



Title	A seismo-acoustic study of Vulcanian eruptions
Author(s)	山田, 大志
Degree Grantor	北海道大学
Degree Name	博士(理学)
Dissertation Number	甲第12702号
Issue Date	2017-03-23
DOI	https://doi.org/10.14943/doctoral.k12702
Doc URL	https://hdl.handle.net/2115/68564
Type	doctoral thesis
File Information	Taishi_Yamada.pdf



博士学位論文

A seismo-acoustic study of Vulcanian eruptions
(ブルカノ式噴火に伴う爆発地震と空気振動の研究)

山田 大志

北海道大学大学院理学院
自然史科学専攻

平成 29 年 3 月

概要

ブルカノ式噴火は、爆発的な表面現象、大振幅の爆発地震(噴火地震)、空気振動(空振)を励起する爆発過程の特徴が広く知られる噴火様式である。この爆発過程に引き続いて、連続的な火山灰放出が発生する連続噴煙過程に移行する場合も複数の火山で報告されている。ブルカノ式噴火は日本国内でも桜島や浅間山を筆頭に高頻度で発生しており、精力的な観測研究が行われてきたが、多く研究は爆発過程のみに着目している。ブルカノ式噴火の爆発過程から連続噴煙過程までの一連の噴火機構の理解を目指し、本研究は爆発過程の地震学的研究、連続噴煙過程での噴煙形成に伴う長周期空気振動の研究を行った。

爆発地震に関する先行研究では、複数の火山で発生するブルカノ式噴火に共通、または異なる性質の存在が報告されている。地震波解析のみではなく、地殻変動や空振、火山ガスなどの観測、解析結果を統合することで、ブルカノ式噴火の爆発過程の概念モデルが提案されている。しかし、こうした集中的な観測研究の対象は、桜島や浅間山などの特定の火山で発生する噴火のみに限定されてきた。先行研究による爆発過程の研究成果の普遍性を検証する目的で、本研究ではインドネシアの Lokon-Empung 火山で発生するブルカノ式噴火の臨時観測を行った。2012年9月から約一年間に渡り、広帯域地震、空振、傾斜観測を行い、56の噴火に伴うシグナルを記録した。爆発地震の初期位相はP波で構成され、全観測点で押しの極性を示す初動(P相)、より振幅が大きく全観測点で引きの極性を示す後続相(D相)で構成される。こうした特徴は、桜島における爆発地震の初期位相の特徴と一致する。S/N比の良いD相に対して合成地震波形を用いた解析を行い、観測波形が火口から深さ1.0–1.3 kmの領域における円筒収縮で説明できることを明らかにした。爆発地震と同時に観測される空振は、爆発地震と比べると0.8–2.5秒ほど遅れて励起されている。こうした特徴が、桜島などを対象に提唱されているブルカノ式噴火の爆発過程の概念的モデルの特徴と一致することを示した。

先に記した地震波解析で推定されるメカニズムは、震源における巨視的な力系を反映したものである。そのため、地震波解析の結果から火道内の物理過程を一意に推定することは容易ではない。ブルカノ式噴火によるマグマの

破碎現象は、衝撃波管問題を応用したモデル化がなされている。爆発地震の初期位相に関する知見を得る目的で、弾性管を伝搬する衝撃波と励起される周辺変位場の数値計算を行った。計算には数値流体計算ツールである OpenFOAM を用い、圧縮性流体と弾性体の連成を解くためのソルバーを新たに開発した。計算結果からは、励起される変位場の極性が、管内の圧力変化を強く反映している様子が認められた。また、励起される弾性波の初動極性が、節面構造を持つという新たな発見が得られた。地表においては、一部の地点では爆発地震の観測波形と同じ押し極性を持つ初動と、引きの極性を示す後続相が見られた。しかし、全観測点で初動が押し極性を示すという観測波形の特徴を説明するには至っていない。一方で、初動極性の節面構造という特徴は、ブルカノ式噴火のみではなく、BL 型地震などのより小規模な噴火地震の特徴と関連する可能性を議論した。

Lokon-Empung では、連続噴煙過程の開始時に周期が 10 秒以上の長周期空振が観測されている。この長周期空振の励起が噴煙の成長段階に相当することから、成長する噴煙が周辺大気を移動させることで長周期の圧力変動が励起されているものと推測される。こうした噴煙形成に伴う長周期空振の普遍性を調べるため、日本国内の阿蘇山、口永良部島、霧島山新燃岳で発生した噴火に伴う圧力記録、映像記録を解析した。Lokon-Empung 以外のこれら火山でも、長周期空振が噴火に伴い普遍的に励起されていることを圧力記録から見出した。映像記録との比較により、長周期空振の励起が噴煙の成長過程に相当する事を明らかにした。噴煙形成過程の定量的評価のため、各火山で確認された長周期空振を解析し、噴煙の体積変化率と積算体積の推定を行った。推定された体積変化率と積算体積の時間変化は、映像解析による結果とよく一致する。一方で、推定結果の振幅値については映像解析の結果の半分以下程度となる。各火山で推定された噴煙の積算体積と積算時間の間には正の相関が見られ、時間に対して体積が非線形に増加する傾向が見られる。この特徴は、熱膨張や周辺大気の取り込みといった噴煙に特有の物理過程を反映している可能性がある。加えて、推定された体積変化率と、噴煙高度-マグマ噴出率の経験式との関係を調べ、長周期空振の解析による噴火規模評価の可能性を議論した。

目次

概要	i
第 1 章 ブルカノ式噴火について	1
第 2 章 爆発過程の地震学的研究	5
2.1 はじめに	5
2.1.1 地球物理観測によるブルカノ式噴火の描像	5
2.1.2 ブルカノ式噴火の爆発過程の地震波解析	6
2.1.3 ブルカノ式噴火の爆発過程に関する物質科学的, 数理的研究	9
2.1.4 第 2 章における研究の目的	10
2.2 Lokon-Empung でのブルカノ式噴火の観測と地震波解析	12
2.2.1 Lokon-Empung での臨時観測	12
2.2.2 観測データの概要	13
2.2.3 D 相の波形解析	16
2.2.4 波形解析の結果	20
2.2.5 議論	20
2.2.5.1 P, D 相の励起過程	20
2.2.5.2 爆発地震と空振の励起時間の比較	22
2.2.5.3 Lokon-Empung の爆発過程の概念モデル	23
2.3 弾性管を伝搬する衝撃波と周辺変位場の数値計算	43
2.3.1 爆発地震の初期位相の解釈	43
2.3.2 数値計算の概要	43
2.3.2.1 連成問題と OpenFOAM	43
2.3.2.2 衝撃波の数値計算	44
2.3.2.3 弾性体の運動の数値計算	46
2.3.2.4 流体と弾性体の運動の連成手法	47
2.3.2.5 計算条件	49
2.3.3 計算結果	51
2.3.3.1 $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa の場合	51
2.3.3.2 ΔP を変化させた場合	54
2.3.3.3 z_p を変化させた場合	54

2.3.4 議論	55
2.3.4.1 励起される変位場の解釈	55
2.3.4.2 実際の観測波形の特徴との比較	56
2.3.4.3 火山研究における OpenFOAM の可能性	57
第 3 章 噴煙形成に伴う長周期空気振動の研究	82
3.1 はじめに	82
3.1.1 連続噴煙過程に伴う長周期空振(Lokon-Empung の例).....	82
3.1.2 火山噴火に伴う空気振動の研究	83
3.1.3 第 3 章における研究の目的.....	85
3.2 火山噴火に伴う長周期空気振動	88
3.2.1 Lokon-Empung	88
3.2.2 阿蘇山.....	88
3.2.3 口永良部島火山	90
3.2.4 霧島山(新燃岳).....	91
3.3 長周期空気振動のモノポールソースによる解析.....	92
3.4 結果と議論	93
3.4.1 積算体積 V と積算時間 T の関係.....	93
3.4.2 映像解析結果との比較	94
3.4.3 噴火規模評価手法として可能性	95
第 4 章 爆発過程から連続噴煙過程までの噴火機構理解に向けて	111
4.1 爆発過程から連続噴煙過程までの一連の噴火機構理解に向けての展望	111
4.2 爆発過程(初期部分)	111
4.3 爆発過程(火口底近傍).....	111
4.4 連続噴煙過程(爆発過程からの移行).....	112
4.5 連続噴煙過程(噴煙のダイナミクスと空振の関係).....	112
第 5 章 結論	117
謝辞	119
参考文献.....	121

第1章 ブルカノ式噴火について

火山噴火の様式は多様であり，表面現象の形態や噴出物量，継続時間などの観点に基づく分類がなされている(例えば，Newhall and Self, 1982)．その中でも，ブルカノ式噴火と呼ばれる噴火様式は，噴火に伴う大振幅の噴火地震(爆発地震：Minakami, 1960)と空気振動(空振)の励起，噴石や火砕物の激しい飛散といった現象によって特徴づけられる(例えば，Morrissey and Mastin, 2000)．一回の噴火に伴う噴出物量は，規模の大きな噴火の場合で 10^8 kg 程度とされる(例えば，石原・小林, 1988)．同じく間欠的な噴火様式であるストロロンボリ式噴火と比べると，噴出物量はブルカノ式噴火の方が多い傾向にあると言える(例えば，小屋口, 2008)．一方で，より継続時間の長いプリニー式噴火の噴出物量(10^{11} – 10^{15} kg)と比べると，ブルカノ式噴火に伴う噴出物量は顕著に少ない(Carey and Sigurdsson, 1989)．日本国内では，十勝岳(Okada et al., 1990)，浅間山(Minakami, 1960)，雲仙普賢岳(Nakada et al., 1999)，霧島山新燃岳(Nakada et al., 2013)，桜島(Iguchi, 2013)，諏訪之瀬島(Nishimura et al., 2013)などで発生が報告されている．海外では，Karymsky (Firstov et al., 2013)，Semeru (Nishi et al., 2007)，Lokon-Empung (Yamada et al., 2016)，Soufriere Hills (Robertson et al., 1998)，Popocatepetl (Arciniega-Ceballos et al., 2003)，Colima (Zobin et al., 2006)，Galeras (Stix et al., 1997)，Augustine (Caplan-Auerbach et al., 2010)，Pinatubo (Hoblitt et al., 1996)，Fuego (Mastin and Rose, 1981)，Santiaguito (Yamamoto et al., 2008)，Tungurahua (Ruiz et al., 2006)などにおける発生を例として挙げることができる．中でも，2008年から2011年までの間に2718回もの噴火が発生している桜島(Iguchi et al., 2013)に代表されるように，開放系火道が確立された火山で多く発生することも，ブルカノ式噴火の重要な特徴の一つである．一方で，火道上部に顕著な溶岩ドームを形成する噴火活動に前後して発生する事例も報告されている(例えば，雲仙普賢岳，霧島山新燃岳，Santiaguito)．そのような発生場の多様性を反映して，ブルカノ式噴火に伴う噴出物のマグマ組成は，玄武岩質安山岩からデイサイトまでの広範囲とされる(Morrissey and Mastin, 2000)．

先に述べたブルカノ式噴火についての爆発的な特徴は，噴火の開始から数十秒程度の間には発生する爆発過程の特徴を主に記述したものである．一方

で、爆発過程に引き続いて連続的な火山灰放出、小規模火砕流が発生する事例も報告されている(例えば、井口・為栗, 2014). 例として、図 1.1 に本研究がインドネシアの Lokon-Empung 火山で観測した、ブルカノ式噴火に伴う上下動速度波形と空振波形の生波形を、各観測点の火口からの水平距離ごとに並べたものを示す. 0 秒から 40 秒までの波形が、爆発過程に伴う爆発地震と空振に相当し、地震波と空振が火口から伝搬している様子が読み取れる. 観測点 WAI における地震波形に着目すると、振幅は爆発地震の主要相到来の後に指数関数的に減少するが、50 秒ごろから再び増大し、連続的な微動が 100 秒ほど継続する. KKVO における空振波形にも、地震波形と同様の振動が記録されている. 連続的な火山灰の放出が発生すると、このような短周期振動が地震波形、空振波形の双方に記録されることが複数の火山において報告されている (Matoza et al., 2009; Firstov et al., 2013). よって、この爆発過程に後続する連続微動は、連続噴煙の発生によって励起されていると解釈することができる. 本研究が行った Lokon-Empung での観測研究では、観測されたブルカノ式噴火の半数以上のイベントが、爆発過程に後続してこうした連続噴煙過程の発生を伴っている. よって、連続噴煙は偶発的に発生しているのではなく、ブルカノ式噴火の一連の物理過程の一部として発生しているとみなすことができる. しかし、連続噴煙過程に着目した観測研究の例は、先行する爆発過程を対象とした研究と比べると著しく少ない. 爆発過程から連続噴煙過程までをブルカノ式噴火の一連の噴火機構として理解することを目指し、本論文は以下のような内容で構成される.

第 2 章では、爆発過程に着目した地震学的研究を行う. 特定の火山における観測研究で明らかにされてきた爆発過程の特徴の普遍性を検証するため、本研究では新たなブルカノ式噴火研究のフィールドとして、インドネシアの Lokon-Empung において臨時観測を行った. 観測されたデータの特徴、爆発地震の初期位相に着目した地震波解析の結果などを先行研究と比較し、Lokon-Empung で発生するブルカノ式噴火の爆発過程について議論する. また、地震波解析で着目した初期位相の特徴に関連する知見を得る目的で、弾性管を伝搬する衝撃波と、同時に励起される変位場の数値計算を行う. 第 3 章では、Lokon-Empung での臨時観測で得られた連続噴煙過程に伴う特異な空振記録を手掛かりに、噴煙の形成に伴う長周期空振の研究を行う. Lokon-Empung 以外の火山で発生するブルカノ式噴火以外の噴火様式に対象を広げ、噴煙成長

に伴う長周期空振の普遍性について調べる。また、長周期空振の波形解析によって、噴煙の成長過程の定量的評価を試みる。第2章が対象としているのは、爆発過程における火道内の物理過程であり、一方で第3章が対象としているのは連続噴煙過程における大気中の物理過程である。第4章では、第2、3章での両研究が、爆発過程から連続噴煙過程までのブルカノ式噴火のどの部分を明らかにしたのかを再確認し、さらなるブルカノ式噴火の噴火機構理解のために必要な研究の道筋について述べる。

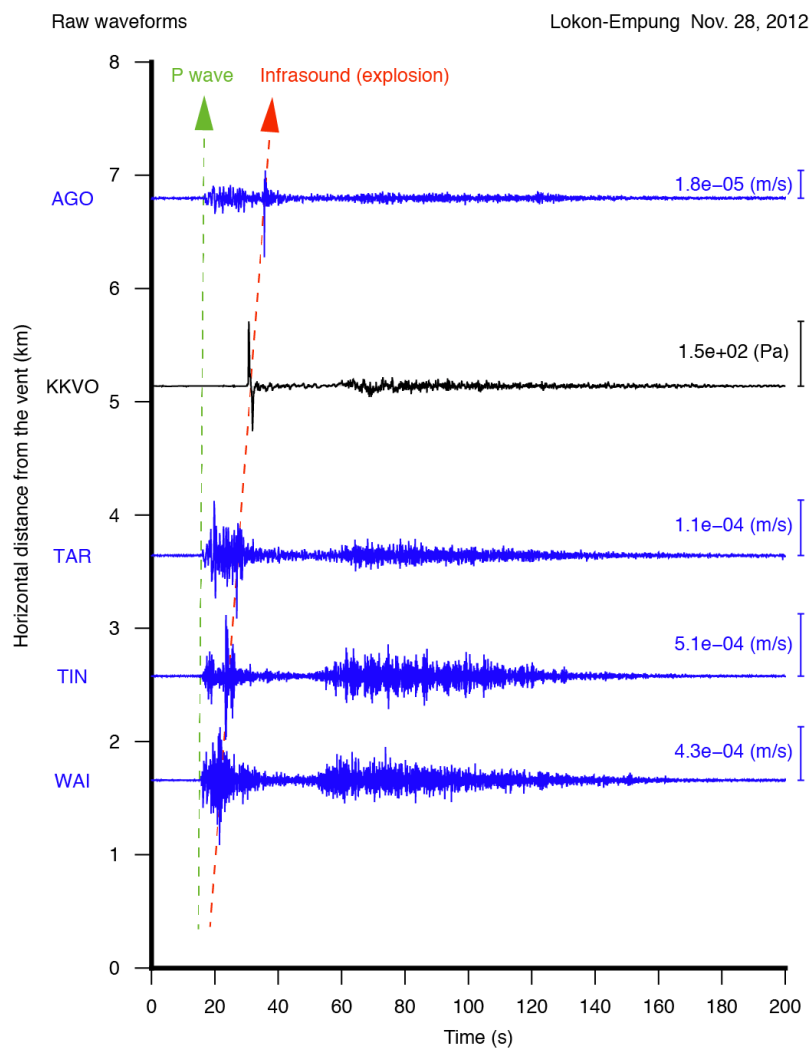


図 1.1. Lokon-Empung で 2012 年 11 月 28 日に発生したブルカノ式噴火に伴う上下動速度記録(青)と空振記録(黒)の生波形。 振幅はそれぞれの波形の最大値で規格化し、各観測点の火口からの水平距離ごとに並べている。

第2章 爆発過程の地震学的研究

2.1 はじめに

2.1.1 地球物理観測によるブルカノ式噴火の描像

ブルカノ式噴火の爆発過程は、その爆発的な表面現象ゆえに高い圧力が急激に開放される現象と一般的に理解される(例えば、Self et al., 1979). 溶岩ドームなどの火道上部を閉塞する構造が形成され、閉塞の直下に火山ガスが蓄積されることを圧力源として理解する研究が多い(Ishihara, 1990; Iguchi et al., 2008; Gottsmann et al., 2011). この巨視的な描像は、ブルカノ式噴火の発生前に火口から放出される火山ガスの量が減少する、という観測事実からも支持される(Yokoo et al., 2013; Kazahaya et al., 2016). 桜島よりも小規模なブルカノ式噴火が発生する諏訪之瀬島火山(井口・石原, 1990)では、ガスの放出に伴うと考えられる連続微動が、噴火の直前に停止するという現象が報告されている(Nishimura et al., 2013). この停止する時間と爆発地震の最大振幅の間には正の相関があることが示されており、閉塞によるガスの蓄積量がブルカノ式噴火の表面現象の激しさを規定していると推定される. 井口・他, (1983)は、桜島のブルカノ式噴火に伴う噴石の弾道軌跡を解析し、その射出源がほぼ火口底に求まることを示している. また、噴石の密度を 2.2 g/cm^3 と仮定することで、爆発の圧力を $1.3\text{--}2.7 \times 10^7 \text{ Pa}$ と推定している. ブルカノ式噴火の爆発過程に伴い観測される空振波形は、大振幅の鋭いパルス的な増圧相が特徴的である(例えば、Fee and Matoza, 2013). 観測される空振の最大振幅は、規模の大きなイベントで概ね $100\text{--}400 \text{ Pa}$ 程度との報告がなされている(例えば、Kato and Yamasato, 2013; Fee et al., 2014; Yamada et al., 2016). これら空振観測点は、どの火山においても概ね火口から数キロの地点に位置している. 線形音波に基づく振幅の幾何減衰を仮定すると、その励起源での過剰圧はおおよそ 10^5 Pa のオーダーと簡便に推定される. もっとも、ブルカノ式噴火に伴う空振は火口近傍では衝撃波として伝搬していることが想定されるため(Ishihara, 1985; Yokoo and Ishihara, 2007), 線形音波の適用は厳密には適切ではなく、実際の火口での過剰圧はより高いことが想定される. 空振の伝搬における大気の圧縮性を考慮して解析を行った Morrissey and Chouet (1997)によると、St. Helens,

桜島, Pinatubo, Ruapehu, 十勝岳における空振の励起源での過剰圧は 0.1–6 MPa と推定されている。

ブルカノ式噴火の爆発過程に関連し、山体に地殻変動が生じていることが多くの火山において観測されている。浅間山や桜島では、ブルカノ式噴火に先行する何らかの地殻変動が、20 世紀中頃の地球物理観測によって既に捉えられている (Minakami, 1942; Yoshikawa, 1962)。桜島では、南岳火口から 2.8 km 離れたハルタ山観測坑道での水管傾斜計と伸縮計を用いた観測が開始されると、噴火に起因する地殻変動が高精度に記録され、その定量的な評価が行われるようになった (加茂・石原, 1986)。噴火に数時間から数十分ほど先行して、山体の膨張を示す変動が傾斜計と伸縮計の両方で観測され、噴火後には逆に山体の収縮を示す変動が記録される。この噴火前後の地殻変動は、火口から深さ 2–6 km の領域に仮定した球状圧力源 (Mogi, 1958) で説明することができる (Ishihara, 1990)。また、爆発過程に伴ってステップ状の変化が歪計で記録されるが、Ishihara (1990) はこの記録を火口直下の深さ 500 m 付近の球状圧力源の収縮によって説明している。ブルカノ式噴火に先行する山体膨張と、噴火後の収縮という地殻変動のサイクルは、他の火山においても観測されている (Nishi et al., 2007; Iguchi et al., 2008; Gottsmann et al., 2011; Nishimura et al., 2012)。

2.1.2 ブルカノ式噴火の爆発過程の地震波解析

表面現象や地殻変動と同様に、ブルカノ式噴火に伴う爆発地震も爆発過程研究の重要な対象であり、精力的に観測研究が行われてきた。Minakami et al. (1970) は、1930–1950 年代に浅間山で観測された爆発地震の初動極性が、一般的な構造性地震と異なり全観測点において押しであることを示した。また、爆発地震の励起が火口での爆発に相当する空振の励起に対して、0.4–0.6 秒程度先行することについても言及している。しかし、当時の地震観測網はまだ規模が限られていたことあり、震源の火口からの深さの推定は大まかなものであった。今井 (1980) は、拡充された観測網によって記録された 1973 年の浅間山における爆発地震を解析し、火口から深さ 1–2 km の領域に震源を推定している。その値を元に、Minakami et al. (1970) と同様に爆発地震と空振の励起時間差を調べ、爆発地震の励起の方が 1 秒ほど先行することを示した。また、押しの極性を示す観測波形の初動を、等方的な膨張源によって説明している。

桜島でも、観測網の整備によって爆発地震の震源が火口から深さ 1–3 km の領域に推定され(西, 1976), その励起が火口での爆発に先行することも明らかにされている(Ishihara, 1985). Iguchi (1994)は、桜島で発生する火山性地震の P 波初動に着目した発震機構の解析を行い、爆発地震の初動の特徴は上下方向のダイポール成分(M_{zz})が卓越する体積膨張で説明できることを明らかにした. Uhira and Takeo (1994)は、爆発地震の初期位相の観測波形にモーメントテンソルインバージョン法を適用し、初動を励起する等方膨張と、後続相を励起する収縮によって観測波形が説明できることを示した. 収縮のメカニズムは、推定されたモーメントテンソルの対角成分の比($M_{xx} : M_{yy} : M_{zz} = 2 : 2 : 1$)より、円筒火道の収縮と解釈されている. 一連のメカニズムは、火道を閉塞していた構造が破壊されることによる膨張、蓄積されていた高圧のガスが上部へ移動することによる収縮、とそれぞれ解釈されている. Tameguri et al. (2002)は、同じく桜島の爆発地震の観測波形にモーメントテンソルインバージョン法を適用し、火口から深さ 2 km の領域における等方膨張–円筒収縮という、Uhira and Takeo (1994)と同様のメカニズムを推定している. また、円筒収縮に後続する波群が、火道のより浅部(火口底から深さ 0.25–0.5 km)での膨張–収縮(LP 相)というメカニズムで説明できることも示した. この浅部での LP 相の振幅と、同時に観測される空振振幅の相関が高いことから、LP 相は火口底での爆発に相当すると解釈されている. 以上で紹介した爆発地震の研究では、体積変化を伴うメカニズムによって爆発地震の観測波形を説明している.

爆発地震のメカニズムとしてもう一つ有力なものは、Kanamori and Given (1983)が提唱したシングルフォースモデルである. Kanamori and Given (1983)は、St. Helens におけるプリニー式噴火に伴う爆発地震の観測波形が、火山体に鉛直下向きに働くシングルフォースで説明できることを示した. このシングルフォースは、噴火によって上方に物質が放出され、その反作用として火山体に作用する力として解釈されている. Kanamori et al. (1984)はシングルフォースモデルを拡張し、爆発地震のメカニズムをシングルフォースと収縮の組み合わせで説明した. 彼らのモデルによると、噴火前には高圧の圧力源が山体内に形成されており、圧力源の上部の蓋が外れることによって噴火が開始される. 地震波解析で推定された下向きのシングルフォースと収縮は、物質の放出とそれに伴う圧力源の収縮としてそれぞれ解釈されている. ブルカノ式噴火に伴う爆発地震の観測波形も、物質放出の反作用としての鉛直下向きのシング

ルフォースで説明できることが、複数の火山において示されている(武尾・他, 1984; Nishimura and Hamaguchi, 1993, 加藤・他, 2002, 西村・内田, 2005). Nishimura and Hamaguchi (1993)は、作用したシングルフォースの大きさと、シングルフォースの作用した継続時間をパラメータとすることで、St. Helens, 浅間山, 十勝岳のそれぞれで発生した爆発地震がスケーリング関係にあることを示した. シングルフォースによる爆発地震の規模評価は、Colima や Popocatepetl において発生する爆発地震にも適用されている(Zobin et al., 2009). Nishimura (1998)は、Kanamori et al. (1984)のシングルフォースと収縮の組み合わせによるモデルを用い、噴火によって火道を上昇する火山性流体の性質と地震波形の関係を議論している. 具体的には、火山性流体の圧縮性の大きい場合には下向きのシングルフォースが卓越し、圧縮性が小さい場合は収縮が卓越することを数理的に示している(Nishimura, 1998).

St. Helens のプリニー式噴火に伴う爆発地震の解析では、広帯域地震計で記録された地震波形を用いることで、噴火に伴う力系の巨視的な描像が得られている. 広帯域地震計は、1990年代ごろから火山観測にも導入が始まり、火山性地震にも周期が10秒以上のVLP(Very-Long Period)と呼ばれる帯域の成分が有意に含まれていることが、多くの火山で明らかにされている(Neuberg et al., 1994; Kawakatsu et al., 2002; Arciniega-Ceballos et al., 2003). こうしたVLPの波長は数10kmにもなり、震源と観測点間の不均質構造の影響を受けにくい. そのため、より短周期の成分に比べるとモーメントテンソルインバージョン法によって安定的に解を求めることができるという利点がある(熊谷, 2009). この利点を生かし、広帯域地震波形と火山周辺の地形を考慮した3次元グリーン関数(例えば、Ohminato and Chouet, 1997)を用いた噴火地震のVLP帯のインバージョン解析が、多くの火山で行われている(Ohminato et al., 1998; Chouet et al., 2003; Chouet et al., 2005; Chouet et al., 2010; Dawson et al., 2011; Kim et al., 2014). ブルカノ式噴火に伴う爆発地震に着目すると、Chouet et al. (2005)は、Popocatepetlで観測された爆発地震の周期15–70秒の帯域の成分にモーメントテンソルインバージョン法を適用し、火口から深さ1500mの領域において交差するダイクの開閉運動によって観測波形を説明している. この解析では、ダイクの開閉を示すモーメントテンソル解の他に、シングルフォース3成分の時間変化も推定されているが、それらの振幅への寄与は最大でも15%程度とされている. シングルフォース成分の振幅への寄与が

小さいという結果は、Tungurahua で観測された爆発地震の解析でも得られている(Kim et al., 2014). Ohminato et al. (2006)は、2004年に浅間山で観測された爆発地震の広帯域地震記録にモーメントテンソルインバージョンを適用し、体積変化を示すモーメントテンソル成分よりも優位な鉛直方向のシングルフォースを解として得ている。推定された鉛直方向のシングルフォースの時間変化は、噴火開始時は下向きを示し、すぐに次に上向きに転じる。下向きのシングルフォースは火道上部の蓋が取れることによる反作用、上向きの力はマグマが上向きに移動することによって火道に作用する摩擦力を反映しているとそれぞれ解釈されている。一方で、モーメントテンソルインバージョンで推定される初期位相の解とは対照的に、初動の着震時を用いた震源決定法では、爆発地震の震源は火口から深さ 1500–2000 m の領域に推定されている。この不一致について、Ohminato et al. (2006)は特に言及していない。

2.1.3 ブルカノ式噴火の爆発過程に関する物質科学的、数理的研究

第1章で述べた通り、ブルカノ式噴火に伴う噴出物の量は、より規模の大きいプリニー式噴火などと比べると顕著に少ない。そのため、過去の個別の噴火に関する情報を、路頭などの堆積物から抽出することは容易ではない。従って、ブルカノ式噴火の噴出物の研究には、噴火直後に噴出物の採取を行うことが重要である。近年では、自動降灰サンプリング装置の開発や(Shimano et al., 2013)、個別のブルカノ式噴火に関する物質科学的研究と地球物理観測との比較も行われるようになり(Miwa et al., 2009; Miwa and Toramaru, 2013)、地球物理観測では捉えることの難しいマクロなスケールにおけるブルカノ式噴火の特徴が明らかにされている。ブルカノ式噴火の爆発過程に伴う噴出物は、一般に密度が高く発泡度が低いという特徴を有しており(例えば、Miwa et al., 2009)、これらマグマは噴火前に火道内で比較的長時間に渡り滞留していたことが示唆される。また、噴出物に含まれる石期ガラス含水量を調べることで、噴火直前のマグマの圧力条件が推定されている。ブルカノ式噴火の場合は、概ね 1.0–55 MPa 程度と推定される(例えば、三輪, 2016)。また、単位時間あたりの減圧量である減圧速度の推定も行なわれている。Soufriere Hills におけるブルカノ式噴火の噴出物の気泡サイズに着目した研究では、減圧速度は 0.3–6.5 MPa/s と推定されている(Giachetti et al., 2010)。つまり、爆発過程に伴う

噴出物の破碎は長くても 10 秒足らずのうちに発生しており、時定数の短いブルカノ式噴火の表面現象と一致する。

爆発過程の理解を得るために、ブルカノ式噴火の噴出物を用いた減圧実験も精力的に行われている(例えば, Alidibirov and Dingwell, 1996). 実験では、実際の噴火に伴う噴出物を封入した容器を密閉し、容器内を徐々に増圧させる。次に、容器上部の隔膜を瞬間的に取り去ることで、噴出物を急減圧下に晒す。近年では、急減圧後の試料の特徴のみではなく、容器から上部に伝搬する衝撃波や破碎物の噴出の様子も記録され、ブルカノ式噴火の表面現象との対比が行われている(Alatorre-Ibargüengoitia et al., 2011). また、減圧に伴い励起される容器の振動と、爆発地震との類似性の議論も行われている(Arciniega-Ceballos et al., 2014). 減圧実験のように、高圧部分と低圧部分が隔膜で仕切られ、その隔膜を取り去ることで急減圧時の特徴や衝撃波の伝搬を調べる器具は、総称して衝撃波管と呼ばれる。この衝撃波管の原理を、ブルカノ式噴火の爆発過程に応用した数理的研究もなされている。Self et al. (1979)は、火道浅部の高圧ガス溜まりと火口底に形成された蓋を仮定し、ガス溜まりの圧力が蓋の強度を超えることにより噴火が開始されるというモデルを提唱した。Turcotte et al. (1990)や Woods (1995), Koyaguchi and Mitani (2005)は、一次元衝撃波管理論に基づき、実際の火山ガスやマグマの物性、マグマの破碎条件などを考慮したより高度な定式化を行っている。また、噴出物の減圧実験による衝撃波や破碎物の放出速度も、一次元衝撃波管理論で説明されることが明らかにされている(Alatorre-Ibargüengoitia et al., 2011).

2.1.4 第 2 章における研究の目的

爆発地震の先行研究のうち、初動極性に着目した研究では、全ての研究において全観測点で押しの極性を示すという観測波形の特徴が報告されている(Minakami et al., 1970, 今井, 1980; Iguchi, 1994; 加藤・他, 2002; Tameguri et al., 2002). 爆発地震と空振の励起時間差を調べた研究では、全ての研究が爆発地震の励起の方が先行するという特徴を報告している(Minakami, 1941; Minakami et al., 1970; 今井, 1980; Ishihara, 1985; Tameguri et al., 2002; Yokoo et al., 2009; Kim et al., 2014). 爆発地震の震源に関しても、火口底から深さ数キロの領域に推定している研究が多い(Minakami, 1970; 今井, 1980; Ishihara, 1985; Uhira and Takeo, 1994; Iguchi 1994; Tameguri et al., 2002; Ohminato et

al., 2006). こうした先行研究における共通点が存在する一方で、相違点も存在する。特に、初期位相のメカニズムについては、体積変化で説明している研究(今井, 1980; Iguchi, 1994; Uhira and Takeo, 1994; Tameguri et al., 2002)と、鉛直下向きのシングルフォースで説明している研究(加藤・他, 2002; Ohminato et al., 2006; Johnson et al., 2008)とに分けることができる。また、先行研究が対象としている火山が、桜島や浅間山などの特定の火山に偏っているという点も問題点として指摘することができる。Iguchi et al. (2008)に代表されるように、桜島などでの集中的な観測により、ブルカノ式噴火の爆発過程の概念的モデルが提案されている。しかし、こうした先行研究における共通点や概念的モデルの特徴が他の火山におけるブルカノ式噴火でも普遍的に共通なのか、先行研究における相違点に関してはどうか、など点を議論した研究はほとんどなされていない。このような問題に対しては、新たなフィールドにおけるデータを用いた比較研究を行い、先行研究における共通点、相違点、概念的モデルに関する検討を行うことが必要である。

本章では、活発な噴火活動を続けるインドネシアの Lokon-Empung において、ブルカノ式噴火の広帯域地震、空振、傾斜観測を行う。2.2 節では Lokon-Empung で観測された爆発地震の初期位相に着目した研究を行い、メカニズムや震源の火口からの深さ、規模、空振との励起時間差の推定を行う。得られた結果から、先行研究におけるブルカノ式噴火の爆発過程の特徴の共通点、相違点、概念的モデルに関しての議論を行う。一方、地震波解析で推定されるメカニズムは、震源域における巨視的な力系を反映したのみである。そのため、メカニズムから初期位相を励起する火道内の物理過程を一意に推定することは容易ではない。ブルカノ式噴火によるマグマの破碎現象は、衝撃波管問題を応用したモデル化がなされている。2.3 節では、爆発地震の初期位相に関連する知見を得る目的で、弾性管を伝搬する衝撃波と、励起される周辺変位の数値計算を行う。計算結果と実際の観測波形の両者の特徴を比較し、爆発地震の初期位相を励起する火道内の物理過程についての議論を行う。

2.2 Lokon-Empung でのブルカノ式噴火の観測と地震波解析

2.2.1 Lokon-Empung での臨時観測

Lokon-Empung はインドネシアのスラウェシ島の北部、ミナハサ半島に位置する活火山である(図 2.2.1a)。山体は Lokon と Empung で構成され(図 2.2.1b)、二つの山体の中間に位置する Tompaluan と呼ばれる火口が現在活動している。近年は、ブルカノ式噴火や連続噴煙、小規模の火砕流が繰り返し発生しており(Yasa et al., 2012)、主要なマグマの組成は安山岩との報告がなされている(Morrice et al., 1983)。島弧火山で安山岩マグマを噴出し、ブルカノ式噴火が高頻度で発生するという特徴は、日本における桜島や浅間山などの活動と類似していると言える。

本研究では、2012 年 9 月から約 1 年にわたり、Lokon-Empung で発生する噴火活動の広帯域地震、空振、傾斜観測を行った。図 2.2.1b に、臨時観測における観測点配置を示す。広帯域地震観測には、Nanometrics 社製の Trillium 40 を 4 台用いた。この地震計は、40.2 秒から 85 Hz の間の地震波に対して一様な感度を持つ。全ての地震計は、深さ約 1 m のピット内に設置され、ピットの底部はモルタル製のプレートを水平に敷設しコンクリートで固定されている。広帯域地震計と併せて、2 台の空振計(低周波マイクロフォン)も臨時観測に用いた。空振計は白山工業製の SI 102 であり、0.05–1500 Hz の圧力変化に対して一様な感度を有している。1 台の空振計は、インドネシアのエネルギー・鉱物資源省の Center for Volcanology and Geological Hazard Mitigation (CVGHM)が運営する Kakaskasen Volcano Observatory (KKVO) に、2012 年 9 月の観測開始時に設置した。もう 1 台は、2013 年 6 月のデータ交換時に観測点 WAI に追加した。風などに起因するノイズを低減するため、空振計は 2 台ともプラスチック製のパイプの内部に設置している。広帯域地震計と空振計のデータは、計測技研製の HKS-9550 を用いて 24 bit の分解能で A/D 変換され、GNSS(Global Navigation Satellite System)による絶対時刻と併せて Compact Flash カードに収録される。地震波形、空振波形ともにサンプリング周波数は 100 Hz に設定した。広帯域地震計と空振計に加え、噴火に先行する地殻変動を記録するため、ボアホール式の傾斜計 Pinnacle Denali (Pinnacle 製)を 1 台設置した。観測点は火口に最も近い WAI を選び、深さ 2.7 m の溶岩層まで到達した塩ビ管の鉛直孔に設置している。この傾斜計は 1 nrad の分解能を持ち、サンプリング周波数は 1 Hz である。傾斜計のデータは、シ

リアル LAN 変換装置と無線 LAN によって KKVO まで電送され、KKVO に設置された PC 内で NPT(Network Time Protocol)サーバから取得した絶対時間と共に収録される。KKVO 以外の観測点では商用電源が確保できないため、車載用のカーバッテリーとソーラーパネルを用いて観測機器に電力を供給し、連続観測を行った。

2.2.2 観測データの概要

約 1 年間の臨時観測によって、若干の欠損はあったものの概ね良好な連続記録を収録することができた。KKVO の職員が地震波形と目視、映像で確認した噴火リストと、本研究による地震、空振の連続記録を照合することで、56 の噴火に伴うシグナルを特定した。地震、空振記録の波形的特徴から、それらイベントを以下の 4 つに分類した。

Explosion (EX) : 13 イベント (図 2.2.2a)

EX に分類されるイベントは、初動の明瞭な立ち上がり、振幅の指数関数的な減衰が地震波形において特徴的である。同時に観測される空振波形も、鋭いパルス状の増圧相を示す。以上の特徴から、ブルカノ式噴火の爆発過程に伴うシグナルであると判断できる。

Explosion + Tremor(ET) : 29 イベント (図 2.2.2b)

ET に分類されるイベントは、EX と同じ特徴を持つ爆発的な地震動に引き続いて、連続的な振動が記録されているのが特徴である。図 2.2.2b に示す 11 月 28 日のイベントでは、P 波初動の 40 秒後に連続微動が始まり、100 秒ほど継続する。空振波形からも連続的な振動を認めることができ、連続的な火山灰放出(連続噴煙過程)に伴うシグナルであるとみなすことができる。

Obscure Explosion(OE) : 7 イベント (図 2.2.2c)

地震、空振波形の両方において、初動から振幅が徐々に増大するのが OE に分類されるイベントの特徴である。これらイベントの最大振幅は、地震、空振波形ともに EX や ET に分類されるイベントに比べ

ると小さい傾向にある(図 2.2.3a). 本研究では, 爆発の初期過程に着目するため, TR に分類するイベントは解析対象にしない.

Tremor(TR): 7 イベント(図 2.2.2d)

TR に分類されるイベントは, ET の後続相と同じように, 連続的な微動が地震, 空振波形の両者に認められる. 地震, 空振波形ともに, 最大振幅は EX や ET に分類されるイベントに比べると小さい傾向にある(図 2.2.3a). OE に分類されるイベントと同様に, 初動部分が不明瞭なため, TR に分類するイベントも本章の解析対象外とする.

図 2.2.3b には, 同定されたイベントの WAI における上下動速度波形の最大振幅を, 時系列ごとに示す. 2012 年 11 月下旬から 2013 年 1 月下旬ごろにかけて, 多くの噴火が発生している. 2013 年 3 月ごろに再度噴火の頻度が上昇するが, その後の噴火活動は低下していることが読み取れる.

初動の明瞭なイベント(EX, ET)の代表例として, 2012 年 11 月 28 日に発生したイベントの, 上下動速度波形と空振波形を図 2.2.4a に示す. 波形は最大振幅でそれぞれ規格化しており, それぞれ観測点の火口からの水平距離ごとに並べて示す. また, 図 2.2.4b には, 同じ噴火に伴う爆発地震の初動部分の, 上下動と水平動の 3 成分の波形を示す. 水平動の 2 成分は, 火口-観測点方向を向くラディアル方向成分(RAD)と, それに直行するトランスバース方向成分(TRA)にそれぞれ回転した波形である. 短周期の噴火に起因しないノイズを低減するため, それぞれの波形を時間領域で一回積分し, 変位波形に変換している. 波形は, P 波初動から 0.65 秒間は赤色に, その後の 1 秒間は青色にそれぞれ着色している. 赤線で示した P 波初動は, いずれの観測点においても上下動成分とラディアル方向成分において押しの極性を示す. 続く青線で示した部分の位相は, 上下動成分とラディアル方向成分の波形は共に引きの極性を示している. トランスバース方向成分の振幅は, この部分に関しては他の 2 成分と比べると非常に小さい. 赤線と青線で示した部分の波形の粒子軌跡を, 図 2.2.4c に示す. 水平断面では, 火口方向からの直線的な振動, 上下-ラディアル方向断面においても, 火口直下方向に向かう振動がそれぞれ認められる. 上下-トランスバース方向断面では, 上下方向の振動が卓越している. 以上の特徴から, これら初期位相の位相は火口直下方向から伝搬する P 波で構成されてい

ると判断できる。こうした特徴は、桜島における爆発地震の初期位相の性質と一致する(Uhira and Takeo, 1994; Tameguri et al., 2002)。先行研究に従い、押し初動部分を P 相、引きの後続相を D 相と以下称することとする。

爆発地震の初期位相の周波数ごとの波形的特徴を調べるために、図 2.2.5 には図 2.2.4 と同じイベントの WAI における上下動変位波形に、異なるカットオフ周波数の因果律を満たすローパスフィルターを施した波形を示す。2.0 Hz のローパス波形では、生波形との違いはほとんど見られない。1.0 Hz のローパス波形では、重畳していた短周期のシグナルが取り除かれ、それぞれの位相の形状が明瞭になっている。矢印で示した部分の引きの相は、火口からの距離と音波速度から推定される空振の到達相である。0.5 Hz のローパス波形では、P 相の振幅はほとんど微小になり、後続する D 相の位相が特徴的である。0.2 Hz のローパス波形からも D 相は認められるが、0.5 Hz のローパス波形と比べると最大振幅が一桁ほど小さくなる。0.1 Hz のローパス波形では、D 相の最大振幅はさらに一桁小さくなり、また D 相と空振相の区別がつかなくなる。以上の波形的特徴をまとめると、初動の P 相は後続する D 相よりも振幅が小さく、1.0 Hz 前後の帯域に主要なシグナルの強度を持つ。D 相は、P 相と比べるとより広い帯域に信号の成分を持ち、初期位相の中でもっとも特徴的な位相と言える。空振による地震波形への影響を避けるため、以下では爆発地震の初期位相の 0.2–1.0 Hz の帯域に着目する。

図 2.2.4 と図 2.2.5 では、振幅の大きな 2012 年 11 月 28 日のイベントを例に初期位相の波形的特徴を示した。しかし、Lokon-Empung で発生するブルカノ式噴火の普遍的な性質を議論するには、これら特徴が他のイベントにおいても共通であるのかどうかを調べる必要がある。そこで、EX と ET に分類されるイベントの地震波形の初期位相の相似性を、相互相関関数を用いて調べた。相互相関関数の計算には、P 波着震から 3 秒間の変位波形に、0.2–1.0 Hz のバンドパスフィルターを施した波形を用いる。図 2.2.6 には、例として上下動成分の変位波形を用いた相互相関関数の最大値の、2.2.3 節の解析で用いるイベントごとの組み合わせを示す。相互相関関数の最大値は、全てのイベントペアの平均値で 0.92 という高い値が得られている。表 2.2.1 には、全てのイベントペアによる相互相関関数の最大値の平均値を、各観測点での成分ごとにまとめている。これらの結果から、爆発地震の初期位相は概ね共通の波形的特徴

を有しており、P、D相は Lokon-Empung で発生する爆発地震に共通の位相であるとみなすことができる。

2.2.3 D 相の波形解析

粒子軌跡の解析から、爆発地震の初動部分(P、D相)は火口直下方向から伝搬する P 波で構成されていることが明らかになった。しかし、P 相の振幅が微小なイベントも存在するため、P 相は複数のイベントを対象にした定量的な解析には不向きである。以下では、D 相の 0.2–1.0 Hz の成分に対して波形解析を行い、メカニズムと火口からの深さ、モーメントの規模、震源時間関数の形状を推定する。解析に先立ち、観測点ごとの観測波形の振幅の増幅率の補正を、遠地地震記録を用いて行った。いずれの観測点も、熱帯の土壌の上にモルタルを敷いた上に地震計を設置しているため、定量的な地震波解析には振幅の増幅特性の評価と補正が必要である。以下では、Mayeda et al. (1991)の手法に従い、遠地地震のコーダ波部分を用いて各観測波形の振幅の増幅率を評価した。遠地地震は、アメリカ地質調査所の地震カタログを用い(U.S. Geological Survey, 2013)、火口から震央距離が 150 km 以上の 5 つの遠地地震を採用した。評価に用いるコーダ波は、遠地地震の発震時間から S 波の走時から 2 倍の時間が経過した時間から 60 秒間とした。図 2.2.7 に、2012 年 12 月 17 日に Tompaluan 火口から 248 km 離れた地点で発生した遠地地震の、各観測点におけるコーダ波のパワースペクトルを成分ごとに示す。いずれの成分においても AGO における観測波形が最も増幅特性が低い。よって、AGO での観測波形を基準とし、WAI、TIN、TAR の各成分の 0.2–1.0 Hz の帯域の振幅を補正した。

臨時観測網には 4 点の地震観測点しかないため、先行研究で行なわれているモーメントテンソルインバージョン法で解析を行うには不適當である。そこで、合成地震波形を用いた波形フィッティングを行い、D 相の解析を行う。表 2.2.2 には、遠地地震による補正を施した後の D 相の 0.2–1.0 Hz のラディアル成分の各観測点における振幅、火口からの水平距離、またそれらを用いた Reduced Displacement (RD, McNutt, 1992)を表す。RD の値は、概ね 31–79 cm² の範囲に収まるため、水平的に等方的な引きの相を励起するメカニズムで説明できると仮定する。メカニズムの候補としては、等方収縮、円筒収縮、鉛直下向きのシングルフォースの 3 つを仮定する。いずれのメカニズム

も、爆発地震の先行研究によってメカニズムとして推定されているものである。等方収縮と円筒収縮によるモーメント \mathbf{M} は、モーメントテンソルによってそれぞれ式(2.1)と式(2.2)のように表すことができる。

$$\mathbf{M} = \begin{bmatrix} M_{xx} & M_{xy} & M_{xz} \\ M_{yz} & M_{yy} & M_{yz} \\ M_{zx} & M_{zy} & M_{zz} \end{bmatrix} = -\Delta V(\lambda + 2\mu) \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}, \quad (2.1)$$

$$\mathbf{M} = -\Delta V \begin{bmatrix} \lambda + \mu & 0 & 0 \\ 0 & \lambda + \mu & 0 \\ 0 & 0 & \lambda \end{bmatrix}, \quad (2.2)$$

ΔV , λ , μ は、体積変化量とラメの定数をそれぞれ表す。合成地震波形は、Ohminato and Chouet (1997)の手法に従い、地形を考慮した3次元有限差分法によって計算する。Lokon-Empung周辺の地形データは、SRTM-3(U.S. Geological Survey, 2013)によって公開されている地形データを用いる。この地形データの解像度は約90 mであり、差分計算における計算のグリッド幅の40 mよりも解像度が粗い。そのため、GMT(Wessel and Smith, 1991)に実装されているsurfaceコマンドを用いて地形データを線形補間し、地形データの解像度と差分計算のグリッド幅を合わせている。計算には均質媒質を仮定し、P波速度とS波速度、媒質密度はそれぞれ2700 m/s, 1624 m/s, 2500 kg/m³と設定している。これら値は、KKVOにおいて火山性地震の震源決定に用いられているパラメータである(Yasa et al., 2012)。計算領域は火口(1° 21′ 52″ N, 124° 47′ 57″ E)を中心に16 km×16 kmとし、深さ方向はLokonの山頂から深さ8 kmまでとする。震源の水平位置は火口の直下と仮定し、地表から深さ4 kmまでの領域に80 m間隔の点震源を仮定する。震源時間関数には、式(2.3)と式(2.4)で表されるone-cosineとhalf-cosineの二つ仮定して計算を行う。

$$S(t) = \begin{cases} (1/2)(1 - \cos(2\pi(t/t_p))), & (0 \leq t \leq t_p) \\ 0, & (t_p < t) \end{cases} \quad (2.3)$$

$$S(t) = \begin{cases} (1/2)(1 - \cos(\pi(t/t_p))), & (0 \leq t \leq t_p) \\ 1, & (t_p < t) \end{cases} \quad (2.4)$$

t_p は震源時間関数のパルス幅を規定する定数で、単位は秒である。one-cosineの時間関数は、震源における力系が地震波の励起の後に元の状態に戻る過程を表す。一方で、half-cosineの時間関数の場合は、力系は最初の状態には戻らない過程を表す。Ohminato and Chouet (1997)によれば、計算の安定化条件として、一波長ごとに25点以上の格子点が必要とされる。よって、本研究でもこの条件を満たすよう、式(2.3)と式(2.4)の t_p を0.1刻みで変化させた波形を計算する。

観測点数が限定されている本研究では、震源位置を火口の直下と仮定して解析を行う。しかし、爆発地震の各観測点でのP波着震時間差は、火口直下からの均質な地震波の伝搬では説明ができない。例えば、2012年11月28日のイベントの場合、P波初動を用いた震源決定を、hypomh(Hirata and Matsu'ura, 1987)を用い、P波速度を2700 m/sと仮定して行った場合、震源は火口から水平距離で800 m離れた海拔下2.4 kmの領域に推定される。もし火口直下に震源を仮定した場合、各観測点での走時を満足するP波速度は、それぞれ以下のようになる；WAI 2.2 km/s, TIN 2.3 km/s, TAR 2.7 km/s, AGO 3.2 km/s。この程度の火山体の地震波速度の不均質性は、他の火山でも報告例があるため(例えば、八木原・他, 2010)、震源の水平位置を火口直下とすることは妥当であるとする。波形フィッティングは、観測波形と合成波形の上下動のD相の位相が合うように設定し、水平動に対しても同じ時間窓を採用する。観測波形における初動部分の波形はP波で構成されていることから、D相のモーメントの強度の推定には、上下動成分とラディアル成分のみを用いる。その強度は、以下の式で定義される。

$$m = \frac{1}{2N_r} \sum_{n=1}^{N_r} \sum_1^2 \frac{u_n^s(\max)}{u_n^o(\max)} \quad (2.5)$$

N_r と $u_n^s(\max)$, $u_n^o(\max)$ は、それぞれ観測点の数、観測波形のD相の最大振幅、合成波形のD相の最大振幅を表す。合成波形の単位強度は、等方収縮と円筒収縮の場合は 1.0×10^{12} Nm、鉛直下向きのシングルフォースの場合は $1.0 \times$

10^{10} N とする。等方収縮と円筒収集の場合は、単位モーメント M_0 は以下の形式で表現される。

$$M_0 = \frac{1}{2}(|m_1| + |m_2|), \quad (2.6)$$

m_1 と m_2 は、モーメントテンソルの対角成分の最大成分を表す (Jost and Herrmann, 1989)。合成波形のサンプリングは、観測波形と同じく 100 Hz に合わせ、観測波形と同様に因果律を満たす 0.2–1.0 Hz のバンドパスフィルターを施している。波形フィッティングの評価は、以下の式で表現される残差 e によって表現される (Ohminato et al., 1998)。

$$e = \frac{1}{N_r} \sum_{n=1}^{N_r} \frac{\sum_{p=1}^2 \sum_{s=1}^{N_s} (u_n^o(p\Delta t) - u_n^s(p\Delta t))^2}{\sum_{p=1}^2 \sum_{s=1}^{N_s} (u_n^o(p\Delta t))^2}, \quad (2.7)$$

式(2.7)において、 u_n^o と u_n^s は、 n 番目の観測点における振幅補正後の観測波形の振幅と、理論波形の振幅である。また Δt と N_r 、 N_s は、波形のサンプリング間隔と比較に用いる波形の数、波形のサンプリング総数をそれぞれ表す。波形フィッティングの評価も、モーメントの推定と同じく上下動とラディアル方向の 2 成分の波形のみを用いる。

解析に先立ち、波形フィッティングの精度の評価を、合成波形を仮定の観測波形として扱った。用いる試験波形は、先述の有限差分法によって計算された合成波形を用い、海拔 40 m での円筒収縮による観測波形を用いている。また震源時間関数は、式(2.4)で示される half-cycle 型で、 $t_p = 0.5$ の関数を使用している。実際の連続波形記録には、噴火に起因しないノイズも記録されている。この観測波形に見られるノイズを乱数によって表現し、試験波形に重畳させた。その振幅は、実際の観測波形における各観測点での S/N 比 (Signal-to-Noise ratio) に合わせた (WAI, 100; TIN, 100; TAR 10; AGO 10)。図 2.2.8 に、評価試験の結果を示す。試験波形の震源やメカニズム、震源時間関数とその時定数 t_p が適切に推定されている。推定された D 相のモーメントは、

試験波形のモーメントに比べて3%ほど大きく推定されているが、この程度であれば無視できる範囲であるとみなす。

2.2.4 波形解析の結果

D相の解析には、EXとETに分類されるイベントの中から、S/N比の良い25のイベントを選んだ。表2.2.3にその波形解析の結果を示す。誤差範囲は、先行研究にならい最小の残差 e の3%の範囲としている(例えば、Chouet et al., 2005)。22イベントにおいて、円筒収縮とhalf-cosine型の震源時間関数の組み合わせによって最小の残差 e が得られた。それらの震源位置は、海拔40 mから-200 mの範囲に位置している。火口の海拔がおよそ1100 mであることから、これらの震源は火口から深さ1.0–1.3 kmに位置していると言える。等方収縮とhalf-cosine型関数で最小の残差 e を得る3イベントは、震源の深さが-680 mから-920 mの範囲に位置する。これらイベントでは、AGOにおける観測波形のS/N比が比較的悪いため、その影響が解析結果に表れている可能性がある。一方で、AGOでのS/N比が良好なイベントでは、いずれも円筒収縮で最適解が得られている。それゆえ、円筒収縮というメカニズムがLokon-EmpungのD相の解であると解釈する。円筒収縮によって推定されたモーメントの範囲は $0.74\text{--}6.03 \times 10^{12}$ Nmであり、これは媒質の剛性率を6.6 GPaと仮定すると、 $148\text{--}1197$ m³の体積変化量に相当する。図2.2.9には、波形フィッティングの例を示す。上下動成分とラディアル成分のD相の観測波形がよく説明されている。観測波形では、火口から最も遠いAGOにおける上下動成分と、ラディアル成分の位相がずれている。このような位相のずれは、地震波速度の遅い媒質が地表付近に存在することで生じているのかもしれない(例えば、Pujol, 2003)。

2.2.5 議論

2.2.5.1 P, D相の励起過程

波形解析では、D相の観測波形は火口から深さ1.0–1.3 kmの領域における円筒収縮で説明できることが明らかになった。桜島の爆発地震のD相は、火口から約2 kmの深さにおける円筒収縮で説明されている(Uhira and Takeo, 1994; Tameguri et al., 2002)。桜島でのD相の体積収縮量は、Uhira and Takeo (1994)によって2000–6000 m³、Tameguri et al. (2002)によって

230–1100 m³とそれぞれ推定されており，本研究が Lokon-Empung の D 相に対して推定した体積変化量と比べると大きい傾向にある．Tameguri et al. (2002)は，D 相に先行する P 相についてもモーメントテンソルインバージョン法によって解析を行っており，D 相と同じ深さでの等方的な膨張によって波形を説明している．これら桜島の爆発地震の波形と，Lokon-Empung の爆発地震の波形の特徴は極めて似通っている．図 2.2.10 には，Lokon-Empung の P 相を，桜島と同じく D 相と同じ深さにおける等方膨張と仮定し，振幅比から P 相のモーメントを推定した結果と，D 相のモーメントの関係を示す．同時に，Tameguri et al. (2002)によって推定された桜島の爆発地震の P 相と D 相のモーメントも示す．D 相と P 相のモーメント比(M_D/M_P)は，Lokon-Empung の方が桜島のものと比べると 2 倍程度大きいことが言える．P 相と D 相の物理的解釈について，Tameguri et al. (2002)は泡の破裂(P 相)と，物質が火道上方へと移動するために生じる火道の減圧(D 相)，とそれぞれ解釈している．Uhira and Takeo (1994)は，火道を閉塞していた構造の破壊(P 相)と，その下部に蓄積されていたガス，ガスを多量に含むマグマの移動による火道の減圧(D 相)，とそれぞれ解釈している．どちらの研究も，D 相については物質の移動による火道の減圧に伴い励起されていると解釈している．図 2.2.10 に示した通り，振幅比から推定される P 相のモーメント量は，D 相のものとは桁ほど小さい．そのため，仮に P 相が増圧過程によって励起されているとすると，P 相の増圧量では D 相の減圧量の全て説明することはできない．そのため，D 相の励起によって解放されている圧力は，噴火前に長い時間をかけて火道に蓄積されているものと考えられる．Nishimura and Chouet (2003)は，以下に示す二つの火道内の状況を仮定し，火道内でのマグマの移動が励起する地震動の数値計算を行っている．最初に，火道が火口付近までマグマで満たされていた場合を仮定する．この場合に励起される地震波の初動部分は，火道方向に収縮する変動が卓越するという計算結果が得られている(Nishimura and Chouet, 2003)．しかし，この結果では震源が火口から数キロの領域に推定されるという観測波形の特徴を説明することができない．仮定されたもう一つの状況は，火道内をマグマが深さ 500 m の領域から上昇する場合である．この場合も，初動部分は収縮する変動が数値計算によって得られているが，波形の形状は本研究が D 相の震源時間関数として推定した half-cosine 型の震源時間関数と類似している．よって，Nishimura and Chouet (2003)によって仮定された二つの状況のうち，

後者の方が実際の爆発過程における火道内の状況に近いのかもしれない。Ohminato et al. (2006)は、浅間山における爆発地震の初動部分のメカニズムとして、火口から深さ 200 m より浅い領域に作用する鉛直下向きのシングルフォースを推定している。この下向きのシングルフォースは、噴火初期に火道を閉塞していた蓋が外れることによる反作用の力と解釈されている。本研究でも、D 相のメカニズムとして鉛直下向きのシングルフォースを仮定したが、Lokon-Empung の D 相は円筒収縮の方が観測波形をよりよく説明できることが解析で示されている。P 波初動に着目した場合、浅間山の爆発地震の震源も火口から 1.5–2 km の深さの領域に推定されている (Ohminato et al., 2006)。Ohminato et al. (2006)は、桜島と浅間山での爆発地震の解析で得られているメカニズムの違いについて、マグマの粘性やガス分率などの違いに起因する可能性に言及している。Ohminato et al. (2006)は、火口から水平距離で 1 km の地点での広帯域地震記録も解析に用いている。Lokon-Empung や桜島の場合は、最も火口に近い観測点は水平距離で 1.7–2 km 程度に位置しているため、こうした観測点分布による違いも、推定される解に影響を及ぼしているかもしれない。

2.2.5.2 爆発地震と空振の励起時間の比較

図 2.2.11 に、2013 年 7 月 22 日に発生したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う上下動速度波形、空振波形を示す。このイベントは、空振計が 2 台稼働している期間に発生した数少ないブルカノ式噴火の一つである。TAR の広帯域地震記録は、観測点におけるケーブルの断線により、この噴火時のデータは欠損している。爆発地震と空振の励起時間差に着目した研究では、全ての研究が爆発地震の励起が先行することを報告している (例えば、Minakami et al., 1970; Ishihara, 1985)。図 2.2.11 では、WAI と TIN の P 波初動の着震時間から、この領域での見かけの P 波伝搬速度は 3000 m/s と読み取れる。また、WAI と KKVO における空振波形の初動、TIN の上下動速度波形における空振の到達相から、空振の見かけの伝搬速度は 354.6 m/s と推定される。簡単のため、両者の励起源を火口と仮定すると、地震波の励起は空振の励起に比べておよそ 1 秒先行することが読み取れる。火口近傍では、空振は音波ではなく衝撃波として伝搬していることが期待される (Ishihara, 1985; Yokoo and Ishihara, 2007)。そのため、励起の時間差は 1 秒以上になることが想定される。WAI と KKVO の二点の空振計で同時に観測された噴火は 3 イベントでしかないので、KKVO の

空振計と WAI の上下動速度波形の着震時間差を用い、爆発地震と空振の励起時間差を調べた。図 2.2.11 に示したイベントの場合、WAI と KKVO での着震時間差は 15.10 秒となる。図 2.2.11 で推定した地震波と音波の伝搬速度を用いると、もし両方の波動が火口において同時に励起された場合には、着震時間差は 13.95 秒となる。EX と ET に分類される全てのイベントの着震時間差の平均は、14.93 秒となり、見かけ上は爆発地震の励起が 0.5–2.1 秒先行している。また、爆発地震の震源を、D 相の解析で推定した火口から深さ 1.0–1.3 km の領域とすると、励起の時間差は 0.8–2.5 秒となる。断熱過程においては、音速は以下の式で表すことができる (Crawford, 1968)。

$$c = \sqrt{\gamma RT/M}, \quad (2.8)$$

ここで、 γ , R , T , M の記号は、比熱比、ガス定数、絶対気温、分子量をそれぞれ表す。大気中の空振の伝搬に関して、 $\gamma = 1.4$, $R = 8.3 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$, $T = 288\text{--}308 \text{ K}$, $M = 28$ を仮定すると、火口から KKVO までの距離 5135 m に対して、14.3–14.8 s という伝搬時間を得る。また、絶対気温を $T = 293 \text{ K}$ に固定した場合、 $\pm 5 \text{ m/s}$ の風速によって、伝搬時間は $\pm 0.5 \text{ s}$ ほど変化する。このような誤差を考慮しても、爆発地震の励起の方が、火口での空振の励起に比べて先行しているとみなすことができる。

2.2.5.3 Lokon-Empung の爆発過程の概念モデル

以下では、臨時観測で得られた観測データと解析結果を基に、Lokon-Empung におけるブルカノ式噴火の爆発過程について議論する。先に述べた通り、ブルカノ式噴火に先行する山体膨張が、多くの火山において観測されている (Ishihara, 1990; Nishi et al., 2007; Iguchi et al., 2008; Lyons and Waite, 2011; Nishimura et al., 2012; Nishimura et al., 2013)。山体膨張は、浅部火道の閉塞による増圧を反映しているとの共通理解が得られている。またいくつかの火山においては、噴火に先行する地殻変動が噴火の直前に膨張から収縮に転じるという特徴が報告されている (Iguchi et al., 2008; Inza et al., 2014)。この噴火直前の収縮は、形成されたガス溜まりからガスが漏れ出すという現象に対応すると推測されている。本研究では、WAI にボアホール式傾斜計を設置し、連続地殻変

動観測を行った。データの質は良好であり、潮汐変化に伴う地殻変動を記録するほどの精度を有している。しかし、連続データからは、噴火に先行する優位な地殻変動を認めることはできない。他の火山における噴火に先行する地殻変動は、火口から数百メートルの地点(例えば、諏訪之瀬島, Semeru), もしくは観測坑道内に設置された高感度の常設観測設備によって捉えられている(桜島)。傾斜計を設置した WAI は、火口から 1.68 km 離れており、また火口と観測点の間には Lokon の山体が存在している。これらの要因が、WAI における地殻変動に影響を与えたかもしれない。いずれにせよ、本研究で得られたデータからは、爆発過程に先行する火道閉塞に対応する特徴を見出すことはできない(図 2.2.12a)。

爆発過程は、P 相の励起で開始される(図 2.2.12b)。爆発地震の初期位相の粒子軌跡の性質から、P 相は D 相と同じ領域で励起されていることが示唆される。また、極性が全観測点において押しであることから、桜島などでの先行研究と同様に、膨張によって説明されるメカニズムを有していることが推測される。

P 相の励起に引き続いて、D 相による円筒収縮が発生する(図 2.2.12c)。その位置は、火口から深さ 1.0–1.3 km の領域に推定される。D 相と P 相のモーメント比(M_D/M_P)、またその火口から深さは、Lokon-Empung では 11.89 と 1.0–1.3 km と推定される。Lokon-Empung と同様の初期位相の性質を有している桜島の爆発地震の場合は、D 相と P 相のモーメント比(M_D/M_P)は 5.46、火口底からの深さはおよそ 2 km と推定されている。これら初期位相の特徴について、他の火山におけるデータを交えながら比較研究を進めることで、これら値が意味する物理過程の解釈や、爆発地震のスケーリング関係についての議論を行うことができるかもしれない。

空振波形には、EX や ET に分類されるイベントに伴うパルス的な増圧相に先行して、0.1–1.4 s ほどの継続時間の有する微弱な先行相が認められる(図 2.2.12c, 図 2.2.13)。こうした先行相は、桜島や諏訪之瀬島でも認められており、噴火に先行する火口底の隆起によって励起されていることが示されている(Yokoo et al., 2009; Yokoo and Iguchi, 2010)。この火口底の隆起は、P 相と D 相によって火道の極浅部に伝搬した圧力波が励起したものと解釈されている。Lokon-Empung における爆発過程でも、類似するダイナミクスでこの先行相が励起されている可能性がある。

桜島における爆発地震の先行研究では、D相に続く位相は火口底から深さ 0.25–0.5 km の領域での膨張と収縮(LP相)によって説明されている(図 2.2.12d)(Tameguri et al., 2002; Yokoo et al., 2009). LP相と空振の励起はほぼ同時であり、両者の大きさに正の相関があることから、LP相は火道浅部に形成されたガス溜まりの爆発を反映したものと解釈されている。先行相についての記述でも触れた通り、P、D相の励起によって生じた圧力波が、より火口浅部に形成されたガス溜まりの爆発を励起するとの考え方が、複数の先行研究で提唱されている(Ishihara, 1985; Tameguri et al., 2002; Iguchi et al., 2008; Yokoo et al., 2009; Yokoo and Iguchi, 2010). 同様のダイナミクスを仮定した場合、Lokon-EmpungでのP相と空振の励起の時間差を考慮すると、火道を伝搬する圧力波の伝搬速度はおよそ 1.0 km/s 以上であると推定される。Tameguri et al. (2002)も、桜島での爆発地震を対象に 1.4–1.9 km/s との推定値を得ている。ここで、P、D相が励起される領域が火山ガスで満たされている場合を仮定する。火山ガスの主成分は多くの場合水であり、単純のためにガス温度を 800 K と仮定する(例えば、Ohba et al., 1994). $\gamma = 1.31$, $R = 8.32 \text{ JK}^{-1}\text{mol}^{-1}$ と仮定すると、式(2.8)を用いてガス中の音速は 696 m/s と求めることができる。この値では、実際の爆発地震と空振の励起時間差を説明することはできない。一方で、音速を超える衝撃波で火道内を伝搬すれば、マッハ数 1.4 程度の流速で観測データにおける時間差を説明できる。次に、火道が火口底付近までマグマで満たされていた場合を考える。Murase and McBirney (1973)では、溶融した安山岩内の弾性波速度を 2.3–2.5 km/s と推定している。マグマがガスを含む場合は、弾性波速度が下がることから、最初の仮定と同様に観測値を説明できるかもしれない。よって、推定される圧力波の伝搬速度の観点から火道内の状況を一意に推定することは容易ではなく、他の観測量などを考慮する必要があると言える。

表 2.2.1. 爆発地震の初期位相の相互相関関数の最大値の，波形解析に用いた
25 イベント全てのペアによる平均値

	UD	RAD	TRA
AGO	0.77	0.86	0.67
TAR	0.78	0.85	0.62
TIN	0.86	0.85	0.88
WAI	0.92	0.85	0.72

表 2.2.2. 振幅補正後の D 相の振幅と Reduced Displacement

	WAI	TIN	TAR	AGO
D phase amplitude (0.2-1.0 Hz: 10e-06 m)	13.33	6.96	5.60	1.32
Distance from Tompaluan crater (km)	1.68	2.57	3.66	6.80
Reduced displacement (cm ²)	79.41	63.42	72.68	31.82

2012 年 11 月 28 日に発生したブルカノ式噴火に伴う爆発地震の値を示す.

表 2.2.3. 推定された震源時間関数, 震源位置, モーメント, 波形タイプ

No	Date	LT	MECH	STF	t_p	e	Elevation (m)	Seismic		Type
								moment ($10e+12$ Nm)	VC (m^3)	
1	Nov. 21, 2012	9:51	CC	half cosine	0.4	1.01	-200 ± 80	3.74 ± 0.02	743 ± 5.6	ET
2	Nov. 28, 2012	10:05	CC	half cosine	0.4	0.74	40 ± 80	6.03 ± 0.02	1197 ± 5.2	ET
3	Dec. 1, 2012	16:11	CC	half cosine	0.4	1.1	-200 ± 80	3.35 ± 0.02	665 ± 4.4	ET
4	Dec. 3, 2012	15:42	CC	half cosine	0.4	0.77	-200 ± 0	3.23 ± 0.27	641 ± 54.2	ET
5	Dec. 6, 2012	17:18	CC	half cosine	0.4	0.83	-200 ± 80	1.60 ± 0.13	319 ± 25.8	ET
6	Dec. 8, 2012	23:01	CC	half cosine	0.4	1.01	-200 ± 0	1.26 ± 0.01	250 ± 2.7	ET
7	Dec. 11, 2012	12:09	CC	half cosine	0.4	1.07	-200 ± 0	3.16 ± 0.07	628 ± 14.0	ET
8	Dec. 17, 2012	12:09	CC	half cosine	0.4	0.88	-200 ± 80	2.85 ± 0.04	567 ± 8.6	ET
9	Dec. 22, 2012	18:04	CC	half cosine	0.4	0.68	200 ± 160	1.09 ± 0.22	217 ± 45.1	ET
10	Dec. 24, 2012	9:11	CC	half cosine	0.5	0.68	-200 ± 80	1.86 ± 0.35	369 ± 69.7	EX
11	Dec. 24, 2012	17:24	CC	half cosine	0.4	3.96	-200 ± 80	1.85 ± 0.03	368 ± 7.8	EX
12	Dec. 27, 2012	14:02	CC	half cosine	0.4	1.19	-200 ± 80	0.74 ± 0.03	148 ± 12.1	EX
13	Dec. 29, 2012	21:04	IC	half cosine	0.4	0.98	-920 ± 560	0.92 ± 0.09	50 ± 4.9	ET
14	Jan. 1, 2013	16:56	IC	half cosine	0.4	1.43	-680 ± 320	1.42 ± 0.77	78 ± 42.2	EX
15	Jan. 8, 2013	4:09	CC	half cosine	0.4	1.04	-200 ± 160	2.24 ± 0.04	446 ± 8.2	ET
16	Jan. 8, 2013	9:49	CC	half cosine	0.4	0.97	-200 ± 80	3.31 ± 0.26	657 ± 52.2	ET
17	Jan. 16, 2013	3:02	CC	half cosine	0.4	0.89	-200 ± 0	3.67 ± 0.30	729 ± 60.1	EX
18	Jan. 16, 2013	15:33	CC	half cosine	0.4	0.91	-120 ± 80	4.12 ± 0.33	817 ± 67.2	ET
19	Jan. 16, 2013	19:39	CC	half cosine	0.4	0.92	-120 ± 80	3.02 ± 0.27	600 ± 55.1	ET
20	Jan. 19, 2013	2:22	CC	half cosine	0.5	0.75	-200 ± 160	1.67 ± 0.30	332 ± 61.1	ET
21	Jan. 31, 2013	6:54	CC	half cosine	0.4	0.9	-120 ± 80	2.81 ± 0.25	558 ± 50.5	EX
22	Jan. 31, 2013	10:44	CC	half cosine	0.4	0.79	-200 ± 0	4.39 ± 0.35	873 ± 70.4	ET
23	Feb. 27, 2013	20:51	IC	half cosine	0.4	1.05	-680 ± 400	1.64 ± 0.31	90 ± 35	EX
24	Mar. 10, 2013	5:06	CC	half cosine	0.4	0.83	-200 ± 80	1.40 ± 0.11	277 ± 22.6	EX
25	Apr. 7, 2013	22:53	CC	half cosine	0.4	0.91	-120 ± 80	1.73 ± 0.14	344 ± 28.0	ET

LT, MECH, STF, CC, IC, Elevation, VC は、現地時間、推定された収縮のメカニズム、震源時間関数タイプ、円筒収縮、等方収縮、震源の標高、体積変化量をそれぞれ表す。

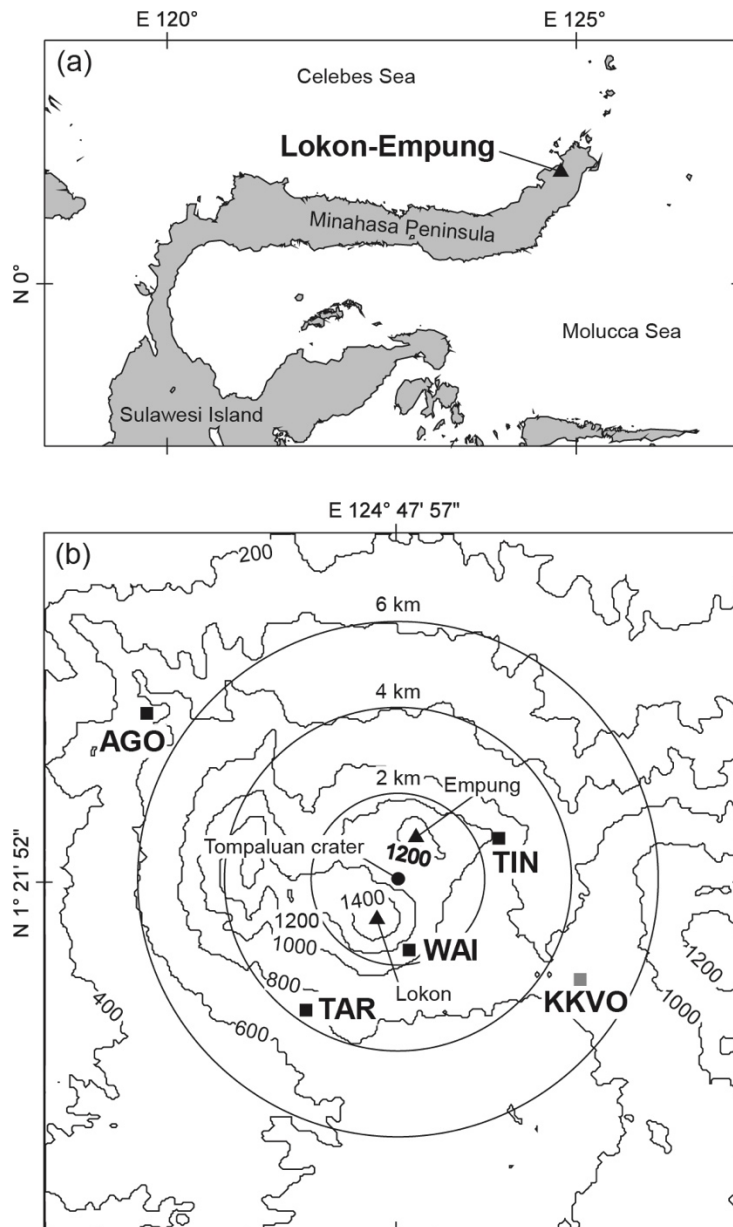


図 2.2.1. a) Lokon-Empung の位置するスラウェシ島北部の広域地図. b) Lokon-Empung における臨時観測での観測点配置.

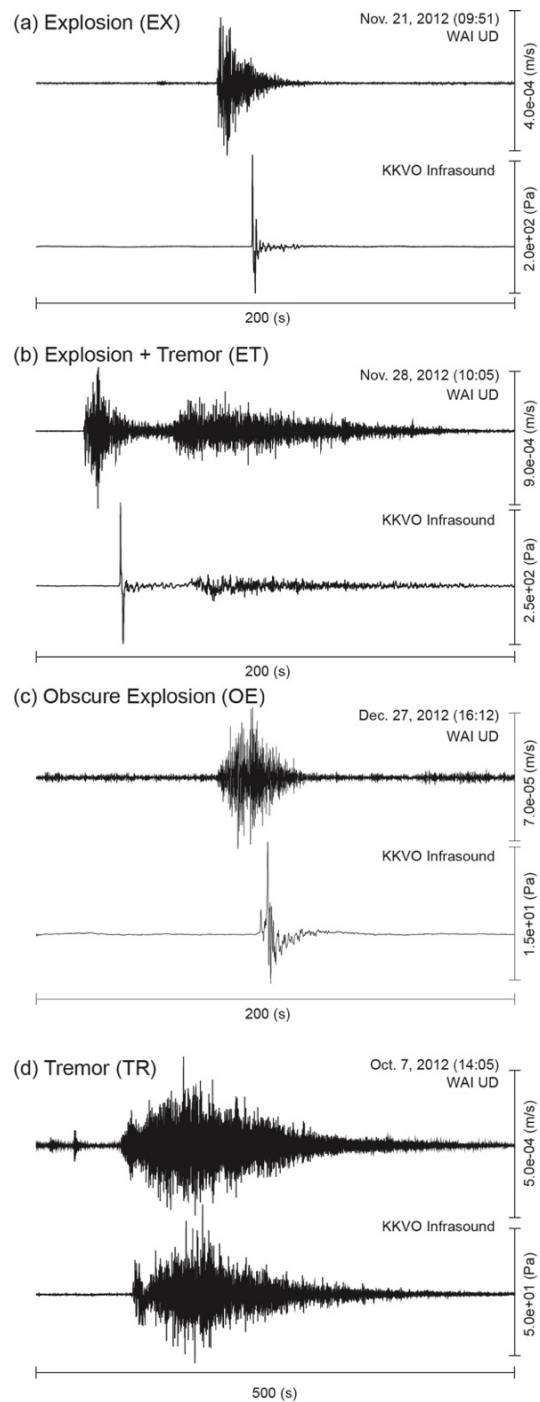


図 2.2.2. 臨時観測で得られた Lokon-Empung の噴火に伴う地震，空振波形の分類. a)EX(Explosion)に分類されるイベントの例. b)ET(Explosion + Tremor)に分類されるイベントの例. c)OE(Obscure Explosion)に分類されるイベントの例. d)TR(Tremor)に分類されるイベントの例.

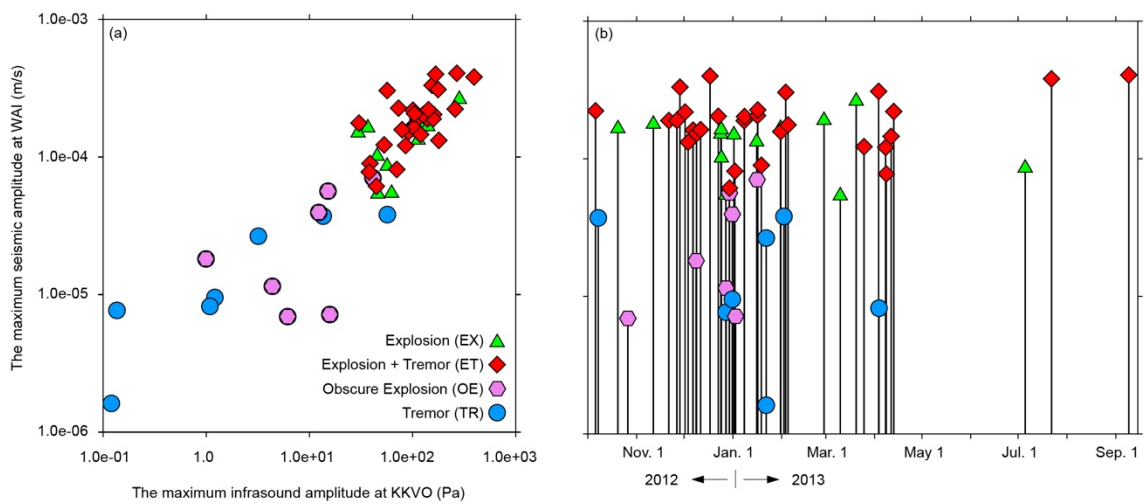


図 2.2.3. a) 臨時観測で観測された噴火に伴う WAI における上下動速度波形と、KKVO における空振波形の最大振幅。b) イベントごとの地震波形の最大振幅の時系列。

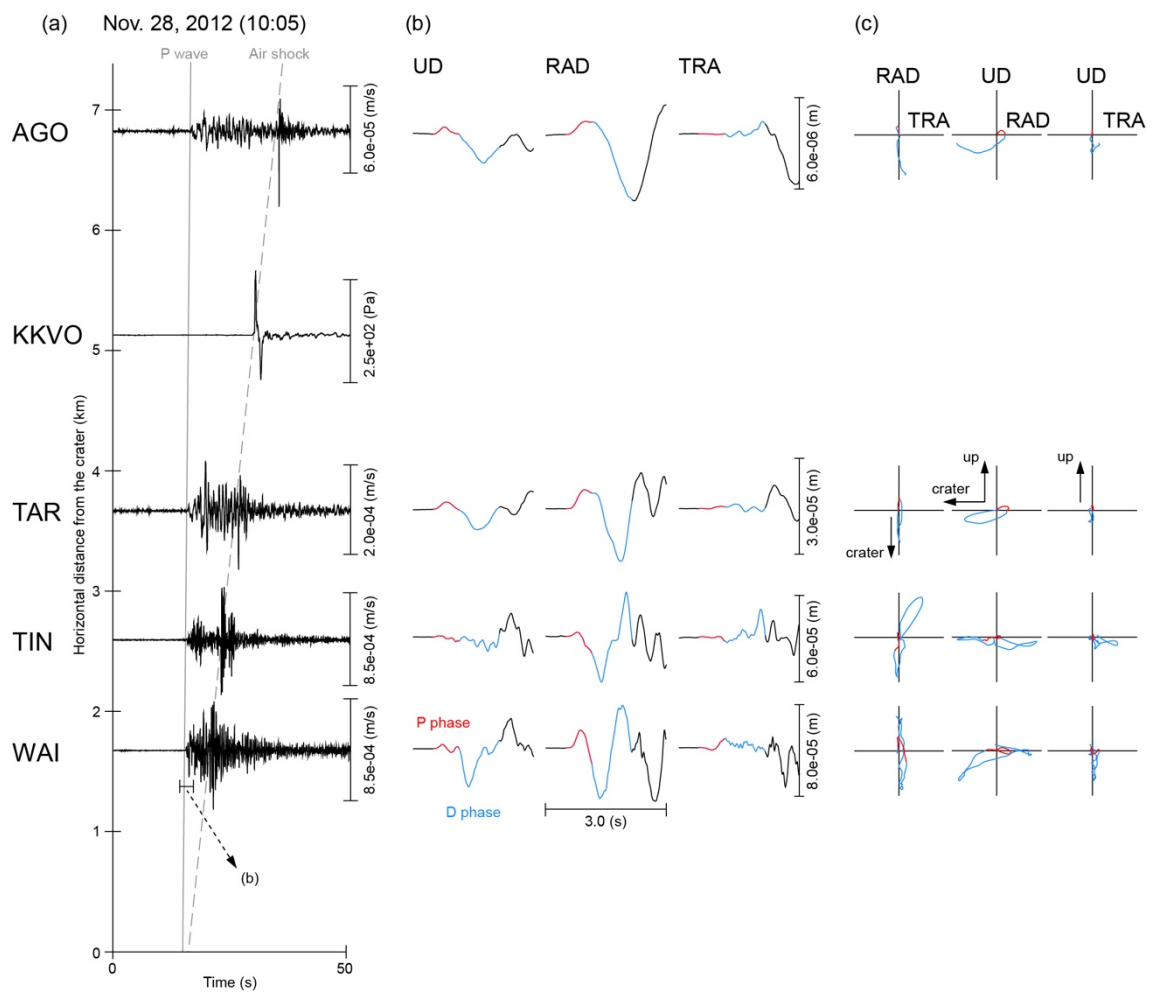


図 2.2.4. a)2012 年 11 月 28 日に発生したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う上下動速度，空振波形. b)爆発地震の初動部分の変位波形. 赤の波形は P 波初動から 0.65 秒間，青の波形は後続する 1.0 秒間を示す. c)(b)で示した変位波形の粒子軌跡.

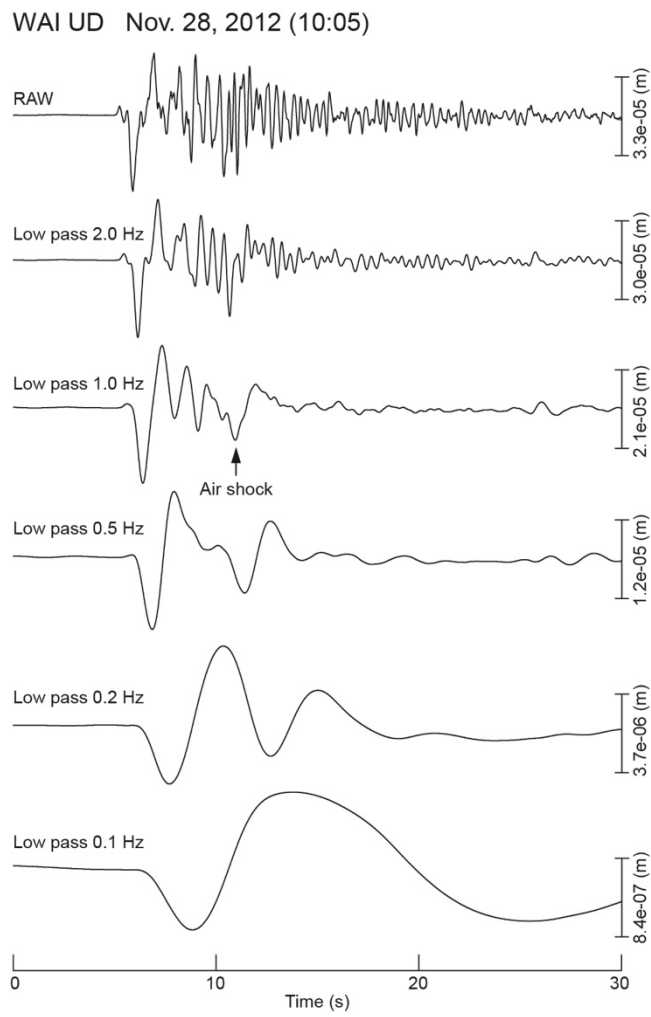


図 2.2.5. 2011 年 11 月 28 日に発生した爆発地震の WAI における変位波形に、異なるカットオフ周波数を施したローパス波形。

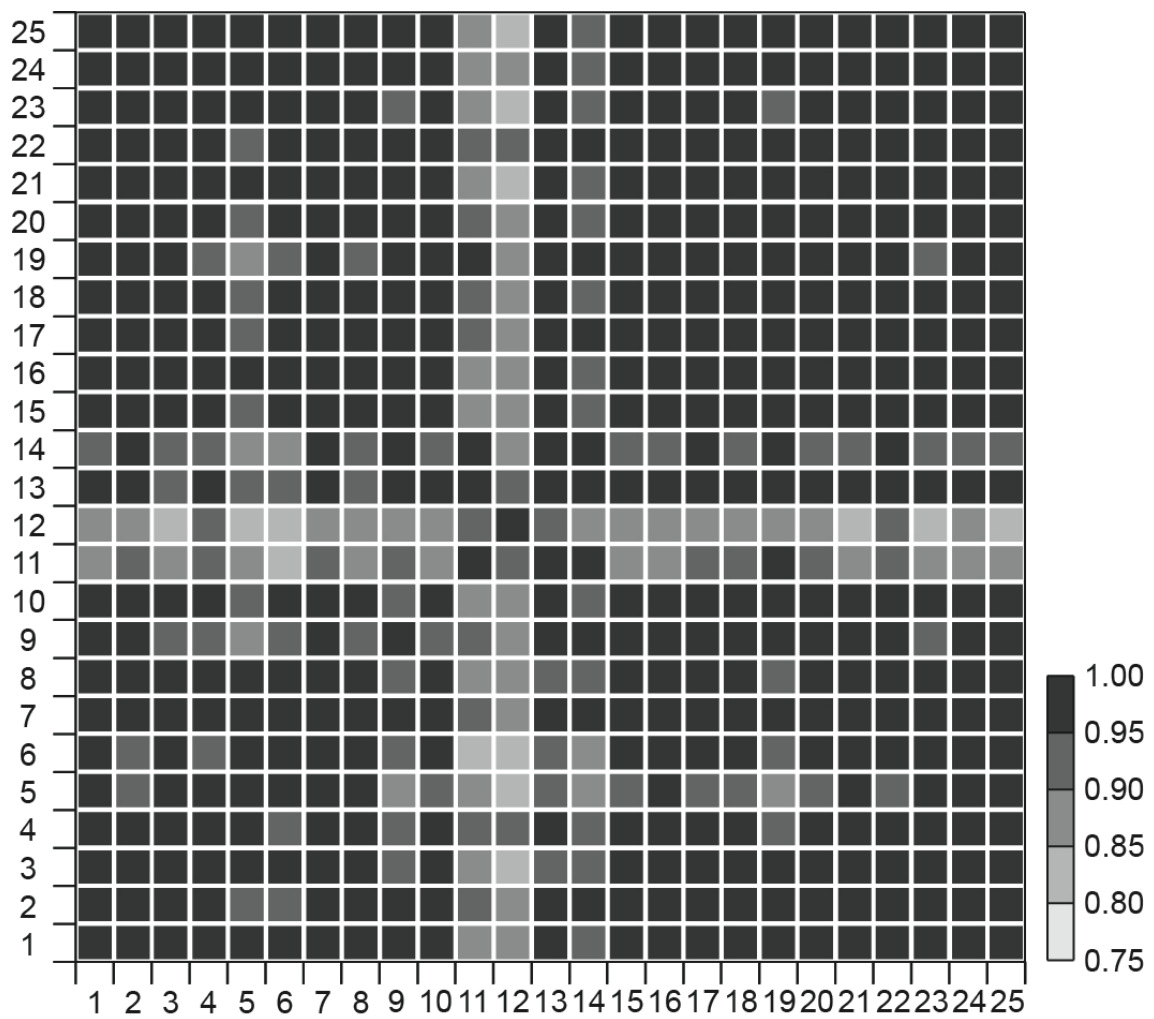


図 2.2.6. EX と ET に分類されるイベントを用いた相互相関関数の最大値。相互相関に用いる波形は、WAI における上下動変位波形の 0.2-1.0 Hz のバンドパス波形を使用している。番号は表 2.2.3 のイベント番号に従う。

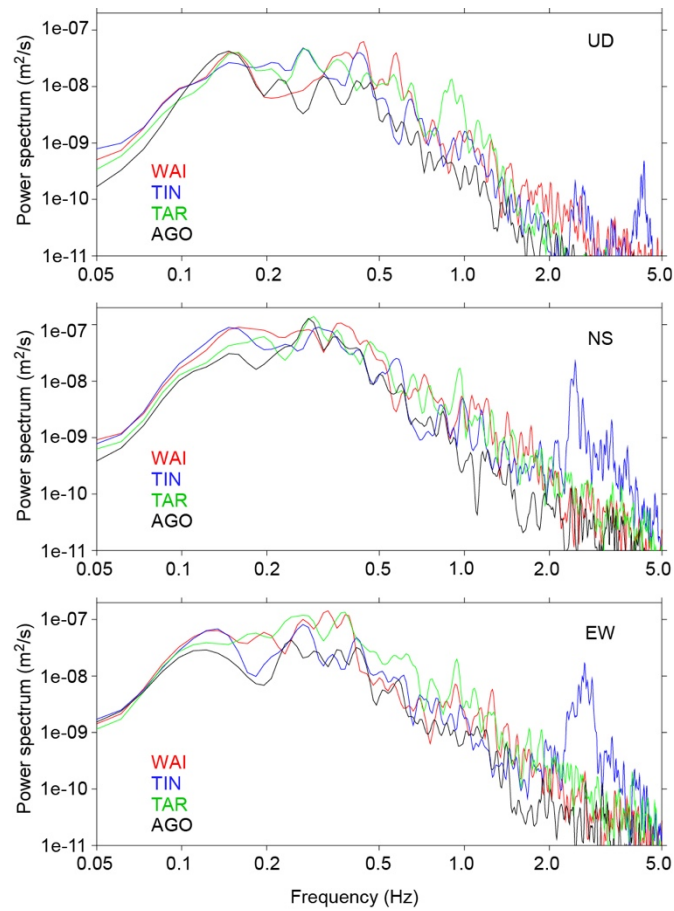


図 2.2.7. 遠地地震のコーダ波部分の各成分のパワースペクトル. 遠地地震は, 2012 年 12 月 17 日に発生したもので, 震源は Tompaluan 火口から 248 km(0.649° S, 123.807° E)離れた Mw 6.1 の遠地地震を使用している.

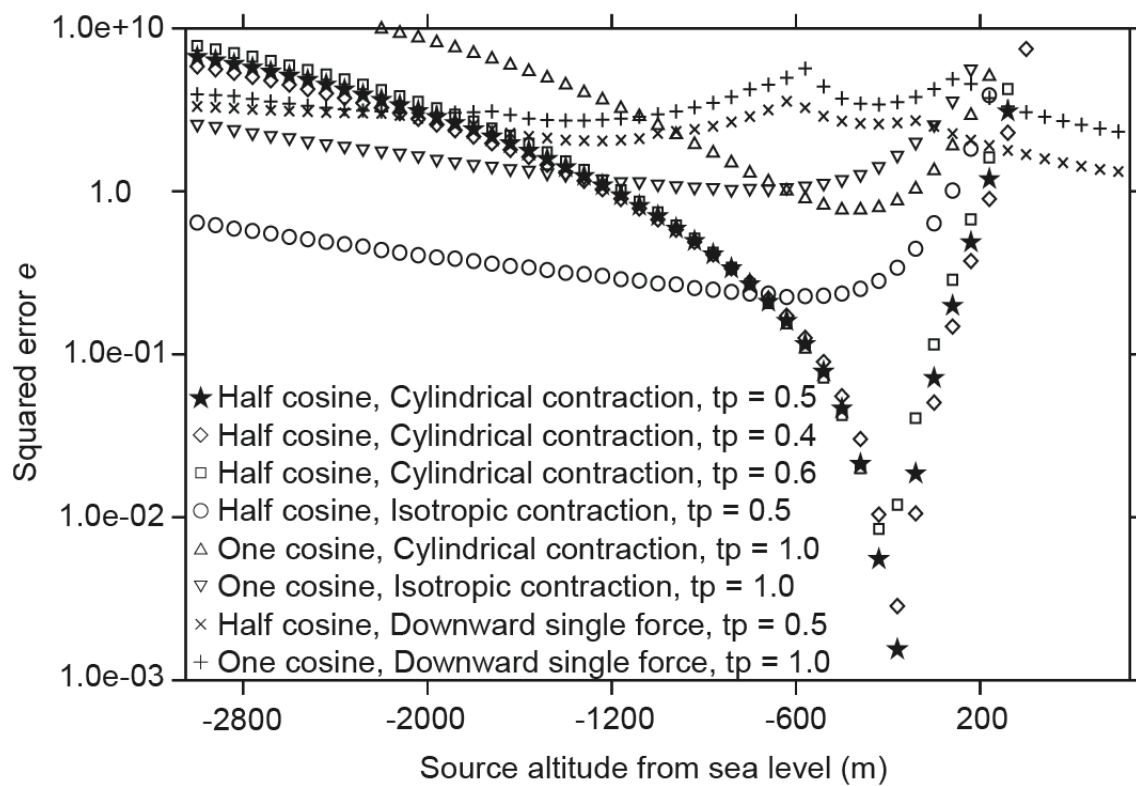


図 2.2.8. 試験波形を用いた波形フィッティングの結果. 海拔 40 m における half-cosine 型関数($t_p = 0.5$)の円筒収縮による合成波形を試験波形としている.

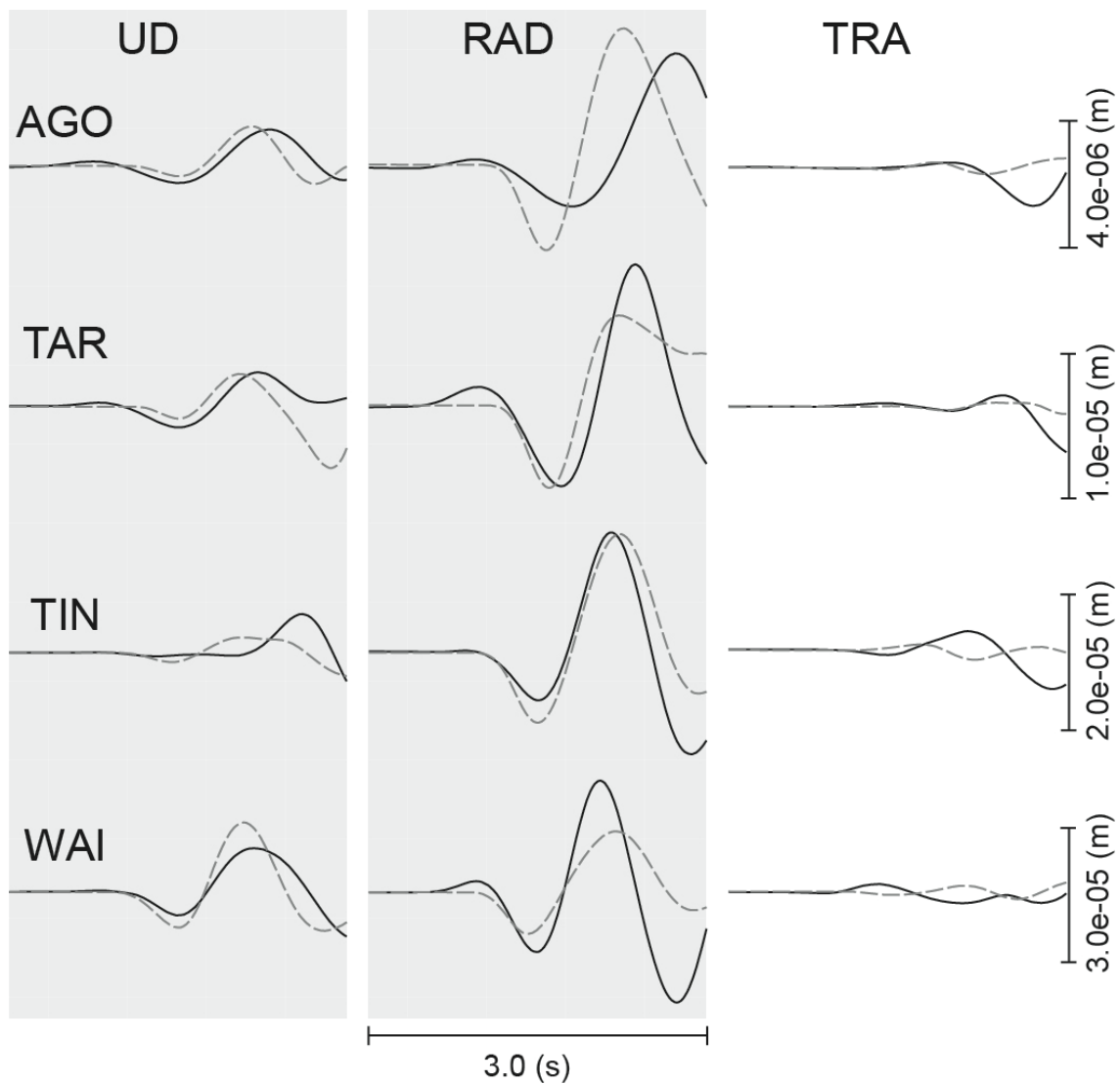


図 2.2.9. D 相への波形フィッティングの例. 観測波形は 2012 年 11 月 28 日のイベントを用いており, 合成波形は海拔 40 m における円筒収縮による波形を示す.

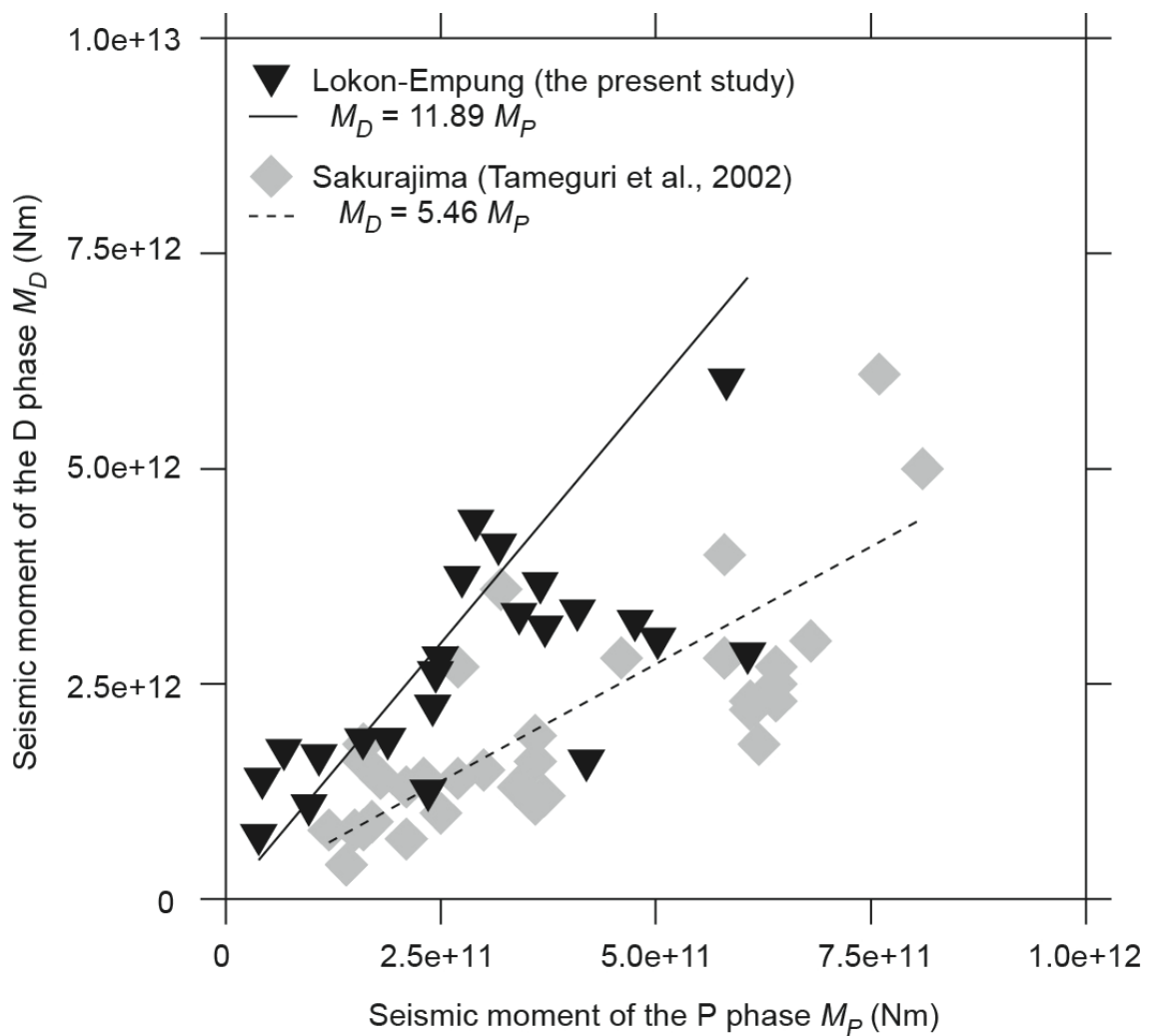


図 2.2.10. Lokon-Empung と、桜島(Tameguri et al., 2002)の P 相と D 相のモーメント比の比較. Lokon-Empung の P 相のモーメントは、桜島における P 相と同じく D 相と同じ深さでの等方膨張と仮定した場合に、D 相との振幅比から推定される結果を示す.

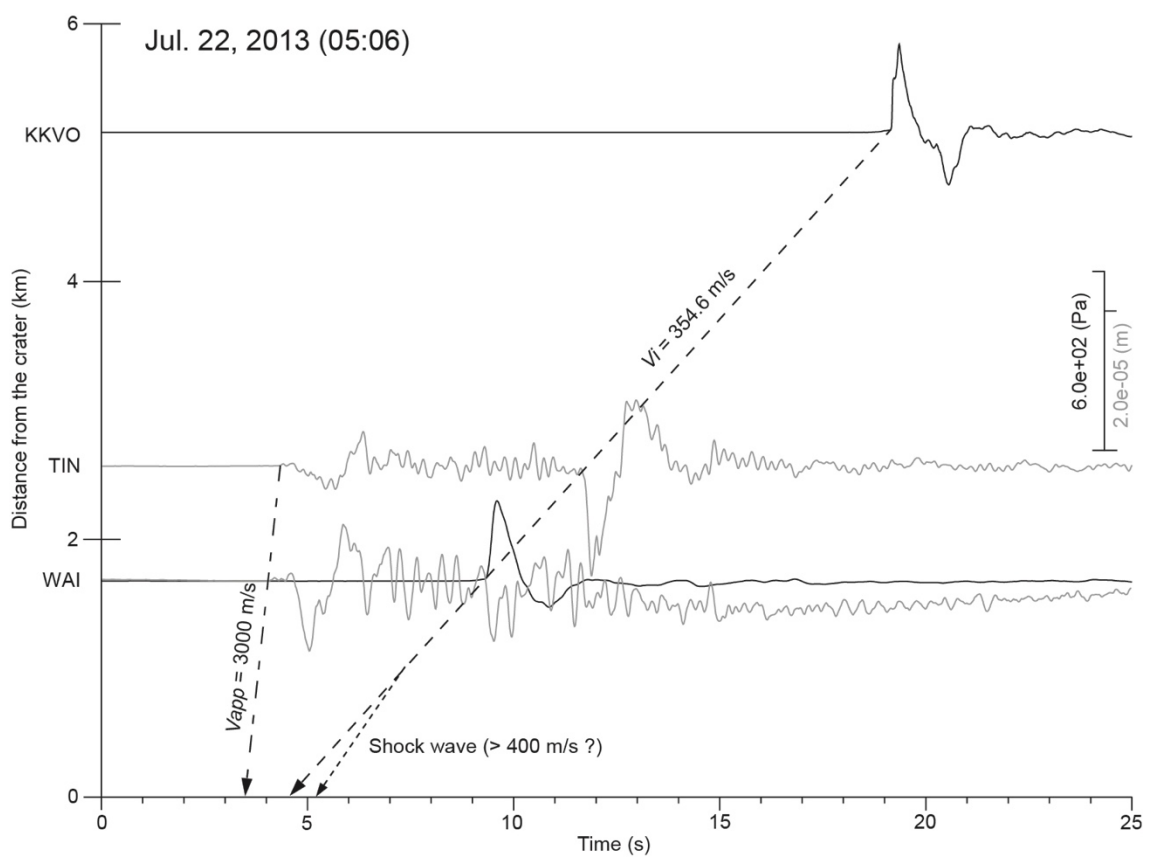


図 2.2.11. 2013 年 7 月 22 日に発生したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う爆発地震と空振波形. 破線は, 地震波形と空振波形の着震時から推定される見かけ上の伝搬速度.

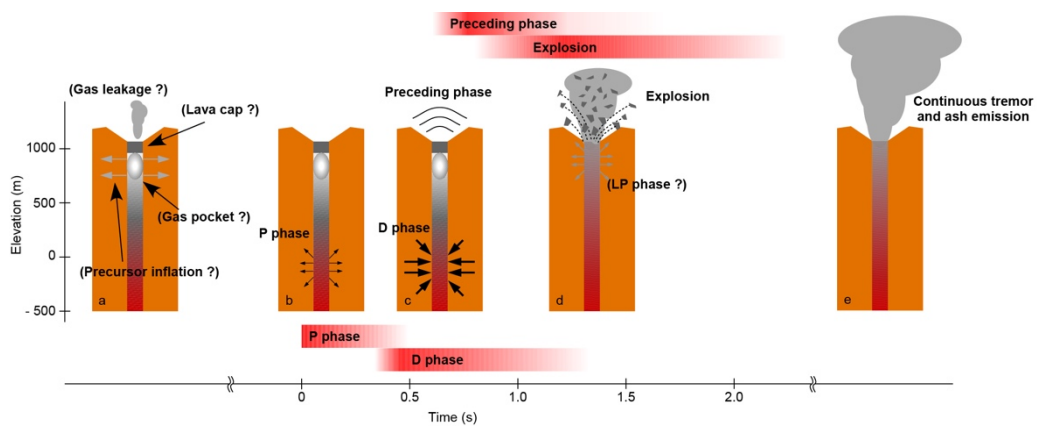


図 2.2.12. Lokon-Empung でのブルカノ式噴火の概念図. a)他の火山で報告されている, 爆発過程に先行する火道閉塞に伴う諸現象. b)P 相の励起. c)火口から深さ 1.0–1.3 km の領域における円筒収縮の発生(D 相)と, 空振先行相の励起. d)火口底での爆発. e)連続噴煙過程の発生.

Jul. 22, 2013 (05:06)

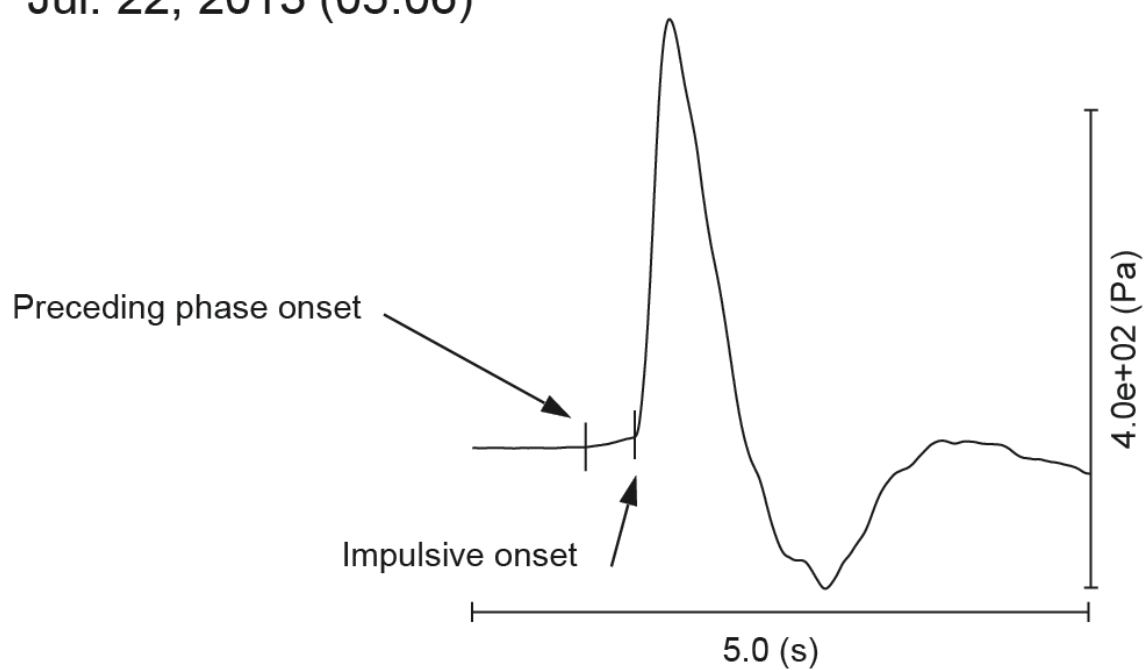


図 2.2.13. 2013 年 7 月 22 日に発生したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う空振波形における先行相.

2.3 弾性管を伝搬する衝撃波と周辺変位場の数値計算

2.3.1 爆発地震の初期位相の解釈

前節では、Lokon-Empung で発生するブルカノ式噴火の観測研究を行い、爆発地震の初期位相に着目した地震波解析を行った。合成地震波形を用いた解析によって、初期位相に卓越する収縮相(D相)は、火口から深さ 1.0–1.3 km の領域における円筒収縮で説明できることが明らかとなった。この特徴は、桜島における爆発地震の特徴と極めて類似している。しかし、こうした地震波解析で推定される膨張や収縮などのメカニズムは、あくまで震源域での巨視的な力系を反映したものである。推定されたメカニズムを参考に、火道内の物理過程の解釈を与えた研究例(Uhira and Takeo, 1994; Tameguri et al., 2002)は存在するが、火道内の物理過程を一意に推定することは容易ではない。Nishimura and Chouet (2003)は、圧縮性流体の火道内移動によって励起される地震波の数値計算を行い、計算結果と観測波形の特徴を議論している。しかし、主に波形全体の特徴に着目しているため、本研究が着目している初期位相に関する詳細な考察はなされていない。

ブルカノ式噴火に伴うマグマの破碎現象や表面現象は、衝撃波管問題を応用し、実際のマグマや火山ガスの物性、破碎条件などが考慮した複雑なモデル化が行なわれている (Turcotte et al., 1990; Woods, 1995; Koyaguchi and Mitani, 2005; Alatorre-Ibargüengoitia et al., 2011)。そこで本節では、爆発地震の初期位相に関連する知見を得る目的で、弾性管内における衝撃波管問題と、同時に励起される周辺変位場の数値計算を行う。数値計算による変位場の特徴、実際の観測波形との相違点などについて議論し、初期位相の励起過程を考察する。

2.3.2 数値計算の概要

2.3.2.1 連成問題と OpenFOAM

流体と構造体が相互に作用しあう運動は、連成問題や FSI(Fluid Solid Interaction)などと呼ばれる(例えば, Bazilevs et al., 2015)。連成問題の数値計算方法は、流体か構造体(弾性体)の片方の運動を解き、その結果を踏まえてもう片方の側の運動を解くという弱連成法と、両者の運動を同時に解くという強連成法の二つに大きく区分される。弱連成法の場合は、既存の数値計算コードを拡張、応用することが容易であるという長所があるが、解の収束性が悪くな

る傾向にあるとされる(Bazilevs et al., 2015). 一方で強連成法の場合は, 既存の数値計算コードをそのまま用いることはできないが, 流体と構造体の運動が同時に解かれることから, 弱連成法よりも収束性が高いとされる(Bazilevs et al., 2015). 本研究は OpenFOAM (Weller et al., 1998) という数値流体計算ツールを用い, 連成問題の数値計算を行う. OpenFOAM には, 流体解析や構造解析用のソルバーが多く実装されており, Web 上において GNU General Public License の下で公開されている. OpenFOAM における偏微分方程式の離散化には, 有限体積法(Finite Volume Method : FVM)が採用されている(Jasak, 1996). 有限体積法とは, 計算領域をある微小な検査体積(Control Volume)で分割し, それぞれの検査体積に対して方程式を解く手法である(例えば, Feziger et al., 2012). 計算点は検査体積の中心部分に与えられるため, 検査体積内の平均値は 2 次精度で得られる. OpenFOAM の拡張版である foam-extend 3.0 には, 強連成法によって連成問題を解く fsiFoam というソルバーが実装されている(Tukovic et al., 2014). 本研究は, この fsiFoam を利用して弾性管内での衝撃波伝搬と, 同時に励起される周辺変位の数値計算を行う. 公開されている fsiFoam は非圧縮性流体と弾性体の連成のみに対応しているため, 本研究は衝撃波などの圧縮性流体と弾性体の連成を行う新たな数値計算コードの開発を行った. 単純のため, 本研究の数値計算においては流体を非粘性の理想気体に限定して行う.

2.3.2.2 衝撃波の数値計算

公開されている fsiFoam には, 対象とする流体の性質に合わせていくつかの流体計算用コードが実装されている. しかし, 圧縮性流体を対象としたコードは存在しないため, 本研究では新たに圧縮性流体用の計算コード(sonicFlow)を開発した. 開発は, foam-extend 3.0 に実装されている圧縮性流体用のソルバー(sonicFoam, sonicFoamAutoMotion)と, fsiFoam に既に用意されている非圧縮性流体用のコード(pisoFlow)を参考にし, 同じく fsiFoam 内の流体計算用コードの改変を試みた Vyzikas (2015)の例などを参照しながら行った. 新たに開発した sonicFlow では, 理想気体の圧縮性流体の運動を, 以下に示す 5 つの数式で解く.

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U}) = 0 \quad (2.9)$$

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{U})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} \mathbf{U}) - \text{grad}(p) = 0 \quad (2.10)$$

$$\frac{\partial(\rho e)}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{U} e) + p \text{div}(\mathbf{U}) = 0 \quad (2.11)$$

$$e = c_v T \quad (2.12)$$

$$p = \rho R T \quad (2.13)$$

式(2.9)は連続の式，式(2.10)は運動量保存の式，式(2.11)はエネルギー保存の式，式(2.12)は理想気体の内部エネルギー e ，式(2.13)は理想気体の状態方程式にそれぞれ相当する． p は圧力， T は温度， ρ は密度， \mathbf{U} は流速ベクトル， R は理想気体の気体常数をそれぞれ表す．sonicFlowでは，以上の式を速度と圧力を連成させることによって反復計算を行うPISO法を用いて解いている(Issa, 1985)．流体として理想気体を仮定していることから，重力と粘性の効果は無視できるみなし計算には考慮していない．理想気体の衝撃波管問題は，上の式を解析的に解くことでも解を得ることができる．図2.3.1に，一次元解析解と，弾性体との連成を考慮しない状態でのsonicFlowによる計算結果を示す．sonicFlowの計算結果については，本章で行う数値計算と同じメッシュ形状(図2.3.3)によって得られた結果の，管内中央部($x, y = 10, 10$)の値を示しており，図2.3.1における横軸は数値計算における z 軸方向を示す．初期値では $z = -1000$ mを境に圧力の異なる領域が仮定されており，上側($-1000 < z$)の圧力は0.1 MPa，下側($z < -1000$)の圧力は2.1 MPaとそれぞれ設定する．図2.3.1aでは， $t = 0, 0.5, 1.0$ 秒における圧力の空間分布，図2.3.1bでは， $t = 0.5, 1.0$ 秒における z 軸方向の流速の空間分布をそれぞれ示す．解析解の圧力分布(点線)では，衝撃波の特徴である圧力の不連続面が伝搬する様子が認められる．sonicFlowによる計算結果(実線)では，解析解で認められるほどの圧力の不連続面は再現できていない．しかし，振幅値の時空間的な分布は概ね説明

できている。図 2.3.1b においても、解析解の流速の時空間的な分布(点線)を、sonicFlow の計算結果(実線)によって概ね説明できていることから、sonicFlow による計算結果は妥当であるとみなし計算を行う。

2.3.2.3 弾性体の運動の数値計算

弾性体の運動の計算には、fsiFoam に実装されている弾性体計算コードである unsTotalLagrangianStress を用いる。この計算コードは、有限変位を考慮した弾性体の非線形運動を、Total Lagrangian 法を用いて解く(例えば、久田・野田, 1995)。衝撃波管問題においては、局所的に大きな圧力勾配が発生することが想定される。そのような圧縮性流体と弾性体の連成問題を解くためには、有限変形を考慮するこのコードが適切であるとみなし計算に用いる。unsTotalLagrangianStress では、一様なサンブナン体(St. Venant-Kirchhoff material)の運動を解く。サンブナン体とは、Green-Lagrange 歪テンソル \mathbf{E} と、第 2 Piola-Kirchhoff 応力テンソル $\mathbf{\Pi}$ が、以下の線形関係にある媒質を指す。

$$\mathbf{\Pi} = 2\mu\mathbf{E} + \lambda\text{tr}(\mathbf{E})\mathbf{I} \quad (2.14)$$

Green-Lagrange 歪テンソル \mathbf{E} は、有限変形を考慮する歪テンソルであり、変位ベクトル \mathbf{u} を用いて以下の形式で定義される。

$$\mathbf{E} = \frac{1}{2} [\nabla\mathbf{u} + (\nabla\mathbf{u})^T + \nabla\mathbf{u} \cdot (\nabla\mathbf{u})^T] \quad (2.15)$$

また、第 2 Piola-Kirchhoff 応力テンソル $\mathbf{\Pi}$ は、式(2.17)で与えられる有限変形における変形勾配テンソル \mathbf{F} と、Cauchy 応力テンソル \mathbf{T} の両者と以下の関係を持つ。

$$\mathbf{T} = \frac{1}{\det\mathbf{F}} \mathbf{F} \cdot \mathbf{\Pi} \cdot \mathbf{F}^T \quad (2.16)$$

$$\mathbf{F} = \mathbf{I} + (\nabla\mathbf{u})^T \quad (2.17)$$

Total Lagrange 法では、ある基準時間から現時間までの変形を、ラグランジュ形式で解く。弾性体の運動量保存の式は、ラグランジュ形式によって以下の形式で表すことができる。

$$\frac{D}{Dt^2} \int_V \rho \mathbf{u} dV = \oint_S \mathbf{n} \cdot \mathbf{T} dS + \int_V \rho \mathbf{f}_b dV \quad (2.18)$$

ここでは、体積が V 、面積が S 、密度が ρ である等方的な弾性体の検査体積を仮定する。 \mathbf{f}_b は検査体積に作用する外力を表す。ある基準時間からの相対的な運動の形式で整理すると、式(2.18)は以下の形に変形される。

$$\int_{V_0} \rho_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} dV_0 = \oint_{S_0} \mathbf{n}_0 \cdot (\mathbf{\Pi}) dS + \int_V \rho \mathbf{f}_b dV \quad (2.19)$$

添字の0は、基準時間からの相対的な変化量であることを示す。式(2.19)に対して、式(2.14)、式(2.15)を代入し、外力項を無視すると、式(2.20)、式(2.21)が得られる。

$$\int_{V_0} \rho_0 \frac{\partial^2 \mathbf{u}}{\partial t^2} dV_0 = \oint_{S_0} \mathbf{n}_0 \cdot (2\mu + \lambda) \nabla \mathbf{u} dS_0 + \oint_{S_0} \mathbf{n}_0 \cdot \mathbf{q} dS_0 \quad (2.20)$$

$$\begin{aligned} \mathbf{q} = & \mu(\nabla \mathbf{u})^T + \lambda \text{tr}(\mathbf{u}) \mathbf{I} - (\mu + \lambda) \nabla \mathbf{u} \\ & + \mu \nabla \mathbf{u} \cdot (\nabla \mathbf{u})^T + \frac{1}{2} \lambda \text{tr}(\nabla \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}^T) \mathbf{I} + \mathbf{\Pi}_0 \cdot \nabla \mathbf{u} \end{aligned} \quad (2.21)$$

式(2.20)、式(2.21)が `unsTotalLagrangianStress` が解く弾性体の構成方程式である。

2.3.2.4 流体と弾性体の運動の連成手法

`fsiFoam` では、流体と弾性体の境界面においては流体側と弾性体側のセル(検査体積)が一对一に連成し、以下に示す条件を満たすよう計算が行われる。

$$U_r = \frac{du_r}{dt} \quad (2.22)$$

$$P_f = \sigma_{\text{normal}} \quad (2.23)$$

上の2式は、式(2.22)が流体の法線速度 U_r と弾性壁面の法線速度 $\frac{du_r}{dt}$ の連続条件、式(2.23)が流体の圧力 P_f と弾性壁面の法線応力 σ_{normal} の連続条件にそれぞれ相当する。実際の噴火の場合には、噴火直前には静岩圧と火道内の圧力が境界面において平衡状態にあることが期待される。そのため、式(2.23)で示される境界条件を $t = 0$ において満たすには、静的な状態における周辺変位を事前に計算しておく必要がある。しかし、本研究は爆発過程において励起される変位場に注目するため、式(2.23)において与える流体側の圧力 P_f を、その地点における $t = 0$ での圧力 P_0 からの相対的な圧力変動として、 $P_f = P - P_0$ として境界条件を解く。以下では、ある時間ステップでの流体側と構造体の連成における一連の手順を示す。

ステップ1. 流体側メッシュの移動

流体側メッシュと弾性体側変位の、境界面における変位の誤差を評価する。境界条件より、流体側メッシュと弾性体変位は境界面において連続でなくてはならないため、境界に生じている変位のみだけ流体側メッシュを变形させる。メッシュの变形における变形速度ベクトル \mathbf{U}_{mesh} は、式(2.24)によって示される。

$$\mathbf{U}_{\text{mesh}} = \frac{1}{l^2} \nabla^2 (\mathbf{U}_{\text{boundary}}) \quad (2.24)$$

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_{\text{pre}} - \mathbf{U}_{\text{mesh}} \quad (2.25)$$

式(2.24)における l は境界面からの距離を示す。式(2.25)における \mathbf{U}_{pre} が前のステップにおける流体領域の流速ベクトル、 \mathbf{U} がメッシュ変形後の流体領域の流速ベクトルである。

ステップ 2. 流体の運動の計算

ステップ 1 において変形した流体メッシュを用いて、流体の運動を解く。この際に、境界面での連続条件に関する流体側の圧力が導出される。

ステップ 3. 構造体の運動の計算

ステップ 2 において決定される流体側の境界面での圧力を用い、構造体の運動を計算する。構造体の変位は構造体の媒質の性質に従って決定されるため、境界面において構造体と流体のメッシュが連続になるとは限らない。

以上の 3 ステップを繰り返し行い、境界全体での流体メッシュと弾性体の変位の不一致の積算値が、閾値を下回るまで計算を反復する。本研究では閾値を 10^{-4} m と設定する。円滑に計算を収束させるため、fsiFoam に実装されている Aitken 法による境界面での緩和条件も用いる (Zuijlen and Bijl, 2011)。fsiFoam では、弾性体側のメッシュも移動させることも可能だが、本研究では地表の固定点における地動の時間変位に着目するため、弾性体側のメッシュは固定したまま計算を行う。図 2.3.2 には、2.3.3.1 で述べる数値計算の結果から、 $t = 0.1$ 秒での流体-弾性体境界の z 軸沿いの $(x, y) = (0.39, 19.99)$ の線上における、流体、弾性体側それぞれの境界での計算値を示す。図 2.3.2a では、流体側の初期値からの圧力差と、弾性体側の法線応力が釣り合っている様子を認めることができる。図 2.3.2b には y 軸方向の速度成分を示しているが、この線上では境界面の法線方向がほぼ y 軸に一致する。流体側の流速と、弾性体側の変形速度とその空間分布は概ね一致している。図 2.3.2 の結果から、本研究における流体-弾性体の連成は、境界条件を満足するよう十分適切に解かれているとみなすことができる。

2.3.2.5 計算条件

図 2.3.3a に、本研究の数値計算において用いる計算メッシュの概略図を示す。OpenFOAM では、3次元メッシュのみにおいて移動メッシュを用いることができるため (Jasak and Tukovic, 2006)、本研究でも 3次元領域での計算を行う。計算メッシュの構造は、foam-extend-3.0 のチュートリアル (3dTube) のメッシュ構造を参考にした。原点を地表面に取り、鉛直上向きに z

軸を、水平方向に x 軸と y 軸をそれぞれ設定する。数値計算は x と y がそれぞれ正である一象限内において行われる。原点からの水平距離を r m とし、($0 \leq r \leq 4000$)の範囲を計算領域と設定する。鉛直方向に関しては、($-4000 \leq z \leq 0$)の範囲を計算領域とする。($0 \leq r \leq 20$)の範囲は火道を模した流体領域とし、($20 \leq r \leq 4000$)の範囲を弾性体領域とする。弾性体と流体の運動の連成は、 $r = 20$ m の面において行われる。流体側、弾性体側共に、 z 軸方向には 100 個の格子を設定する。最も地表側の格子に対して、計算領域の底面での格子の大きさが 50 倍になるよう、格子の z 軸方向の大きさについて一様な勾配を設定し、計算の収束性を高めている。水平方向のセル分布については、流体側では図 2.3.3b に示す 600 個の格子を設定する。弾性体側では、原点からラディアル方向に 100 個、円周方向に 40 個の格子をそれぞれ設定する。 z 軸方向と同様に、最も原点に近い弾性体側の格子のラディアル方向の大きさは、最も外側のセルのものに比べて 50 倍大きくなるよう一様な格子サイズの勾配を設定している。次に、計算領域の境界条件について述べる。 $x = 0$ m と $y = 0$ m の面は、流体、弾性体両方の領域ともに対称境界条件を設定している。流体側は、 $z = -4000$ m の面では物理量の勾配が 0 となるノイマン境界条件を設定している。 $z = 0$ m の面では、衝撃波の入射による反射波が生じないように、圧縮性流体を考慮した無反射境界条件を設定している (Poinsot and Lele, 1992)。弾性体側は、 $z = -4000$ m と $r = 4000$ m の両方の面に固定端条件を設定している。固定端境界に弾性波が入射した場合には反射波が生じることが想定されるが、本研究では地表での変位に反射波が影響を及ぼす前の時間に着目するため、反射波の影響は無視できるとする。 $z = 0$ m の面は実際の地表を表現するため、この面上での応力が 0 となる自由表面条件を設定している。弾性体については一様に均質な媒質を仮定し、地形や地震波速度の層構造などは考慮しない。媒質の密度は、火山体浅部の環境を仮定し、圧密されていない安山岩と同程度の 2200 kg/m^3 を採用する (Mueller et al., 2011)。P 波速度は 2 km/s とし、ポアソン比は 0.25 とする。計算に用いた理想気体と弾性体の変数を、表 2.3.1 にまとめる。

計算においては、初期条件における流体圧力の不連続面の深さ (z_p) と、不連続面での圧力差 (ΔP) の二つを主要な変数として設定する。 z_p については Lokon-Empung での初期位相の地表からの深さの推定値を参考に、 -500 , -1000 , -1500 m の三通りについて計算を行う。 ΔP については、ブルカノ式

噴火の爆発圧力の推定値である 1.0–55 MPa(例えば, 三輪, 2016)を参考に 2, 4, 6 MPa の三通りを仮定する. 低圧領域側の圧力は, いずれの場合も大気圧と同程度の 0.1 MPa とする. 初期位相の特徴に着目する目的から, 計算時間 t は 2 秒までとする. OpenFOAM による数値計算は, 以下に示す Courant 数 C_o が 1 以下であるという条件を満たさなくてはならない(例えば, オープン CAE 学会, 2016).

$$C_o = \frac{\Delta t |U|}{\Delta x} \quad (2.26)$$

Δx は流速方向の最小の格子サイズ, Δt は計算の時間ステップ, $|U|$ は流速の絶対値を示す. 計算の時間ステップは, 計算において最も速い弾性波速度(2000 m/s)と, z 軸方向とラディアル方向の格子サイズの最小値の 3 m を考慮し, Courant 数が 1 以下となるよう 0.0005 秒に設定している.

2.3.3 計算結果

2.3.3.1 $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa の場合

図 2.3.4a に, $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa として計算した場合の, $t = 0.1$ 秒における計算結果を示す. 図の上部の二つの波形は, 地表面の $x = y$ 上における変位の上下方向成分(UD), ラディアル方向成分(RD)の空間分布を示す. まだ地表面に弾性波が到達していないため, 変位はどの領域でも初期値のままである. トランスバース方向の変位については, 計算を通して振幅が他の成分に比べると一桁以上小さいため, 本研究では上下動とラディアル方向の変位のみに着目する. 下部の図の左側には, 管内のほぼ中央部($x, y = 10, 10$)における圧力の z 軸方向の空間分布を示す. 黒線で圧力の初期値, 赤線で $t = 0.1$ 秒の圧力の分布をそれぞれ示す. 右側には, 計算された変位の発散値の水平-鉛直断面での分布を示す. 水平軸は, 上の波形と同じく $x = y$ 上に設定している. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を, 破線と点線でそれぞれ示す. 変位発散の分布は, 弾性波の理論波面よりもわずかに早く伝搬している様子が認められる. 図 2.3.1 における管内の圧縮性流れの解析解と sonicFlow による計算結果の比較では, 計算結

果における圧力や速度の空間分布が、解析解の衝撃波や膨張波の波面の位置よりもわずかに伝搬方向側に飛び出している様子が認められる。この影響によって、流体-弾性体境界からの変位場が理論波面よりもわずかに早く伝搬しているのかもしれない。境界近傍の発散値は、 z_p よりも上側($-1000 < z < -900$)で発散値が負となる圧縮の変位、下側($-1100 < z < -1000$)で発散値が正の値となる膨張の変位が励起されている。つまり、初期圧力不連続面よりも上側では押しの極性を示す変位、下側では引きの極性を示す変位がそれぞれ生じている。管内の圧力分布は、 z_p よりも上側で初期値より増加、 z_p よりも下側で初期値より減少している。よって、変位極性はその深さの管内の圧力変化量を反映していることが読み取れる。一方で、($z < -1100$)や($-900 < z$)の範囲などの、管内の圧力がまだ初期値から変化していない深さでの境界付近においても、弾性体側には変位が生じている。これら変位の極性は、隣接する領域($-1100 < z < 900$)の変位極性とは逆である。そのため、管内の圧力変化ではなく、隣接する領域の変形の影響を受けている可能性がある。図 2.3.4b-f には、 $t = 0.2, 0.4, 0.6, 0.8, 1.0$ 秒における、図 2.3.4a と同じ地表変位、 z 軸方向の管内圧力分布、変位の発散値の空間分布をそれぞれ示す。地表面には、 $t = 0.6$ 秒(図 2.3.4c)以降の図に弾性波が到達する様子が認められる。変位発散の水平-鉛直分布からは、弾性波面の変位極性は z_p 付近の深さの流体-弾性体境界を基準に、水平面から上向きに約 30° の角度に節面が形成されていることが読み取れる。節面よりも下側では初動が引きの極性、上側では押しの極性をそれぞれ示す。発散値の空間分布から読み取れる極性に対応して、地表での原点からおよそ 1600 m 地点より原点に近い領域では、上下方向とラディアル方向の変位の初動は明瞭な押しの位相を示す。一方で、1600 m 地点よりも外側の領域では、初動極性に押しの動きは見られない。弾性波が通過した後の領域では、 z_p 付近の深さの流体-弾性体境界から緩やかに上側を向く変位極性の節面が形成されている。 $t = 0.8$ 秒の値を示した図 2.3.4e からは、地表面で反射した弾性波が下向きに伝搬している様子も認められる。

図 2.3.5a-f には、図 2.3.4a-f で示した水平-鉛直断面に直行する方向への、変位の回転の空間分布を示す。回転値は、水平-鉛直断面上で時計回り方向の回転運動を正の値としている。 z_p 付近の深さには、回転値が大きく正の値をとる領域が存在する。発散値の空間分布を示した図 2.3.4 より、 z_p 付近の深さに変位の節面が形成されていることから、時計回り方向の回転運動は変位

節面での剪断力を反映しているものと解釈できる。また、衝撃波と弾性波の波面と同じ深さの流体-弾性体境界付近には、回転値が大きく負の値をとる領域が認められる。衝撃波面を例に考えると、衝撃波が通過した領域では管内圧力が増加するため、同じ深さの領域には増圧に対応して流体-弾性体境界から離れる方向に変位が生じる。よって、衝撃波面と同じ深さ近傍の弾性体には、反時計回り方向の回転変形が生じることが想定される。膨張波が通過した領域においても、管内の減圧に対応した流体-弾性体境界に近づく方向への変位が生じ、同様の回転運動が期待される。流体-弾性体境界近傍に見られる弾性媒質の反時計回りの回転運動は、以上のように説明することができる。

図 2.3.6 には、地表面での異なる地点における、上下方向成分とラディアル方向成分の変位波形を示す。両者の振幅が後続相では大きく異なることから、上下方向変位波形には同じスケールのラディアル方向変位波形を赤線で示している。また、 z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から、計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論走時を破線と点線でそれぞれ示す。観測点は、図 2.3.4 での変位の空間分布と同じく、地表面の $x = y$ 上での、原点から 800, 1200, 1600, 2000 m 離れた各地点を代表地点として選んでいる。原点から 800 m 離れたの地点では、上下方向成分とラディアル方向成分の変位波形の初動極性は押しの性質を示す。これは、図 2.3.4 の変位発散の断面図から認められた、押しの初動極性を反映していると思われる。初動到来の後には、両成分ともに振幅が同程度に押しの方向に増加するが、S 波の理論走時付近を境に上下方向成分の波形の極性は引きに変わる。一方で、ラディアル方向成分の波形には、引き続いて押しの変位を示す。流体-弾性体境界に近い 800 m 地点の波形には、衝撃波が管の上部に到達した際に励起される波が 1.5 秒以降に到来する。本研究は初期位相に着目する目的から、これら波群は解析や議論の対象としない。1200 m の地点での変位波形には、800 m 地点の変位波形と同じく上下方向、ラディアル方向の両成分に押しの初動が見られる。この初動の両成分の振幅比は 800 m 地点の場合と異なり、わずかにラディアル方向成分の方が大きい値を示す。後続相の特徴は 800 m 地点の波形と同様である。1600 m 地点での変位波形では、より原点に近い二点での波形に比べると、押しの初動の振幅が微小になっている。2000 m 地点での変位波形には押しの初動は見られず、初期位相には上下方向、ラディアル方向共に沈降する動きが認められる。

2.3.3.2 ΔP を変化させた場合

図 2.3.7a には、 $z_p = -1000$ m、 $\Delta P = 4$ MPa として計算した場合の、 $t = 0.4$ 秒における計算結果、図 2.3.7b には $z_p = -1000$ m、 $\Delta P = 6$ MPa として計算した場合の、 $t = 0.4$ 秒における計算結果をそれぞれ示す。示している地表での変位分布、管内の圧力分布、変位の発散値の空間分布などの各項目は、それぞれ図 2.3.4 と同じである。どちらの場合も、変位の発散の空間分布からは、変位極性の節面やその角度など、 $\Delta P = 2$ MPa とした場合(図 2.3.4)と同様の特徴が認められる。図 2.3.8 には、図 2.3.6 と同様の地表面での変位波形を、それぞれの ΔP ごとに示す。 ΔP を大きくするほど変位波形の振幅が大きくなる特徴が認められるが、押し引きの極性は ΔP を変化させても顕著な変化が見られない。

2.3.3.3 z_p を変化させた場合

図 2.3.9a と図 2.3.9b には、 $\Delta P = 2$ MPa と設定し、 z_p それぞれ $z_p = -500$ 、 -1500 m に設定した場合の、 $t = 0.4$ 秒における計算結果を示す。示している地表での変位分布、管内の圧力分布、変位の発散値の空間分布などの各項目は、それぞれ図 2.3.4 と同じである。図 2.3.4 で示した計算結果との違いは z_p のみであり、水平-鉛直断面における変位場の主要な特徴は図 2.3.4 で示した場合と変わらない。図 2.3.10 には、これら 3 通りの場合の地表面での変位波形を示す。 $z_p = -500$ m とした場合には、図 2.3.7 では押しの初動が見られた 800、1200 m 地点において引きの初動が認められる。この変化は、2.3.3.1 で示した場合に比べると z_p が浅くなり、これら二地点が形成される押し引き極性の節面よりも下側に相当するためであると解釈することができる。 z_p が浅くなるという同様の理由で、 $z_p = -500$ m とした場合の変位波形が他の二例と比べると各地点での変位波形の振幅値が大きくなっている。 $z_p = -1500$ m とした場合の変位波形は、上下動波形の初動が全地点において押しの極性を示しているが、これは各地点が押し引き極性の節面の上方に相当することからであると解釈することができる。

2.3.4 議論

2.3.4.1 励起される変位場の解釈

図 2.3.4 では、計算開始と同時に z_p と同じ深さの流体-弾性体境界近傍から変位場が励起され、弾性波が伝搬する様子が認められた。弾性波の初動極性に関しては、 z_p から見て斜め上方向におよそ 30° の角度に変位極性の節面が形成されており、節面よりも上側で押し、下側で引きの初動極性を示す。図 2.3.4a での $t = 0.1$ 秒における管内の圧力分布からは、 z_p の上側と下側での圧力変化量は、およそ 1:2 程度の割合であることが読み取れる。弾性波の初動極性の節面の角度は、こうした管内の増圧/減圧の比率を反映しているのかもしれない。

図 2.3.7 では、 ΔP を変化させても初動極性の節面角度がほぼ変化していない様子が読み取れる。地表面での変位波形からも、 ΔP の変化による初動極性の変化は見られない(図 2.3.8)。図 2.3.11 には、 $t = 0, 0.05, 0.5$ 秒における管内圧力の空間分布と、同じ条件における次元解析解の比較を示す。 $t = 0.05$ 秒における計算結果からは、 z_p を設定した深さを挟んでの増圧/減圧の比率が、上で述べた 2 MPa の場合と同程度であることが読み取れる。このことは、励起される弾性波の初動極性の分布が、 ΔP に関わらず顕著な変化を見せないという計算結果と整合的である。一方で、次元解析解の $t = 0.05$ 秒における圧力分布は、本研究の数値計算結果よりも鋭い衝撃波面が特徴的である。本研究の数値計算の妥当性を検証する上でも、より高精度の商用数値流体計算ソフトとの比較を行い、圧力差と節面角度の関係の詳細な検討が必要である。

図 2.3.4 や図 2.3.5 に示した計算結果からは、弾性波が通過した後の弾性体媒質において縞状の波動場が認められる。数値計算における計算メッシュ構造には、計算の収束性を確保するために、格子点間距離に勾配を設け流体-弾性体境界のメッシュ密度を高めている。そのため、流体-弾性体境界近傍と離れた地点においては、メッシュ密度に大きな差が生じている。上下、ラディアル方向を例にとると、最も流体-弾性体境界に近い格子点の間隔は 3 m であるのに対し、原点から 1000 m 離れた付近における格子点間隔はおよそ 40 m である。計算結果をより詳細に解析するには、こうしたメッシュ密度の勾配による影響を定量的に評価する必要があると思われる。

2.3.4.2 実際の観測波形の特徴との比較

ブルカノ式噴火の爆発地震の初動に着目した研究では、極性が全観測点で押しであることを報告している (Minakami et al., 1970; 今井, 1980; Iguchi, 1994; 加藤・他, 2002; Tameguri et al., 2002). 2.3 節で行った Lokon-Empung で発生するブルカノ式噴火の臨時観測で得られたデータからも、全観測点で押しの極性を示す P 相が生波形から認められている。また、初動に後続する位相は、大振幅の引きの極性を示す D 相で構成される。数値計算で得られた変位波形では、一部の地点では押しの極性を示す初動が得られている。例えば、図 2.3.6 における原点から 800, 1200 m 離れた地点での変位波形には、明瞭な押しの初動が認められる。また、1200 m 地点での変位波形は、押しの極性を示す初動に続いて沈降する動きを見せており、実際の観測波形の D 相に近い性質と解釈できるかもしれない。しかし、こうした観測波形と類似する特徴は全ての地点において得られた訳ではない。数値計算においては、計算開始と同時に管内の高圧側と低圧側の境界が取り去られる。全観測点で押しの極性を示す初動を説明するには、栓の破壊や泡の破裂などとして推測されてきた、圧力境界を取り去るプロセスを仮定すること必要なのかもしれない。本研究では、初歩的理解を得る目的で、管内流れを非粘性の理想気体と仮定している。ブルカノ式噴火を模した高度な数値モデル(例えば、Koyaguchi and Mitani, 2005)を採用することで、観測波形の特徴に近い波形が得られるかもしれない。

初動極性の節面構造は、ブルカノ式噴火に伴う爆発地震以外の噴火地震にも適用できる可能性がある。桜島では、ストロンボリ式噴火が発生する時期に、BL 型地震と呼ばれる火山性地震が群発する活動が知られている(例えば、立尾・井口, 2009)。この群発する BL 型地震の初動極性の分布を調べた井口(1989)は、調査した BL 型地震の総数のうち、61%のイベントで押しの初動極性が見られ、35%のイベントで引きの初動極性が見られたことを報告している。BL 型地震の群発は、揮発性成分に富むマグマが浅部火道に貫入してきた際に発生していると認識されており、マグマヘッドは通常よりも浅い位置まで上昇していると推測されている(立尾・井口, 2009)。井口(1989)で報告されている初動極性が混在する BL 型地震の特徴は、本研究で見られた爆発地震の初動極性の節面と同じ概念で説明することができるかもしれない。

2.3.4.3 火山研究における OpenFOAM の可能性

本研究では、圧縮性流体と弾性体との連成問題のために OpenFOAM を採用し、独自の改変を施して数値計算を行った。連成問題以外にも、OpenFOAM には多種多様な数値流体解析ソルバーが実装されており、多様な火山現象の数値計算に活用できる可能性があると言える。本研究が行った理想気体の衝撃波管問題などは、OpenFOAM の tutorial に例題としてすぐに計算が行える環境が用意されており、簡単な設定を行うだけで計算が行える。多くのソルバーは並列計算に対応しており、本研究でも fsiFoam の実行には 4 つの cpu コアを用いた並列化を行い、計算の高速化を図っている。また、GNU General Public License に従い無料で手に入れることができることも、OpenFOAM の大きな利点の一つである。しかし、数値計算上の多くの処理が個別のライブラリに細分化され、多様なフォルダに分散している。そのため、数値計算の原理の理解や改造することは、自作した数値計算コードの場合に比べると容易ではないと言える。火山学に貢献するツールとして活用するには、使用者による情報交換やソルバーの共有、相互改良といった試みなども有効かもしれない。

表 2.3.1. 数値計算で用いる各種パラメータ

理想気体		弾性体	
比熱比	1.4	密度	2200 kg m ³
平均分子量	28 kg kmol ⁻¹	ヤング率	7.3 GPa
気体常数	8314 J K ⁻¹ kmol ⁻¹	ポアソン比	0.25
圧力(低圧側)	0.1 MPa	P 波速度	2000 m s ⁻¹
温度(低圧側)	306 K		

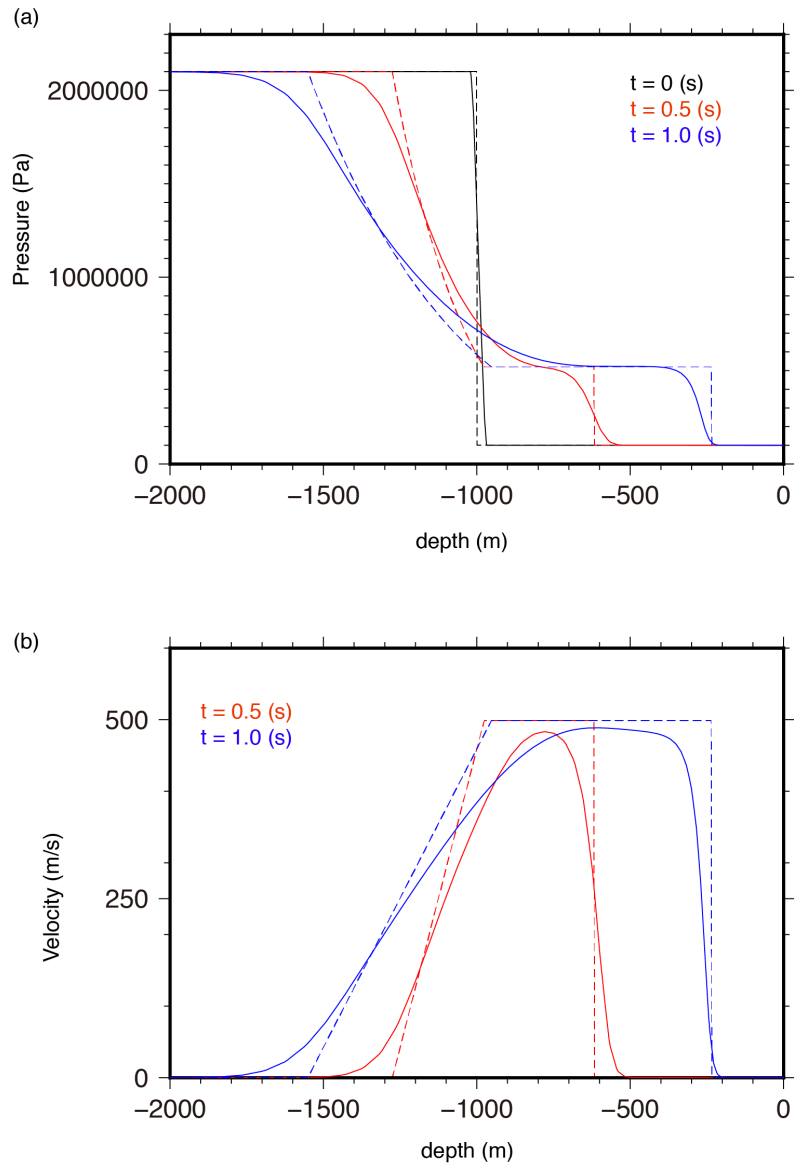


図 2.3.1. 弾性体との連成を行わない状態での，sonicFlow による理想気体衝撃波管の計算結果(実線)と，解析解(破線)との比較. 色の違いは各時間に相当する. a)圧力の比較. b)流速の比較

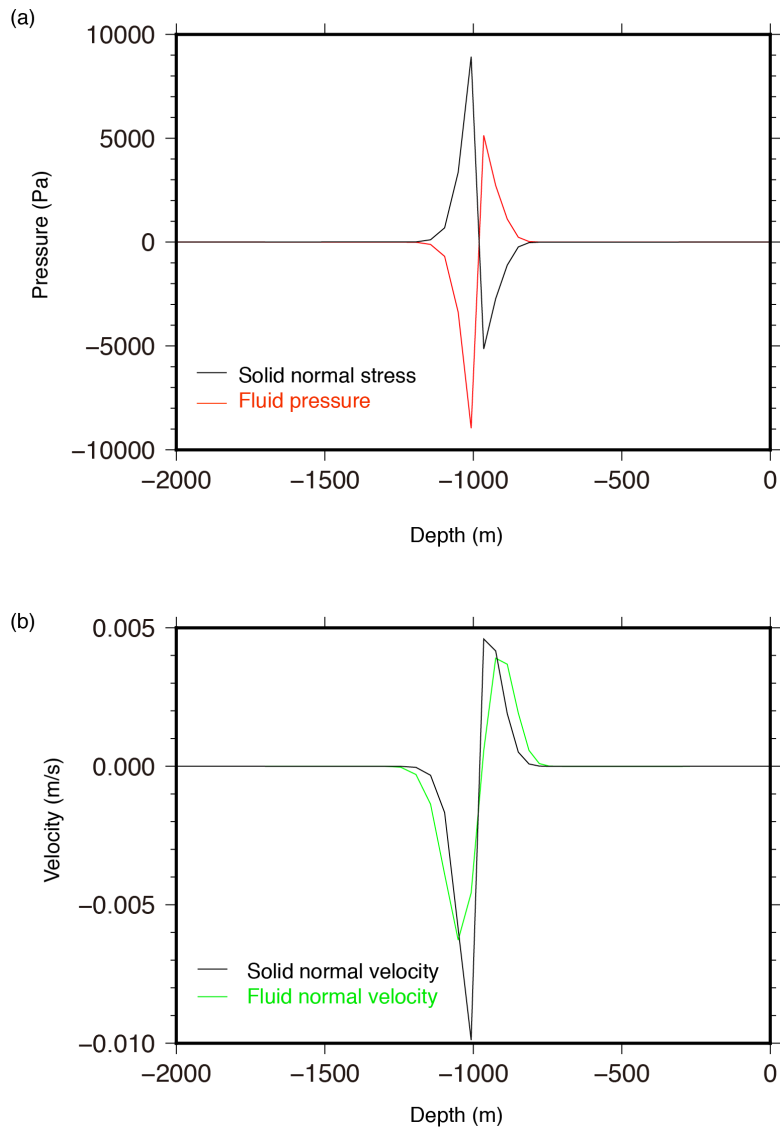


図 2.3.2. 流体—固体境界($x, y = 0.39, 19.99$)における、圧力と速度に関する境界条件の計算例. $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の、 $t = 0.1$ 秒における値を示す.

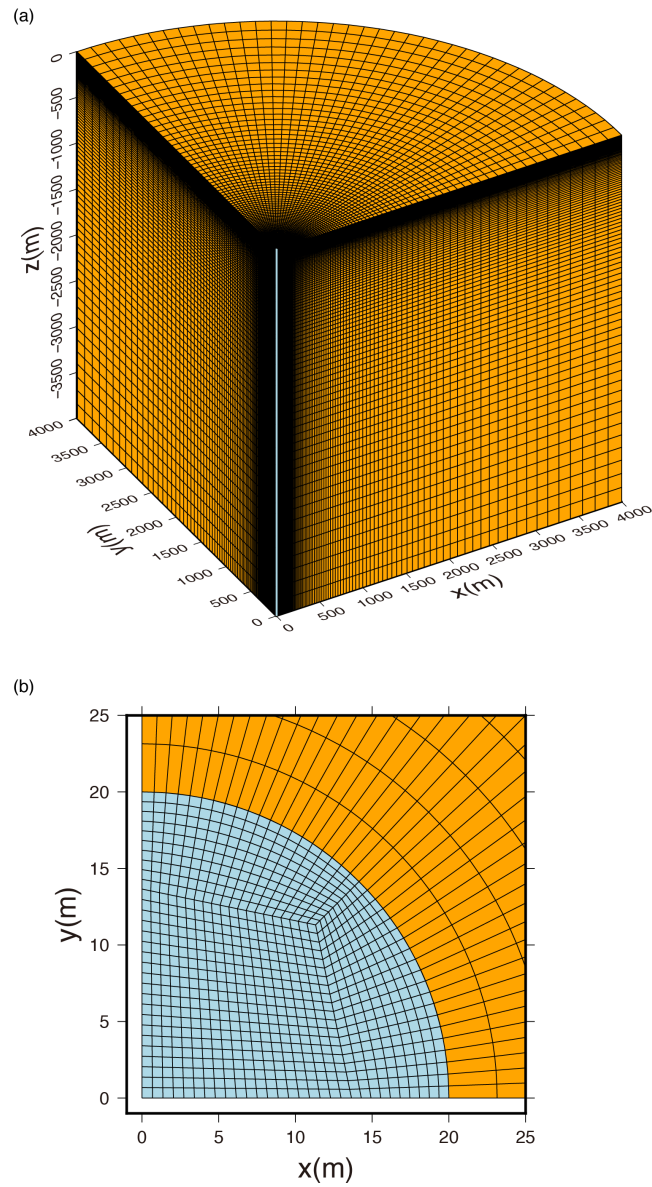


図 2.3.3. 数値計算における計算メッシュの概要図. オレンジで着色されたメッシュが弾性体領域, 水色で着色されたメッシュが流体領域をそれぞれ示す. a) メッシュ全体の概要図. b) $z = 0$ m の平面上における流体領域と流体-弾性体境界付近の拡大図.

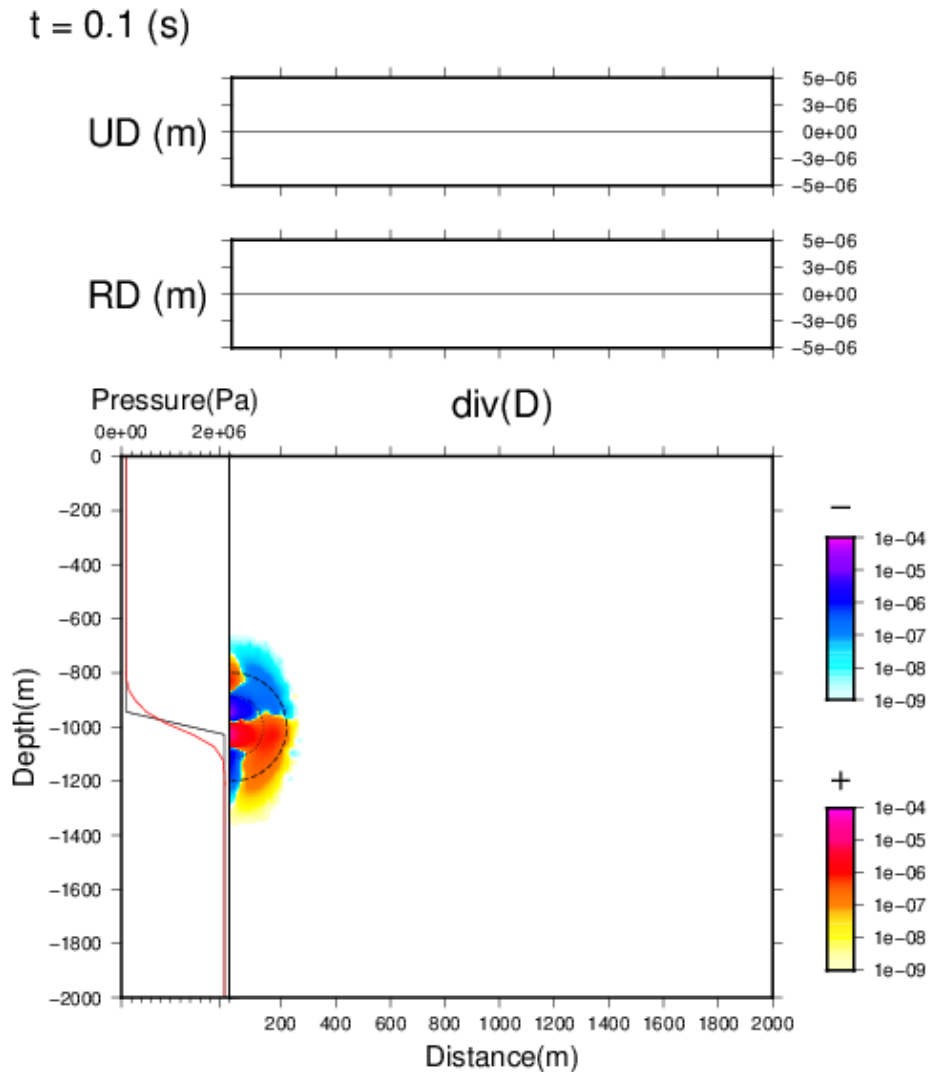


図 2.3.4a $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の, $t = 0.1$ 秒における地表($x = y$ 上)での上下方向(UD), ラディアル方向(RD)変位, 管内圧力の空間分布(下部左側)と, 変位の発散の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 管内では, 黒色で初期値, 赤色で現時刻の圧力分布をそれぞれ示す. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を, 破線と点線でそれぞれ示す.

t = 0.2 (s)

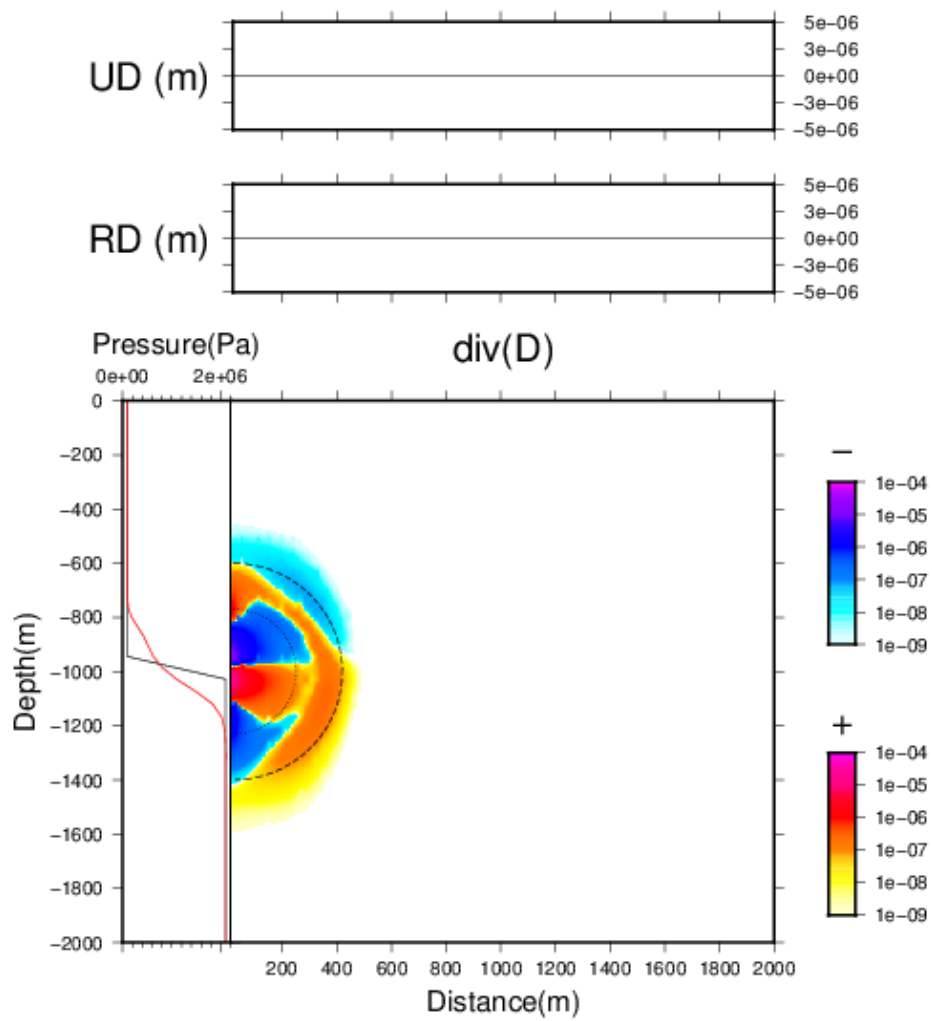


図 2.3.4b. (続き) $t = 0.2$ 秒の場合.

t = 0.4 (s)

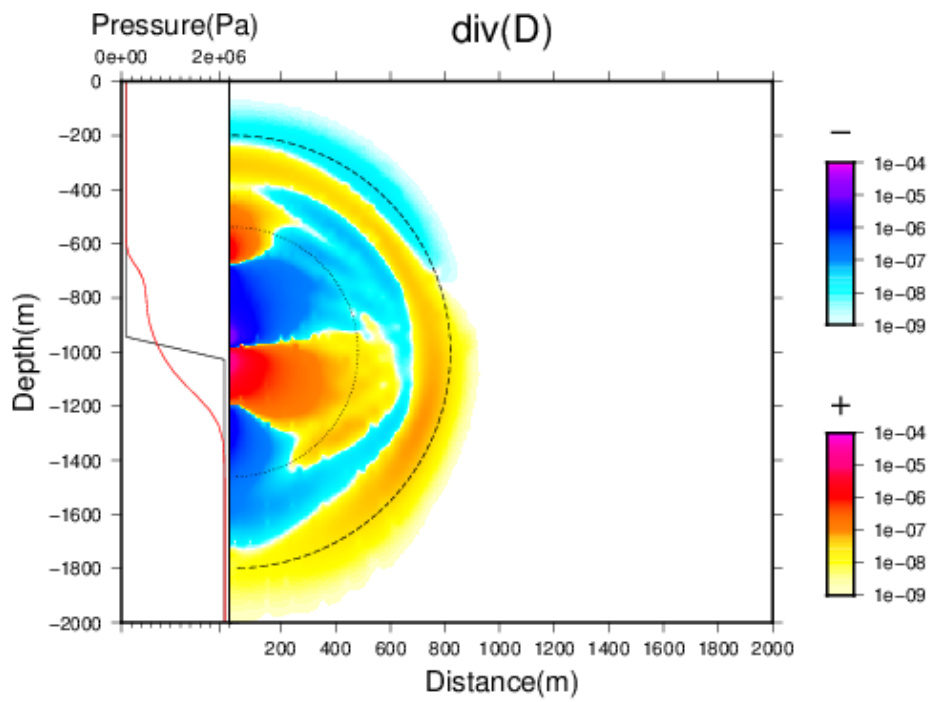
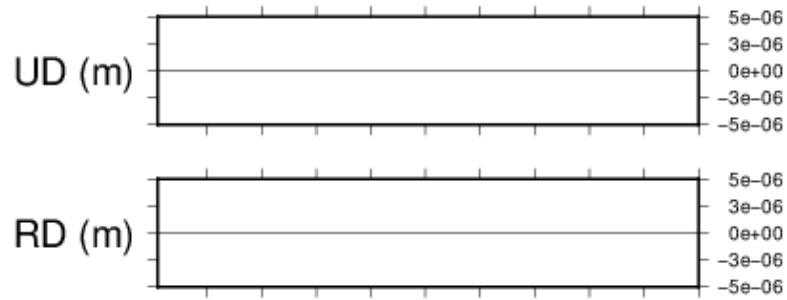


図 2.3.4c. (続き) $t = 0.4$ 秒の場合.

t = 0.6 (s)

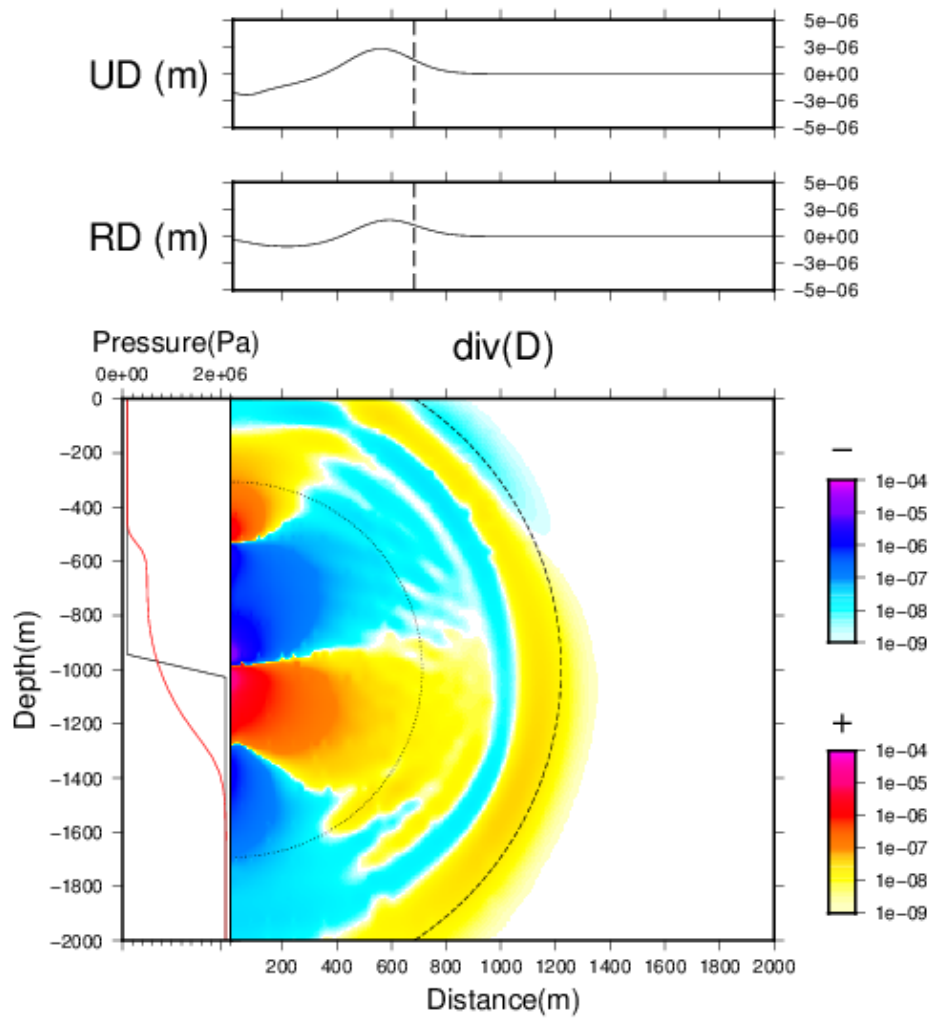


図 2.3.4d. (続き) $t = 0.6$ 秒の場合.

t = 0.8 (s)

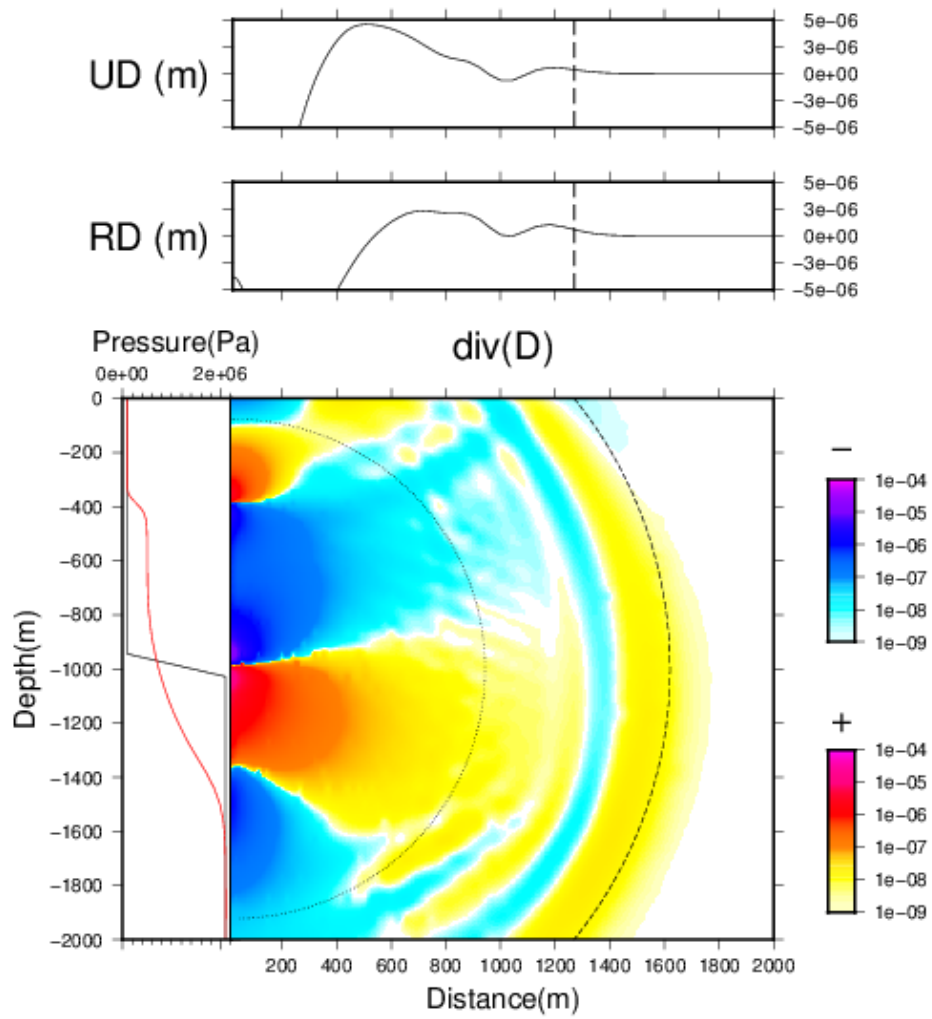


図 2.3.4e. (続き) $t = 0.8$ 秒の場合.

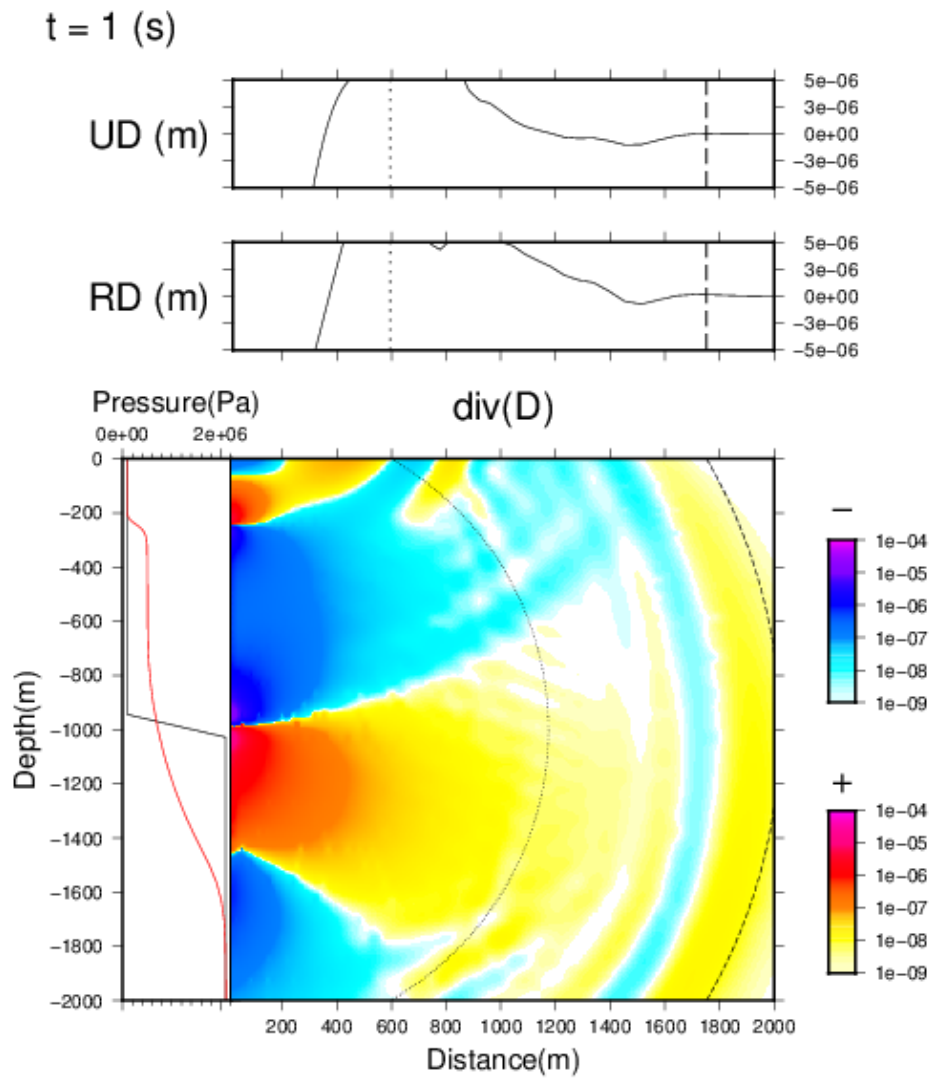


図 2.3.4f (続き) $t = 1.0$ 秒の場合.

$t = 0.1$ (s)

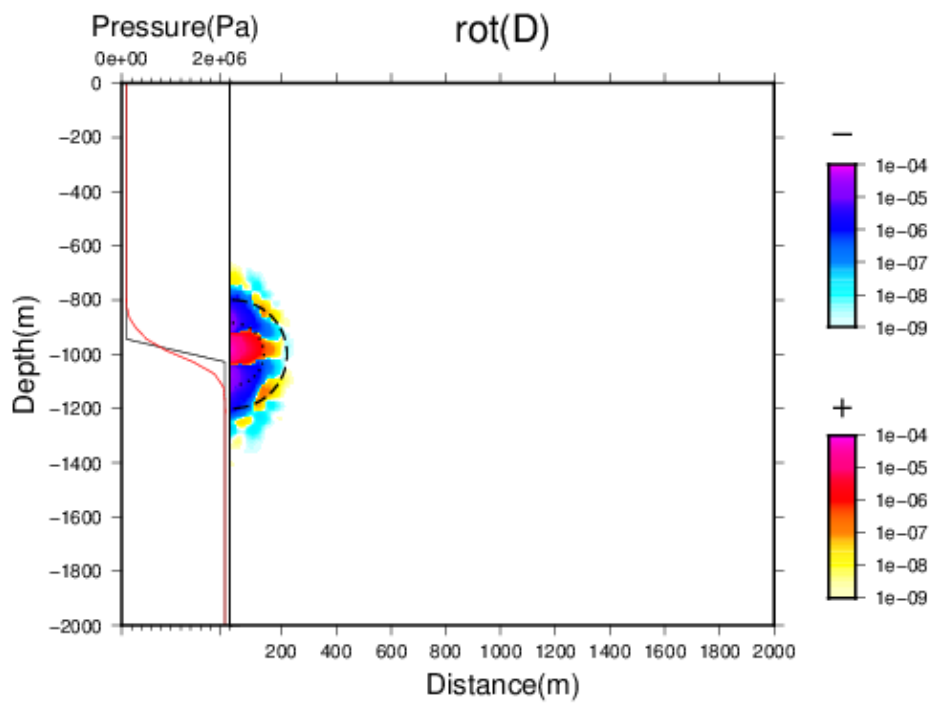


図 2.3.5a. $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の, $t = 0.1$ 秒における変位の回転の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 時計回りの方向の回転を正とする. 管内の圧力分布, 弾性媒質での地震波の理論波面などは図 2.3.4 と同じである.

$t = 0.2$ (s)

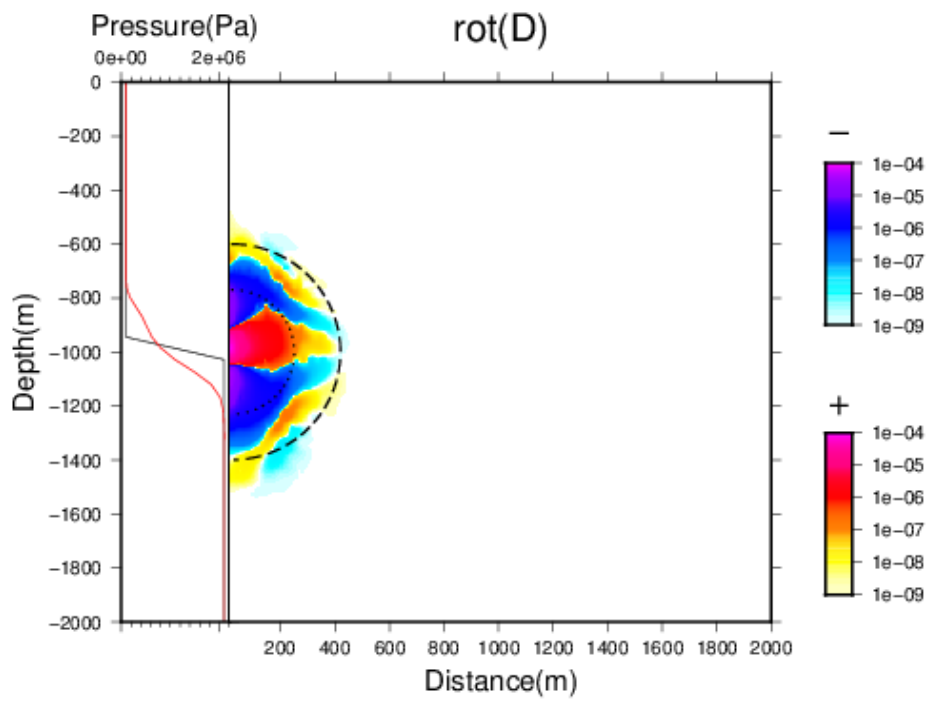


図 2.3.5b. (続き) $t = 0.2$ 秒の場合.

$t = 0.4$ (s)

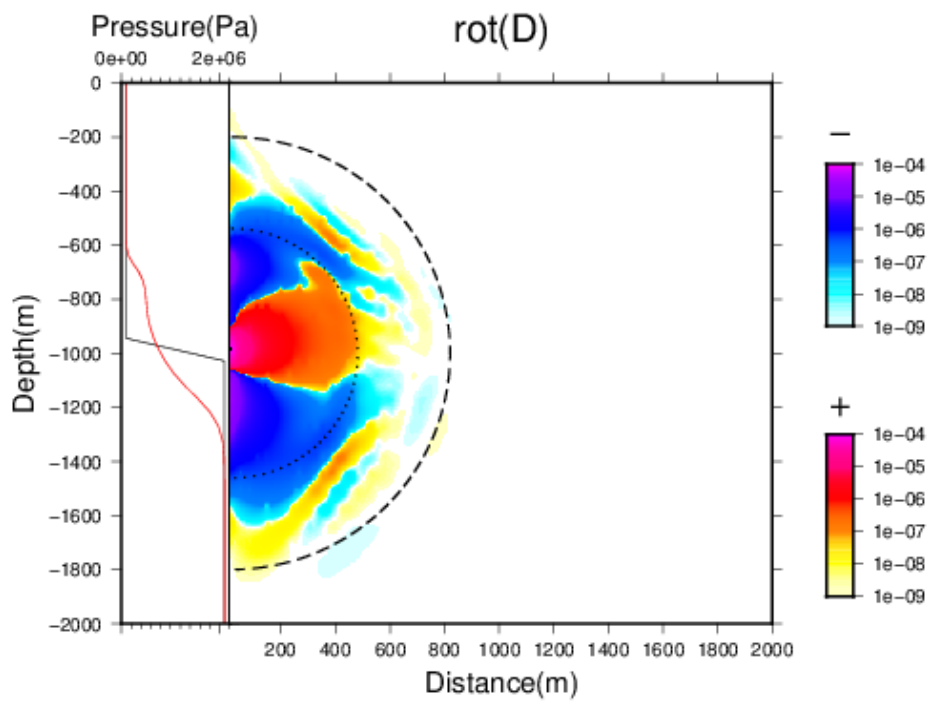


図 2.3.5c. (続き) $t = 0.4$ 秒の場合.

$t = 0.6$ (s)

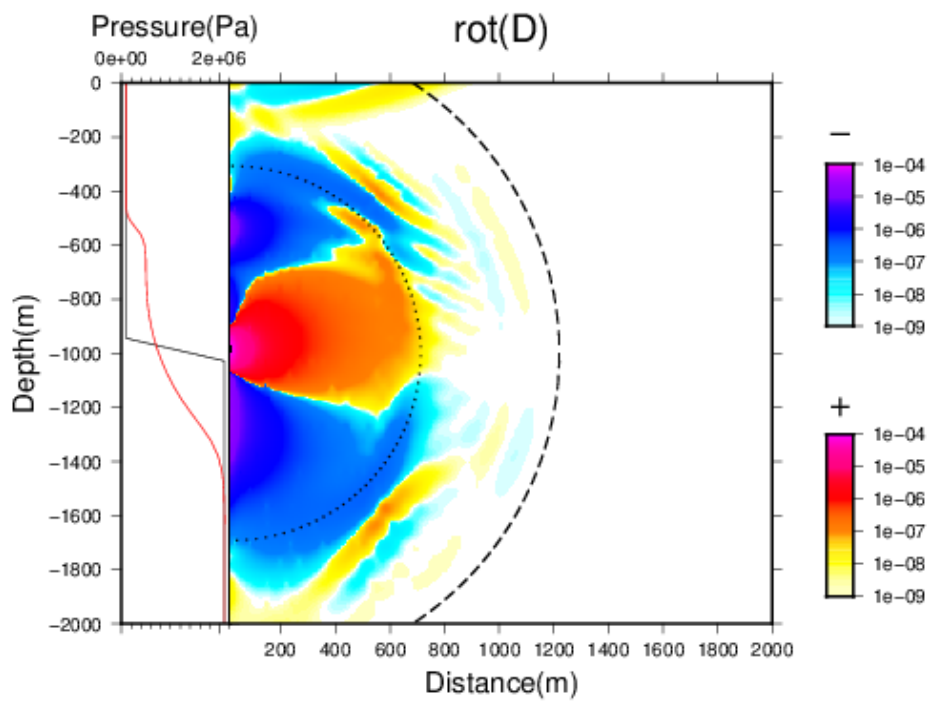


図 2.3.5d. (続き) $t = 0.6$ 秒の場合.

$t = 0.8$ (s)

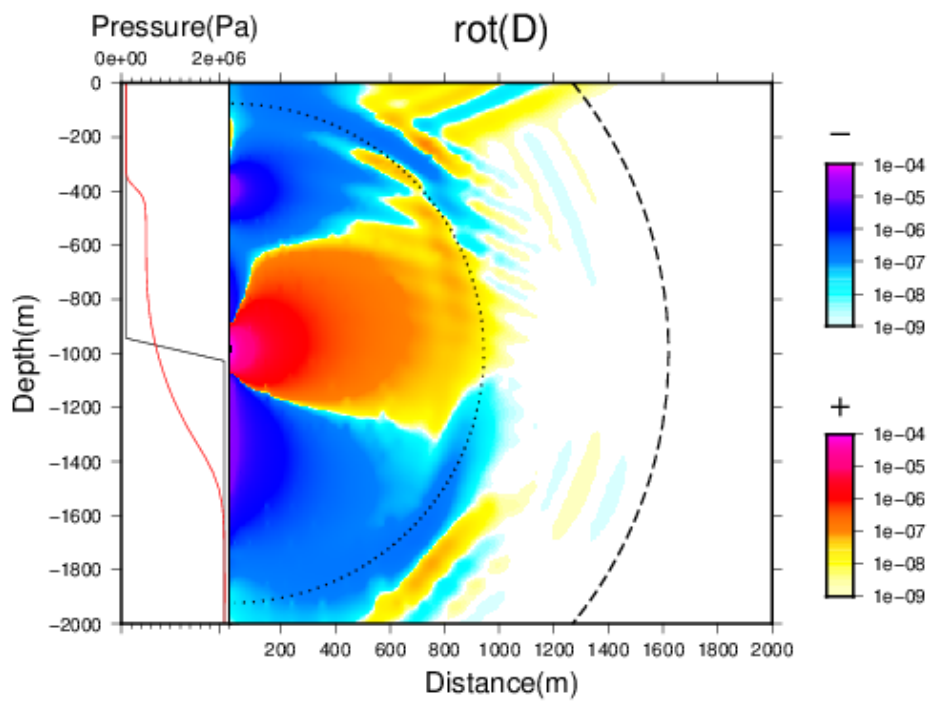


図 2.3.5e. (続き) $t = 0.8$ 秒の場合.

$t = 1$ (s)

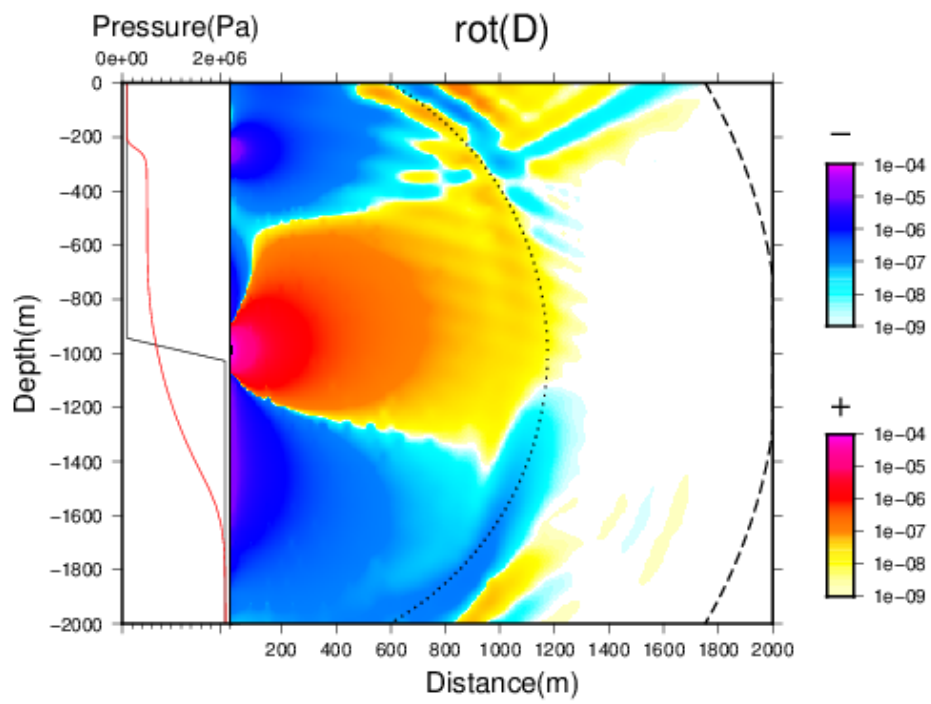


図 2.3.5f. (続き) $t = 1.0$ 秒の場合.

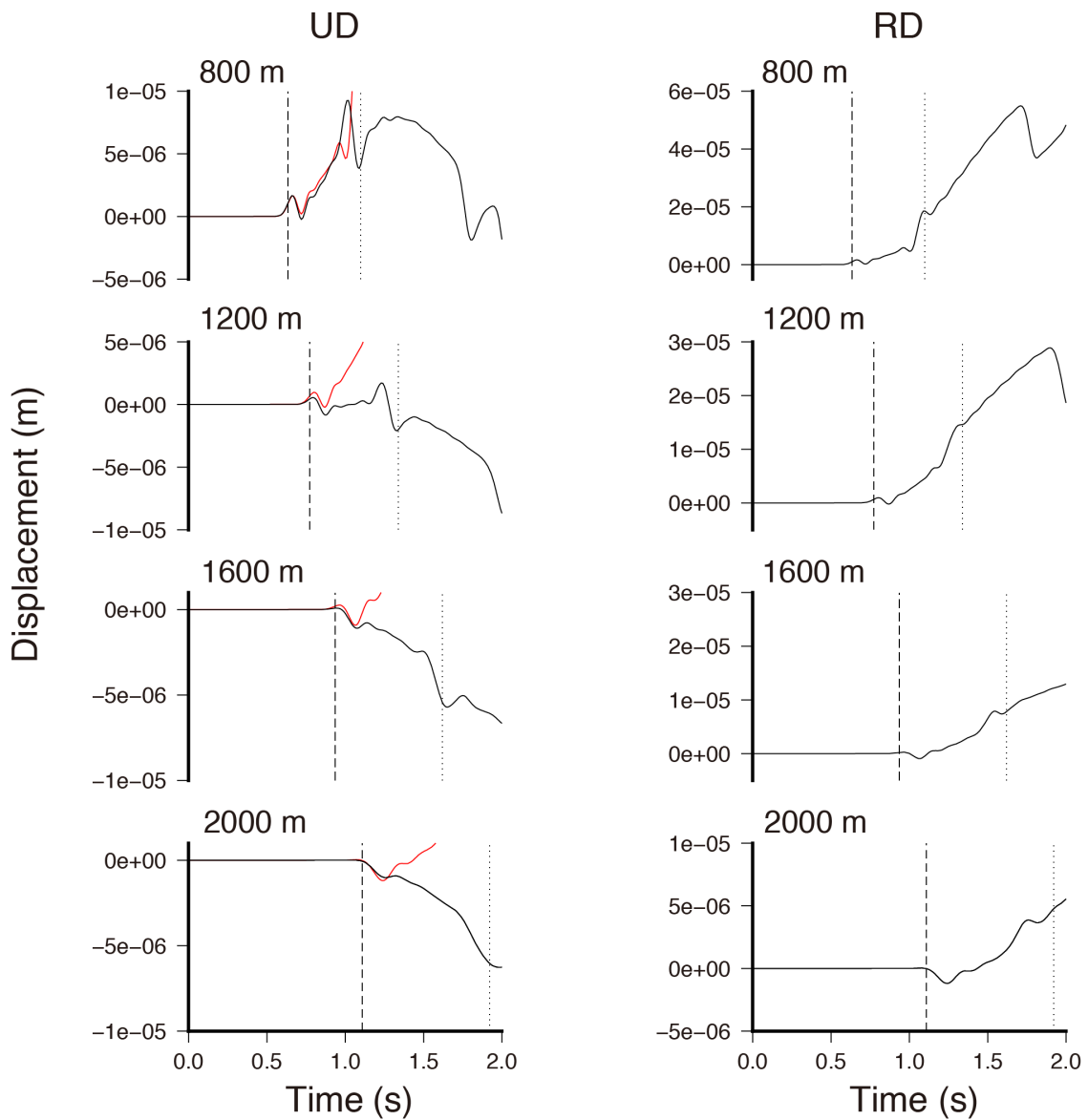


図 2.3.6. $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の, $x = y$ 上における原点から 800, 1200, 1600, 2000 m 離れた各地点での上下方向(UD)とラディアル方向(RD)の変位波形. 上下方向の変位波形には, 縦軸を揃えたラディアル方向の変位波形も赤線で示す.

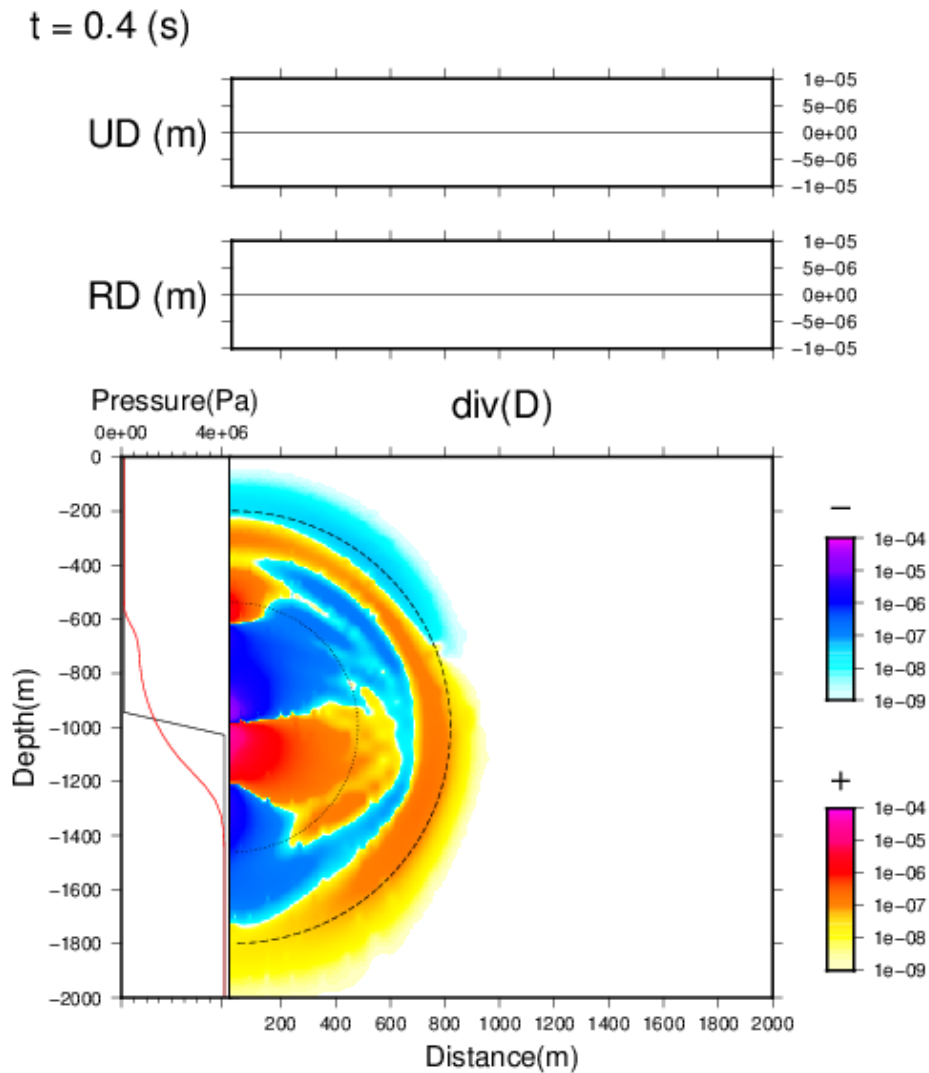


図 2.3.7a. $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 4$ MPa と設定した場合の, $t = 0.4$ 秒における地表($x = y$ 上)での上下成分(UD), ラディアル方向(RD)変位, 管内圧力の空間分布(下部左側)と, 変位の発散の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 管内では, 黒色で初期値, 赤色で現時刻の圧力分布をそれぞれ示す. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を破線と点線でそれぞれ示す.

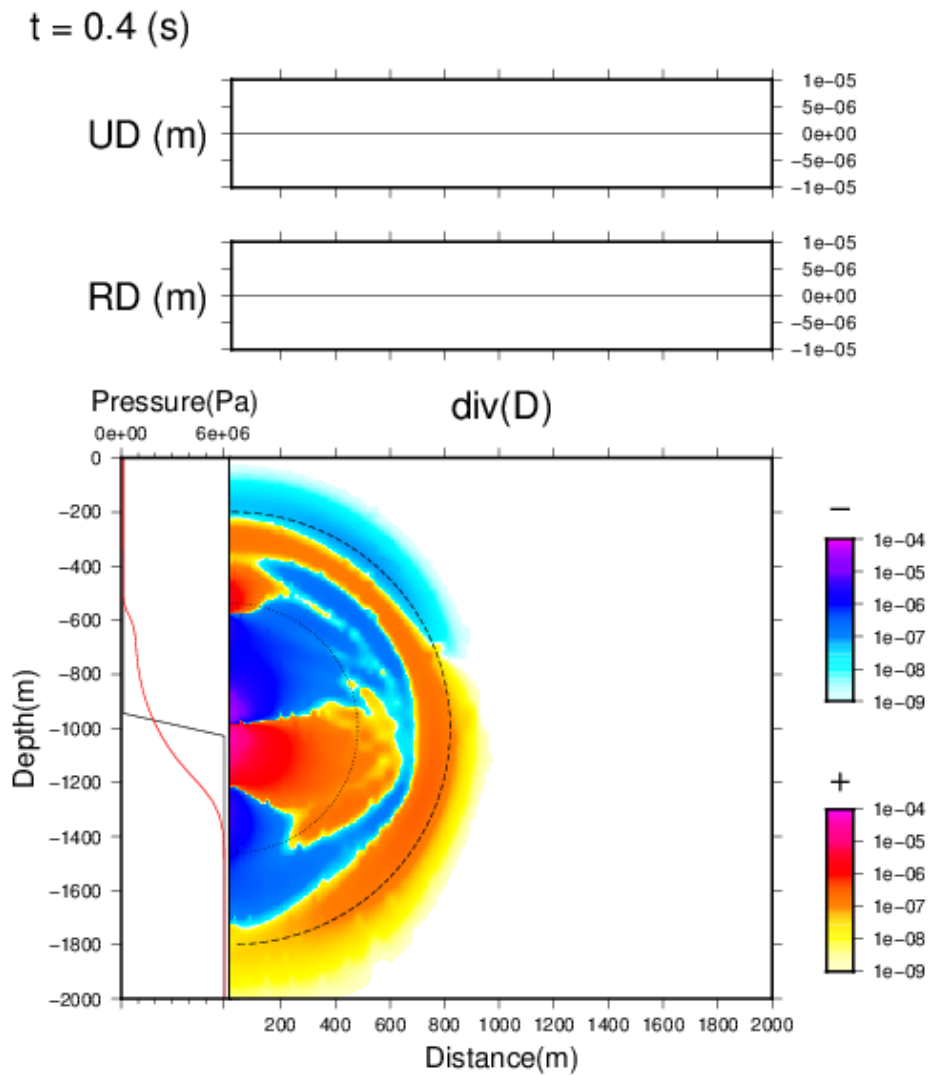


図 2.3.7b. $z_p = -1000$ m, $\Delta P = 6$ MPa と設定した場合の, $t = 0.4$ 秒における地表($x = y$ 上)での上下成分(UD), ラディアル方向(RD)変位, 管内圧力の空間分布(下部左側)と, 変位の発散の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 管内では, 黒色で初期値, 赤色で現時刻の圧力分布をそれぞれ示す. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を破線と点線でそれぞれ示す.

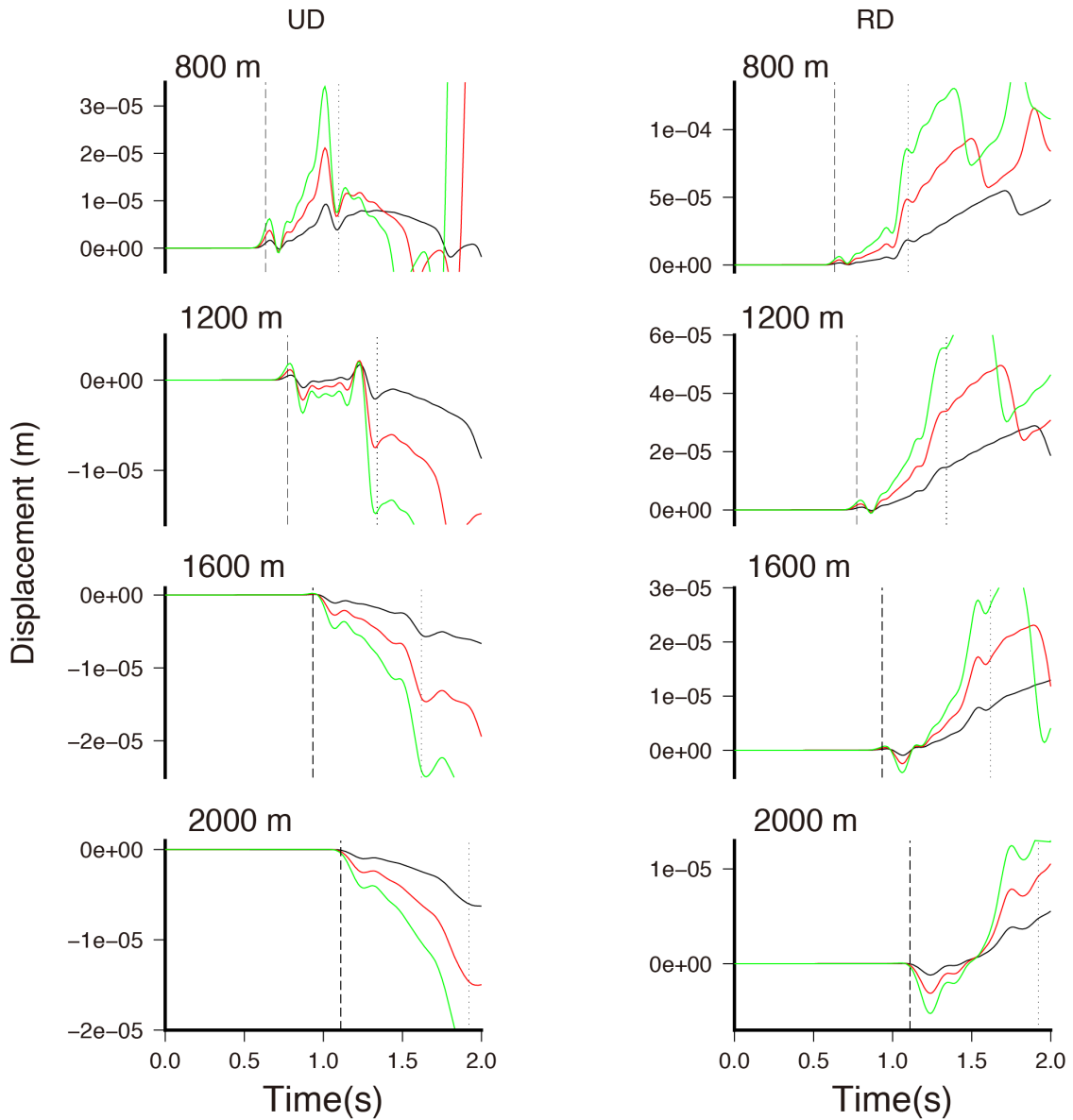


図 2.3.8. $z_p = -1000$ m と設定し，圧力差 ΔP をそれぞれ 2 MPa(黒)，4 MPa(赤)，6 MPa(緑)と設定した場合の， $x = y$ 上における座標原点から 800, 1200, 1600, 2000 m 離れた各地点での上下方向(UD)，ラディアル方向(RD)の変位波形。

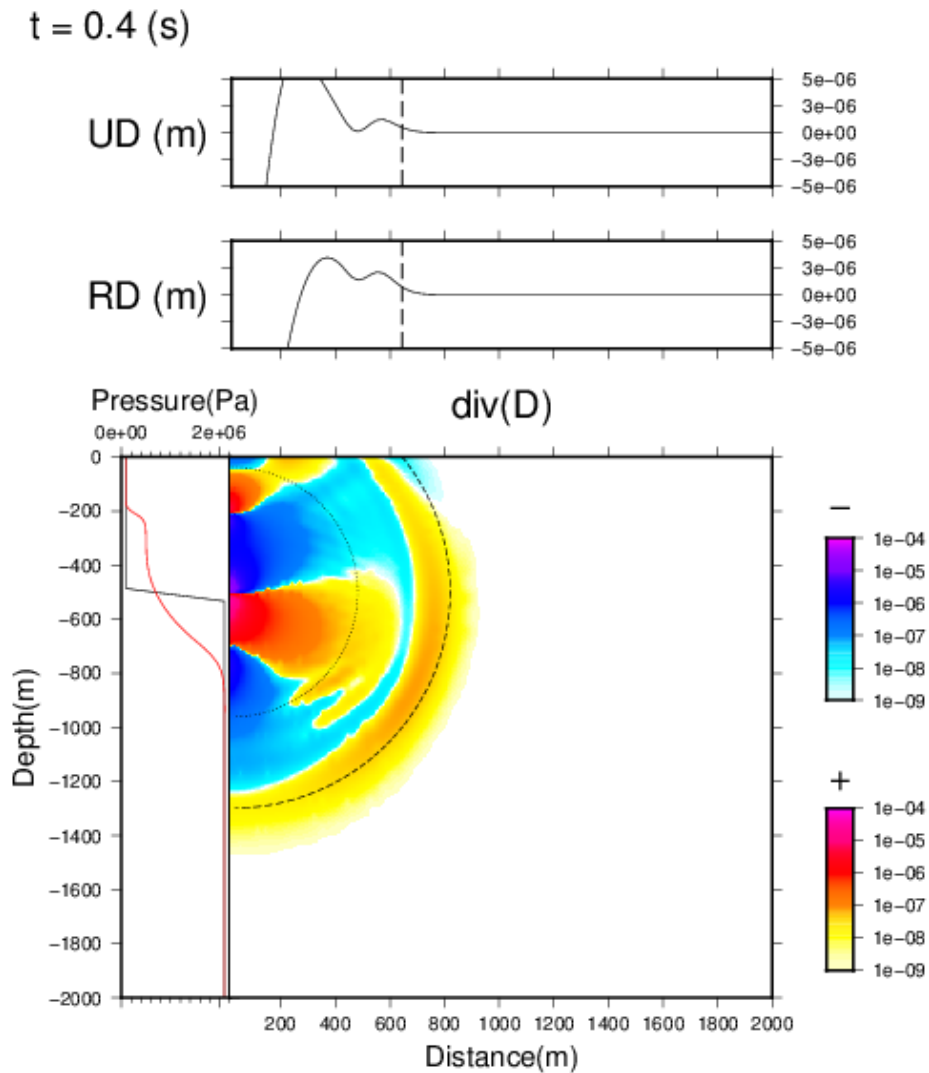


図 2.3.9a. $z_p = -500$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の, $t = 0.4$ 秒における地表($x = y$ 上)での上下成分(UD), ラディアル方向(RD)変位, 管内圧力の空間分布(下部左側)と, 変位の発散の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 管内では, 黒色で初期値, 赤色で現時刻の圧力分布をそれぞれ示す. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を破線と点線でそれぞれ示す.

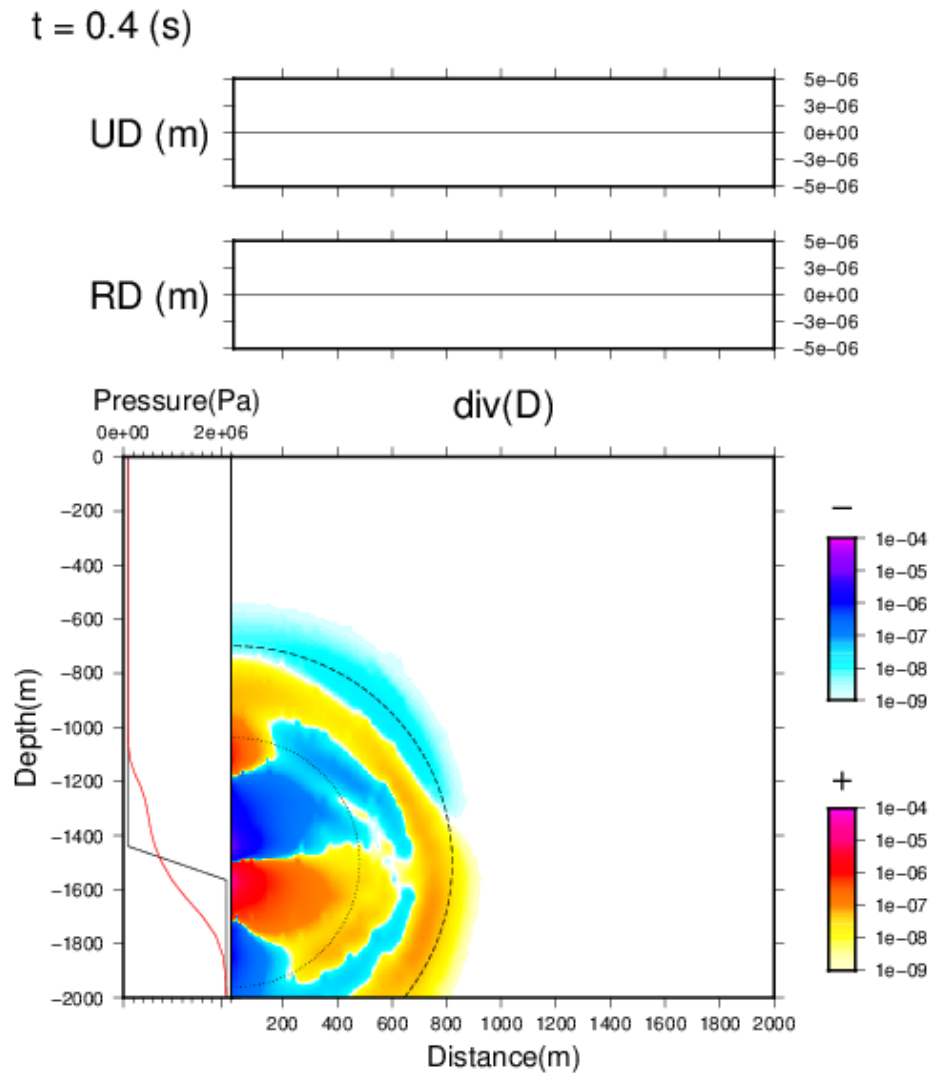


図 2.3.9b. $z_p = -1500$ m, $\Delta P = 2$ MPa と設定した場合の, $t = 0.4$ 秒における地表($x = y$ 上)での上下成分(UD), ラディアル方向(RD)変位, 管内圧力の空間分布(下部左側)と, 変位の発散の水平-鉛直断面($x = y$ 上)における空間分布. 管内では, 黒色で初期値, 赤色で現時刻の圧力分布をそれぞれ示す. z_p と同じ深さの流体-弾性体境界から, 計算開始と同時に伝搬する P 波と S 波の理論波面を破線と点線でそれぞれ示す.

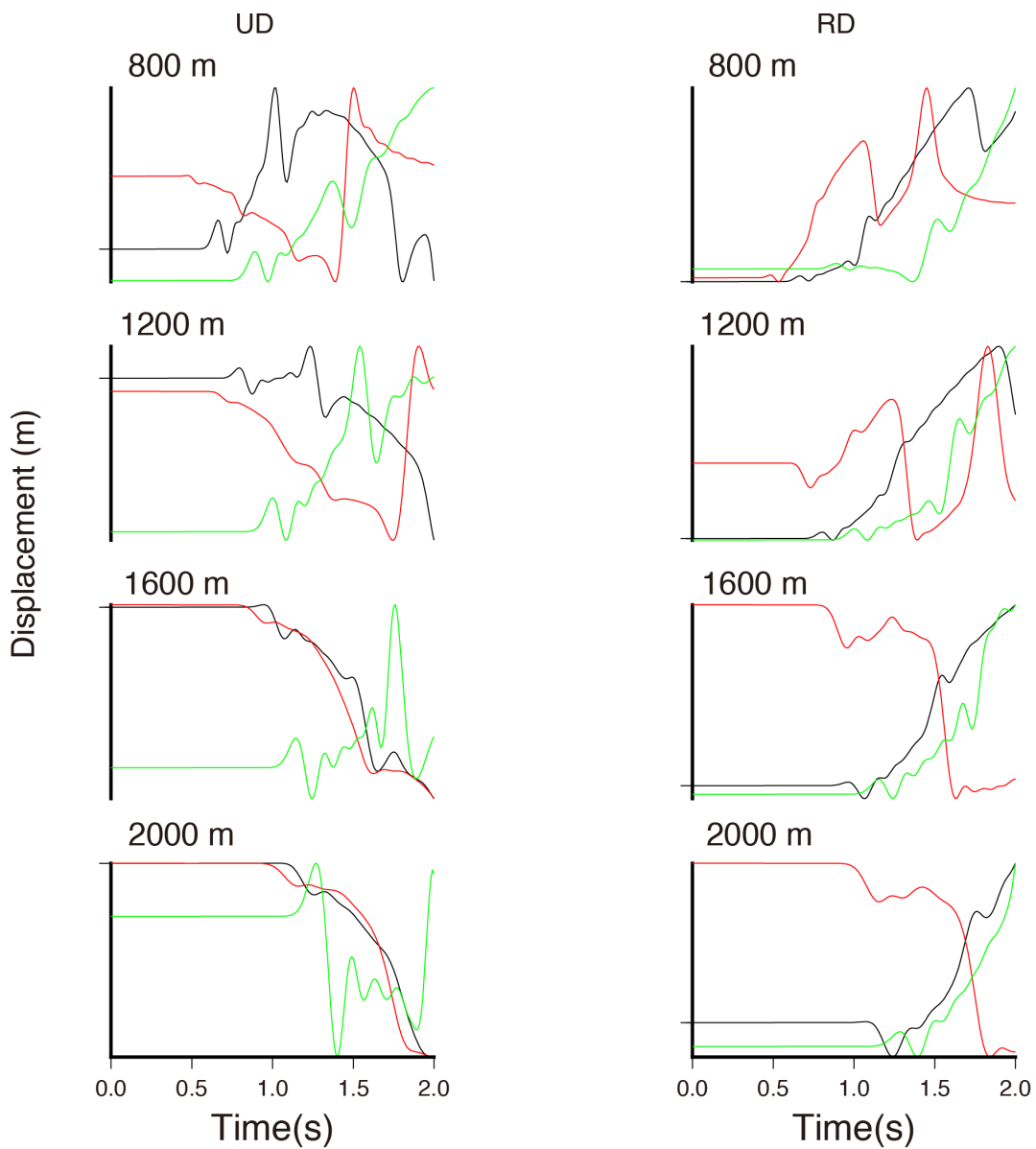


図 2.3.10. $\Delta P = 2$ MPa とし, $z_p = -1000$ m(黒), $z_p = -500$ m(赤), $z_p = -1500$ m(緑)と設定した場合の, $x = y$ 上における座標原点から 800, 1200, 1600, 2000 m 離れた各地点での上下動変位の生波形. 振幅をそれぞれの最大値で規格化した波形を示す.

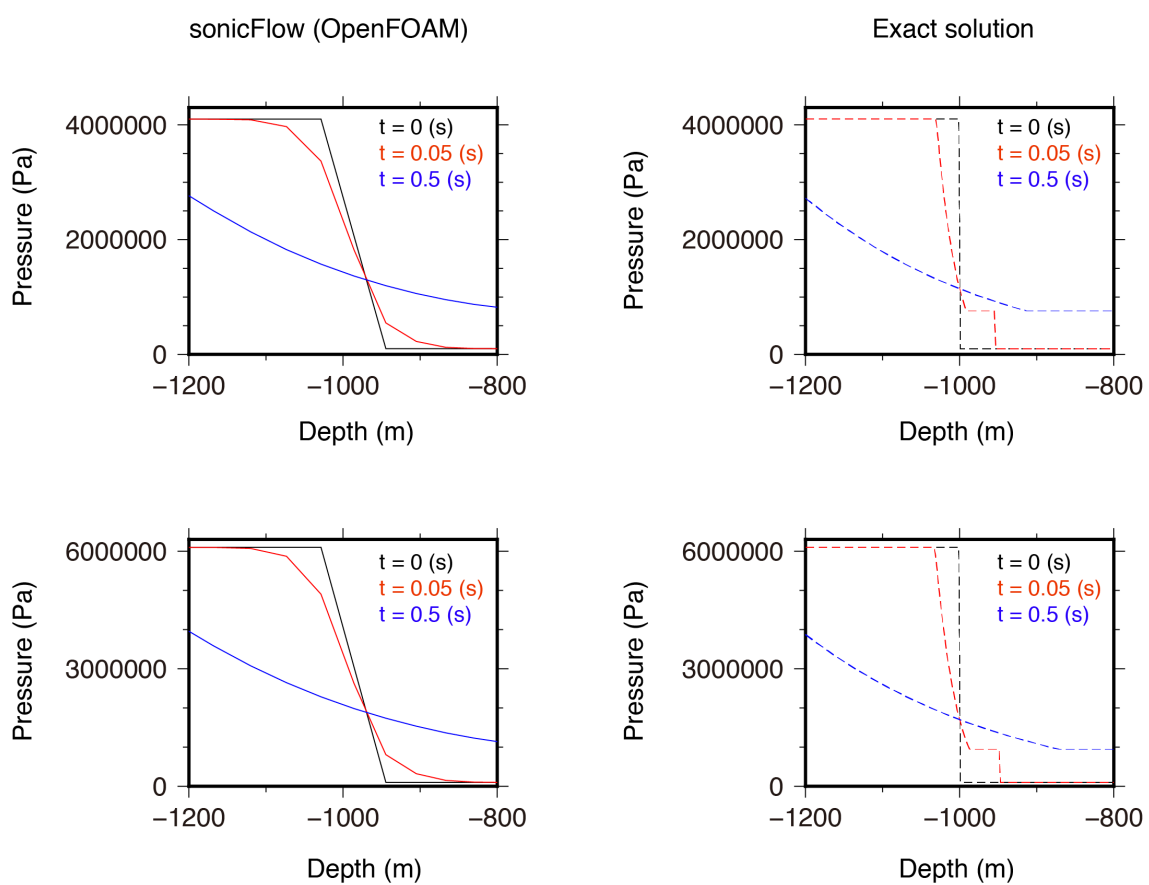


図 2.3.11. $\Delta P = 4$ MPa(上段), $\Delta P = 6$ MPa(下段)とした場合における, 数値計算での管内圧力分布(左側)と一次元解析解の比較. 色の違いは各時間に相当する.

第3章 噴煙形成に伴う長周期空気振動の研究

3.1 はじめに

3.1.1 連続噴煙過程に伴う長周期空振(Lokon-Empung の例)

第2章でも述べた通り，Lokon-Empung での臨時観測で記録されたブルカノ式噴火は，全体のうち半数以上のイベント(ET)において爆発過程に引き続いて発生する連続噴煙過程に伴うシグナルが記録されている．このうち，2012年11月28日に発生したイベントは，KKVOのYudhi Thea氏によって連続噴煙過程の表面現象が映像によって記録されている．図3.1に，Yudhi氏から提供されたこの映像の，撮影開始から30秒間の部分の3秒おきの静止画を示す．比較のため，図3.2aにはこのイベントに伴う上下動速度波形，空振波形の生波形を，火口からの水平距離ごとに並べたものを示す．映像には絶対時刻の情報は記録されていないが，図3.2aの50秒程度から撮影が開始されたものと思われ，撮影場所はKKVOの裏庭と推測される．映像の開始時に火口上空に見えている噴煙は，撮影開始前に発生したブルカノ式噴火の爆発過程によって生じたものと思われる．撮影開始から6秒以降の静止画には，爆発過程で生じた噴煙とは異なる新たな噴煙が出現する様子が記録されている．新たな噴煙の上昇速度は爆発過程の噴煙とは優位に異なり，噴煙の色も爆発過程の噴煙と比べると濃いようにも見える．よって，図3.2aに示す連続波形における60秒以降の連続的な振動は，噴煙柱の形成過程に伴うシグナルであると解釈される．KKVOで観測された空振波形には，60秒付近にわずかに長周期のシグナルが重畳している．この60秒付近の特徴をより見やすくするため，図3.2bには，図3.2aに示した生波形に対して周期10秒以上の因果律を満たすバンドパスフィルターを適用した波形を示す．広帯域地震計と空振計の感度特性が異なるために，図3.2bでは地震波形と空振波形に対して別々のフィルターを施している．地震波形には，Trillium 40の応答特性を波形から取り除いた後に，周期10–50秒のバンドパスフィルターを適用している．一方で空振計SI 102の感度特性は，周期10秒以上の帯域に関しては解析的な応答特性が得られない．そのため，空振波形には周期10–20秒のバンドパスフィルターを適用するのみにとどめている．図3.2bに示したVLP帯の波形からは，連続噴煙過程の開始付近に大振幅の位相が空振波形と上下動速度波形の両者に記録されてい

る。この位相の見かけ伝搬速度は、緑色の矢印で示した爆発地震の見かけ位相速度よりも顕著に遅く、爆発過程の空振相と同じく赤色の矢印で示した音波速度で説明ができる。火山噴火に伴う空振は、地震波形に重畳して記録される場合があることが知られている(例えば, Ichihara et al., 2012)。図 3.2b に示した VLP 帯の上下動速度波形も、空振の伝搬によって励起される地動を記録しているものと解釈することができる。以下では、この噴煙の出現に伴う特異な長周期空振の性質の理解に向け、噴火現象に伴って観測される空振の先行研究を俯瞰する。

3.1.2 火山噴火に伴う空気振動の研究

多くの火山噴火では、爆発、灰放出といった明瞭な表面現象に伴い空気振動(空振)が発生する。一般に、火山近傍で噴火に伴い観測される空振振幅は、風などの噴火以外の自然現象に起因するノイズと比べると顕著に大きい。そのため、空振を観測することは噴火現象を検知する手法として有効であり、多くの活動的火山において空振観測網が展開されている。例えば、複数の火口から常時噴火が発生している Stromboli では、空振計を用いたアレイ観測による音源位置(火口)の推定が行なわれている(Ripepe and Marchetti, 2002; Johnson, 2004)。また、同じ地点で観測される空振と地動の相互相関を利用し、風などのノイズに紛れた噴火のシグナルを検出する手法も提案されている(Ichihara et al., 2012)。大規模な噴火に伴う空振は、対流圏界面と地表の間の反射を繰り返しながら長距離を伝搬することもあるため、火山から 1000 km 近く離れた地点において観測される場合もある(例えば, Mikumo and Bolt, 1985; Tahira et al., 1991; Fee et al., 2013)。しかし、こうした遠隔地で観測される空振波形には、励起源だけでなく伝搬途上の情報も含まれていることが想定される(例えば, Lacanna et al., 2014)。よって、空振発生場の研究には、より火口に近い地点で観測されるデータを用いるのが好ましい。本研究では、火口から 10 km 程度の火山近傍の地点で観測される空振データのみに着目する。

先の章でも着目したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う空振波形は、鋭いパルス的な増圧相で特徴付けられる(例えば, Fee et al., 2014)。パルス幅は概ね 1-2 秒程度であり、火口底で発生する爆発とその時定数を反映していると理解することができる。増圧相の前には、微小な先行相が観測される場合もあり、これは火口底が爆発前に膨張することで励起されると解釈されている

(Yokoo et al., 2009; Yokoo and Iguchi, 2010). より小規模なストロンボリ式噴火に伴う空振波形からも、パルス的な増圧形状が認められる (Vergniolle and Brandeis, 1994). ストロンボリ式噴火に伴う空振波形は、室内実験の結果と併せて、火道の上部での泡の破裂に伴って励起されると理解されている (Vergniolle et al., 1996; Ripepe et al., 2001). 火口内部の直接観測が可能な火山では、パルス状の増圧波形の励起が、火口内での泡の破裂に相当することが直接的に観測されている (Johnson et al., 2004). こうした噴火に伴うパルス状の増圧波形は、モノポールソースを励起源として火口に仮定することで説明される場合が多い (Johnson et al., 2004; Kim et al., 2015). Goto et al. (2014) は、ストロンボリ式噴火に伴う空振の高サンプリング記録 (5000 Hz) を解析し、超音速流が励起する空振に類似した特徴を見出している. こうしたジェット流と空振の相似性は、プリニー式噴火などの数十分から数時間単位の長い継続時間を持つ噴火に伴う観測波形からも認めることができる. Matoza et al. (2009) は、こうした空振波形の巨視的なスペクトル構造が、理想気体のジェットノイズで概ね説明できることを示している. Taddeucci et al. (2014) も、ストロンボリ式噴火やブルカノ式噴火に伴う噴煙の特徴や、空振の高周波成分のスペクトル構造が、ジェット流の数値計算結果と類似することを示している. Etna や Kilauea などの火山では、溶岩噴泉に伴う空振の観測事例が報告されている (Cannata et al., 2009; Fee et al., 2011). 観測波形からは、ストロンボリ式噴火に似たパルス状の間欠的なシグナルや、連続的な短周期振動が認められ、溶岩噴泉イベントの複雑な物理過程を反映していると解釈される. また、火口や活動様式の違いによって、空振波形の形状や単位時間あたりの平均振幅が変化するという性質も報告されており、リアルタイムでの活動推移の把握に役立つ可能性が示唆されている (Cannata et al., 2009). 雲仙普賢岳で 1990 年から 1995 年にかけて発生した噴火活動 (Nakada et al., 1999) では、火砕流の発生に伴う空振が観測されている (Yamasato, 1997; Oshima and Maekawa, 2001). Yamasato (1997) は、火砕流の発生に伴う空振にドップラー効果が見られることや、流下する火砕流の先端付近に空振の音源が推定されることを示している. Oshima and Maekawa (2001) は、溶岩ドームから岩塊が崩落する様子をビデオカメラと空振計で同時に観測し、崩落に伴う岩塊内部からのガス放出によって空振が励起されていることを明らかにした. また、モノポールソースを仮定して放出されたガス体積を推定し、岩塊の内部圧力と空隙率から推定されるガス体積と整

合的な推定値を得ている。Santiaguito においても、噴火に伴うの溶岩ドームの急激な上昇の様子が映像と空振の同時観測で捉えられ、映像解析によって推定された溶岩ドーム上端の上下変位量によって、空振波形の特徴が説明されている (Johnson and Lees, 2010)。

噴火に伴う空振は大気中を伝搬するため、観測される空振波形はたとえ火山近傍で観測されたものであっても、伝搬途中の影響を受ける場合がある。特に、地形の効果が顕著に現れる事例が複数の火山で報告されている。Fee et al. (2010)は、Kilauea における連続微動や degassing burst と称されるイベントに伴い観測される空振波形のうち、0.55 Hz と 3 Hz 付近に卓越するシグナルを、火口内部のヘルムホルツ共鳴によって説明している。Lyons et al. (2016)も、Pagan における連続的なガス放出に伴う空振に対して同様の説明を与えている。Tungurahua におけるブルカノ式噴火に伴う空振は、山麓で観測される空振振幅にファクターで5程度の大きな不均質性があることが Kim et al. (2012)によって示されている。Tungurahua 山頂付近の火口縁の地形の形状が空振の波動場に影響を与えるため、山麓で観測される空振振幅に異方性が現れるものと解釈されている。Kim et al. (2015)は、地形を考慮した線形音波の3次元グリーン関数を計算し、桜島で観測された空振波形に対してモノポールソースを火口に仮定した波形インバージョンを行っている。こうして推定された体積変化率は、地形を考慮しない半無限媒質を仮定した場合よりも、振動せずに安定した時間変化を示す。同時に推定される積算体積は、地形を考慮しない場合に比べて半分程度となり、パルス状の空振波形の後続波における地形の効果が顕著である可能性を示している。

3.1.3 第3章における研究の目的

以上で紹介した研究は、空振を励起している噴火現象に着目すると、大きく二つの区分に大別することができる。一つは、ブルカノ式噴火やストロンボリ式噴火などの、短時間の物質放出に伴う空振を観測/解析した研究であり、観測波形としてパルスの増圧波形が記録されている場合が多い。もう一つは、プリニー式噴火などの定常的に物質を噴出する現象に伴う空振に着目した研究である。こうした噴火に伴う空振は、短周期のシグナルが連続的に観測される事例が多い。一方で、噴火現象が定常的な物質放出に移行していく段階で励起される空振に着目した研究例は、ほとんど報告されていない。定常的な

噴出に移行する段階では、成長する噴煙柱が周辺大気を移動させることによって、噴煙成長に対応する何らかの圧力変化が励起されることが期待される。

Lokon-Empung で観測された長周期空振は、映像で記録されている噴煙柱の出現との対応が良い。また、長周期成分が卓越するという特徴などから、以上のような噴煙の成長過程に伴って励起されていると推測される。こうした周期が10秒よりも長く、大気重力波の周期の下限である約300秒よりも短い空振の成分は、VLP(Very-Long Period; 10-50秒)もしくはULP(Ultra-Long Period: 50-300秒)と称されることもある(例えば、Ripepe et al., 2013)。この帯域について、本章では以下総称して長周期空振と記述する。噴煙の成長に関連すると思われる長周期空振の観測事例は、少ないながらも幾つかの事例が存在する。下鶴・他(1975)は、浅間山で発生したブルカノ式噴火の爆発過程に伴う空振が観測されてから約2分後に、約4分程度の周期と最大0.6 mb (60 Pa)の振幅を持つ、負から正への圧力変化を観測している。この記録は、火口から約3 km離れた浅間火山観測所の微気圧計で観測されており、当時は噴石の落下を伴って噴煙が観測所の上空を通過していたと報告されている。この長周期の圧力変動に対して、下鶴・他(1975)は噴煙が周辺大気を取り込むことで、負の圧力変動が励起されたものと解釈を与えている。Kilaueaにおいても、degassing burst と称される火山灰放出に伴い、卓越周期が20秒程度の空振が火口から7 kmの地点で観測されている(Fee et al., 2010)。この空振波形は、同時に広帯域地震計で観測されたVLP帯の地動と波形と高い相関を示している。観測された長周期空振の振幅は0.7 Pa程度であり、より短周期の成分(0.1-1 Hz)の最大振幅である2.2 Paに比べると一桁小さい。Ripepe et al. (2010)は、Soufriere Hillsで発生したブルカノ式噴火と火砕流に伴い、3.5 mHzに卓越する長周期の空振の波形を、火口から3500 m離れた地点で観測している。この時観測された長周期空振波形は、初動の増圧相(25 Pa)と、後続するより振幅の大きな(80 Pa)減圧の位相が特徴的である。Ripepe et al. (2010)は、最初の増圧は火口に形成されていたドームの破壊、続く振幅の大きな減圧相は、下鶴・他(1975)と同様に噴煙柱形成に伴う周辺大気を取り込みによるものとそれぞれ解釈している。下鶴・他(1975)、Ripepe et al. (2010)の両研究は、噴煙が周辺大気を取り込む効果と長周期空振の関係に言及しているが、噴煙の映像などとの比較は行われていない。浅間山やSoufriere Hillsにおける例は、火口から数 km離れた地点において50 Paを超える振幅の長周期空振が記録されていることから、Lokon-

Empung で観測された空振振幅も参考にすると、比較的規模の大きな噴火に伴って長周期空振が励起されていたことが推測される。一方で Kilauea の場合は、空振振幅の観点からは比較的小規模な噴火であったことが推測される。よって、小規模な噴火においても長周期空振が普遍的に励起されている可能性があると言える。こうした長周期空振の解析によって、噴煙成長過程の情報を定量的に得ることができれば、ブルカノ式噴火の連続噴煙過程の理解のためだけでなく、噴煙柱のダイナミクスの理解や噴火現象の即時的評価という観点からも有益であると言える。本章では、火山近傍において、周期が 10 秒以上の帯域に感度を持つ計測機器で記録された噴火に伴う圧力記録を解析し、長周期空振の普遍性を調べる。対象を Lokon-Empung で発生する連続噴煙過程のみにとどめず、日本国内の阿蘇山、口永良部島、霧島山(新燃岳)で発生した噴火も対象とする。これら国内の火山で発生した噴火に関しては、絶対時間と同期した映像記録を用いて長周期空振と表面現象との関係について調べる。解析においては、モノポールソースを火口に仮定し、長周期空振の波形解析によって噴煙成長過程における体積変化率や積算体積量の推定を試みる。得られた推定値と、映像解析の結果や噴煙高度とマグマ噴出率の関係式(例えば、Sparks et al., 1997)などと比較し、推定値の妥当性や、噴火規模評価の可能性について議論する。

3.2 火山噴火に伴う長周期空気振動

3.2.1 Lokon-Empung

本章で扱う Lokon-Empung での噴火に伴う空振データは、1.2 節で記述した臨時観測の際に得られたものである。臨時観測における観測点配置図と、火口と空振観測点(KKVO)の間の標高のプロファイルを図 3.3a に示す。Lokon-Empung での臨時観測では、ブルカノ式噴火とは異なる連続噴煙イベント(TR)も複数観測されており、こうした連続噴煙の開始時にも長周期空振の励起を認めることができる。図 3.4 には、2012 年 12 月 31 日に発生した連続噴煙イベント(TR)に伴う上下動速度波形と空振波形の生波形、図 3.5 にはこれら生波形から図 3.2b と同様の手順で抽出した VLP 帯の波形を示す。図 3.4 の生波形においては、50 秒付近において振幅が顕著に増大する特徴が認められる。図 3.5 の VLP 帯の波形では、この 50 秒付近に図 3.2b で示した波形と同様に振幅の大きな位相が地震波形と空振波形の両方に認められ、見かけ位相速度も音波速度で説明できる。Lokon-Empung では、ET と TR に分類される 5 イベントにおいてこうした長周期空振が記録されている。

3.2.2 阿蘇山

日本の九州中央部に位置する阿蘇山では、2014 年 12 月頃から断続的な火山活動が続いており、マグマ水蒸気噴火やストロンボリ式噴火が発生している(横尾・宮縁, 2015)。気象庁と防災科学技術研究所(防災科研)は、阿蘇山周辺に連続観測網を展開しており、一連の噴火に伴う圧力変化を観測している。図 3.1b に、阿蘇山周辺における気象庁と防災科研の連続観測点の配置を示す。防災科研の観測点には、セトラシステムズ製の微気圧計 AP-270 が設置されている。この微気圧計は、DC 成分から 100 Hz までの周波数の圧力変動に対して一様な感度特性を持つ。データのサンプリング周波数は 1 Hz であり、本研究が注目する周期 10 秒以上の帯域を調べるには適当な観測データである。気象庁の観測点には、空振計(低周波マイクロフォン)ACO 3384 (ACO 社製)が設置され、サンプリング周波数は 100 Hz に設定されている。この空振計は、本研究が着目する周期が 10 秒以上の帯域には感度を持たないが、比較のためにこの空振計で記録された波形も調べる。気象庁は、火口から 3.0 km 離れた草千里に火山監視用のカメラを設置している。カメラは Panasonic 製の WV-E850 であり、768 × 494 ピクセルの解像度を有している。撮影間隔は 30

Hzで行われており、ネットワーク上のNTPサーバから取得した絶対時間に基づく時刻情報が画面上に記録される。以下では、防災科研の微気圧計で記録された圧力波形を微気圧波形、気象庁の空振計で記録された圧力波形を空振波形とそれぞれ表記する。図3.6に2015年9月14日に発生したマグマ水蒸気噴火(宮縁・他, 2016)に伴う圧力波形と、気象庁カメラの映像から抽出した数コマの画像を示す。噴火に起因しないと思われる長周期のノイズを取り除くため、微気圧波形には0.1–0.01 Hzのバンドパスフィルターを施している。バンドパスフィルターには、時刻同期した映像との比較を行うため、位相ずれを生じない因果律を満たさないフィルターを用いている。気象庁の観測網で記録された空振波形は、生波形を示す。図3.6では、圧力波形を火口からの水平距離ごとに並べ、振幅は最大振幅で規格化している。微気圧波形からはいくつかの増圧相が確認できるが、二地点の観測波形のうち、片方の観測波形でしか認められない位相も認められる。空振波形には、30秒ごろから振幅が徐々に増大する短周期変動が記録されている。それらは70–80秒周辺において最大値を示し、その最大振幅は微気圧波形の最大値と比べると一桁ほど大きい。映像からは、噴火発生前には火口から灰色の噴煙が連続的に立ち上っている様子が確認できる。40秒頃に一回目の黒い噴煙柱の出現が確認できるが、この噴煙は映像が撮影されている草千里から白い噴煙を挟んで反対側に向けて噴出したように見え、映像からは噴煙の左側がかすかに認められるのみである。続いて60秒頃に再び黒い噴煙が出現する。この噴煙は草千里の映像からも明瞭にその様子を認めることができる。77秒前後にも噴煙が出現し、また同時に火口縁から火砕流が出現する。図3.6では、音波の伝搬速度を一様に340 m/sと仮定し、以上の表面現象と微気圧波形における増圧相との関係を調べた。ASHVにおける微気圧波形は、上記三つの表面現象に対応した増圧の位相が認められる。ASHVと火口を挟んで反対側に位置するASIVにおける微気圧波形からは、2番目の噴煙に対応する位相のみが認められる。ASHVでの波形に見られる1番目と3番目の増圧相は、振幅が微弱であることもあり、風などの噴火と関係しないシグナルである可能性もある。一方で、2番目の噴煙に関しては、両観測点において優位な位相が記録されている。空振波形の振幅も、2番目と3番目の噴煙の出現の間に最大振幅を示し、こちらも微気圧波形と同様に表面現象を反映しているのかもしれない。こうした噴火に伴う長周期空振は、阿蘇山での他の4イベントにおいて確認することができる。

3.2.3 口永良部島火山

口永良部島は九州南部に位置する火山島であり、最近では2014年と2015年にそれぞれ噴火が発生している(Iguchi and Nakamichi, 2015). 防災科研と気象庁は、口永良部島に連続観測網を展開しており(図 3.3c), これら噴火に伴う圧力変動を観測している. 防災科研の観測点には、VAISALA 社製のPTB100 が設置されている. この微気圧計は DC 成分から 30 Hz までに一様な感度を持っており、サンプリング周波数は 1 Hz に設定されている. 気象庁観測点に設置された空振計とサンプリング周波数は、阿蘇山における観測網と同様である. また気象庁は、火口から 3.1 km 離れた本牧西観測点に火山監視カメラを設置しており、型番と解像度、サンプリング周波数は阿蘇山の観測網に設置されてある機器と同じである. 図 3.7 に、2015 年 5 月 29 日に口永良部島火山の新岳火口で発生した噴火に伴う圧力波形を示す. 図 3.6 と同様に、最大振幅で規格化した微気圧、空振波形を、火口からの水平距離ごとにプロットしている. 図 3.7 では、微気圧、空振波形の両方ともに生波形を示す. 微気圧波形には、噴火に伴うパルス幅が 5 秒程度の増圧相が二つ認められる. また短周期の空振波形には、連続的な振動が 20 秒ほど継続して記録されている. 空振波形の初期位相は、ブルカノ式噴火に伴う空振に似た鋭い立ち上がりを示していることから、前述の Lokon-Empung の連続噴煙や阿蘇の噴火に比べると、爆発性が高いことが示唆される. 一方で、複数の鋭いパルスが初期位相に後続して記録されている点は、ブルカノ式噴火に伴う空振記録の特徴とは異なる点であると言える. 微気圧波形の最大振幅は、空振波形の最大振幅と比べると一桁大きい. 図 3.7 では、阿蘇山での噴火の事例と同様に、音波速度を 340 m/s と仮定することで、気象庁カメラで記録された表面現象と微気圧波形の特徴と対応関係を調べた. 最初に出現する噴煙は、気象庁の本牧西観測点からは等方的な球状に見えている. 30 秒付近からは噴煙の一部が左斜め上方向に向かって伸びる様子が認められ、新たな噴煙の出現に相当するものと解釈することができる. 図 3.7 に示した一様音波速度の直線より、微気圧波形に見られる二つのパルスは、上で述べた二つの噴煙の火口からの出現にそれぞれ対応していると解釈できる. 口永良部島ではこの噴火以降も数回の噴火が発生しているが(気象庁, 2015b), 防災科研の観測網は停電のために当該する期間のデータが欠損となっている. 一方で、2014 年 8 月 3 日に発生した噴火は防災科研、気

象庁の両観測網で記録されている。この噴火の発生当時は、山頂付近が雲に覆われていたため、表面現象は映像からは確認できない。しかし、微気圧波形に長周期の増圧相が卓越し、その最大値が空振波形の最大値に比べると一桁程度大きいという特徴は、2014年噴火に伴う圧力波形からも読み取ることができる(図 3.8)。

3.2.4 霧島山(新燃岳)

霧島火山群の新燃岳では、2011年1月26日から準プリニー式噴火、溶岩ドーム形成、ブルカノ式噴火、連続噴煙イベントなどからなる一連の噴火活動が発生した(Nakada et al., 2013)。図 3.1d に示す通り、霧島山周辺にも防災科研、気象庁の連続観測網が展開されており、一連の噴火に伴う圧力変動を観測している(Kato and Yamasato, 2013)。防災科研の観測点に設置されている微気圧計は、阿蘇山の観測網と同じく SETRA 社の AP270 であり、サンプリング周波数も同じく 1 Hz である。気象庁の観測点に設置されている空振計も、阿蘇山、口永良部島と同じく ACO 3384 であり、サンプリング周波数も同じく 100 Hz である。気象庁は、新燃岳火口から 7.6 km 離れた猪子石にカメラを設置している。設置されているカメラも阿蘇山、口永良部島と同じくパナソニック製の WV-E850 であるが、映像解析を行った研究によると、当時のこのカメラの解像度は 640 × 480 ピクセルに設定されていたようである(鬼澤・他, 2013; 高木・他, 2013)。図 3.9 には、2011年3月13日に発生した連続噴煙イベントに伴う圧力波形を示す。因果律を満たさない 300 秒のハイパスフィルターを施した微気圧波形と空振計の生波形を、最大値を規格化し火口からの水平距離ごとに並べている。微気圧波形には、70 秒と 160 秒付近から始まる顕著な増圧相が、KRHV と KRMV の両観測点で記録されている。空振波形からも、同じ時刻付近に振幅が増大する特徴を読み取ることができる。この噴火は、鬼澤・他(2013)の映像解析によって噴煙高度の時間変化が調べられており、その結果を図 3.9b に示す。図における P1-P5 は、噴火に伴う主な噴煙柱の頂点にそれぞれ相当する。鬼澤・他(2013)に掲載されている画像によると、P1 と P2、P3 と P4 の二組の噴煙柱は、それぞれ同じ方向に成長している。これら噴煙柱のペアを巨視的に一つの噴煙柱としてみなすと、上で述べた微気圧波形に増圧相が記録される時間は、それぞれの噴煙の成長段階に相当することが読み取れる。つまり、こうした長周期空振は噴煙の出現から成長する過程に

伴って励起されていると解釈できる。新燃岳での一連の噴火活動では、7例のイベントにおいて長周期空振の励起を確認することができる。

3.3 長周期空気振動のモノポールソースによる解析

以上では、Lokon-Empung を含む4火山において、噴火に伴う圧力記録から長周期空振を見出した。圧力記録と映像記録との対比によって、長周期空振が噴煙の出現、成長段階に伴って励起されていることが明らかとなった。この長周期空振の観測波形は、いずれの火山でもパルス状の増圧相が特徴的である。こうした空振波形は、その励起源としてモノポールソースを火口に仮定することで説明される場合が多い(例えば、Kim et al., 2015)。空振の励起源としては、ダイポールソースやジェット流を仮定している研究も存在する。しかし、本研究では最も単純な音波励起源であるモノポールのみ仮定し、長周期空振の観測波形の解析を行うことで、噴煙の成長過程を定量的に評価することを試みる。対象とする音波の周期は10秒以上であり、波長はおよそ3000m以上となることから、励起源に対して点近似が成り立つと仮定して解析を行う。半無限媒質上にモノポールソースを仮定すると、媒質の表面のモノポールから距離 r の地点において観測される圧力変動 ΔP は以下のように表すことができる。

$$\Delta P = \frac{1}{2\pi r} \dot{q}(t - r/c) \quad (3.1)$$

ここで、 c は音速、 $q(t)$ はモノポールから噴出する流体の体積変化率を表す(Lighthill, 1978)。この場合、観測される圧力は流体の体積変化率の一回微分に比例する。噴煙の持つ熱による浮力や膨張、周辺大気の取り込み(エントレインメント)といった噴煙に特有の物理過程を無視すれば、 $q(t)$ で表される体積変化率は、一次近似的には火口から噴出する噴煙の体積変化率と等価であるとみなすことができる(例えば、Johnson et al., 2004)。すなわち、観測された圧力波形を一回積分することで、噴煙の体積変化率の時間関数を得ることができる。同様に、観測波形を二回積分することで、噴煙体積の積算値の時間変化を推定することができる。一般に観測波形には噴火に起因しないシグナルも記録される場合があるため、本研究ではJohnson and Miller (2014)の手法に従い、積分処理に先立ち観測波形から平均値やトレンドの削除を行っている。また、S/N比が悪く、著しく長周期のノイズが重畳している波形については、上記の

処理を行う前に因果律を満たさないハイパスフィルターを適用している。フィルター処理のカットオフ周期は噴火に起因するシグナルの継続時間よりも十分に長い時間に設定している。対象としている観測波形は瞬間的なパルス状の位相を含まないことから、因果律を満たさないフィルターによる波形への影響は無視できるものとみなす。図 3.10 には、観測された圧力波形の積分によって得られる体積変化率、積算体積のそれぞれの時間関数の推定の例を、Lokon-Empung での観測波形の例を用いて示している。推定された積算体積の時間変化は、20 秒程度までは徐々に増加し、成長する噴煙の積算体積としては適切に推定されていると思われる。一方で、20 秒付近で最大値をとった後の積算値は減少に転じるが、この特徴は噴煙体積の積算値としては現実的ではない。Kim et al. (2015) は、後続相に含まれる周辺地形からの反射波が、積算体積の推定結果に顕著に影響することを示している。また、ダイポールなどの別の励起源で説明されるシグナルが、こうした後続相部分に影響している可能性もある (Woulff and McGetchin, 1976)。本研究では、図 3.10 に示す通り、前述の処理を行った観測波形の二回積分して得られる時間関数の最大値を V 、その積算時間を T と定義し、 T で示された時間よりも後のシグナルには着目しない。

3.4 結果と議論

3.4.1 積算体積 V と積算時間 T の関係

図 3.11 に、4 火山の長周期空振波形のモノポール解析によって推定された体積 V と積算時間 T を示す。データは、Lokon-Empung は KKVO、阿蘇山では ASIV、口永良部島では KCNV、霧島山では KRHV のデータをそれぞれ用いている。対象としている火山では、多くても二地点の圧力波形しか入手できないため、解析は S/N の比の良い観測点のデータに絞り、またダイポールなどのモノポール以外の空振の励起源の可能性については考慮しない。

Lokon-Empung における T は最大でも 20 秒となっているが、これは解析に用いたマイクロフォンが 0.05 Hz までしか一様感度を持たないことに起因すると思われる。そのため、Lokon-Empung における V の推定値は真の値に比べると少なく推定されている可能性がある。図 3.11 からは、 V と T の間には正の相関があることが読み取れる。以下では、冪関数 ($V = aT^b$) を仮定しこの両者の関係の評価を試みる。図 3.11 には、最小二乗法によって推定された関数

($V = 4.4 \times 10^4 T^{1.6}$) を赤線で示す。推定されたパラメータの分散は、それぞれ

$\sigma_a = 4.2$, $\sigma_b = 0.4$ である。 b の分散を考慮した $V = 4.4 \times 10^4 T^{1.2}$, $V = 4.4 \times 10^4 T^{2.0}$ の両方についても、黒色の破線で示している。また、参考のために等噴出率線を灰色の直線、破線、点線で示している。 b の分散を考慮しても、体積 V の増加が積算時間 T に対して非線形に増加する傾向が認められる。噴煙の体積を増加させる要因としては、モノポール解析が考慮している火口からの流体噴出による運動量の他にも、噴煙の持つ熱による膨張、周辺大気の取り込み(エントレインメント)などが考えられる。近似式で推定された積算時間 T に対する体積 V の非線形増加は、上記のような噴煙に特有の物理過程を反映しているのかもしれない。

3.4.2 映像解析結果との比較

高木・他(2013)は、2011年3月13日に霧島山で発生した噴火の映像のPIV(Particle Image Velocimetry)解析を行っている。図3.12aに、本研究が圧力波形を用いて推定したこのイベントの噴煙体積の時間変化率と、高木・他(2013)が映像解析で推定した噴煙の体積変化率の比較を示す。図3.12bには、本研究と高木・他(2013)の双方が推定した噴煙の積算体積の時間変化を示す。体積変化率に着目すると、400秒前後までは両研究による推定結果の時間変化は整合的であり、どちらも200秒ごろに最大値を取っている。この特徴は、長周期空振の励起が噴煙の運動と深い関連があることを示唆していると言える。しかし振幅値に着目すると、微気圧波形から推定した体積変化率は、映像解析による体積変化率の振幅と比べると半分以下程度でしかない。図3.12bに示す積算体積の推定結果の比較においても、空振解析による推定結果の振幅は、映像解析による結果の半分程度でしかない。映像解析と空振解析による体積変化率や積算体積の不一致は、桜島でのブルカノ式噴火の爆発過程を対象にしたJohnson and Miller (2014)でも報告されている。Johnson and Miller (2014)は、浮力による噴煙の膨張が、映像解析による見かけの体積と、空振による体積の見積もりに誤差を生じている原因ではないかと言及している。つまり、浮力で膨張する分の体積は周辺大気を移動させないということが、空振解析と映像解析による体積の推定値が不一致の要因となっているのかもしれない。また、対象としている霧島山の噴火は噴煙高度が8 kmに到達するほどの規模であり(新堀・他, 2013)、単一のモノポールによる近似ではなく、複数のモノポールを仮定して解析を行うことにより、より正確に体積推定が行える

可能性がある。さらに、空振の後続相は地形の影響を顕著に受ける可能性があるため、地形の影響を考慮することによって、体積推定の精度が向上できる可能性がある(Kim et al., 2015).

3.4.3 噴火規模評価手法として可能性

火山観測におけるデータ伝送技術の向上により、火山近傍における空振データは比較的容易にリアルタイムで取得することが可能である。そのため、空振観測によって噴火の規模を推定することは、火山学のみならず防災上の利点が存在する。噴煙の最大高度は、噴火規模を示す指標の一つとして広く用いられている。空振波形の解析から噴煙高度の推定を試みた先行研究の例はいくつか存在するが、いずれも成功したとは言い難い(例えば, Caplan-Auerbach et al., 2010). Sparks et al. (1997)は、噴煙高度(H)とマグマ体積噴出率(Q_{vol})の間に、 $H = 1.67Q_{vol}^{0.259}$ の経験式が成り立つことを示している。マグマの平均密度を 2500 kg/m^3 と仮定すると、この方程式はマグマの質量噴出率(Q_{mass})を用いて $H = 0.22Q_{vol}^{0.259}$ と変換される。Sparks et al. (1997)は、プリニー式噴火などの継続時間が長く、また主に噴煙の最大到達高度が 10 km 以上の噴火のデータをコンパイルすることでこの経験式を導出している。それゆえ、経験式の導出に用いられた噴火と、本研究で解析した噴火では、規模やダイナミクスが顕著に異なる可能性がある。また、噴煙の成長過程に伴う長周期空振に着目している本研究に対し、Sparks et al. (1997)は噴火の総継続時間から推定される噴出率を考慮している。このような違いは存在するものの、空振によって推定した体積変化率が、マグマ噴出率と噴煙高度の関係とどの程度整合的であるかを調べることは、長周期空振を用いた噴火規模評価の可能性を議論する上で有益である。図 3.13 には、本研究が空振データを用いて推定した平均の体積変化率と、報告されているそれぞれの噴火の最大高度をプロットしている(気象庁, 2014; 気象庁, 2015a; 気象庁, 2015c; 気象庁, 2015d; 気象庁, 2015e; 気象庁 2016a; 気象庁, 2016b; 新堀・他, 2013). 推定した体積変化率は時間関数となっているが、ここではその平均値を代表値としている。瞬間的な浮力の供給による噴煙の到達高度は、与えられた浮力の最大値に比例することが知られている(Morton et al., 1956). 本研究が着目した噴火は概ね継続時間の短い噴火であるため、Morton et al. (1956)が示したような瞬間的な熱の供給による噴煙と近似できるとみなす。よって、噴煙高度との比較には推定され

た体積変化率の平均値を採用する。Lokon-Empung と阿蘇山におけるデータからは、平均体積変化率と噴煙高度の間に顕著な正の相関が認められる。この特徴は、空振解析で推定された平均体積変化率の大きさが、噴煙到達高度とマグマ噴出率の関係で規定される噴火規模と整合的であることを示唆している。図 3.13 では、噴煙の密度をいくつか仮定することで、推定した体積変化率からマグマ質量噴出率の推定を試みた。霧島山や口永良部島で 2015 年に発生したイベント ($H = 0.9$ km) は、噴煙の密度を $0.1\text{--}5$ kg/m³ と仮定することで、空振で推定した体積変化率とマグマ噴出率-噴煙高度の経験式が、見かけ上は整合的になる。この密度の範囲は、高木・他(2013)が PIV 解析による体積変化率と、噴出物の総量を用いて導出した 0.5 kg/m³ という噴煙密度の推定値と整合的である。また、Ripepe et al. (2013) は、火口における噴煙密度をマグマ中のガス分率とガス密度、マグマ密度を用いて 5.4 ± 1.1 kg/m³ と推定しており、この値とも整合的である。一方で、Lokon-Empung や阿蘇山でのデータは、噴煙密度を $0.1\text{--}0.01$ kg/m³ と仮定した場合に空振による推定値と経験式が整合的になるが、この噴煙密度の値は上で述べた先行研究における値に比べると顕著に小さい。この違いは、先にも述べた本研究が対象としている噴火と、経験式が対象としている噴火の様式や規模、物理過程が異なることに由来している可能性がある。一般に、高度の低い噴煙は、より高度の高い噴煙に比べて風などの地表付近の大気の影響を受けやすいことが想定される。例えば、2014 年に発生した口永良部島で発生した噴火に関しては、接近した台風の影響を受けて噴煙の成長が妨げられた可能性が報告されている (Iguchi and Nakamichi, 2015)。長周期空振の励起過程のさらなる理解には、より詳細な長周期空振の観測、噴煙の映像、熱映像の解析、噴煙のダイナミクスとの関係についての理論的な考察などを進めることが必要である。



0 s



3 s



6 s



9 s



12 s



15 s

図 3.1. 2012 年 11 月 28 日に発生したブルカノ式噴火の連続噴煙過程の映像 (Yudhi Thea 氏提供). 時刻は映像開始からの経過時間を表す. 0-3 秒までの画像に映っている噴煙は, 映像開始前に発生した爆発過程によるもの.



18 s



21 s



24 s



27 s



30 s

図 3.1. (続き)

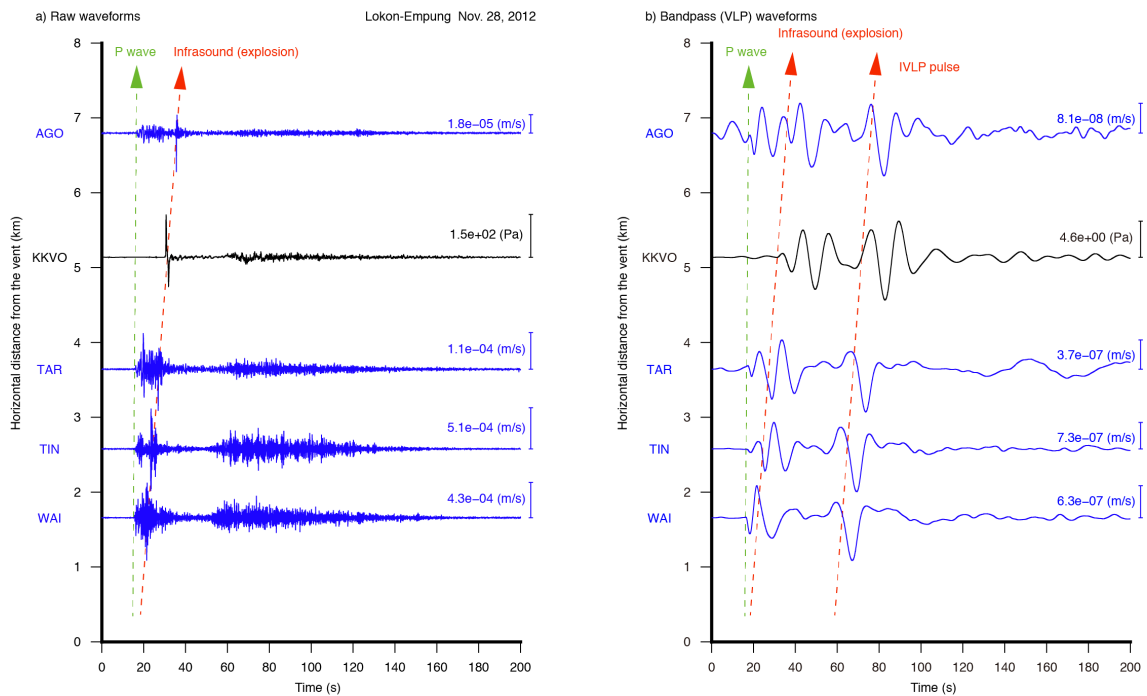


図 3.2. a) Lokon-Empung で 2012 年 11 月 28 日に発生したブルカノ式噴火と、後続する連続噴煙に伴う上下動速度波形(青)と空振波形(黒)の生波形(図 1.1 と同じ). b) (a)で示した各波形から、周期が 10 秒以上の VLP 帯の成分をバンドパスフィルターによって抽出した波形. 振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し、各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す.

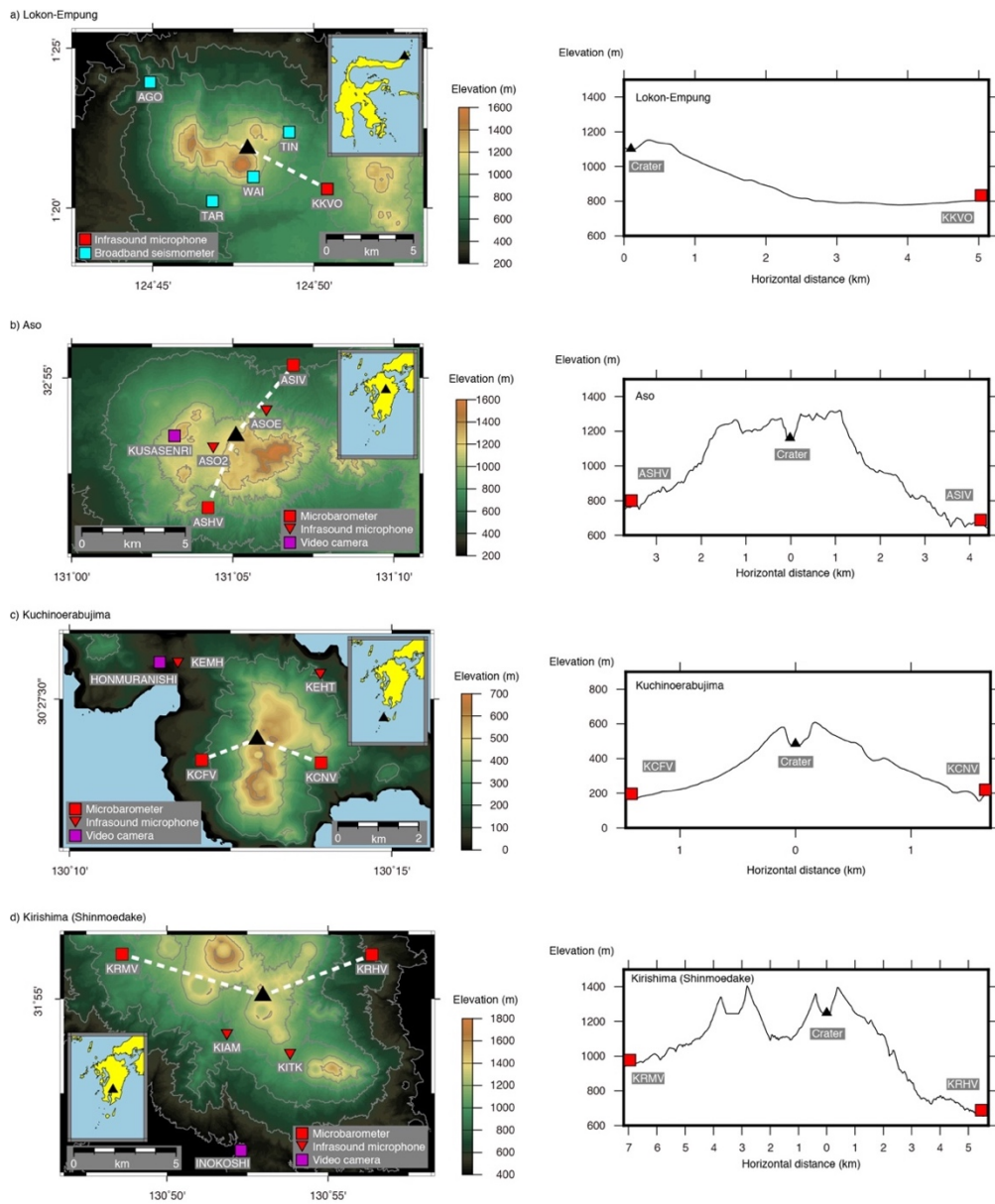


図 3.3. 各火山における空振，微気圧観測網と，火口-観測点間の地形プロファイル。Lokon-Empung の地形データは合成地震波形計算に用いた SRTM-3 のデータ，日本国内の 3 火山の地形データについては国土地理院提供の 10 m メッシュ標高データを用いている。a) Lokon-Empung. b) 阿蘇山. c) 口永良部島. d) 霧島山新燃岳.

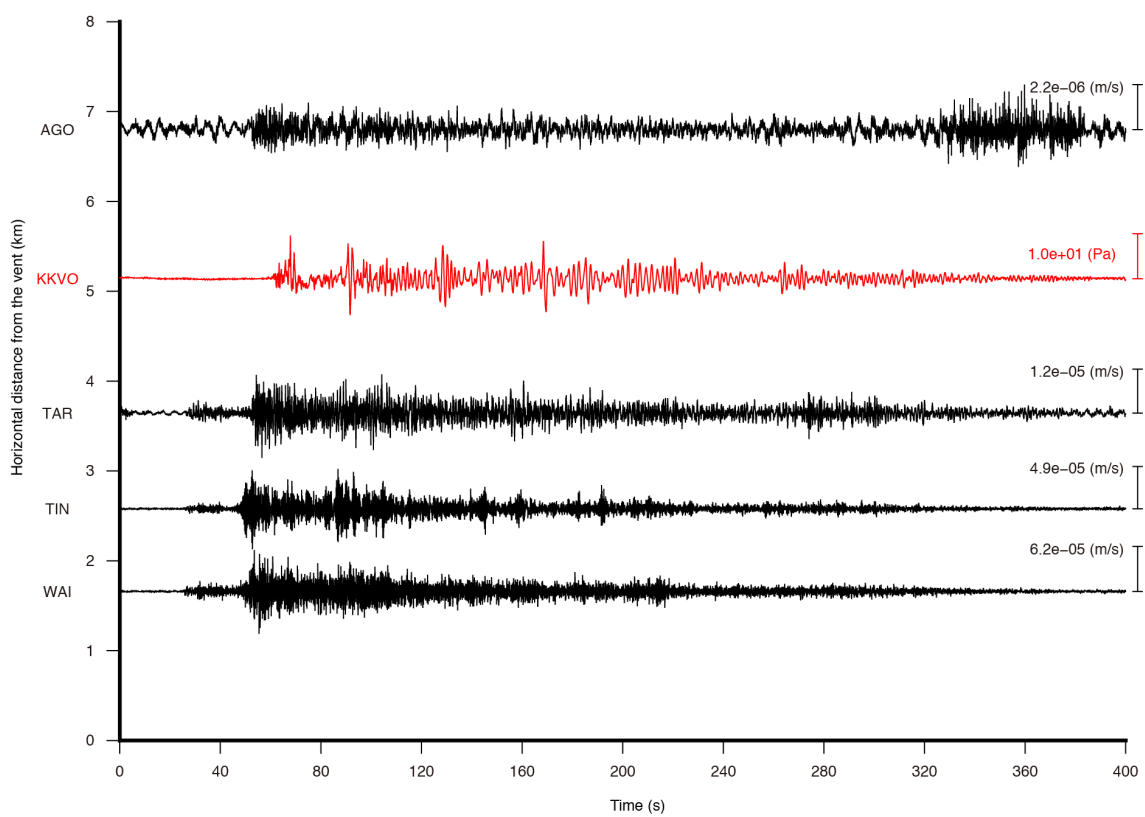


図 3.4. 2012 年 12 月 31 日に Lokon-Empung で発生した連続噴煙イベント (TR)に伴う上下動速度波形(黒)と空振波形(赤)の生波形。振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し、各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す。

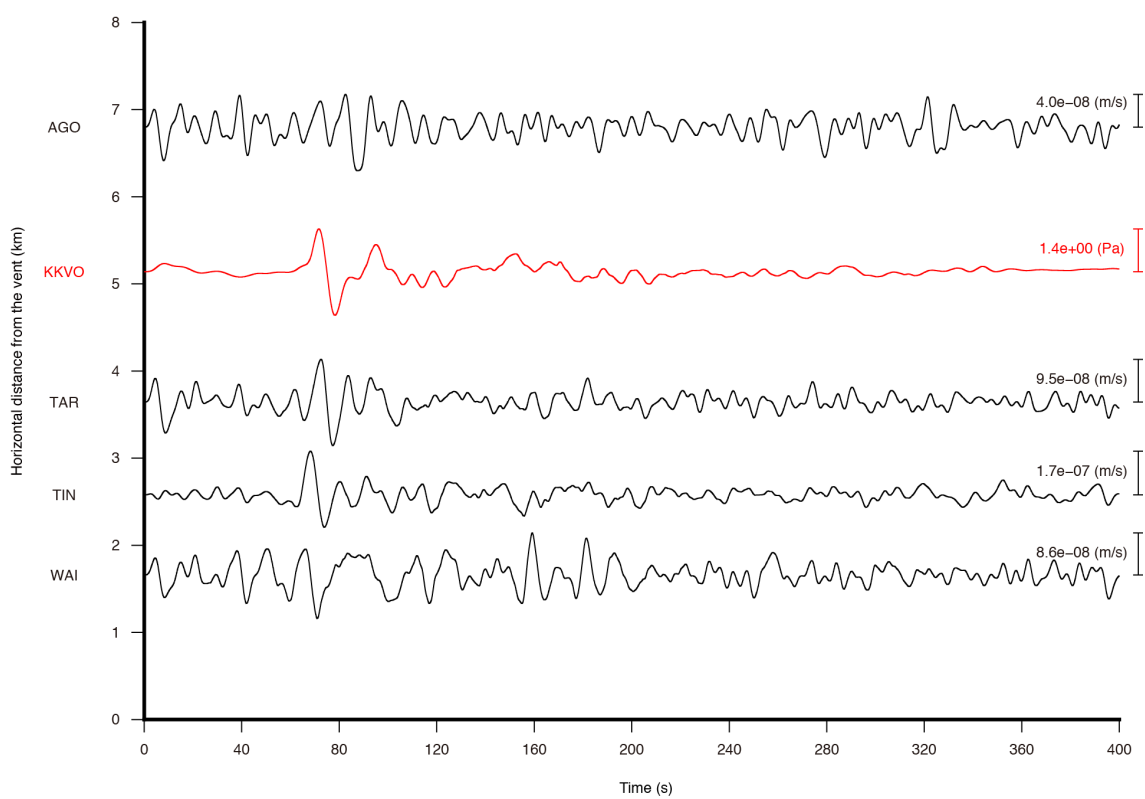


図 3.5. 図 3.4 に示した波形から抽出した VLP 帯の波形.

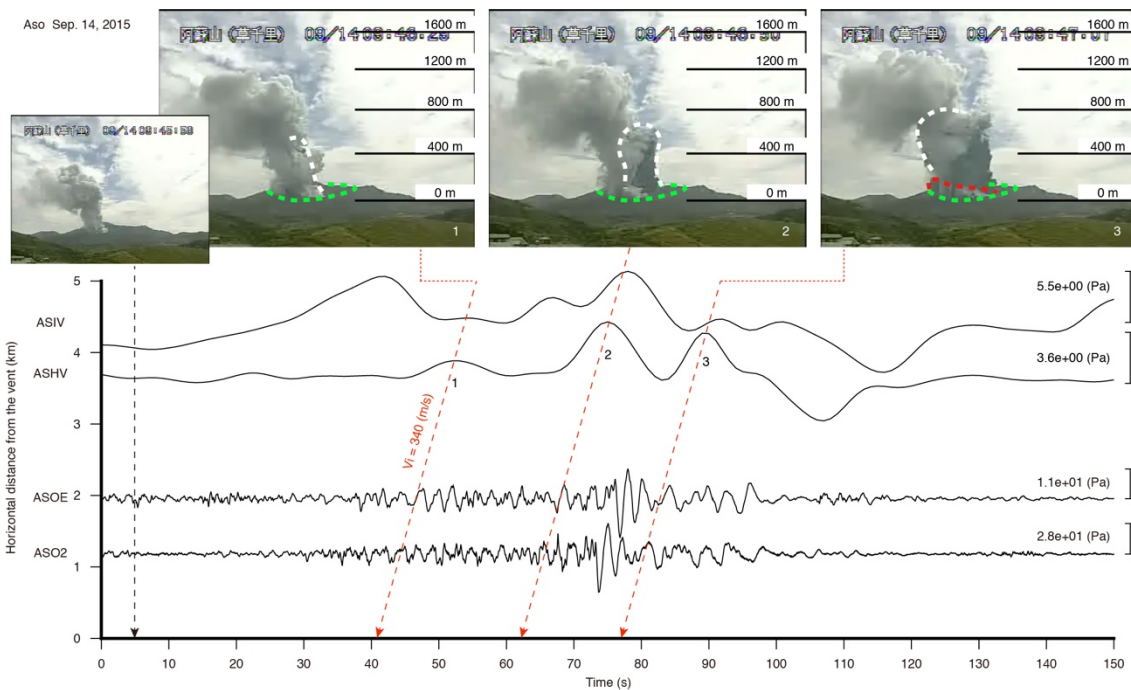


図 3.6. 阿蘇山で 2015 年 9 月 14 日に発生した噴火に伴う微気圧波形(ASHV, ASIV), 空振波形(ASO2, ASOE)と, 気象庁の草千里観測点に設置された遠望カメラで記録された噴火の画像. 振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し, 各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す.

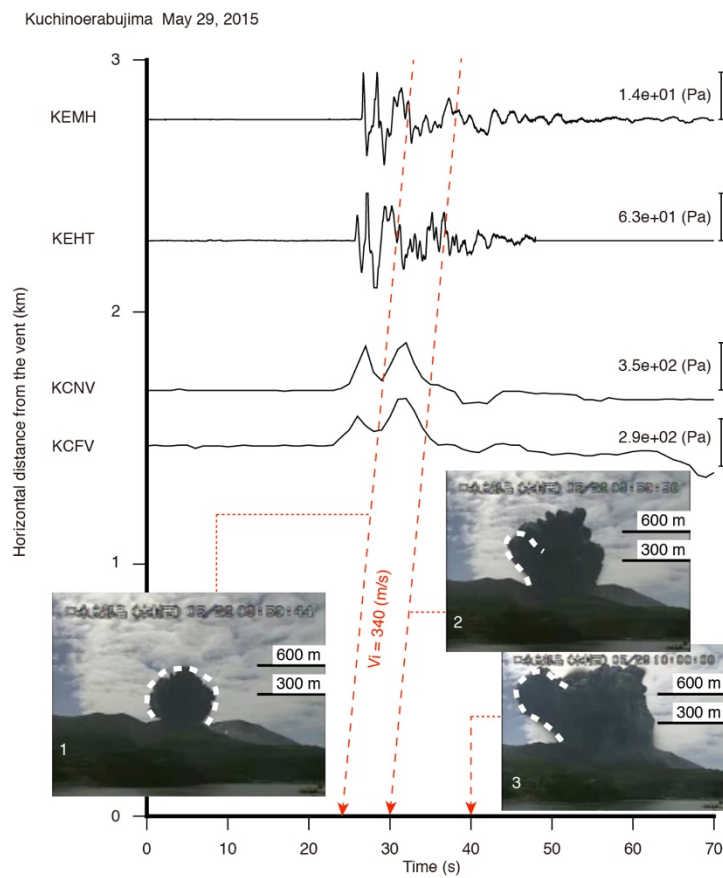


図 3.7. 口永良部島火山で 2015 年 5 月 29 日に発生した噴火に伴う微気圧波形 (KCFV, KCVN), 空振波形(KEHT, KEMH)と, 気象庁の本村西観測点に設置された遠望カメラで記録された噴火の画像. 振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し, 各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す.

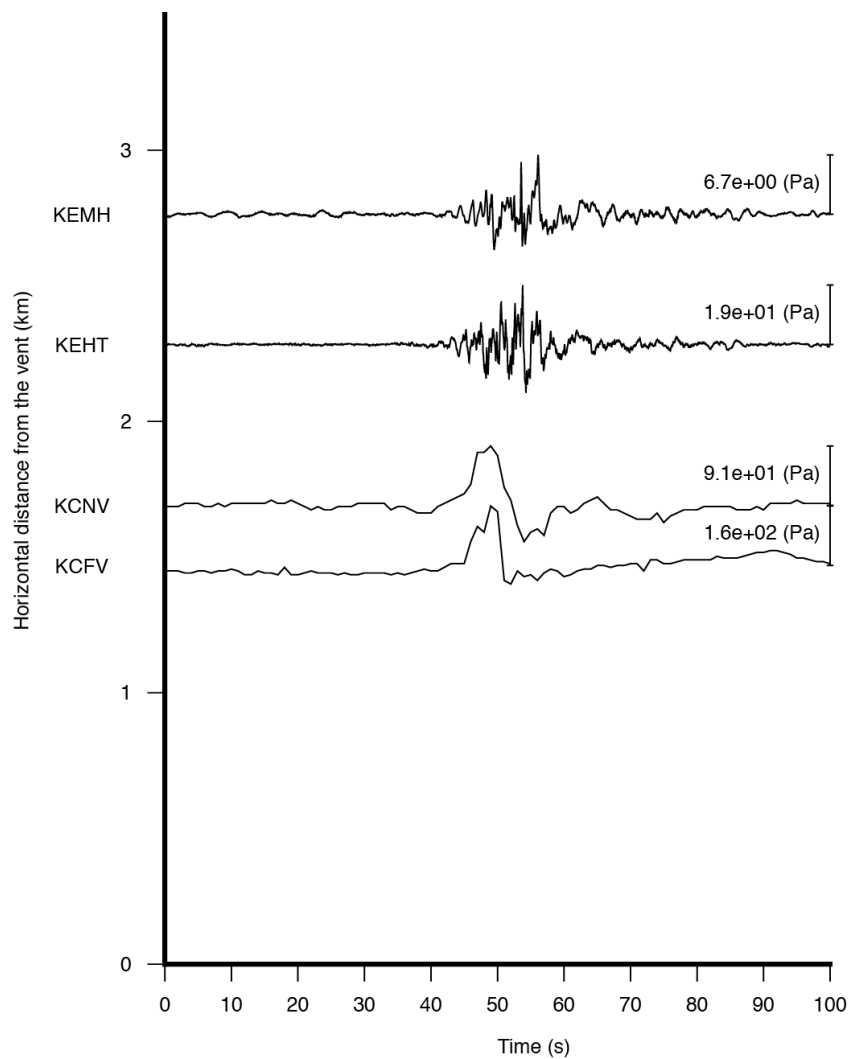


図 3.8. 口永良部島火山で 2014 年 8 月 3 日に発生した噴火に伴う微気圧波形 (KCFV, KCNv)、空振波形(KEHT, KEMH)と、気象庁の本村西観測点に設置された遠望カメラで記録された噴火の画像。振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し、各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す。

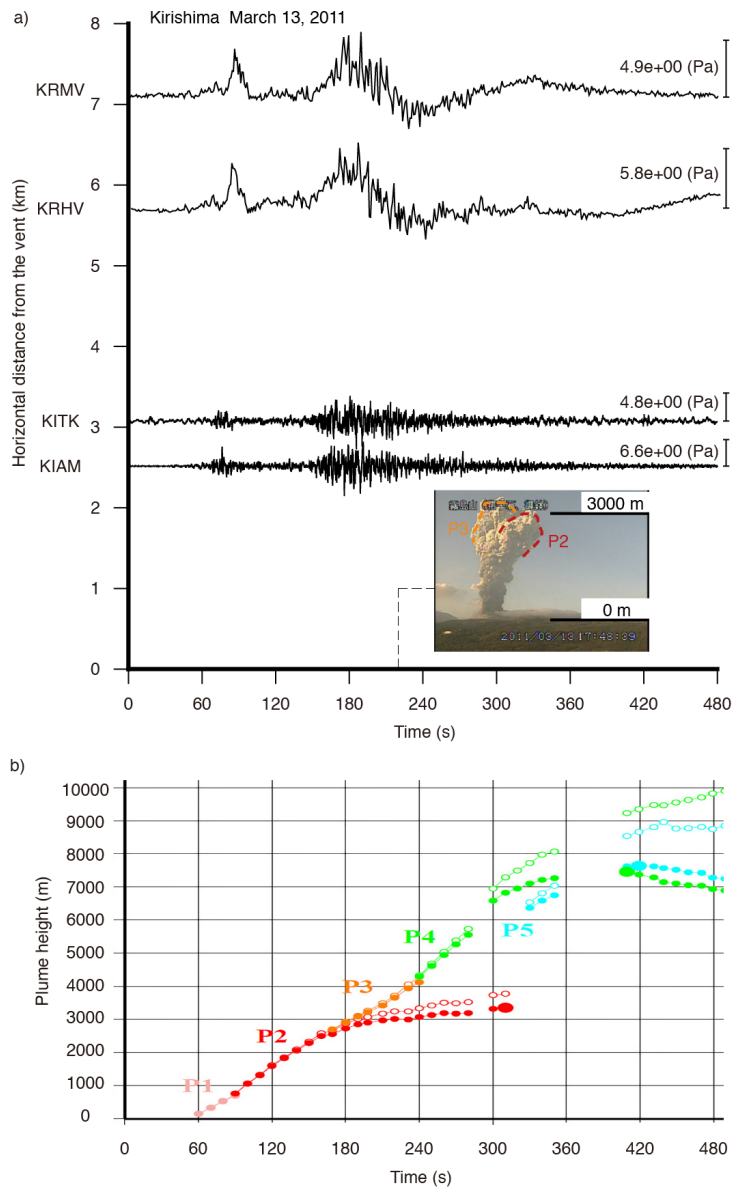


図 3.9. a) 霧島山で 2011 年 3 月 13 日に発生した噴火に伴う微気圧(KRHM, KRMV), 空振波形(KIAM, KITK)と, 気象庁の猪越観測点に設置された遠望カメラで記録された噴火の画像. 振幅はそれぞれの波形の最大振幅で規格化し, 各観測点の火口からの水平距離ごとに波形を示す. b) 鬼澤・他(2013)が推定した噴煙柱高度の時間変化(鬼澤・他(2013)より転載).

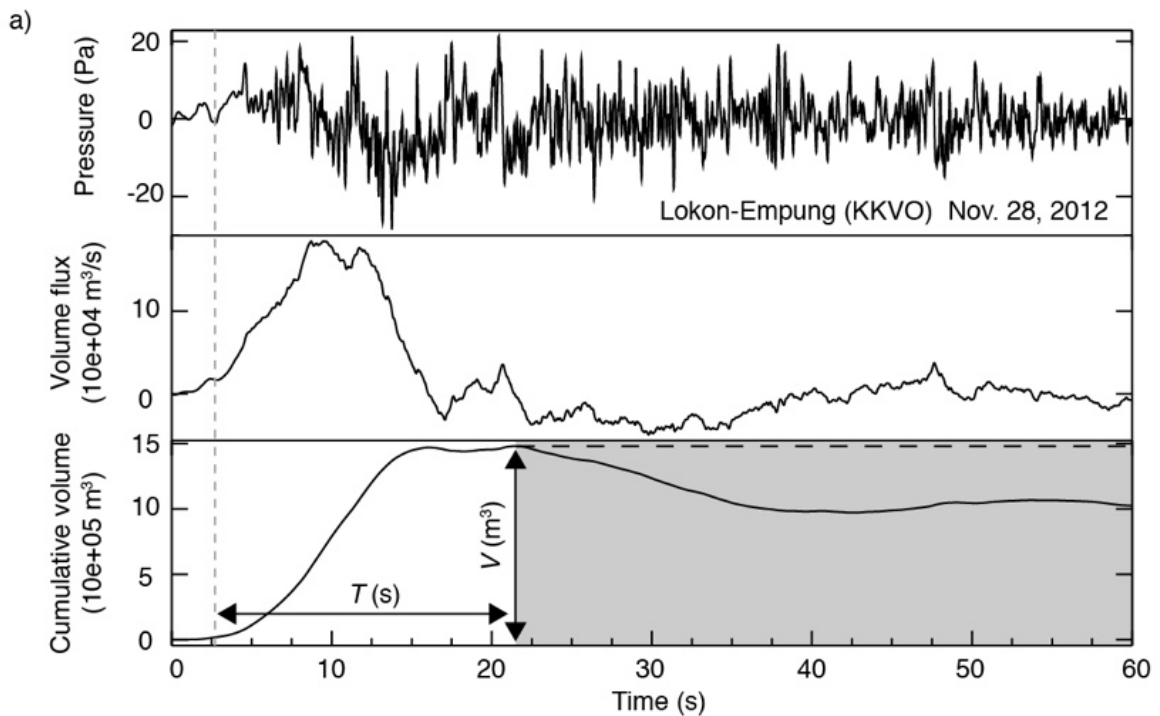


図 3.10. 圧力波形の積分による体積変化率と、積算体積波形の導出の例. 上段：Lokon-Empung での臨時観測において、KKVO で観測された連続噴煙過程に伴う空振波形を示す. 中段：上段の観測波形を一回積分して得られる噴煙の体積変化率の時間変化. 下段：上段の観測波形を二回積分して得られる噴煙の積算体積の時間変化.



図 3.11. 推定された積算体積 V と、継続時間 T の関係。赤線は最小二乗法で推定された近似曲線 ($V = 4.4 \times 10^4 T^{1.6}$)，黒破線は推定されたパラメータの分散を考慮した近似曲線 ($V = 4.4 \times 10^4 T^{1.2}$ ， $V = 4.4 \times 10^4 T^{2.0}$) をそれぞれ示す。参考のため，等噴出率線 ($10^4 \text{ m}^3/\text{s}$ ， $10^5 \text{ m}^3/\text{s}$ ， $10^6 \text{ m}^3/\text{s}$ ， $10^7 \text{ m}^3/\text{s}$) を灰色の直線，破線，点線で示す。

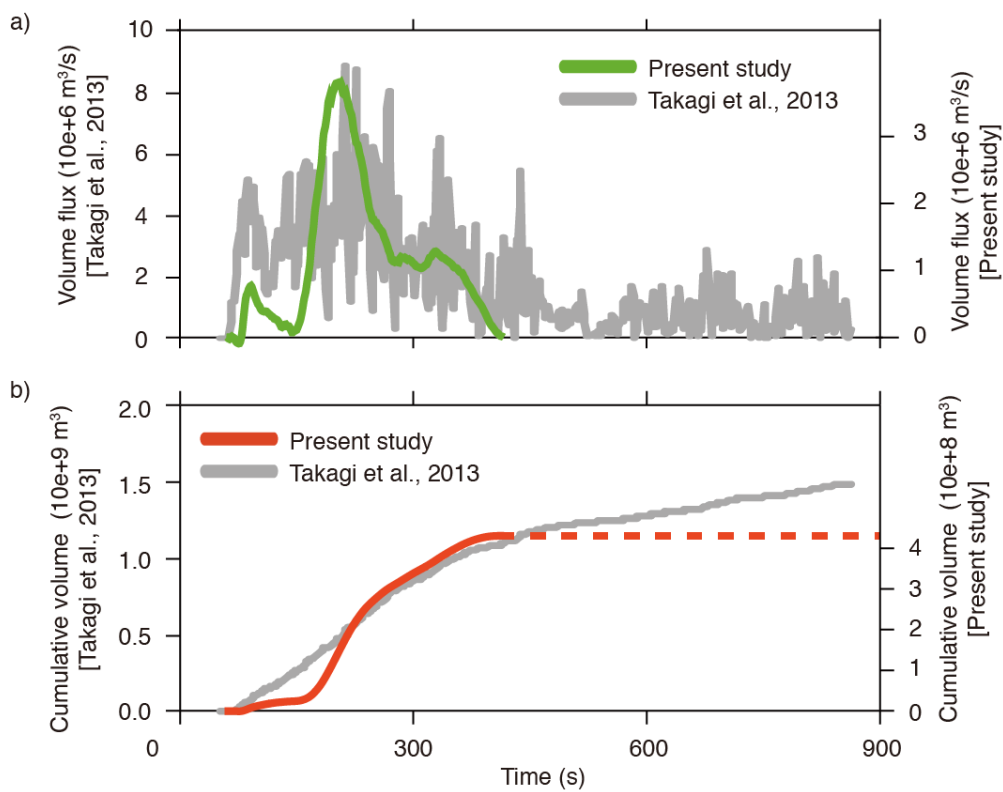


図 3.12. a) 2011 年 3 月 13 日に霧島山新燃岳で発生した噴火に伴う圧力波形から推定した噴煙体積の体積変化率(緑). 灰色の波形は高木・他(2013)が映像解析によって推定した噴煙体積の時間変化率. b) a)で示す噴煙の体積変化率を時間積分して得られる噴煙の積算体積の時間変化(赤)と、高木・他(2013)が推定した噴煙体積の時間変化.

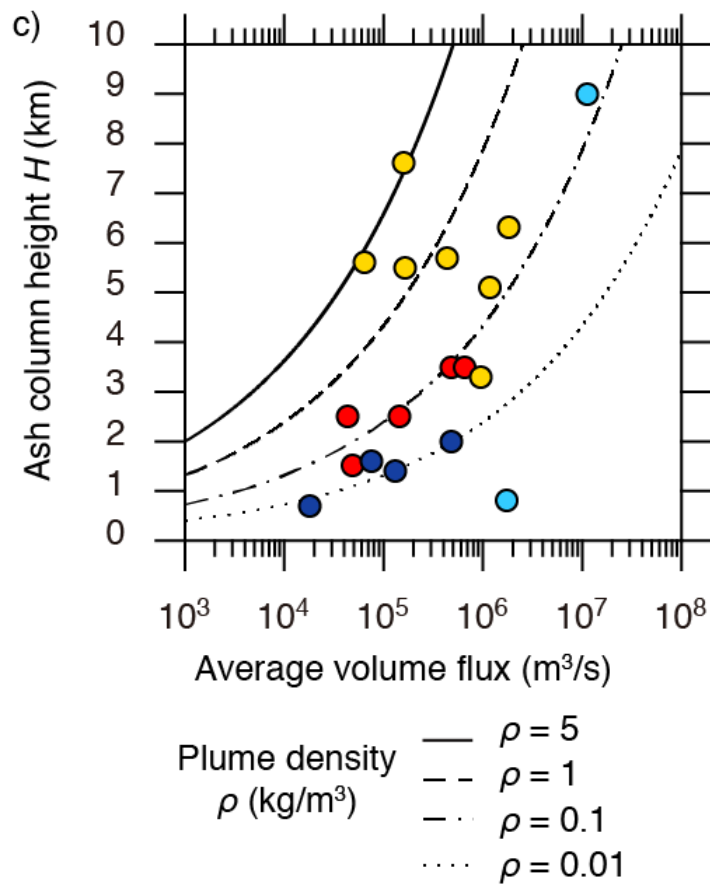


図 3.13. 推定された体積変化率変数の平均値と、噴煙高度の関係。曲線は、圧力波形の解析から推定した平均体積変化率 Q_{inf} と、Sparks et al., (1997)による経験式 $H = 0.22Q_{\text{vol}}^{0.259}$ 、噴煙の密度 ρ による噴煙高度を用いた曲線 $H = 0.22(\rho Q_{\text{inf}})^{0.269}$ を示す。4火山の記号の色は図 3.11 と同じ。

第4章 爆発過程から連続噴煙過程までの噴火機構理解に向けて

4.1 爆発過程から連続噴煙過程までの一連の噴火機構理解に向けての展望

第2章と第3章では、ブルカノ式噴火の爆発過程と連続噴煙過程に関する研究を行った。この二つの章における研究の対象は、ブルカノ式噴火における過程の違いという時間的な区分の他に、火道の内部と大気中という空間的な区分によっても分けられる。図4.1には、二つの章における研究と、今後ブルカノ式噴火の一連の噴火機構理解のために必要な研究の概念図を、図2.2.12に上書きする形で示す。以下では、爆発過程から連続噴煙過程までの理解のために、図4.1に示した4つの区分それぞれにおける今後の研究の展望を示す。

4.2 爆発過程(初期部分)

第2章では、Lokon-Empungでの爆発地震の初期位相の解析、衝撃波伝搬と同時に励起される波動場の数値計算を行った。地震波解析では、桜島の爆発地震を解析した先行研究の結果と整合的な結果が得られた。数値計算においては、管内の圧力変化量を反映する変位極性の節面構造が発見され、一部地点では観測波形に特有の押しの極性を示す初動が得られた。破碎条件などのよりブルカノ式噴火の爆発過程に近い条件を数値計算に取り入れることで、観測波形の特徴を説明することができるかもしれない。

4.3 爆発過程(火口底近傍)

本研究の第2章で対象とした火道深部(深さ~2 km)の物理過程と、第3章で扱った大気中の物理過程を結びつけるには、火道のより浅部から火口にかけての物理過程を理解することが必要である。ブルカノ式噴火を対象とした先行研究では、多様な観測研究によって噴火の発生前に火口底周辺に蓋が形成されるという概念が得られている。しかし、火口という地形の特性から、この蓋という閉塞構造の直接的観測は困難である。閉塞構造の具体的な深さや形成されるメカニズムなど、火道浅部から火口底にかけての爆発過程には多くの問題が残されている。第2章で行ったような流体-弾性体の数値計算や、近年火

山観測での利用が著しい無人機による観測などのアプローチで、より地表に近い爆発過程のダイナミクスを明らかにすることが必要である。

4.4 連続噴煙過程(爆発過程からの移行)

Lokon-Empung で観測されたブルカノ式噴火では、半数以上のイベントが爆発過程の後に連続噴煙過程を伴っていたが(ET)、連続噴煙過程を伴わないイベントも少なからず存在する(EX)。爆発過程から連続噴煙過程までを一連のブルカノ式噴火の噴火機構として理解する上で、爆発過程から連続噴煙過程への移行に関するダイナミクスや、移行する条件を理解することは極めて重要である。図 4.2 には、第 2 章で推定された Lokon-Empung の爆発地震の D 相の体積変化量と、爆発地震の最大振幅の関係を示す。EX と ET のタイプを異なる色で示し、星印でそれぞれのタイプの平均値を示す。連続噴煙過程を伴う ET イベントの方が、爆発過程のみで構成される EX イベントよりも、D 相の体積変化量と最大振幅の両者が大きい傾向にある。図 4.3 には、臨時観測中に Lokon-Empung で発生した噴火の、前の噴火が発生してからの経過時間を、タイプごとに調べた結果を示す。ここでは、直前に発生した噴火がどのタイプに分類されるものであったかは区別していない。図 4.3 からは、EX に分類される噴火は、前の噴火との時間差が大きい傾向にあることが読み取れる。桜島では、BL 型地震の群発を伴うストロンボリ式噴火の活動、ブルカノ式噴火が発生、連続噴煙の発生、再び BL 型地震の群発とストロンボリ式噴火の活動、という活動のサイクルに関するモデルが提唱されている(立尾・井口, 2009)。Lokon-Empung での観測データの特徴や、桜島で提唱されている上記のモデルは、爆発過程から連続噴煙過程へ移行する物理過程理解の手掛かりとなるかもしれない。

4.5 連続噴煙過程(噴煙のダイナミクスと空振の関係)

第 3 章では、噴煙の成長過程に伴う長周期空振の解析を行った。しかし、長周期空振の解析には音波の励起源にモノポールを仮定していたため、噴煙に特有の物理過程は反映されていない。噴煙や空振に関する先行研究においても、噴煙のダイナミクスと同時に観測される空振の関係についての研究例はほとんど報告されていない。映像や熱映像解析によって、噴煙の挙動を解析

し、同時に観測される空振との比較を行うことにより、噴煙成長に伴う空振と噴煙の物理過程の関係についての理解を深めることができるかもしれない。

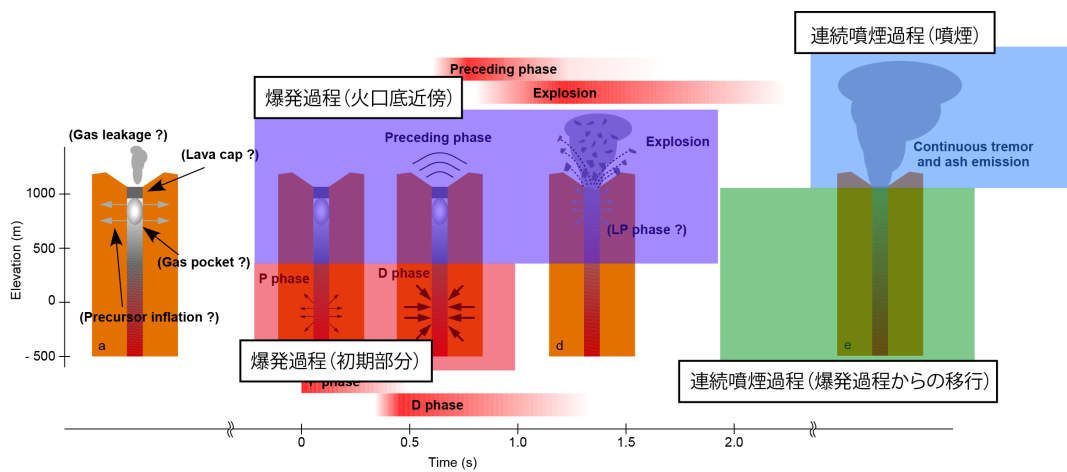


図 4.1. 爆発過程から連続噴煙過程までの一連の噴火機構理解のための研究概念図。

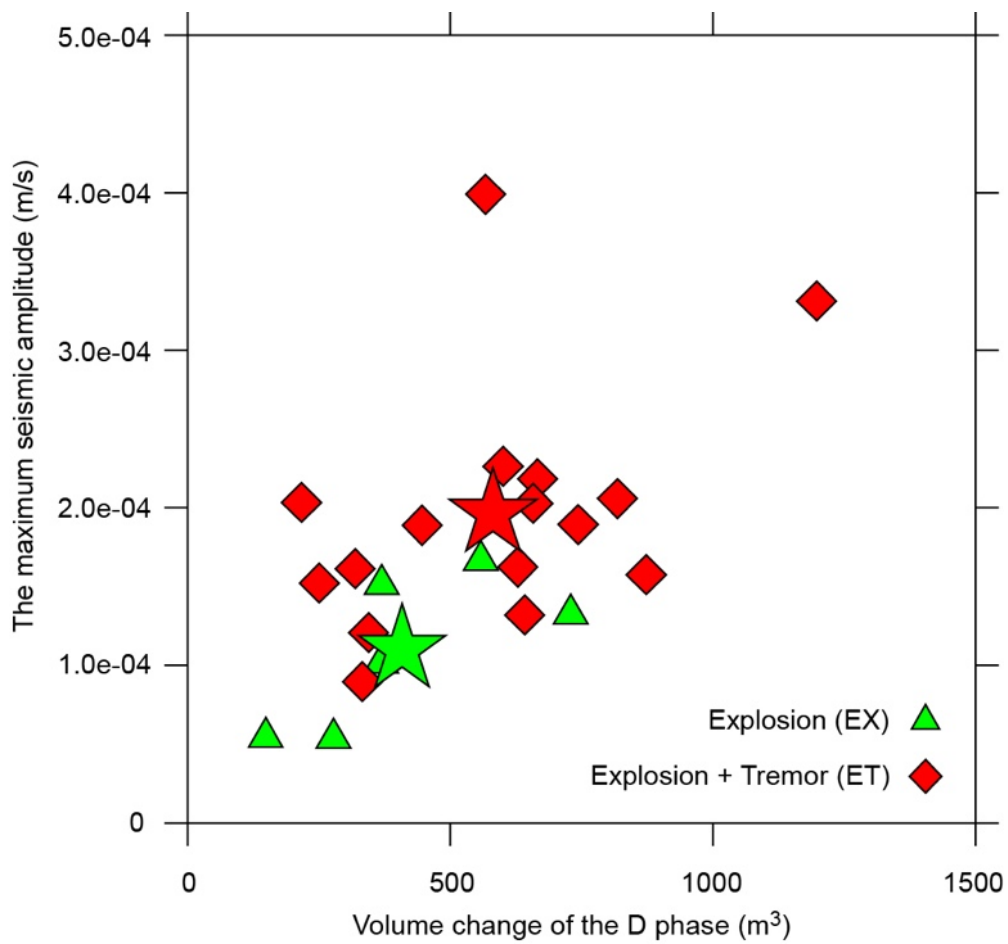


図 4.2. Lokon-Empung での爆発地震の D 相の体積変化量と、爆発地震の最大振幅の関係。星印はそれぞれのタイプの平均値を示す。

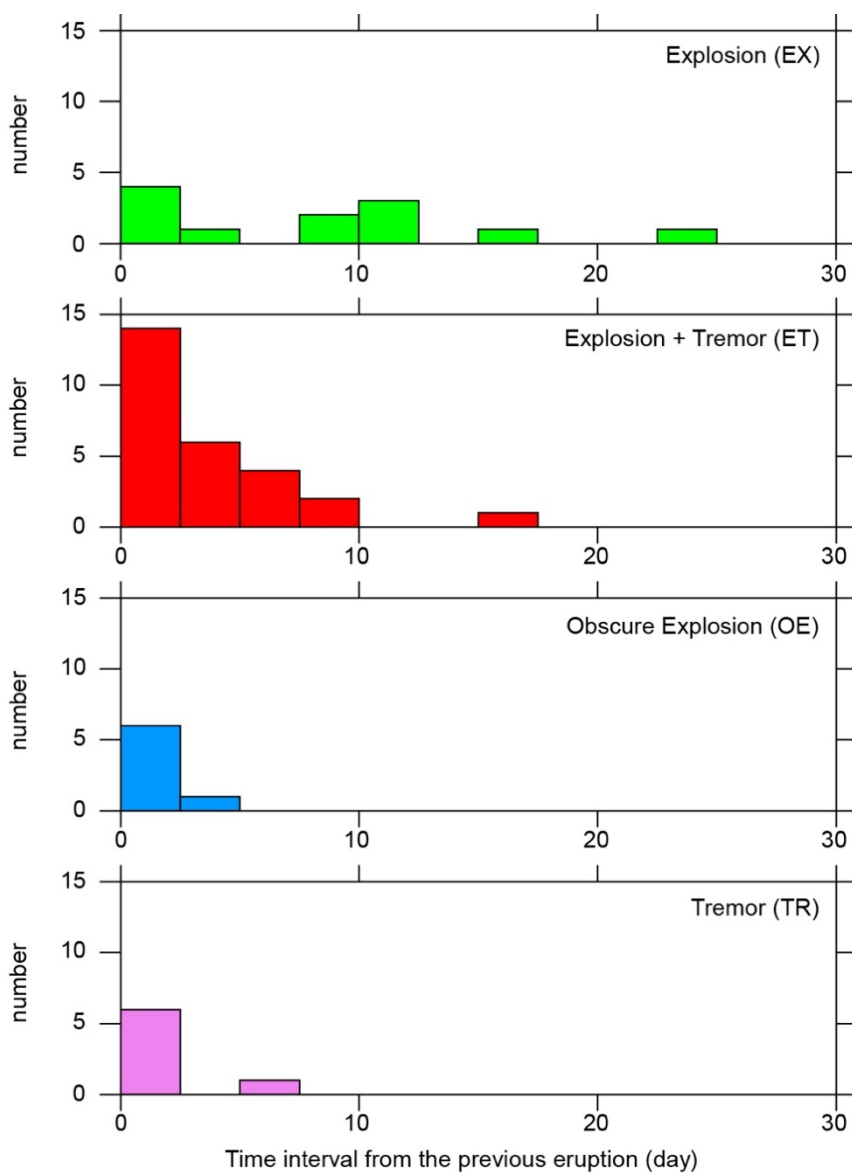


図 4.3. Lokon-Empung で観測された噴火の、タイプごとの前の噴火からの経過時間。前の噴火がどのタイプであったかは考慮していない。

第5章 結論

- ・インドネシアの Lokon-Empung で発生するブルカノ式噴火の広帯域地震観測，空振観測を行い，爆発地震の初期位相が押しの極性を持つ初動(P相)と，より振幅の大きな引き相(D相)で構成されていることを明らかにした。
- ・S/N比の良いD相に対して，合成地震波形を使った波形フィッティングを行い，火口から深さ1.0–1.3 kmの領域における円筒収縮で観測波形を説明できることを明らかにした。
- ・推定された爆発地震の初期位相の深さ，爆発地震と空振の励起時間の差などの特徴は，先行研究によって桜島火山を対象に描像されてきた爆発過程と整合的であることを確認した。
- ・数値流体計算ツールである OpenFOAM を用い，圧縮性流体と弾性体の運動の連成を解くソルバーを開発した。
- ・弾性火道を伝搬する理想気体の衝撃波と，励起される周辺変位場の数値計算を行い，計算結果と爆発地震の観測波形の両者の特徴を比較検討した。
- ・数値計算によって，弾性体に生じる変位の極性は，火道内の圧力変化の影響を大きく反映していること，変位の極性の節面が形成されるという特徴を明らかにした。
- ・Lokon-Empung，阿蘇山，口永良部島，霧島山での噴火に伴う空振，微気圧記録を調べ，噴煙の成長過程において周期が10秒以上の長周期の空振が励起されていることを明らかにした。また噴火の映像記録と圧力波形を比較し，こうした長周期の空振は噴煙の運動などの表面現象との対応が良いことを明らかにした。

・空振の長周期成分の励起源にモノポールソースを適用し、体積変化率と積算体積の推定を試みた。推定結果を、映像解析による体積変化率や積算体積の推定値、噴煙到達高度などと比較し、長周期成分による解析の妥当性や、噴煙高度推定の可能性を議論した。

謝辞

本研究を進めるにあたり、指導教官の青山裕助教には、火山観測からデータの解析、解釈、論文執筆まで多くのことについて、5年間に渡り厚いご指導を頂きました。また、多くの火山を見よと仰って下さり、北海道内のみならず、桜島や雲仙、草津などの日本国内の火山、インドネシア、ストロンボリ、カムチャツカ、アラスカの火山での観測やワークショップ、巡検に参加する機会を多く与えて下さいました。これらの経験の中で多くの刺激を受け、本研究を進めることができました。また、こうした経験を今後の研究の発展に活かし、火山学の前進に寄与しなければならないと考えております。火山活動研究分野の橋本武志教授(現地下構造研究分野)、村上亮教授、森濟元助教には、毎週の火山ゼミを始め、研究室での日常の中で多くのご指導を頂きました。地震火山研究観測センターの教員の谷岡勇市郎教授、高橋浩晃准教授、勝俣啓准教授、村井芳夫准教授、大園真子講師、山田卓司助教(現茨城大学准教授)、西村祐一助教には、雑誌会、談話会セミナーなどで、固体地球物理学の研究の考え方や、私の研究に対して多くのアドバイスを頂きました。

東北大学の西村太志教授には Lokon-Empung や Stromboli での観測のみならず、論文の書き方についても厚いご指導を頂きました。京都大学の井口正人教授には、Lokon-Empung での観測でお世話になり、また空振の長周期成分についての解釈について助言を頂きました。Lokon-Empung での観測では、鹿児島大学の八木原寛助教、名古屋大学の中道治久助教(現京都大学准教授)、東京大学の及川純助教、Center for Volcanology and Geological Hazard Mitigation の Muhamad Hendrasto 博士、Yasa Suparman 氏、Kakaskasen Volcano Observatory の職員の皆様の多大なご支援を頂きました。

噴煙の成長過程に伴う長周期空振の研究では、防災科学技術研究所の基盤的火山観測網(V-net)の微気圧波形データ、気象庁観測網の空振波形データを使用させていただきました。また、気象庁からは、阿蘇山、口永良部島火山における噴火の映像をご提供して頂きました。また、阿蘇山、口永良部島、霧島山新燃岳における観測点配置図や地形断面には、国土地理院の 10 m メッシュ標高データを使用させて頂きました。

東北大学の東龍介助教，産業総合研究所の伊尾木圭博士，気象研究所の川口亮平博士，北海道大学地震火山研究観測センターの椎名高裕博士，山中悠資博士からは，研究や進路について多くのアドバイスを頂きました．地球惑星ダイナミクス講座の蓬田清教授，日置幸介教授，古屋正人教授，吉澤准教授，高田陽一郎准教授には，毎週の固体ゼミへ参加させて頂き，地震学や測地学の多くの知見を学ばせて頂きました．道見光子さん，掛村麻衣子さん，森奈津子さんには，出張時などの事務手続きで大変お世話になりました．地震火山研究観測センター，地震学火山学講座の学生の皆様からも，日々の研究室での生活の中で，研究に関して多くの議論を行う機会を頂きました．また，学会や勉強会においては，岩石学・火山学研究グループや，他大学の学生の皆様からも多くの刺激を頂きました．

宇宙理学専攻の佐藤光輝講師には，学部4年時に指導教官として卒業論文をご指導頂き，本研究を進める上でも根幹となる研究への姿勢を学ばせて頂きました．宇平幸一元気象庁地震火山部部長には，北海道大学で博士課程に進学することを強く勧めて下さり，進路に迷う私の背中を押して頂きました．大島弘光准教授には，学部3年時の計測実習の授業の時から，博士論文の構成に至るまで，折に触れて火山学の面白さ，研究を進める指針を教えて頂きました．最後になりますが，充実した学生生活を遠くから支えてくれ，時に励ましてくれた両親，親戚に感謝したいと思います．

参考文献

- Alatorre-Ibargüengoitia, M. A., B. Scheu, D. B. Dingwell, H. Delgado-Granados, and J. Taddeucci (2010), Energy consumption by magmatic fragmentation and pyroclast ejection during Vulcanian eruptions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 291(1–4), 60–69, doi:10.1016/j.epsl.2009.12.051.
- Alatorre-Ibargüengoitia, M. A., B. Scheu, and D. B. Dingwell (2011), Influence of the fragmentation process on the dynamics of Vulcanian eruptions: An experimental approach, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 302(1–2), 51–59, doi:10.1016/j.epsl.2010.11.045.
- Alidibirov, M., and D. B. Dingwell (1996), Magma fragmentation by rapid decompression, *Nature*, 380, 146–148, doi:10.1038/380146a0.
- Arciniega-Ceballos, A., B. Chouet, and P. Dawson (2003), Long-period events and tremor at Popocatepetl volcano (1994–2000) and their broadband characteristics, *Bull. Volcanol.*, 124–135, doi:10.1007/s00445-002-0248-8.
- Arciniega-Ceballos, A., M. Alatorre-Ibargüengoitia, B. Scheu, D. B. Dingwell, and H. Delgado-Granados (2014), Seismological analysis of conduit dynamics in fragmentation experiments, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(3), 2215–2229, doi:10.1002/2013JB010646.
- Bazilevs Y., Takizawa, K., and Tezduyar, E., Tayfun (2015) *Computational Fluid-Structure Interaction Methods and Applications*. 森北出版, (共訳, 津川裕美子, 滝沢研二).
- Cannata, A., P. Montalto, E. Privitera, G. Russo, and S. Gresta (2009), Tracking eruptive phenomena by infrasound: May 13, 2008 eruption at Mt. Etna, *Geophys. Res. Lett.*, 36(5), doi:10.1029/2008GL036738.

- Caplan-Auerbach, J., A. Bellesiles, and J. K. Fernandes (2010), Estimates of eruption velocity and plume height from infrasonic recordings of the 2006 eruption of Augustine Volcano, Alaska, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 189(1-2), 12–18, doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.10.002.
- Caplan-Auerbach, J., A. Bellesiles, and J. K. Fernandes (2010), Estimates of eruption velocity and plume height from infrasonic recordings of the 2006 eruption of Augustine Volcano, Alaska, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 189(1-2), 12–18, doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.10.002.
- Chouet, B., P. Dawson, T. Ohminato, M. Martini, G. Saccorotti, F. Giudicepietro, G. Luca, G. Milana, and R. Scarpa (2003), Source mechanisms of explosions at Stromboli Volcano, Italy, determined from moment - tensor inversions of very - long - period data, *J. Geophys. Res.*, 108(B1), ESE 7–1–ESE 7–25, doi:10.1029/2002JB001919.
- Chouet, B., P. Dawson, and A. Arciniega-Ceballos (2005), Source mechanism of Vulcanian degassing at Popocatepetl Volcano, Mexico, determined from waveform inversions of very long period signals, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 110(7), 1–20, doi:10.1029/2004JB003524.
- Chouet, B. A., P. B. Dawson, M. R. James, and S. J. Lane (2010), Seismic source mechanism of degassing bursts at Kilauea Volcano, Hawaii: Results from waveform inversion in the 10-50 s band, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 115(9), doi:10.1029/2009JB006661.
- Chouet, B., and R. Matoza (2013), A multi-decadal view of seismic methods for detecting precursors of magma movement and eruption, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 252, 108175, doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.11.013.

- Crawford Jr., F.S., (1968), Berkeley Physics Course Volume 3 Waves. McGraw-Hill.
- Dawson, P. B., B. A. Chouet, and J. Power (2011), Determining the seismic source mechanism and location for an explosive eruption with limited observational data: Augustine Volcano, Alaska, *Geophys. Res. Lett.*, 38(3), doi:10.1029/2010GL045977.
- De Barros, L., I. Lokmer, and C. J. Bean (2013), Origin of spurious single forces in the source mechanism of volcanic seismicity, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 262, 1–6, doi:10.1016/j.jvolgeores.2013.06.006.
- Fee, D., and R. Matoza (2013), An overview of volcano infrasound: From hawaiian to plinian, local to global, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 249, 123139, doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.09.002.
- Fee, D., A. Steffke, and M. Garces (2010), Characterization of the 2008 Kasatochi and Okmok eruptions using remote infrasound arrays, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 115(18), doi:10.1029/2009JD013621.
- Fee, D., M. Garces, T. Orr, and M. Poland (2011), Infrasound from the 2007 fissure eruptions of Kilauea Volcano, Hawai'i, *Geophys. Res. Lett.*, 38(6), doi:10.1029/2010GL046422.
- Fee, D., S. R. McNutt, T. M. Lopez, K. M. Arnoult, C. A. L. Szuberla, and J. V. Olson (2013), Combining local and remote infrasound recordings from the 2009 Redoubt Volcano eruption, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 259, 100–114, doi:10.1016/j.jvolgeores.2011.09.012.

Fee, D., A. Yokoo, and J. B. Johnson (2014), Introduction to an open community infrasound dataset from the actively erupting Sakurajima volcano, Japan, *Seismol. Res. Lett.*, 85(6), 1151–1162, doi:10.1785/0220140051.

Ferziger, H., Joel, and Peric, M., (2012), Computational methods for fluid dynamics. シュプリンガー・ジャパン, (共訳, 小林敏雄, 大島伸行, 坪倉誠).

Firstov, P. P., D., Fee, and E. R. Makhmudov (2013), The Explosive Activity of Karymskii Volcano, Kamchatka: Acoustic and Seismic Observations, *J. Volcanol. Seismol.*, 7(4), 252–264.

Giachetti, T., T. H. Druitt, A. Burgisser, L. Arbaret, and C. Galven (2010), Bubble nucleation, growth and coalescence during the 1997 Vulcanian explosions of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 193(3–4), 215–231, doi:10.1016/j.jvolgeores.2010.04.001.

Goto, Ripepe, and Lacanna (2014), Wideband acoustic records of explosive volcanic eruptions at Stromboli: New insights on the explosive process and the acoustic source, *Geophys Res Lett*, 41(11), 3851–3857, doi:10.1002/2014gl060143.

Gottsmann, J., S. De Angelis, N. Fournier, M. Van Camp, S. Sacks, A. Linde, and M. Ripepe (2011), On the geophysical fingerprint of Vulcanian explosions, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 306(1–2), 98–104, doi:10.1016/j.epsl.2011.03.035.

Hirata, N., Matsu'ura, M., 1987. Maximum-likelihood estimation of hypocenter with origin time eliminated using nonlinear inversion technique. *Phys. Earth Planet. Inter.* 47, 50–61.

久田俊明, 野口裕久 (1995), 非線形有限要素法の基礎と応用. 丸善.

- Hoblitt, R., Wolfe, E., Scott, W., Couchman, M., Pallister, J. and Javier, D. (1996) The preclimactic eruptions of Mount Pinatubo, June 1991. In *Fire and Mud: eruptions and lahars of Mount Pinatubo, Philippines* (Newhall, C. and Punongbayan, R. eds), 457-511. Univ. of Washington.
- Ichihara, M., M. Takeo, A. Yokoo, J. Oikawa, and T. Ohminato (2012), Monitoring volcanic activity using correlation patterns between infrasound and ground motion, *Geophys. Res. Lett.*, 39(4), doi:10.1029/2011GL050542.
- Iguchi, M. (1994), A vertical expansion source model for the mechanism of earthquakes originating in the magma conduit of an andesite volcano, Sakurajima, Japan. *Bull. volcanol. Soc. Jpn.*, 39, 49–67.
- 井口正人 (1989), 火山性地震 BL・BH の初動の押し引き分布. 京都大学防災研究所年報, 32(B-1), 13–22.
- Iguchi, M. (2013), Magma movement from the deep to shallow Sakurajima volcano, revealed by geophysical observations. *Bull. Volcanol. Soc. Jpn.*, 58, 1–18.
- 井口正人, 石原和弘, 加茂孝介 (1983), 火山弾の飛跡の解析 —放出速度と爆発圧力について—. 京都大学防災研究所年報, 26(B-1), 9–21.
- 井口正人, 石原和弘 (1990), 爆発的噴火に伴う地震動・空気振動の比較研究 —桜島火山と諏訪之瀬島火山の比較—. 京都大学防災研究所年報, 33(B-1), 1–12.
- Iguchi, M., H. Yakiwara, T. Tameguri, M. Hendrasto, and J. ichi Hirabayashi (2008), Mechanism of explosive eruption revealed by geophysical observations at the Sakurajima, Suwanosejima and Semeru volcanoes, *J.*

Volcanol. Geotherm. Res., 178(1), 1–9,
doi:10.1016/j.jvolgeores.2007.10.010.

Iguchi, M., Tameguri, T., Ohta, Y., Ueki, S., and Nakao, S., (2013),
Characteristics of volcanic activity at Sakurajima volcano's Showa crater
during the period 2006 to 2011. Bull. Volcanol. Soc. Jpn., 58, 115–135.

井口正人, 為栗健 (2014), 桜島昭和火口の 2013 年 8 月 18 日噴火について.
京都大学防災研究所年報, 57(B), 106–115.

井口正人, 中道治久 (2015), 続発する日本の水蒸気噴火. 京都大学防災研究所
年報, 58(A), 1–7.

今井博 (1980), 1973 年浅間火山噴火に伴う爆発地震について(第 2 報)解析結果
と主に地震学的データから推論される噴火のメカニズム. 震研彙報, 55,
537–576.

Inza, L. A., J. P. Métaixian, J. I. Mars, C. J. Bean, G. S. O'Brien, O. Macedo, and
D. Zandomeneghi (2014), Analysis of dynamics of vulcanian activity of
Ubina volcano, using multicomponent seismic antennas, J. Volcanol.
Geotherm. Res., 270, 35–52, doi:10.1016/j.jvolgeores.2013.11.008.

Ishihara, K. (1985), Dynamical analysis of volcanic explosion, J. Geodyn., 3(3–
4), 327–349, doi:10.1016/0264-3707(85)90041-9.

Ishihara, K. Pressure sources and induced ground deformation associated with
explosive eruptions at an andesitic volcano: Sakurajima volcano, Japan, in
Magma Transport and Storage, edited by M. P. Ryan, pp. 336–356, 1990.

石原和弘, 小林哲夫 (1988), 桜島火山の最近の火山活動, 火山, 33, 269–
271.

- Issa, R. (1985), Solution of the Implicitly Discretized Fluid Flow Equations by Operator-Splitting, *J. Comput. Phys.*, 62, 40–65.
- Jasak, H. (1996), Error analysis and estimation for the finite volume method with applications to fluid flows. Ph.D Thesis, Imperial college London.
- Jasak, H., and Ž. Tuković (2006), Automatic mesh motion for the unstructured Finite Volume Method, *Trans. Famena*, 30(2), 1–20, doi:10.1126/science.1247727.
- Johnson, J. B. (2004), Source location variability and volcanic vent mapping with a small-aperture infrasound array at Stromboli Volcano, Italy, *Bulletin of volcanology*, doi:10.1007/s00445-004-0356-8.
- Johnson, J., R. Aster, and P. Kyle (2004), Volcanic eruptions observed with infrasound, *Geophys Res Lett*, 31(14), doi:10.1029/2004gl020020.
- Johnson, J. B., and J. M. Lees (2010), Sound produced by the rapidly inflating Santiaguito lava dome, Guatemala, *Geophys. Res. Lett.*, 37(22), doi:10.1029/2010GL045217.
- Johnson, J. B., and A. J. C. Miller (2014), Application of the monopole source to quantify explosive flux during vulcanian explosions at Sakurajima volcano (Japan), *Seismol. Res. Lett.*, 85(6), 1163–1176, doi:10.1785/0220140058.
- Jost, M.L., Herrmann, R.B. (1989), A student's guide to and review of moment tensors. *Seismol. Res. Lett.* 60 (2) (April–June).
- 加茂孝介, 石原和弘 (1986), 地盤変動連続観測で捕捉された山頂噴火の前駆現象. *京都大学防災研究所年報*, 29(B1), 1–12.

- Kanamori, H., and J. W. Given (1983), Lamb pulse observed in nature, *Geophys. Res. Lett.*, 10(5), 373–376, doi:10.1029/GL010i005p00373.
- Kanamori, H., J. W. Given, and T. Lay (1984), Analysis of seismic body waves excited by the Mount St. Helens eruption of May 18, 1980, *J. Geophys. Res.*, 89(B3), 1856–1866, doi:10.1029/JB089iB03p01856.
- 加藤幸司, 大島弘光, 笹谷努 (2002), 1988–1989年の十勝岳噴火に伴う爆発地震の震源メカニズム. 北海道大学地球物理学研究報告, 65, 179–198.
- Kato, K., and H. Yamasato (2013), The 2011 eruptive activity of Shinmoedake volcano, Kirishimayama, Kyushu, Japan—Overview of activity and Volcanic Alert Level of the Japan Meteorological Agency, *Earth, Planets Sp.*, 65(6), 489–504, doi:10.5047/eps.2013.05.009.
- Kawakatsu, H., and Yamamoto, M. (2007), Volcano seismology In: Kamanori H (ed) *Treatise on geophysics volume 4—earthquake seismology*. Elsevier, Amsterdam, pp 389–420
- Yamamoto, M., H. Kawakatsu, K. Yomogida, and J. Koyama (2002), Long-period (12 sec) volcanic tremor observed at Usu 2000 eruption: Seismological detection of a deep magma plumbing system, *Geophys. Res. Lett.*, 29(9), 1329, doi:10.1029/2001GL013996.
- Kazahaya, R., H. Shinohara, T. Mori, M. Iguchi, and A. Yokoo (2016), Pre-eruptive inflation caused by gas accumulation: Insight from detailed gas flux variation at Sakurajima volcano, Japan, *Geophys Res Lett*, doi:10.1002/2016GL070727.
- Kim, K., J. M. Lees, and M. Ruiz (2012), Acoustic multipole source model for volcanic explosions and inversion for source parameters, *Geophys. J. Int.*, 191(3), 1192–1204, doi:10.1111/j.1365-246X.2012.05696.x.

Kim, K., J. M. Lees, and M. C. Ruiz (2014), Source mechanism of Vulcanian eruption at Tungurahua Volcano, Ecuador, derived from seismic moment tensor inversions, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 119(2), 1145–1164, doi:10.1002/2013JB010590.

Kim, K., D. Fee, A. Yokoo, and J. M. Lees (2015), Acoustic source inversion to estimate volume flux from volcanic explosions, *Geophys. Res. Lett.*, 42(13), 5243–5249, doi:10.1002/2015GL064466.

気象庁 (2014), 口永良部島の火山活動解説資料. 平成 26 年 8 月.

気象庁 (2015a), 口永良部島の火山活動解説資料. 平成 27 年 5 月.

気象庁 (2015b), 口永良部島の火山活動解説資料. 平成 27 年 6 月.

気象庁 (2015c), 阿蘇山の火山活動解説資料. 平成 27 年 9 月.

気象庁 (2015d), 阿蘇山の火山活動解説資料. 平成 27 年 10 月.

気象庁 (2015e), 阿蘇山の火山活動解説資料. 平成 27 年 12 月.

気象庁 (2016a), 阿蘇山の火山活動解説資料. 平成 28 年 2 月.

気象庁 (2016b), 阿蘇山の火山活動解説資料. 平成 28 年 3 月.

小屋口剛博 (2008), 火山現象のモデリング. 東京大学出版会.

Koyaguchi, T., and N. K. Mitani (2005), A theoretical model for fragmentation of viscous bubbly magmas in shock tubes, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 110(10), 1–21, doi:10.1029/2004JB003513.

熊谷博之・中野優 (2009), 火山性地震の発生過程 — 定量化に関する最近の成果 —. 地震, 第 61 卷 特集号, S379–S390.

Lighthill, M. J. (1978), *Waves in Fluids*, Cambridge Univ. Press, Cambridge.

Lyons, J. J., and G. P. Waite (2011), Dynamics of explosive volcanism at Fuego volcano imaged with very long period seismicity, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 116(9), doi:10.1029/2011JB008521.

Lyons, J. J., M. M. Haney, C. Werner, P. Kelly, M. Patrick, C. Kern, and F. Trusdell (2016), Long period seismicity and very long period infrasound driven by shallow magmatic degassing at Mount Pagan, Mariana Islands, *J. Geophys. Res. Solid Earth*, 121, doi:10.1002/2015JB012490.

Martin, D. P., and W. I. Rose (1981), Behavioral patterns of Fuego volcano, Guatemala, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 10(1–3), 67–81, doi:10.1016/0377-0273(81)90055-X.

Matoza, R. S., D. Fee, M. A. Garcés, J. M. Seiner, P. A. Ramón, and M. A. H. Hedlin (2009), Infrasonic jet noise from volcanic eruptions, *Geophys. Res. Lett.*, 36(8), doi:10.1029/2008GL036486.

Mayeda, K., S. Koyanagi, and K. Aki (1991), Site amplification from S-wave coda in the Long Valley Caldera region, California, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 81(6), 2194–2213, doi:10.1017/CBO9781107415324.004.

McNutt, S.R. (1992), *Volcanic tremor*. *Encycl. Earth Syst. Sci.* Academic Press, San Diego, California, 417–425 (1992)

Mikumo, T., and B. A. Bolt (1985), Excitation mechanism of atmospheric pressure waves from the 1980 Mount St Helens eruption, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 81, 445–461, doi:10.1111/j.1365-246X.1985.tb06412.x.

- Minakami, T. (1942), On volcanic activities and tilting of the earth's surface. Bull. Earthq. Res. Inst., 20, 431–504.
- Minakami, T. (1960), Fundamental research for predicting volcanic eruptions (Part I) earthquakes and crustal deformations originating from volcanic activities. Bull. Earthq. Res. Inst., 38, 497–544.
- Minakami, T., S. Utibori, T. Miyazaki, S. Hiraga, H. Terao, and K. Hirai (1970), Seismometrical studies of volcano Asama, Part II. Anomalous distribution of the P arrival times and some information of the velocity of the P wave propagation through the volcano. Bull. Earthq. Res. Inst., 48, 431–489.
- 三輪学央 (2016), ブルカノ式噴火研究の現在地. 火山, 61, 465–475.
- Miwa, T., A. Toramaru, and M. Iguchi (2009), Correlations of volcanic ash texture with explosion earthquakes from vulcanian eruptions at Sakurajima volcano, Japan, J. Volcanol. Geotherm. Res., 184(3–4), 473–486, doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.05.012.
- Miwa, T., and A. Toramaru (2013), Conduit process in vulcanian eruptions at Sakurajima volcano, Japan: Inference from comparison of volcanic ash with pressure wave and seismic data, Bull. Volcanol., 75(1), 1–13, doi:10.1007/s00445-012-0685-y.
- 宮縁育夫, 原千穂子, 飯塚義之, 横尾亮彦 (2016), 阿蘇火山中岳における 2015 年 9 月 14 日のマグマ水蒸気噴火とその噴出物. 地球惑星連合大会, 幕張
- Mogi, K. (1958), Relations between the eruptions of various volcanoes and the deformations of the ground surfaces around them, Bull. Earthq. Res. Inst., 36, 99–134, doi:10.1016/j.epsl.2004.04.016.

- Morrice, M. G., P. A. Jezek, J. B. Gill, D. J. Whitford, and M. Monoarfa (1983), An introduction to the Sangihe arc: Volcanism accompanying arc-Arc collision in the Molucca Sea, Indonesia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 19(1–2), 135–165, doi:10.1016/0377-0273(83)90129-4.
- Morrissey, M. and Mastin, L. (2000) Vulcanian eruptions. In *Encyclopedia of volcanoes* (Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H. and Stix, J. eds), 463-475. Academic press, San Diego.
- Morrissey, M. and Chouet, B. (1997) Burst conditions of explosive volcanic eruptions recorded on microbarographs. *Science*, 275, 1290-1293.
- Morton, B. R., F. R. S. Geoffrey Taylor, J. S. Turner, G. Taylor, and J. S. Turner (1956), Turbulent gravitational convection from maintained and instantaneous sources, *Proc. R. Soc. London*, 234(1196), 1–23, doi:10.1098/rspa.1956.0011.
- Mueller, S., B. Scheu, U. Kueppers, O. Spieler, D. Richard, and D. B. Dingwell (2011), The porosity of pyroclasts as an indicator of volcanic explosivity, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 203(3), 168–174, doi:10.1016/j.jvolgeores.2011.04.006.
- Murase, T., and A. R. McBirney (1973), Properties of some common igneous rocks and their melts at high temperatures, *Bull. Geol. Soc. Am.*, 84(11), 3563–3592, doi:10.1130/0016-7606(1973)84<3563:POSCIR>2.0.CO;2.
- Nakada, S., H. Shimizu, and K. Ohta (1999), Overview of the 1990 – 1995 eruption at Unzen Volcano, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, (89), 1–22, doi:10.1016/S0377-0273(98)00118-8.

- Nakada, S., M. Nagai, T. Kaneko, Y. Suzuki, and F. Maeno (2013), The outline of the 2011 eruption at Shinmoe-dake (Kirishima), Japan, *Earth, Planets Sp.*, 65(6), 475–488, doi:10.5047/eps.2013.03.016.
- Neuberg, J., R. Lockett, M. Ripepe, and T. Braun (1994), Highlights from a seismic broadband array on Stromboli Volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 21(9), 749–752, doi:10.1029/94GL00377.
- Newhall, C. G., and S. Self (1982), The volcanic explosivity index (VEI): An estimate of explosive magnitude for historical volcanism, *J. Geophys. Res. Atmos.*, 87(1), 1231–1238, doi:10.1029/JC087iC02p01231.
- 西潔 (1978), 桜島火山に発生するやや深い地震の発震機構. 京都大学防災研究所年報. 21B-1, 145–152.
- Nishi, K., M. Hendrasto, I. Mulyana, U. Rosadi, and M. Purbawinata (2007), Micro-tilt changes preceding summit explosions at Semeru volcano, Indonesia, *Earth Planet Sp.*, 59(3), 151156, doi:10.1186/BF03352688.
- Nishimura, T. (1998), Source mechanisms of volcanic explosion earthquakes: Single force and implosive sources, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 86(1–4), 97–106, doi:10.1016/S0377-0273(98)00088-2.
- Nishimura, T., and Hamaguchi, H. (1993), Scaling law of volcanic explosion earthquake, *Geophysical research letters*, doi:10.1029/93GL02793.
- Nishimura, T., and B. Chouet (2003), A numerical simulation of magma motion, crustal deformation, and seismic radiation associated with volcanic eruptions, *Geophys. J. Int.*, 153(3), 699–718, doi:10.1046/j.1365-246X.2003.01936.x.

西村太志, 内田東 (2005), 2004 年浅間山で発生した爆発地震のシングルフォースモデルによる解析. 火山, 50, 387–391.

Nishimura, T., Iguchi, M., Kawaguchi, R., Surono, Hendrasto, M., Rosadi, U., 2012. Inflations prior to Vulcanian eruptions and gas bursts detected by tilt observations at Semeru Volcano, Indonesia. *Bull. Volcanol.* 74, 903–911.
<http://dx.doi.org/10.1007/s00445-012-0579-z>.

Nishimura, T., Iguchi, M., Yakiwara, H., Oikawa, J., Kawaguchi, R., Aoyama, H., Nakamichi, H., Ohta, Y., Tameguri, T., 2013. Mechanism of small vulcanian eruptions at Suwanosejima volcano, Japan, as inferred from precursor inflations and tremor signals. *Bull. Volcanol.* 75, 1–12.
<http://dx.doi.org/10.1007/s00445-013-0779-1>.

Ohminato, T., and B. A. Chouet (1997), A free-surface boundary condition for including 3D topography in the finite-difference method, *Bull. Seismol. Soc. Am.*, 87(2), 494–515.

Ohminato, T., B. A. Chouet, P. Dawson, and S. Kedar (1998), Waveform inversion of very long period impulsive signals associated with magmatic injection beneath Kilauea volcano, Hawaii, *J. Geophys. Res.*, 103(B10), 23839, doi:10.1029/98JB01122.

Ohminato, T., M. Takeo, H. Kumagai, T. Yamashina, J. Oikawa, E. Koyama, H. Tsuji, and T. Urabe (2006), Vulcanian eruptions with dominant single force components observed during the Asama 2004 volcanic activity in Japan, *Earth, Planets Sp.*, 58(5), 583–593.

Okada, H., Nishimura, Y., Miyamachi, H., Mori, H., and Ishihara, K. (1990), Geophysical significance of the 1988–1989 explosive eruptions of Mt. Tokachi, Hokkaido, Japan. *Bull. Volcanol. Soc. Japan*, 35, 175–203.

鬼澤真也, 新堀敏基, 福井敬一 (2013), 遠望カメラ画像による噴煙高度の把握とマグマ噴出率の推定 —2011年3月13日霧島山新燃岳噴火の事例—. 験震時報, 77, 119–138.

オープン CAE 学会 (2016), OpenFOAM による熱移動と流れの数値解析. 森北出版.

Oshima, H, and T Maekawa (2001), Excitation process of infrasonic waves associated with Merapi - type pyroclastic flow as revealed by a new recording system, *Geophysical research letters*, doi:10.1029/1999GL010954.

Poinsot, T. J., and S. K. Lelef (1992), Boundary conditions for direct simulations of compressible viscous flows, *J. Comput. Phys.*, 101(1), 104–129, doi:10.1016/0021-9991(92)90046-2.

Pujol, J. (2003), *Elastic wave propagation and generation in seismology*. Cambridge University Press.

Ripepe, M., S. Ciliberto, and M. Della Schiava (2001), Time constraints for modeling source dynamics of volcanic explosions at Stromboli, *J. Geophys. Res. B Solid Earth*, 106(B5), 8713–8727, doi:10.1029/2000jb900374.

Ripepe, M. (2002), Array tracking of infrasonic sources at Stromboli volcano, *Geophys. Res. Lett.*, 29(22), 3–6, doi:10.1029/2002GL015452.

Ripepe, M., S. De Angelis, G. Lacanna, and B. Voight (2010), Observation of infrasonic and gravity waves at Soufriere Hills Volcano, Montserrat, *Geophys. Res. Lett.*, 37(8), doi:10.1029/2010GL042557.

Ripepe, M., C. Bonadonna, A. Folch, D. Delle Donne, G. Lacanna, E. Marchetti, and A. Höskuldsson (2013), Ash-plume dynamics and eruption source

parameters by infrasound and thermal imagery: The 2010 Eyjafjallajökull eruption, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 366, 112–121, doi:10.1016/j.epsl.2013.02.005.

Robertson, R. et al. (1998), The explosive eruption of Soufriere Hills Volcano, Montserrat, West Indies, 17 September, 1996, *Geophys. Res. Lett.*, 25(18), 3429–3432, doi:10.1029/98GL01442.

Ruiz, M. C., J. M. Lees, and J. B. Johnson (2006), Source constraints of Tungurahua volcano explosion events, *Bull. Volcanol.*, 68(5), 480–490, doi:10.1007/s00445-005-0023-8.

Self, S., L. Wilson, and I. a Nairn (1979), Vulcanian eruption mechanisms, *Nature*, 277(5696), 440–443, doi:10.1038/277440a0.

Shimano, T., T. Nishimura, N. Chiga, Y. Shibasaki, M. Iguchi, D. Miki, and A. Yokoo (2013), Development of an automatic volcanic ash sampling apparatus for active volcanoes, *Bull. Volcanol.*, 75(12), 1–7, doi:10.1007/s00445-013-0773-7.

下鶴大輔, 内堀貞雄, 行田紀也, 小山悦郎, 宮崎務, 松本時子, 長田昇, 寺尾弘子(1975)1973年の浅間山噴火活動について. *震研彙報*, 50, 115–151.

新堀敏基, 桜井利幸, 田原基行, 福井敬一 (2013), 気象レーダー・衛生による火山噴煙観測 —2011年霧島山(新燃岳)噴火の事例—. *験震時報*, 77, 139–214.

Sparks, R.S.J., Bursik, M.I., Carey, S.N., Gilbert, J.S., Glaze, L.S., Sigurdsson, H., Woods, A.W., (1997). *Volcanic Plumes*. John Wiley & Sons, Chichester.

Stix, J., R. C. Torres, L. M. NarvGez, G. J. Patricia CortCs, J. A. Raigosa, and R. Castonguay (1997), A model of vulcanian eruptions at Galeras volcano, Colombia, *Journal of geology and geothermal research J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 77, 285–303, doi:10.1016/S0377-0273(96)00100-X.

Taddeucci, J., J. Sesterhenn, P. Scarlato, K. Stampka, E. Del Bello, J. J. Pena Fernandez, and D. Gaudin (2014), High-speed imaging, acoustic features, and aeroacoustic computations of jet noise from Strombolian (and Vulcanian) explosions, *Geophys. Res. Lett.*, 41(9), 3096–3102, doi:10.1002/2014GL059925.

Tahira, M., M. Nomura, Y. Sawada, and K. Kamo (1996), Infrasonic and acoustic gravity waves generated by the Mount Pinatubo eruption of June 15, 1991, in *Fire and Mud: Eruptions and Lahars of Mount Pinatubo, Philippines*, edited by C. G. Newhall and R. S. Punongbayan, pp. 601–614, Univ. of Wash. Press, Seattle.

高木朗充, 新堀敏基, 山本哲也, 白土正明, 平祐太郎, 加藤幸司, 福井敬一 (2013), 物理観測による新燃岳の噴火規模の即時的な試み. *験震時報*, 77, 111–118.

武尾実, 浜田信生, 柏原静尾, 宇平幸一 (1984), 1983年4月8日浅間山の噴火に伴う長周期地震波の解析. *火山*, 29, 31–44.

Tameguri, T., Iguchi, M., Ishihara, K. (2002), Mechanism of explosive eruptions from moment tensor analyses of explosion earthquakes at Sakurajima volcano, Japan. *Bull. Volcanol. Soc. Japan* 47, 197–215.

立尾有騎, 井口正人 (2009), 桜島における BL 型地震群発活動に伴う地盤変動. *火山*, 54, 175–186.

- Tuković, Ž., and H. Jasak (2007), Updated Lagrangian finite volume solver for large deformation dynamic response of elastic body, *Trans. Famena*, 31(1), 55–70.
- Tuković, Ž., Cardiff, P., Karac, A., Jasak, H, and Ivankovic, A. (2004), OpenFOAM library for Fluid Structure Interaction. 9th OpenFOAM Workshop, Zegreb, Croatia.
- U. S. Geological Survey (2006). Shuttle Radar Topography Mission, 3 Arc Second Resolution, version 2.1., http://dds.cr.usgs.gov/srtm/version2_1/ (2012 年 8 月 7 日閱覽).
- U. S. Geological Survey (2013). Search Earthquake Archives, <http://earthquake.usgs.gov/earthquakes/search/> (2013 年 7 月 19 日閱覽).
- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1994), Origin of the sound generated by Strombolian explosions, *Geophys. Res. Lett.*, 21(18), 1959, doi:10.1029/94GL01286.
- Vergnolle, S., G. Brandeis, and J. Mareschal (1996), Strombolian explosions: 2. Eruption dynamics determined from acoustic measurements, *J. Geophys. Res. B Solid Earth*, 101(B9), 20449–20466, doi:10.1029/96JB01925.
- Vyzikas, T. (2015), The implementation of interFoam solver as a flow model of the fsiFoam solver for strong fluid-structure interaction. A course at Chalmers University of Technology.
- Wessel, P., and W. Smith (1991), Free software helps map and display data, *Eos Transactions Am Geophys Union*, 72(41), 441–446, doi:10.1029/90eo00319.
- Woods, A. W. (1995), A model of vulcanian explosions, *Nucl. Eng. Des.*, 155(1–2), 345–357, doi:10.1016/0029-5493(94)00881-X.

- Woulff, G., and T. R. McGetchin (1958), Acoustic Noise from Volcanoes: Theory and Experiment, *Geophys. J. Int.*, 1(4), 601–616, doi:10.1111/j.1365-246X.1958.tb05346.x.
- 八木原寛, 井口正人, 為栗健, 筒井智樹, 及川純, 大倉敬宏, 宮町宏樹 (2010), 諏訪之瀬島の火山体浅部 3 次元 P 波速度構造と爆発発生場. *火山*, 55, 31–44.
- Yamada, T., H. Aoyama, T. Nishimura, H. Yakiwara, H. Nakamichi, J. Oikawa, M. Iguchi, M. Hendrasto, and Y. Suparman (2016), Initial phases of explosion earthquakes accompanying Vulcanian eruptions at Lokon-Empung volcano, Indonesia, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, doi:10.1016/j.jvolgeores.2016.08.011.
- Yamamoto, H., I. M. Watson, J. C. Phillips, and G. J. Bluth (2008), Rise dynamics and relative ash distribution in vulcanian eruption plumes at Santiaguito Volcano, Guatemala, revealed using an ultraviolet imaging camera, *Geophys. Res. Lett.*, 35(8), doi:10.1029/2007GL032008.
- Yamasato, H. (1997), Quantitative Analysis of Pyroclastic Flows Using Infrasonic and Seismic Data at Unzen Volcano, Japan., *J. Phys. Earth*, 45(6), 397–416, doi:10.4294/jpe1952.45.397.
- Yasa, S., Iguchi, M., Hendrasto, M., Kristianto, (2012), Comparison of focal mechanisms and source parameters of volcanic-tectonic earthquakes between active and normal periods at Lokon-Empung volcano, northern Sulawesi, Indonesia. Gunung Lokon, Laporan dan Kajian Vulkanisme. Center for Volcanology and Geological Hazard Mitigation, Indonesia.
- Yokoo, A., and K. Ishihara (2007), Analysis of pressure waves observed in Sakurajima eruption movies, *Earth, Planets Sp.*, 59(3), 177–181.

- Yokoo, A., T. Tameguri, and M. Iguchi (2009), Swelling of a lava plug associated with a Vulcanian eruption at Sakurajima Volcano, Japan, as revealed by infrasound record: Case study of the eruption on January 2, 2007, *Bull. Volcanol.*, 71(6), 619–630, doi:10.1007/s00445-008-0247-5.
- Yokoo, A., and M. Iguchi (2010), Using infrasound waves from eruption video to explain ground deformation preceding the eruption of Suwanosejima volcano, Japan, *J. Volcanol. Geotherm. Res.*, 196(3–4), 287–294, doi:10.1016/j.jvolgeores.2010.08.008.
- Yokoo, A., Iguchi, M., Tameguri, T., and Yamamoto, K. (2013), Process prior to outbursts of Vulcanian eruption at Showa crater of Sakurajima volcano. *Bull. Vol. Soc. Japan*, 58, 163–181.
- 横尾亮彦, 宮縁育夫 (2015), 2014年11月から始まった阿蘇火山中岳第一火口の噴火活動. *火山*, 60, 275–278.
- Yoshikawa, K. (1962), On the crustal movement accompanying with the recent activity of the volcano Sakurajima (Part 2). *Bull. Disa. Prev. Res. Inst., Kyoto Univ.*, 50, 1–24.
- Zobin, V.M., Navarro, C., Reyes-Dávila, G., Orozco, J., Bretón, M., Tellez, A., Reyes-Alfaro, G., Vázquez, H. (2006), The methodology of quantification of volcanic explosions from broad-band seismic signals and its application to the 2004–2005 explosions at Volcán de Colima, Mexico. *Geophys. J. Int.* 167, 467–478. <http://dx.doi.org/10.1111/j.1365-246X.2006.03108.x>.
- Zobin, V. M., G. A. Reyes, E. Guevara, and M. Bretón (2009), Scaling relationship for Vulcanian explosions derived from broadband seismic signals, *J. Geophys. Res.*, 114(B3), B03203, doi:10.1029/2008jb005983.

Van Zuijlen, A. H., and H. Bijl (2010), Multi-level accelerated sub-iterations for fluid-structure interaction, in Lecture Notes in Computational Science and Engineering, vol. 73 LNCSE, pp. 1–25.