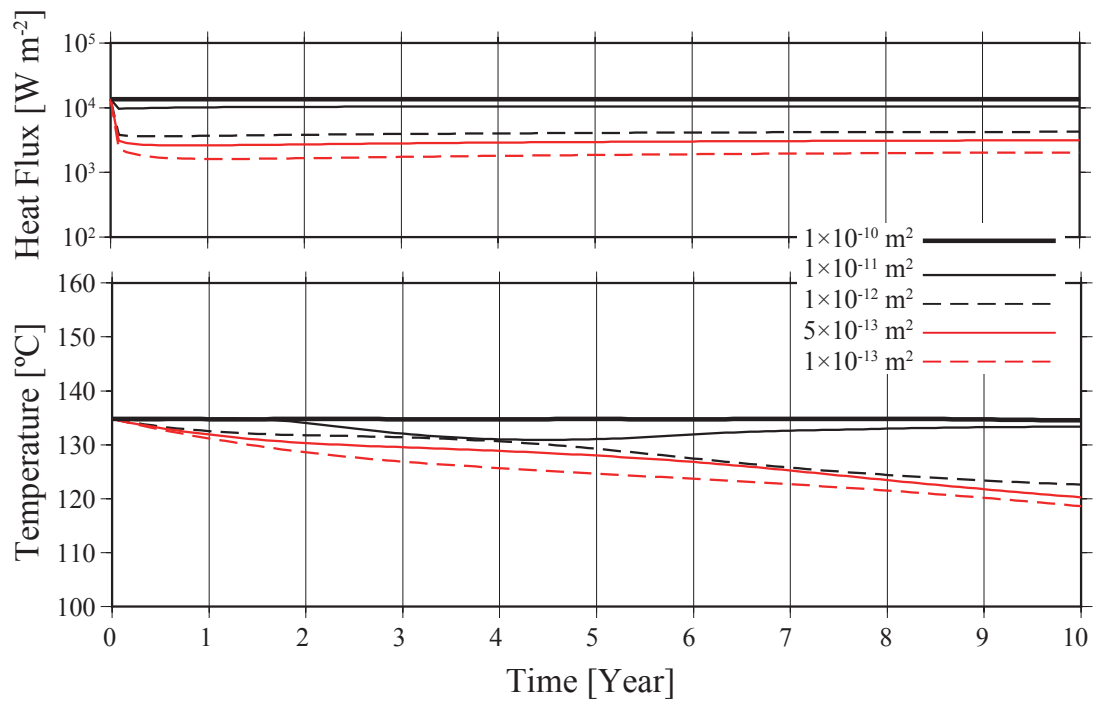


図 5.2 Case A における熱水供給率変化なしの場合の火口からの噴気放熱率
(上), 火口温度 (下) の時間変化. 凡例に低下後の PCB 浸透率 k'_{PCB} を示した.

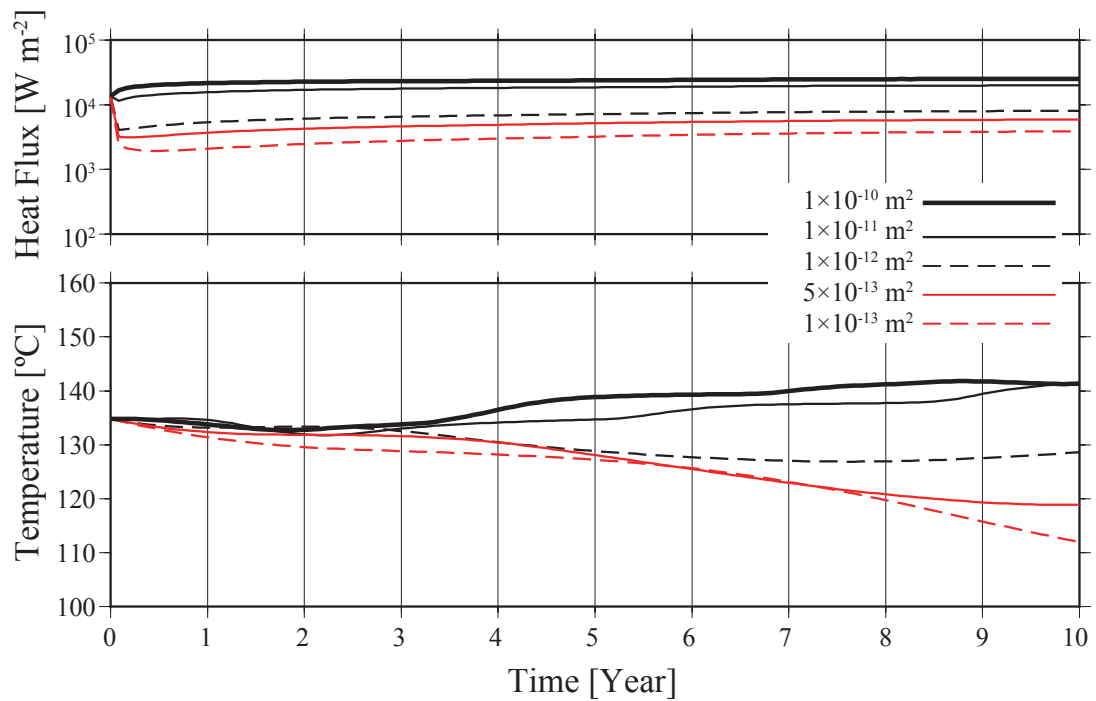


図 5.3 Case A において熱水供給率を 1.5 倍に増加させた場合の火口からの噴気放熱率（上），火口温度（下）の時間変化．凡例に低下後の PCB 浸透率 k'_{PCB} を示した．

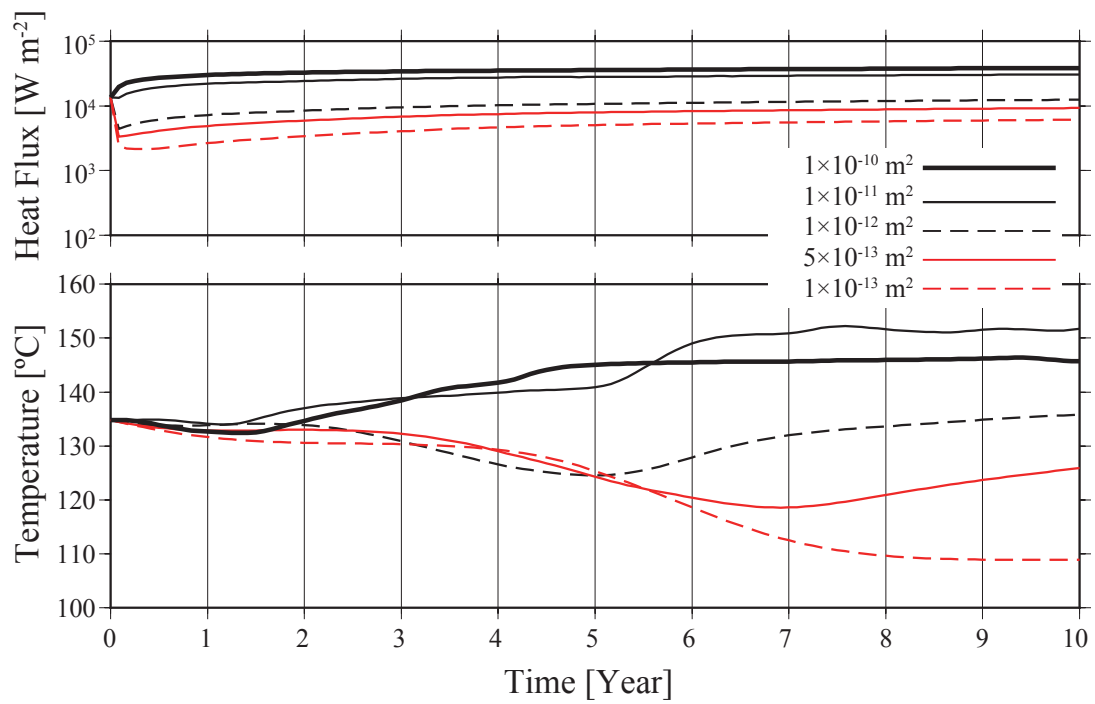


図 5.4 Case A において熱水供給率を 2 倍に増加させた場合の火口からの噴気放熱率（上），火口温度（下）の時間変化．凡例に低下後の PCB 浸透率 k'_{PCB} を示した．

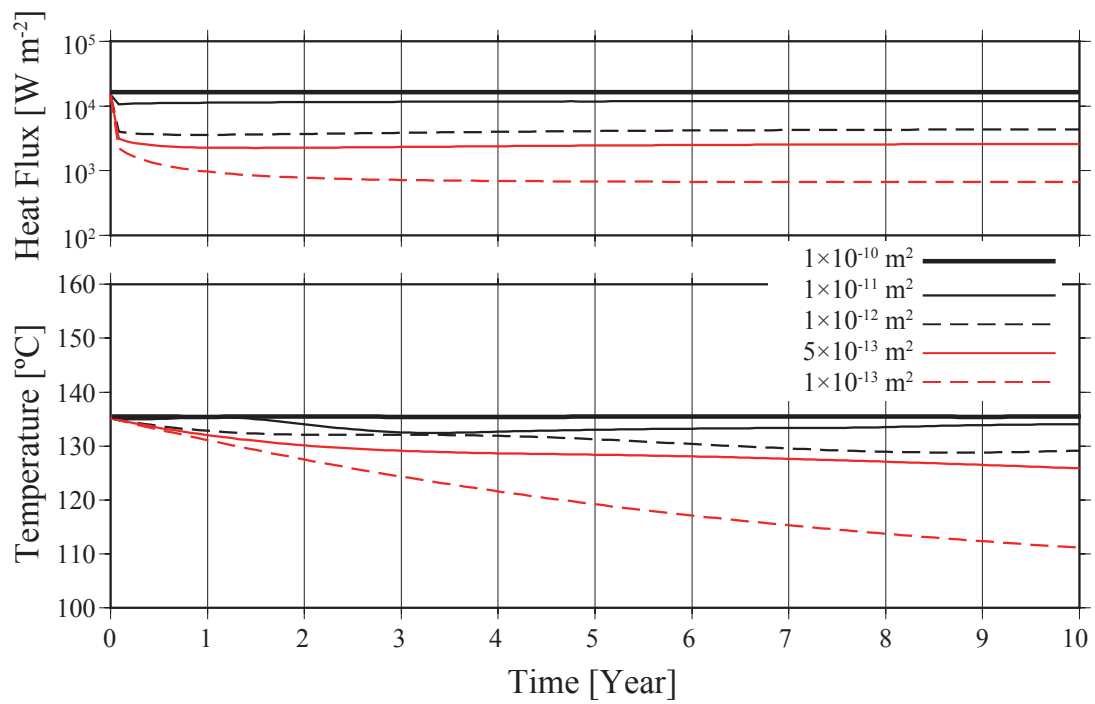


図 5.5 Case B における熱水供給率変化なしの場合の火口からの噴気放熱率(上), 火口温度 (下) の時間変化. 凡例に低下後の PCB 浸透率 k_{PCB} を示した.

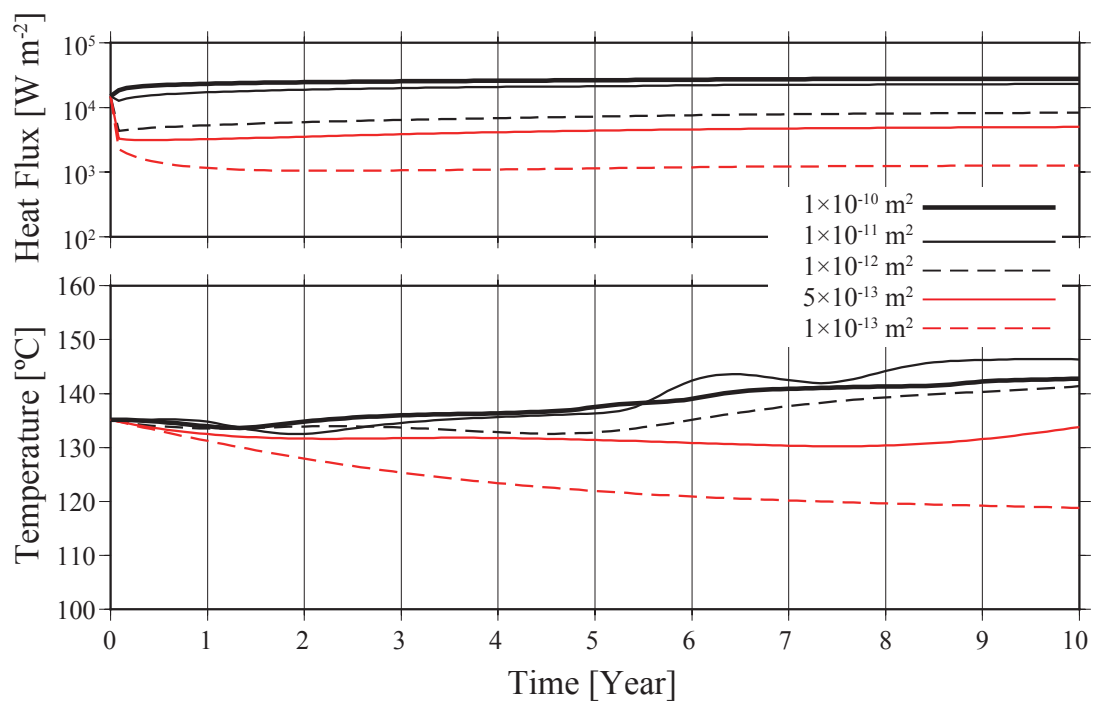


図 5.6 Case B において熱水供給率を 1.5 倍に増加させた場合の火口からの噴気放熱率（上），火口温度（下）の時間変化．凡例に低下後の PCB 浸透率 k'_{PCB} を示した．

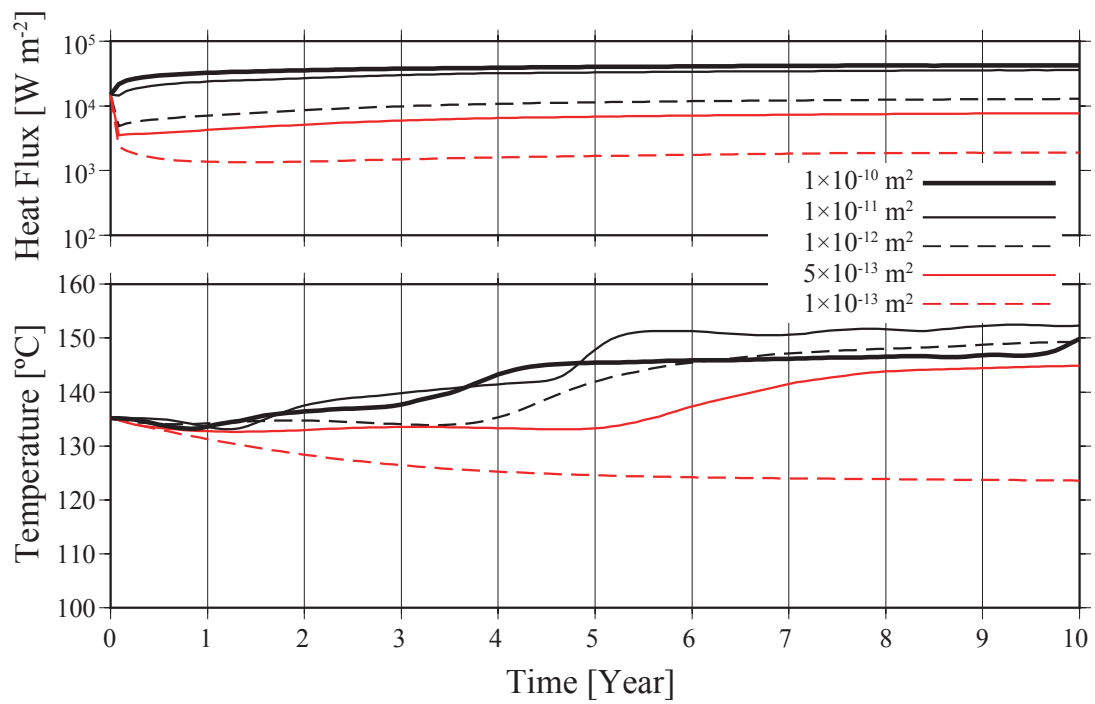


図 5.7 Case B において熱水供給率を 2 倍に増加させた場合の火口からの噴気放熱率（上），火口温度（下）の時間変化．凡例に低下後の PCB 浸透率 k'_{PCB} を示した．

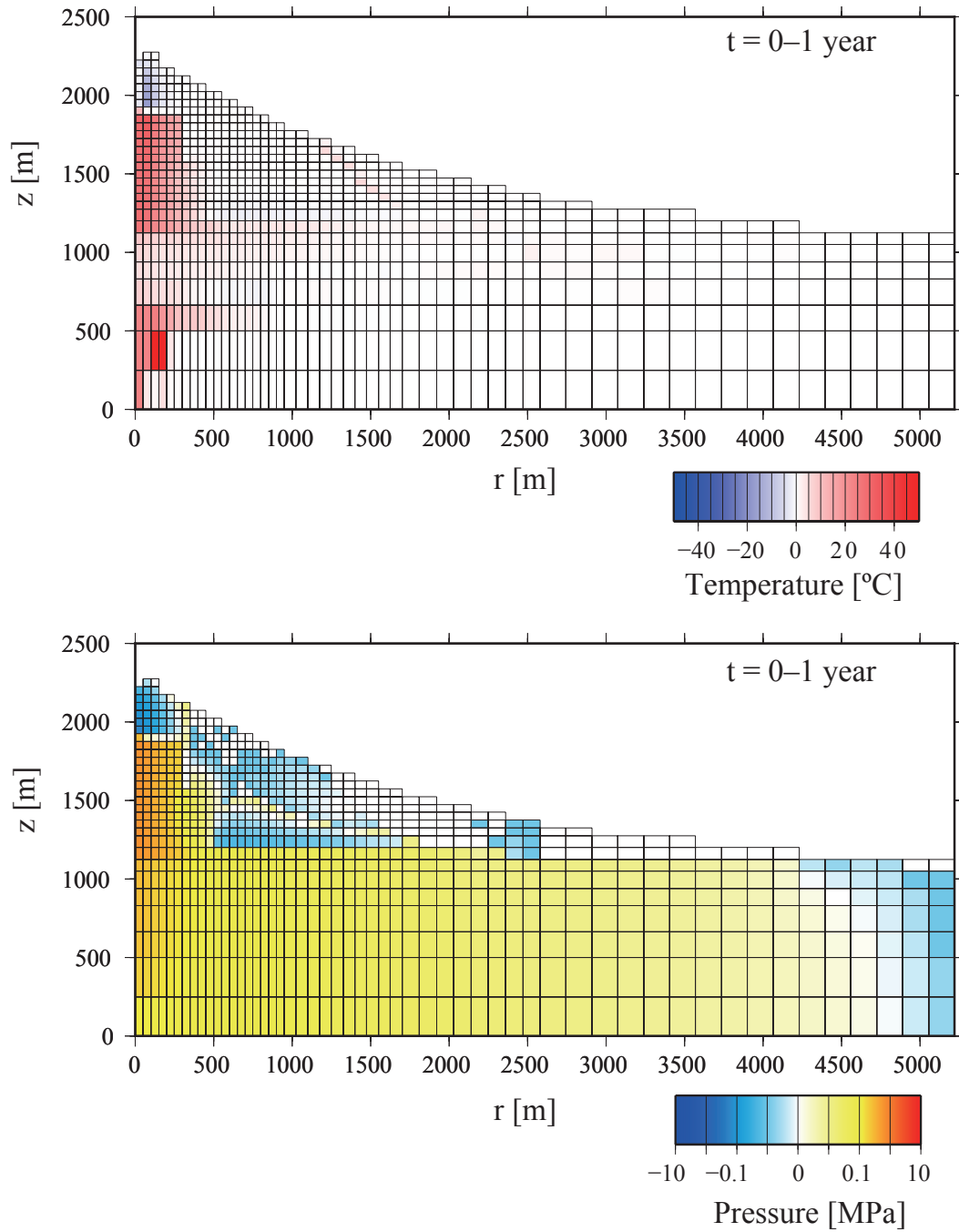


図 5.8 閉塞卓越型の温度変化（上），圧力変化（下）の分布．Case B の浸透率構造を用い，低下後の PCB 浸透率 $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^2$ とし，熱水供給率を 2 倍に増加させた．

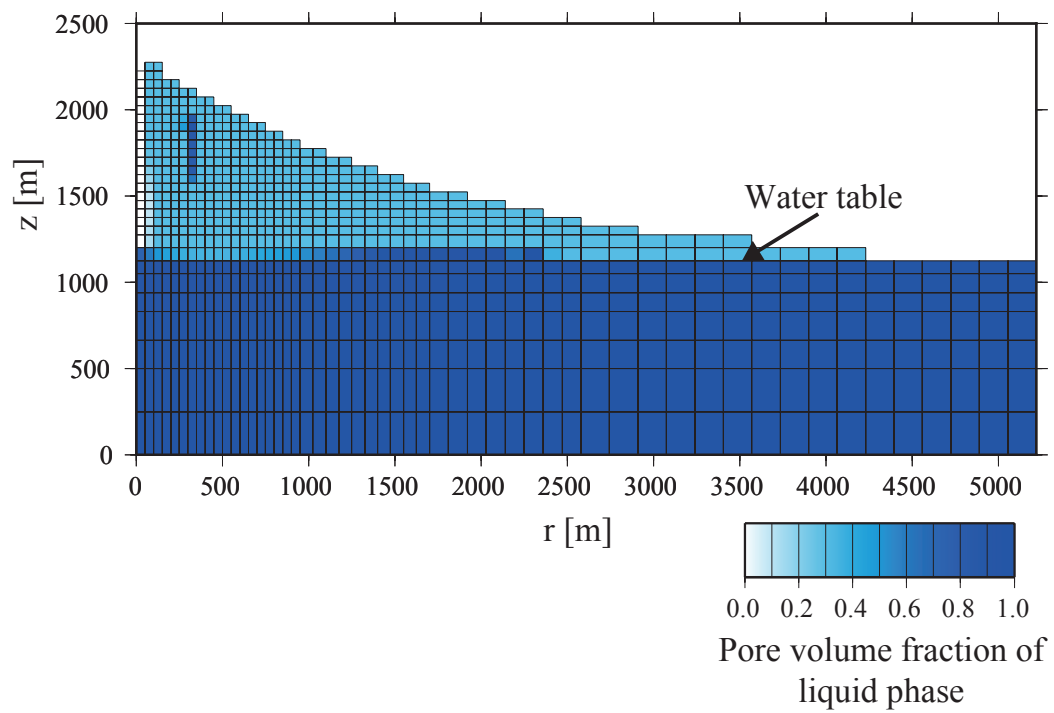


図 5.9 Case B における空隙内の液相の体積分率の分布 ($t=0$). モデル標高 1200 m 付近に地下水面があることがわかる.

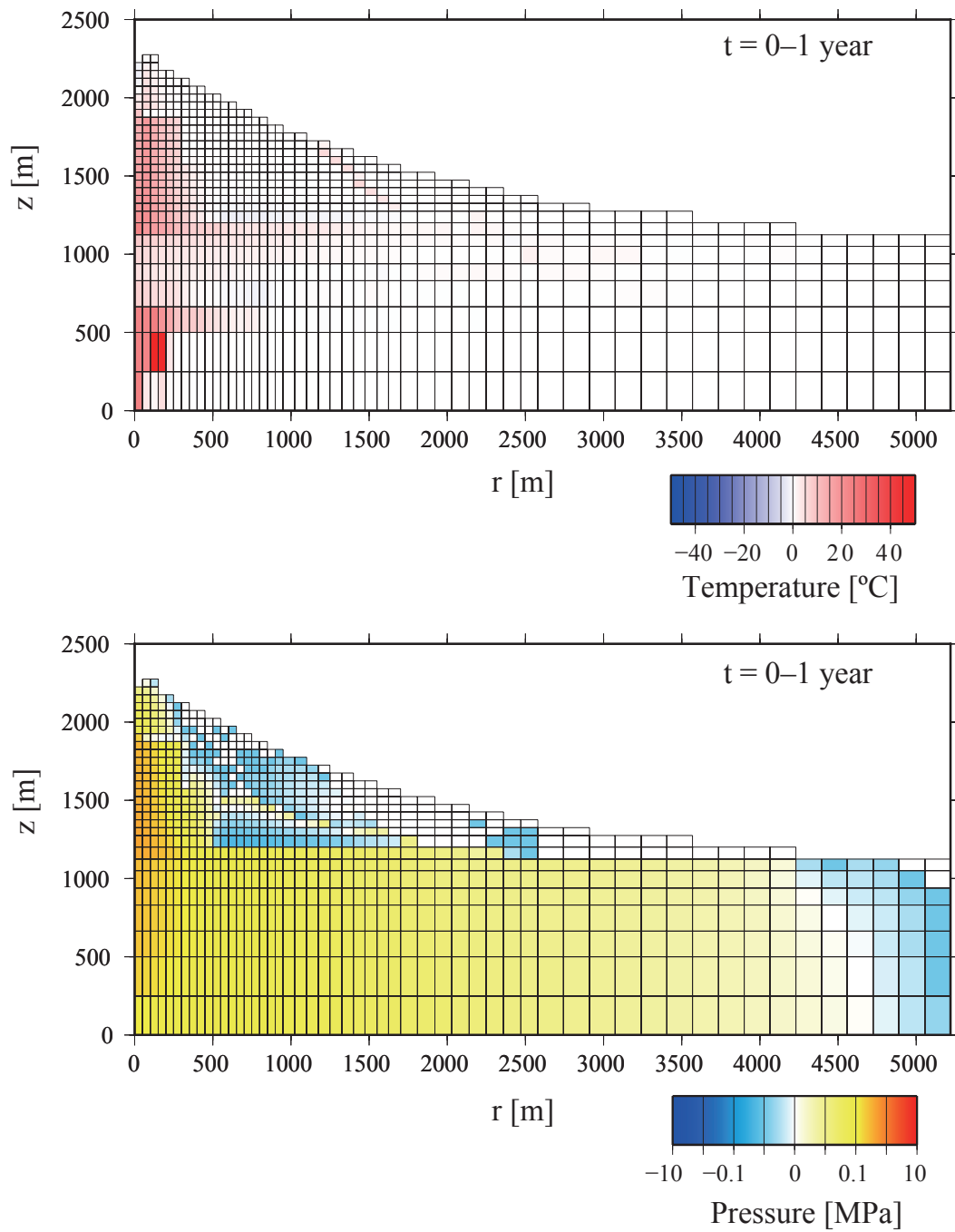


図 5.10 供給卓越型の温度変化（上），圧力変化（下）の分布．Case B の浸透率構造を用い，低下後の PCB 浸透率 $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-11} \text{ m}^2$ とし，熱水供給率を 2 倍に増加させた．

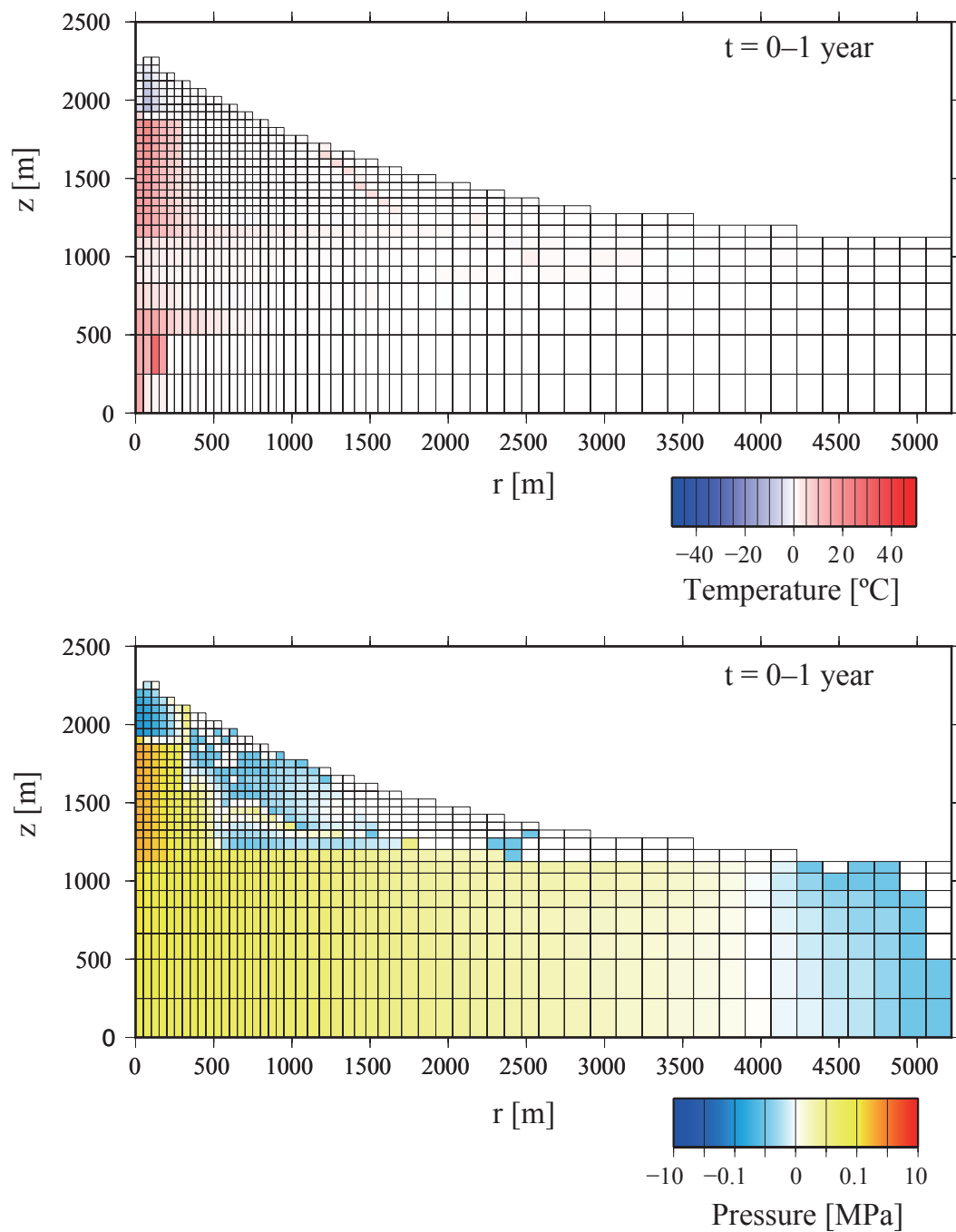


図 5.11 中間型の温度変化（上），圧力変化（下）の分布．Case B の浸透率構造を用い，低下後の PCB 浸透率 $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-12} \text{ m}^2$ とし，熱水供給率を 1.5 倍に増加させた．

5.4 考察

5.4.1 系の振る舞いを支配するパラメータ

火道閉塞と深部からの熱水供給率の増加が同時に起こった場合、火口における熱活動の変化は、閉塞卓越型・供給卓越型・中間型に分類される。これらのパターンは、与えた浸透率低下の度合いと供給率増加のバランスによって決定されると考えられる。そこで、横軸に供給率の増加の度合い（増加後の供給率 M' /増加前の供給率 M_0 ）、縦軸に浸透率低下の度合い（低下後の浸透率 k'_{PCB} /母岩の浸透率 k_h ）をとり、供給卓越型を赤丸、閉塞卓越型を黒四角、中間型を三角としてプロットした（図 5.12）。 k'_{PCB}/k_h が小さいほど、 M'/M_0 が大きいほど、供給卓越型になりやすいことが見て取れる。また、十勝岳のケーススタディ（図 3.13）においても $k'_{\text{PCB}}/k_h = 1$ を境界にして火口の熱活動の振る舞いが変化し、 k'_{PCB}/k_h が 1 以上のとき、熱活動の衰退と低調な推移が観察された（閉塞卓越型）。このことから、火道閉塞後の PCB 浸透率が母岩のそれよりも大きいか小さいかによって、系の振る舞いを支配している可能性がある。火道閉塞後の PCB 浸透率と母岩のそのの大小が、系の振る舞いを支配しているかどうかを検証するためには、様々な母岩の浸透率や初期熱水供給率を与えた系において、火道閉塞と深部からの熱水供給率の増加による系の振る舞いを観察する必要がある、これは今後の課題である。

図 5.12 において、供給卓越型の領域は Case A と Case B で異なっており、Case B の方がより大きな火道閉塞に対しても供給卓越型の特徴を示している。これは Case B に配置したキャップロックの影響であると考えられる。キャップロックが存在すると、キャップロック外側への熱水流出が妨げられ、キャップロッ

ク内側の母岩の間隙圧が増加しやすい。母岩の間隙圧が増加することで、火道から母岩への熱水の流出が抑制され、火道中を上昇する熱水が増加し供給率増加の影響が地表で大きく観察される。つまり、山体内の浸透率構造が供給卓越型となる領域に影響を与えている可能性がある。浸透率構造による系の振る舞いの影響についてより検討するためには、例えばキャップロックの大きさや母岩の層構造などの様々な浸透率構造を考慮した計算をし、系の振る舞いを観察することが必要である。また、横軸に取るべき無次元変数に関してもさらに検討の余地がある。小さい M_0 をもつような系では増加後の M' も小さく、供給卓越型が発生しにくいことが予想される。様々な火道浸透率や火道径、火道の長さ、母岩の浸透率、地下水面の深さを与えた系において、火道閉塞と深部からの熱水供給率の増加による系の振る舞いを観察することで、系の大きさや浸透率の絶対値によらない、より一般化されたパラメータを抽出することが今後の課題である。

5.4.2 熱水系の活動消長要因の分離

火道閉塞の度合いと熱水供給率の増加量を様々に変化させた計算によって、火道閉塞と熱水供給率の増加が同時に起こった場合の系の振る舞いを明らかにした。それにより、地上での熱観測のみでは、火山体内で進行している現象の一部分しか明らかにできないことを示した。これは、閉塞卓越型の現象進行中に深部からの供給率が増加しているかどうかを熱観測のみから明らかにすることはできないことを意味する。ここでは、その他の観測を用いて、火道閉塞と熱水供給率増加の効果を分離し、特に閉塞卓越型の現象が進行している場合に

深部からの熱水供給率の増加の有無を判別可能であるかどうかを検討する。図 5.13 に、火道閉塞卓越型で、深部からの熱水供給率の増加がある場合（キャップロックあり，図 5.7 赤線に対応）とない場合（キャップロックあり，図 5.5 赤線に対応）のモデル標高 2300 m における全磁力変化を示す。温度磁化特性は(3.1)式を用いた。深部からの熱水供給率の増加がない場合，PCB より浅部の温度低下を反映し，火口周辺では帯磁傾向となり，それを囲むように全磁力の減少域が発達するという複雑な分布を示す。一方，深部からの熱水供給率増加がある場合，PCB より浅部の温度低下の影響よりも PCB より深部における温度上昇の効果が大きくなり，やや複雑な分布ではあるが全体として，北で全磁力増加，南で全磁力減少といった消磁傾向を示す。つまり，火口近傍での全磁力観測によって閉塞卓越型の場合に深部からの供給があるかどうかを明らかにすることができる可能性がある。しかし，この PCB より上部の温度低下領域の範囲は浸透率構造に依存すると考えられる。同様に閉塞卓越型を計算した十勝岳の設定では，温度低下領域が小さく（図 3.10），地表での全磁力変化としてもほとんど表れていない（図 3.11）。十勝岳の計算で用いた母岩の浸透率は $5 \times 10^{-14} \text{ m}^2$ であり，ここで行った計算の設定より一桁小さい。従って，閉塞卓越型のケースにおいて深部熱水供給率の変動を議論するには，浸透率構造の正確性が特に重要となる。

山体を構成する温度磁化特性による影響も考えられる。(4.1)，(4.2) 式の温度の閾値を変更した以下の温度磁化特性（図 5.14）を用いて，火道閉塞卓越型で供給増加がない場合（キャップロックあり，図 5.5 赤線に対応）の全磁力変化を図 5.15 に示した。

$$J(T) = 8.25 - 0.005T \quad (T \leq 150) \quad (5.1)$$

$$J(T) = 7.5 - (T - 150) \times 0.075 \quad (T > 150) \quad (5.2)$$

ここで、 $J(T)$ は温度 T [°C]における磁化強度 [A m^{-1}]である．図 5.15 では図 5.13 の上のパネルで見られた火口近傍での帯磁傾向は見られない．これは深部の高温領域における温度変化に敏感な温度磁化特性を用いたために，浅部の温度低下領域の効果が見えなくなったものと考えられる．つまり，閉塞卓越型の現象進行中に，深部からの熱水供給率の増加の有無を地上の全磁力観測から議論するためには，山体を構成する岩石の温度磁化特性もまた，解釈を大きく左右する物性値であることがわかる．

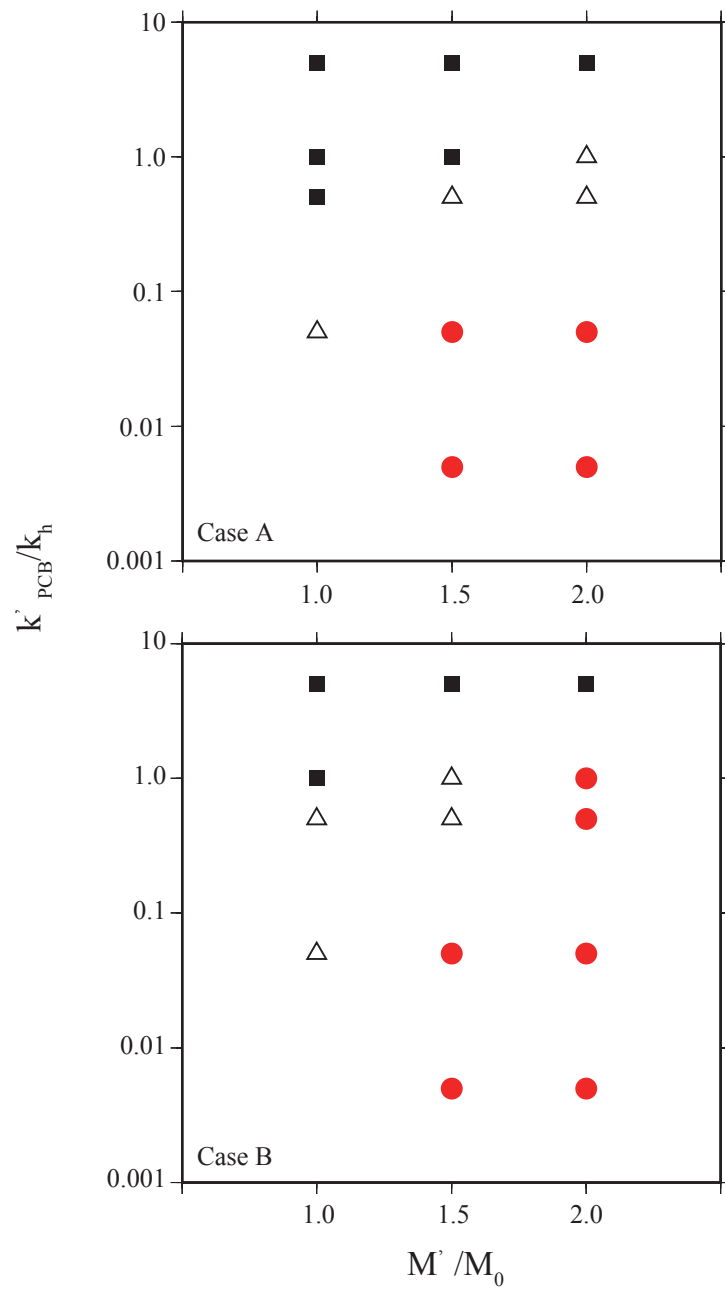


図 5.12 閉塞卓越型・供給卓越型・中間型の分類図．横軸は供給率の増加の度合い（増加後の供給率 M' /増加前の供給率 M_0 ），縦軸は浸透率低下の度合い（低下後の浸透率 k'_{PCB} /母岩の浸透率 k_h ）．黒四角が閉塞卓越型，赤丸が供給卓越型，三角が中間型．

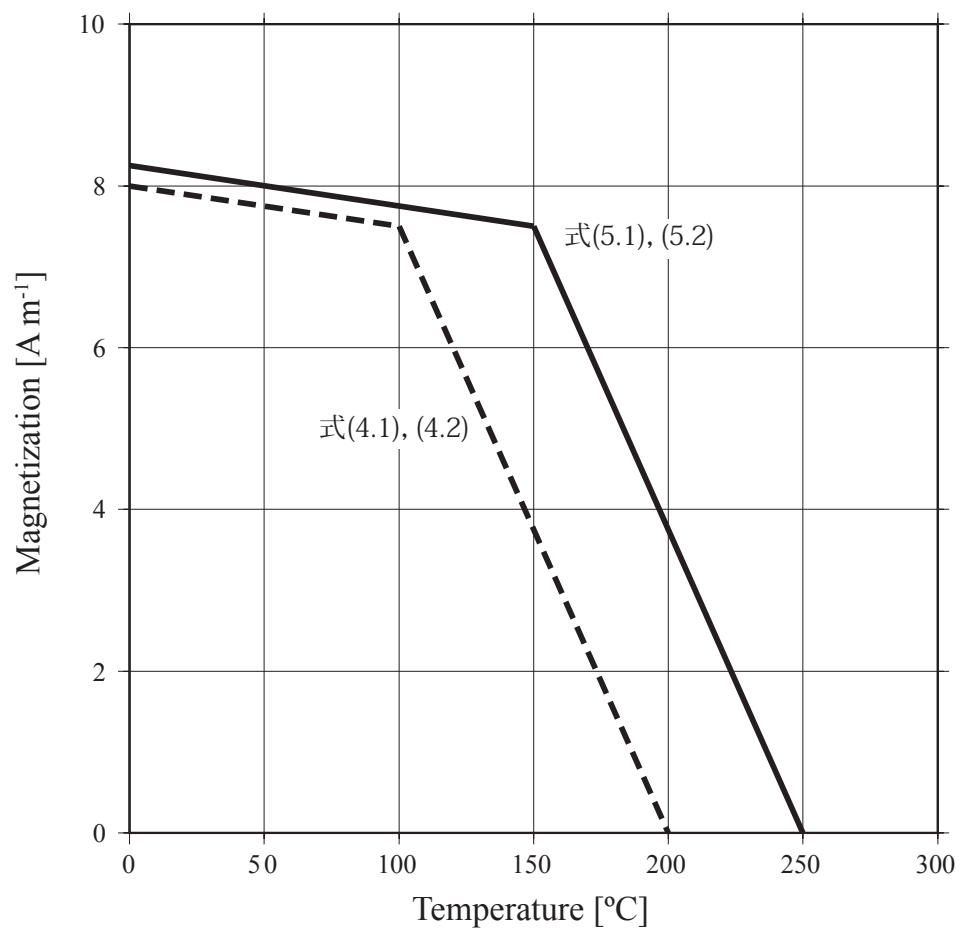


図 5.14 温度磁化特性近似式，式 (4.1)，(4.2) と式 (5.1)，(5.2) の比較. 2 つの温度磁化特性では，温度変化に対する磁化変化が敏感になる温度の閾値のみが異なる.

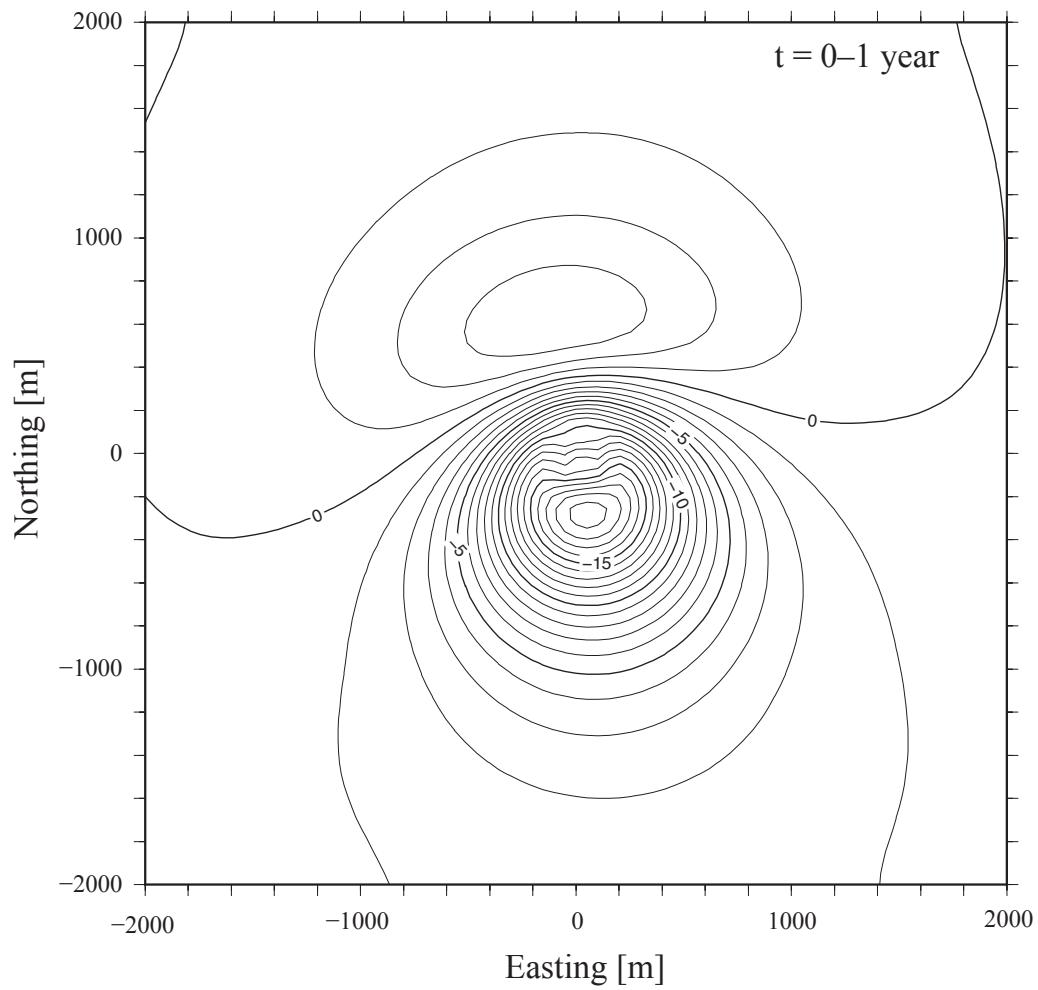


図 5.15 Case B における全磁力変化の分布. 閉塞卓越型で供給率増加がない場合 (低下後の PCB 浸透率 $k'_{\text{PCB}} = 1.0 \times 10^{-13} \text{ m}^2$), 温度磁化特性は (5.1), (5.2) 式を使用.

5.5 第 5 章の結論と将来の研究の展望

火道浅部の閉塞と、火道深部からの熱水供給率の増加が同時に起こった場合における熱水系の応答について、様々な条件で数値計算を行い整理した。その結果、閉塞後の火道浸透率と母岩の浸透率の比、初期状態の供給率と増加後の供給率の比で熱水系の応答を整理すると、火道閉塞卓越型、供給卓越型、中間型の 3 つに分類できることを明らかにした。火道閉塞卓越型では、深部からの供給率が増加しても火口温度・火口からの噴気放熱率の低下が観察される。一方、供給卓越型の場合、火道閉塞が同時に発生しても火口温度・噴気放熱率が増大する。中間型ではそれぞれが変化しているにもかかわらず、火口温度と噴気放熱率はあまり変化しなかった。このうち、特に火道閉塞卓越型のケースにおいて、地上観測から深部熱水供給率の変動を判別が可能かどうか、またその判別のために重要となる先見情報についても整理した。その結果、全磁力変化によってこの判別が可能である場合があることを明らかにした。また、山体浅部の浸透率および山体を構成する岩石の温度磁化特性が、地上観測の解釈を大きく左右する先見情報であることを示した。

今後、浸透率構造、初期供給率などを変化させた計算や熱観測・全磁力観測以外での観測（例えば地盤変動や重力変化など）から見た系の応答の検証を重ねていくことで、噴火事象系統樹の事象分岐の判断材料を提示できる可能性がある。噴火事象系統樹（イベントツリー）とは、噴火の前兆から始まる噴火現象の推移を系統樹として示したもので、近年いくつかの火山で作成が試みられている（中田, 2016）。図 5.16 はインドネシア、シナブン火山の噴火事象系統樹である。各分岐点には、その後に想定される事象に移行する確率が示されている。

る．現在，噴火事象系統樹の分岐確率は，地質学的な研究から明らかにされる過去の噴火履歴に基づいて推定された値として示されることが多い．また，そもそも地質学的研究からは，ごく小規模な噴火や，噴火に至らなかった火山活動については，ほとんど知見を得ることができない．本来，事象分岐系統樹の分岐点において，その後どのような事象に移行するかは，現在進行中の観測事実も考慮して判断可能なものであることが望ましい．しかし，機器観測による噴火記録に乏しい火山においては，地球物理学的・化学的観測に基づく分岐確率を示すことは難しい．将来，本研究で行ったような数値計算に基づく研究を進展させていくと，火道閉塞や深部からの熱水供給率増加が与える山体内の状態変化とそれを反映した各種観測項目の応答を，類型化することが可能となり，地質学的な噴火履歴情報に乏しい火山における事象分岐確率の推定にも，ある種の根拠を与えることに貢献できる可能性がある．また，爆発発生メカニズムや条件の研究が近年進んでいる（Abbasi and Abbasi, 2007; Thiery and Mercury, 2010, etc.）．これらの研究から明らかにされる爆発の条件を考慮することにより，熱水系の消長が水蒸気爆発発生に至るかどうかの判断において，ある種のアセスメントを行い，各種観測量にどのような変動が期待されるかを事前に検討するための情報を与えることができよう．

SINABUNG VOLCANO

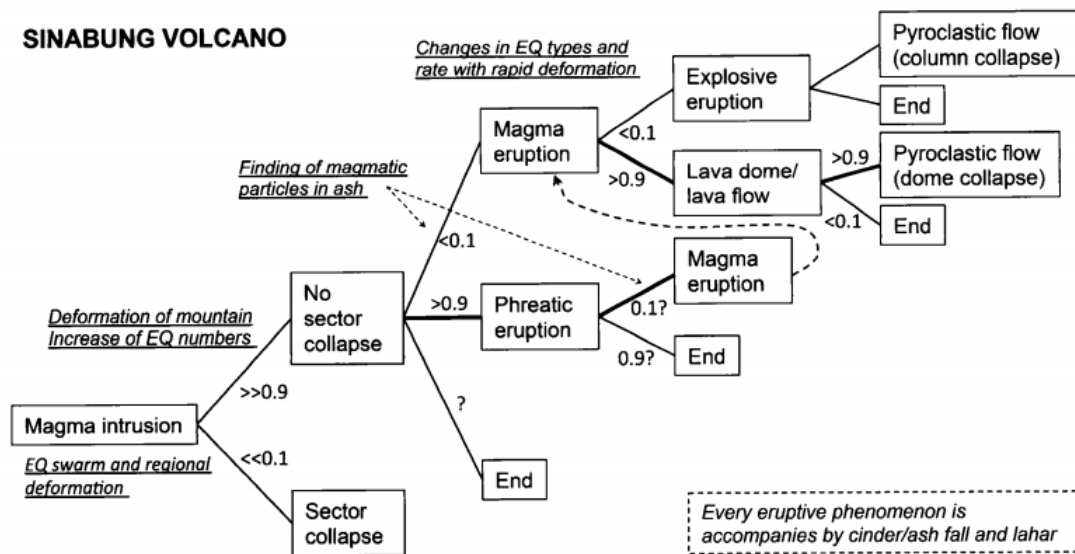


図 5.16 インドネシア，シナブン火山の噴火事象系統樹（中田，2016）.

6. 結論

本論文では、2つの火山を想定した熱水流動数値計算のケーススタディによって、火道浅部の閉塞と火道深部の熱水供給率増加の二つの要因が熱水系の消長に与える影響を検討した。また、様々な条件で数値計算を行い、それらが同時に発生した場合の熱水系の応答について整理した。

6.1 ケーススタディによる知見

- (1) 熱水系における火道浅部の浸透率の低下（火道閉塞）は、熱水系の活動の消長を引き起こす要因として、いくつかの先行研究により提案されていた。しかし、火道閉塞が熱水系全体に及ぼす影響について検討した研究はこれまでなかった。本研究では、十勝岳の2008年から2016年の、火口温度や噴気放熱率の低下と地下の蓄熱・膨張過程が同期して観測された特徴的な活動を想定し、火道閉塞によって引き起こされる熱水系の消長を、熱水流動数値計算を用いて検討した。母岩浸透率、キャップロックの有無による影響を検討するためにいくつかの場合で計算を行った。その結果、火道閉塞によって、火道閉塞部以深で温度が上昇し、火口温度、噴気放熱率が低下することが明らかになった。ただし、火道閉塞の度合いが小さい場合、火口温度、噴気放熱率が低調なまま推移せず回復する。十勝岳 2008~2016年のような活動を表現するには、検討したケースの中では、高浸透率の母岩を持ち、キャップロックがある系において、火道一部の浸透率が数桁程度低下するというメカニズムが好ましい。また、難透水性のキャップロックの有無によって圧力上昇領域が変化することから、地下構造の推定に対

し、地盤変動観測が有効である可能性を指摘した。

- (2) 火道深部からの熱水供給率の変化は、多くの先行研究において熱水流動数値計算によってその熱水系への影響の検討が行われている。しかし、全磁力変化、火口温度、噴気放熱率を参照情報とした検討は行われていなかった。そこで、本研究では、火口浅部の蓄熱および膨張、火口温度の上昇と噴気活動の活発化が同期して観測された口永良部島火山 2001~2007 年の活動を想定し、熱水流動数値計算によって火道深部からの熱水供給率増加による熱水系への影響を検討した。熱水供給率の時間変化として、段階的な増加およびパルス的な増加を与えた。その結果、熱水供給率の増加によって、地下水面付近で温度が上昇し、火口温度、噴気放熱率が増加することが明らかになった。しかし、熱水供給率増加直後に火口温度、噴気放熱率が増加せず、むしろ低下する場合がある。また、熱水供給率の段階的な増加は間欠的で一方的な全磁力、間隙圧の増加を引き起こす。一方、パルス的な熱水供給率増加を与えた場合、熱水供給率減少に同期して山体内の間隙圧が減少するが、全磁力変化は必ずしも帯磁に反転するわけではないことを明らかにした。口永良部島火山 2001~2007 年の活動を表現するためには、検討したケースの中では、段階的に熱水供給率が増加するメカニズムが好ましいことを明らかにした。

6.2 火道閉塞と火道閉塞と熱水供給率増加が同時に発生した場合の熱水系の応答

熱水系の活動消長を引き起こす二つの要因（火道閉塞と深部からの熱水供給率増加）が同時に起こった場合の、熱水系の応答について様々な条件で数値計算を行った。火道閉塞・供給率増加はどちらも山体内部、とりわけ火道周辺における温度上昇、増圧を引き起こす。一方、火口の熱活動に注目すると、火口温度・噴気放熱率が減少する閉塞卓越型、それらが上昇する供給卓越型、ほとんど変化しない中間型に分類された。閉塞卓越型発生時に、深部熱水供給率が増大したかどうかを見極めるのは難しいが、全磁力変化はその手がかりになる場合がある。ただし、山体浅部の浸透率分布、山体を構成する岩石の温度磁化特性といった先見情報が、全磁力変化の解釈を大きく左右する。

将来、本研究で行ったような数値計算に基づく研究を発展させていくと、火道閉塞や深部からの熱水供給率増加が与える山体内の状態変化とそれを反映した各種観測項目の応答を、類型化することが可能となり、地質学的な噴火履歴情報に乏しい火山における事象分岐確率の推定にも、ある種の根拠を与えることに貢献できる可能性がある。

謝辞

本論文作成にあたり，お世話になった方々に感謝の意を表したい。

北海道大学理学研究院地震火山研究観測センター，橋本武志教授に丁寧な，熱心にご指導していただいた。様々な問題に挑戦する機会や多くの観測に同行する機会を与えていただき，貴重な経験をさせていただいた。また，問題設定の重要性，広い視野を持つことの重要性を丹念に教えていただいた。同センター茂木透教授（現北海道大学工学研究院，特任教授）には，ゼミなどで特に熱水系の描像に関して多くの議論をさせていただき，貴重な助言をいただいた。同センターの村上亮教授，北海道大学理学研究院の中川光弘教授には本論文に対する貴重な意見をいただいた。

北海道大学理学研究院地震火山研究観測センター，大島弘光准教授には多くの道外の観測に同行させていただいた。問題への取り組み方，考え方など多くの貴重な意見をいただいた。青山裕助教には日頃の生活やゼミなどで助言をいただき，議論を深めることができた。同センターの谷岡勇市郎教授，勝俣啓准教授，高橋浩晃准教授，村井芳夫准教授，大園真子講師，西村裕一助教には，雑誌会や談話会で助言をいただき，日頃の生活や観測，行事などで大変お世話になった。

産業総合技術研究所の松島喜雄氏，石戸恒雄氏，地熱技術開発株式会社の長谷英彰氏には本研究で主に取り扱った熱水流動数値シミュレータ STAR のインストールから使い方，問題設定まで多くの助言をいただいた。

研究生活全般において，地震火山研究観測センターの職員の皆様，学生の皆様，OB，OG の皆様に様々な場面で支えられた。特に，センター事務室の道見

光子さん，掛村麻衣子さん，森奈津子さんには様々な書類作成や事務手続きで多くの助力をいただいた．有珠火山観測所の前川徳光さんには常に気にかけいただき，観測技術について多くを教えていただいた．岡田和見さんには観測への心構え，道具の使い方を教えていただき，励ましていただいた．学生室で同室の成田翔平さんには，論文執筆にあたって多く議論させていただき，彼の助言に支えられた．ここに記して感謝申し上げます．

引用文献

Abbasi T, SA Abbasi (2007) The boiling liquid expanding vapour explosion (BLEVE): Mechanism, consequence assessment, management. *J Hazard Mater* 141:489–519

Barberi F, A Bertagnini, P Landi, C Principe (1992) A review on phreatic eruptions and their precursors. *J Volcanol Geotherm Res* 52:231–246

Bhattacharyya BK (1964) Magnetic anomalies due to prism-shaped bodies with arbitrary polarization. *Geophysics* 29:517–531

Browne PRL, JV Lawless (2001) Characteristics of hydrothermal eruptions, with examples from New Zealand and elsewhere. *Earth Sci Rev* 52:299–331

Christenson BW, CA Werner, AG Reyes, S Sherburn, BJ Scott, C Miller, MJ Rosenberg, AW Hurst, K Britten (2007) Hazards from hydrothermally sealed volcanic conduits. *EOS* 88:53–55

Christenson BW, AG Reyes, R Young, A Moebis, S Sherburn, J Cole-Baker, K Britten (2010) Cyclic processes and factors leading to phreatic eruption events: Insights from the 25 September 2007 eruption through Ruapehu Crater Lake, New Zealand. *J Volcanol Geotherm Res* 191:15–32

Costa A, Sparks RSJ, Macedonio G, Melnik O (2009) Effects of wall-rock elasticity on magma flow in dykes during explosive eruptions. *Earth Planet Sci Lett* 288:455–462

Dzurisin D, RP Denlinger, JG Rosenbaum (1990) Cooling rate and thermal structure determined from progressive magnetization of the dacite dome at St. Helens, Washington. *J Geophys Res* 95:2763-2780

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

Fournier N, L Chardot (2012) Understanding volcano hydrothermal unrest from geodetic observations: Insights from numerical modeling and application to White Island volcano, New Zealand. *J Geophys Res* 117:B11208.
doi:10.1029/2012JB009469

Fournier RO, JJ Rowe (1977) The solubility of amorphous silica in water at high temperature and high pressures. *Am Miner* 62:1052-1056

Gallup DL, E Barcelon (2005) Investigations of organic inhibitors for silica scale control from geothermal brines—II. *Geothermics* 34:756-771.

Germanovich LN, RP Lowell (1995) The mechanism of phreatic eruption. J Geophys

Res 100:8417–8434

下司 信夫, 小林 哲夫 (2006) 鹿児島県口永良部島火山最近約 3 万年間の噴火活動. 火山 51:1-20

橋本 武志, 西村 三治, 有田 真, 山本 輝明, 小木曾 仁, 重野 伸昭, 岡崎 紀俊, 茂木 透 (2010) 十勝岳の全磁力観測と蓄熱過程(2008–2009). 北海道大学地球物理学研究報告 73: 269–280. doi:10.14943/gbhu.73.269

Hedenquist JW, JB Lowenstern (1994) The role of magmas in the formation of hydrothermal ore deposits. Nature 370:519–526

平林 順一, 野上 健治, 鈴木 隆, 水橋 正英 (2002) 口永良部島の火山ガスと温泉. 薩摩硫黄島・口永良部島火山の集中総合観測:143–152

平林 順一, 野上 健治, 大島 弘光, 井口 正人 (2007) 口永良部島の火山ガス観測. 口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移の予測のための実践的研究: 51–56

北海道防災会議 (2014) 十勝岳 火山地質・噴火史・活動の現況および防災対策 第 II 版, 北海道における火山に関する研究報告書・第 15 編 pp. 393

Hurst AW, HM Bibby, BJ Scott, MJ McGuinness (1991) The heat source of Ruapehu Crater Lake; deductions from the energy and mass balances. *J Volcanol Geotherm Res* 46:1-20

Hurst AW, PC Rickerby, BJ Scott, T Hashimoto (2004) Magnetic field changes on White Island, New Zealand, and the value of magnetic changes for eruption forecasting. *J Volcanol Geotherm Res* 136:53–70

Hurwitz S, LB Christiansen, PA Hsieh (2007) Hydrothermal fluid flow and deformation in large calderas: Inferences from numerical simulations. *J Geophys Res* 112: B02206. doi:10.1029/2006JB004689

Ingebritsen SE, Geiger S, Hurwitz S, Driesner T (2010) Numerical simulation of magmatic hydrothermal systems. *Rev Geophys* 48:1–33.
doi:10.1029/2009RG000287

井口 正人, 山本 圭吾, 高山 鉄朗, 前川 徳光, 西村 太志, 橋野 弘憲, 八木原 寛, 平野舟一郎 (2001) 口永良部島火山における火山性地震観測—2000 年集中総合観測—. *京都大学防災研究所年報* 44B:53-58

井口 正人 (2007a) 空中赤外熱測定による口永良部島新岳周辺の地熱異常域変化の検出. 口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移の予測のための実

践的研究:45-50

井口 正人 (2007b) 2006 年口永良部島火山活動の概要. 口永良部島の水蒸気爆
発発生とその後の推移の予測のための実践的研究:1-8

井口 正人, 斎藤 英二, 鈴木 敦生 (2007) 口永良部島火山における GPS 繰返し
観測－1995 年～2006 年－. 口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移
の予測のための実践的研究 :25-32

石戸 経士 (1994) マグマ熱水系の数学モデリング. 地質学論集 43:133-140

石戸 経士 (1995) マグマ熱水系の数値シミュレーション –伊豆大島火山–. 地
球惑星科学関連学会 1995 年合同予稿集: 428

石戸 経士 (2002) 地熱貯留層工学. 日本地熱調査会, pp 176

Jaupart C, C Allegre (1991) Gas content, eruption rate and instabilities of eruption
regime in silicic volcanoes. Earth Planet Sci Lett 102:413-429

気象庁 (2013) 日本活火山総覧(第 4 版) I. 北海道・東北編. pp. 557

気象庁 (2016) 十勝岳の地殻変動及び浅部火山活動. 火山噴火予知連絡会会報

120:5–16

鍵山 恒臣 (1978) 火山からの噴気による熱エネルギーと H₂O の放出量—

PlumeRise からの推定—. 火山 23:183-197

Kanda W, M Utsugi, Y Tanaka, T Hashimoto, I Fujii, T Hasenaka, N Shigeno (2010) A

heating process of Kuchi-erabu-jima volcano, Japan, as inferred from geomagnetic

field variations and electrical structure. J Volcanol Geotherm Res 189:158–171

勝井 義雄, 高橋 俊正, 平井 喜郎, 大場 与志男, 岩永 将暉, 西村 豪, 曾屋 竜

典, 伊藤 宏 (1963) 十勝岳 1962 年の噴火, 岩石鉱物鉱床学会誌 49:213–226

Katsui Y, S Kawachi, Y Kondo, Y Ikeda, M Nakagawa, Y Gotoh, H Yamagishi, T

Yamazaki, M Sumita (1990) The 1988-1989 explosive eruption of Tokachi-dake,

central Hokkaido, its sequence and mode. Bull Volcanol Soc Japan 35:111–129

小林 哲夫 (2015) ブラストを伴う噴火現象の再検討. 月刊地球 37:220-226

Kozono T, T Koyaguchi (2009) Effects of relative motion between gas and liquid on

1-dimentional steady flow in silicic volcanic conduit: 1. an analytical method. J

Volcanol Geotherm Res 180:21–36

Kozono T, T Koyaguchi (2012) Effect of gas escape and crystallization on the complexity of conduit flow dynamics during lava dome eruptions. *J Geophys Res* 117:B08204. doi:10.1029/2012JB009343

Maeda I (2000) Nonlinear visco-elastic volcanic model and its application to recent eruption of Mt. Unzen. *J Volcanol Geotherm Res* 95:35–47

Melnik O, RSJ Sparks (1999) Nonlinear dynamics of lava dome extrusion. *Nature* 402:37-41

Melnik O, RSJ Sparks (2005) Controls on conduit magma flow dynamics during lava dome building eruptions. *J Geophys Res* 110:B02209

Mori T, K Kazahaya, C Oppenheimer, AJS McGonigle, V Tsanev, R Olmos, M Ohwada, T Shuto (2006) Sulfur dioxide fluxes from the volcanoes of Hokkaido, Japan. *J Volcanol Geotherm Res* 158:235–243.
doi:10.1016/j.jvolgeores.2006.04.024

Mori T, H Shinohara, K Kazahaya, J Hirabayashi, T Matsushima, T Mori, M Ohwada, M Odai, H Iino, M Miyashita (2013) Time-averaged SO₂ fluxes of subduction-zone volcanoes: Example of a 32-year exhaustive survey for Japanese volcanoes. *J Geophys Res* 118:8662–8674. doi:10.1002/jgrd.50591

中田 節也 (2016) 噴火シナリオと確率論的予測. 火山 61:199–209

防災科学技術研究所 (2016) 口永良部島 2014 年 8 月 3 日噴火の火山灰質堆積物
について, 火山噴火予知連絡会会報 119:350–351

Nishimura T, S Ueki (2011) Seismicity and magma supply rate of the 1998 failed
eruption at Iwate volcano, Japan. Bull Volcanol 73:133-142

岡崎 紀俊, 高橋 良, 岡 大輔, 高橋 浩晃, 一柳 昌義, 山口 照寛, 本多 亮,
宮城 洋介, 高木 朗充 (2015) 2010 年–2015 年における十勝岳の重力変化.
日本火山学会秋季大会講演予稿集: 65

Okubo A, W Kanda, K Ishihara (2006) Numerical Simulation of Volcanomagnetic
Effects due to Hydrothermal Activity. Annuals of Disas Prev Res Inst Kyoto Univ
49:211–217

Okubo A, W Kanda, K Ishihara (2007) Numerical Simulation of Volcanomagnetic
Effects due to Hydrothermal Activity (2). Annuals of Disas Prev Res Inst Kyoto
Univ 50:157–164

Pritchett JW (1995) STAR:a geothermal reservoir simulation system. Proc World
Geothermal Congress, Florence, 2959–2963

Pruess K, CM Oldenburg, G Moridis (1999) TOUGH2 user's guide, version 2.0, Pap.

LBNL-43134, Lawrence Berkeley Natl. Lab, Berkeley, Calif.

Saar MO, M Manga (1999) Permeability-porosity relationship in vesicular basalts,

Geophys Res Lett 26:111–114

斎藤 英二, 井口 正人 (2007) 口永良部島火山における GPS 連続観測結果 -

-2004 年 4 月～2006 年 12 月-.口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移の

予測のための実践的研究:21–24

Sasai Y, M Uyeshima, J Zlotnicki, H Utada, T Kagiya, T Hashimoto, Y Takahashi

(2002) Magnetic and electric field observations during the 2000 activity of

Miyake-jima volcano, Central Japan. Earth Planet Sci Lett 203:769–777

曾我 智彦 (1997) 火砕噴出物の岩石磁気学的研究－然別火山と十勝岳火山を例

にとって－. 北海道大学大学院理学研究科地球惑星科学専攻修士論文

Sruoga P, N Rubinstein, G Hinterwimmer (2004) Porosity and permeability in volcanic

rocks: a case study on the Serie Tobífera, South Patagonia, Argentina. J Volcanol

Geotherm Res 132:31–43

Takahashi R, T Shibata, Y Murayama, T Ogino, N Okazaki (2015) Temporal changes in

thermal waters related to volcanic activity of Tokachidake Volcano, Japan:

implications for forecasting future eruptions. Bull Volcanol 77:2. doi

10.1007/s00445-014-0887-6

高山 鉄朗, 山崎 友也, 米田 格 (2007) 口永良部島火山における精密水準測量
—2006 年 12 月—. 口永良部島の水蒸気爆発発生とその後の推移の予測の
ための実践的研究:33-36

田中 良 (2012) 一次元定常火道流モデルとその発展 —霧島山新燃岳 2011 年分
への適用と考察. 北海道大学理学部地球惑星科学科卒業論文

Tanaka R, T Hashimoto (2013) Transition in eruption style during the 2011 eruption of
Shinmoe-dake, in the Kirishima volcanic group: Implications from a steady conduit
flow model, Earth Planets Space 65:645–655. doi:10.5047/eps.2013.05.002

田中 良 (2014) 数値計算による爆発的・非爆発的噴火間の遷移の研究. 北海道
大学大学院理学院自然史科学専攻修士論文

田中 良, 橋本 武志, 寺田 暁彦 (2014) 十勝岳の熱活動評価 1-Plume rise 方によ
る噴気放熱率推定. 日本火山学会 2014 年度秋季大会講演予稿集:125

田中 良, 橋本 武志, 寺田 暁彦 (2015) 十勝岳の最近の熱活動評価. 本火山学

会 2015 年度秋季大会講演予稿集:35

田中 良, 橋本 武志, 鈴木 敦生 (2016) 雌阿寒岳ナカマチネシリ火口の全磁力
変化と熱活動. 北海道大学地球物理学研究報告 79:15–23.

10.14943/gbhu.79.15

Tanaka R, T Hashimoto, N Matsushima, T Ishido (under review) Permeability-Control
on Volcanic Hydrothermal System: Case Study for Mt. Tokachidake, Japan, Based
on Numerical Simulation and Field Observation

Thiéry R, L Mercury (2009) Explosivity Conditions of Aqueous Solutions. J Solution
Chem 38:893–905

Todesco M, Rinaldi AP, Bonafede M (2010) Modeling of unrest signals in
heterogeneous hydrothermal systems. J Geophys Res 115:B09213.
doi:10.1029/2010JB007474

Uesawa S (2014) A study of the Taisho lahar generated by the 1926 eruption of
Tokachidake Volcano, central Hokkaido, Japan, and implications for the generation
of cohesive lahars. J Volcanol Geotherm Res 270:23-34

Wilson L, R Sparks, G Walker (1980) Explosive volcanic eruptions: IV. The control of magma properties and conduit geometry on eruption column behavior. *Geophys J R Astron Soc* 63: 117–148

Woods AW, T Koyaguchi (1994) Transitions between explosive and effusive eruptions of silicic magmas. *Nature* 370:641-644

Woods AW, Bokhove O, de Boer A, Hill BE (2006) Compressible magma flow in a two-dimensional elastic-walled dike. *Earth Planet Sci Lett* 246:241–250

山本 圭吾, 井口 正人, 高山 鐵朗, 石原 和弘 (1997) 1996年口永良部島火山の地震活動の活発化について, 京都大学防災研究所年報 40B-1:39-47

山谷 祐介, 橋本 武志, 茂木 透, 村上 亮, 岡崎 紀俊, 吉本 充宏, 伏谷 祐二, 橋本 政樹, 山本 輝明, 西村 三治, 有田 真, 的場 敦史, 土屋 遼平 (2010) 十勝岳62-II火口周辺の3次元比抵抗構造. 北海道大学地球物理学研究報告 73:281–294. doi:10.14943/gbhu.73.281