

博士論文

Doctorate Dissertation

パイプ-チャンバー系水あめ噴火実験を通じた

火山噴火システムの研究

(Investigations of volcanic eruption systems

by a pipe-chamber syrup eruption experiment)

平成 30 年 12 月 博士 (理学) 申請

A Dissertation Submitted for Degree of Doctor of Philosophy

December 2018

東京大学大学院理学系研究科地球惑星科学専攻

Department of Earth and Planetary Science, Graduate School of Science,

The University of Tokyo

菅野 洋

Yo Kanno

要旨

身近な材料を用いて、地球科学的な現象を模擬した実験は、しばしば自然科学に応用できるような新しいアイデアや示唆をもたらす。本研究では、室内実験のシステムが、火山噴火システムと同等の数理システムを持つと考え、実験における振る舞いや、物理過程を理解する。そして、観測や数理モデルからは簡単には予想できないような要素を発見的に探求し、実験の結果から、観測記録の解釈や噴火モデルへ示唆を得ることを目的とする。

本研究は、所属する機関において行なった、一般向けの水あめ噴火実験から着想を得た、パイプ-チャンバー系水あめ噴火実験の物理を探求する。本実験では、ガスチャンバーの上部に鉛直にパイプを取り付けた実験装置を用いる。チャンバー内に一定流量のガスを供給すると、パイプ内で水あめとガスの二相流が発生し、間欠的にガスが噴出する。

まずは、実験におけるチャンバー内の圧力変動に着目する。チャンバー圧力変動は、ノコギリ波状の特徴を示す。このような波形は火山活動にともなう地盤変動としてストロンボリ式、ブルカノ式、溶岩ドーム噴火といった様々な周期的噴火現象とともに観測される。周期的火山噴火システムは、マグマ溜り圧力と火道流の非線形な圧力損失がカップリングするという数理モデルが提案されているが、このようなシステムの振る舞いを室内実験を用いて検討した研究はこれまでなかった。そこで、本研究では、実験で見られる物理量を単純なパラメータとして取り扱い、実験と火山噴火システムは同等の数理構造を持っていることを示した。実験におけるチャンバー内圧力・パイプ内流れは、その流れのスケールや構造が違っても関わらず、火山噴火システムにおけるマグマ溜り内圧力・火道流と対応していることを示した。さらに、実験において、装置の構造や供給ガス流量といったパラメータが一定であっても、自発的にチャンバー圧力振動の周期が乱れていくことを見出した。この結果は、既存の火山噴火モデルからは予測できないような結果である。このような、予想外な結果を得られる事こそが、室内実験を通して、火山噴火システムを研究する意義であると考えている。流れの

画像解析の結果、自発的な周期の乱れは、過去のガス噴出によって、流路の構造が乱されることによって生じると結論づけた。実際の周期的噴火においては、過去の噴火による噴出物の再堆積や、火道の崩壊、マグマヘッドの位置の違いによって、火道内流れの状態が乱されることが、周期を乱すひとつの要因になると考える。

次に、実験において、パイプ上端で計測したガス噴出時の空気振動に着目する。実験において、流動状態とチャンバー圧力振動が乱れるとき、空気振動波形もまた乱れることを示した。一方、ノコギリ波状のチャンバー圧力振動にともなって発生する空気振動には二つの特徴的な周波数ピークがあり、それぞれのピークを励起するメカニズムを特定した。また、低周波帯空気振動の振幅が、チャンバー過剰圧と良い対応関係があることを示した。空気振動発生メカニズムと、火山噴火システムにおける現象とを十分に対応させるには至らなかったが、この実験結果を踏まえれば、地下の圧力(体積)変化にともなう地盤変動と対応のある空振シグナルを見出すことができるかも知れない、ということが考えられる。

最後に、2015年の桜島火山活動について、地盤変動及び空振、火口カメラ映像の関係を調べる。地盤変動には、ノコギリ波状の振動が見られるが、その発生間隔に、実験で見られたような周期性や、個々のイベントの関係性を見出すことはできなかった。この解析の主な成果は、連続的な灰噴火にともなうような、微弱な空振、またはパルス状空振後続波のエネルギーが、地盤変動と対応している可能性を示したことにある。この結果は、空振エネルギーが、火山活動のモニタリングのパラメータとして有効である可能性を示唆していると考えている。

本研究では、実験から得られた示唆を踏まえた火山モデルの具体的な改良には至ることができなかったが、物理過程の異なる実験システムと火山噴火システムが同等の数理構造を持っていると示したこと、噴火の周期性や、空振とチャンバー圧力の関係性についての示唆を得られたことは大きな成果であると考えている。これらの結果は、実際の流体を用いた室内実験ならではの結果である。また、観測記録に見出した空振と地盤変動の関係についても、

室内実験の結果を踏まえた上で、観測記録を見直し、解析した結果、見出せた結果であると考えている。以上の結果から、本実験は、火山噴火システムを理解する上で、重要なツールの一つとなると考えている。

Abstract

Studying the physics of experiments using common materials to simulate geological processes frequently provides novel ideas and insight that can be applied to natural phenomena. In this study, a physical system of a laboratory experiment that is assumed to be mathematically equivalent to volcanic eruption systems and its behaviors and physical processes are investigated. This study aims to obtain through a laboratory experiment such new insight and ideas that it would be difficult to find directly from field observation and mathematical modeling of volcanic systems.

In this study, the physics of a pipe-chamber eruption experiment was investigated. This experiment was inspired by a sugar syrup eruption experiment conducted as an exhibition during an institute open house. The experimental system comprised a vertical pipe connected to a gas chamber where a constant gas flux was maintained in the gas chamber and the gas-liquid flow in the pipe.

First, pressure changes in the chamber were investigated. Sawtooth wave-like pressure changes (STW) were observed during the constant gas supply. Similar waveforms have been observed as geodetic signals that are associated with repetitive explosive eruptions and Dome-building eruptions. Volcanic oscillations have been explained by flow-induced oscillation models that include a coupling between elastic capacitance and variable flow resistance. Behaviors of these systems have not been studied by laboratory experiments. It was shown that the experimental system of this study was mathematically similar to the existing volcanic oscillation models. The chamber pressure changes and flows in the pipe in the experiment were comparable with magma chamber pressure changes and conduit flows in volcanic systems, regardless of differences in specific scales and flow structures. In the experiment, periodicity spontaneously varied in either non-periodic, bimodal or trimodal manners, even if the given experimental parameters such as

the pipe-chamber geometry and gas influx were constant. These had not been expected from existing models of volcanic systems. Finding such new phenomena is a significance of the lumped parameter model experiment of volcanic systems. As a result of the flow image analysis, it was concluded that the spontaneous periodicity fluctuations were caused by variations of flow structure in the pipe due to past gas emissions. I inferred that, in the actual volcanic systems, fall-back of ejected materials, dike collapse, or different depth of magma head could disturb periodicity of an eruption.

Second, acoustic waves were measured at the top of the pipe in association with the chamber pressure oscillations and gas emissions. The acoustic waveforms were disturbed preceding that the flow structure in the pipe and the chamber pressure periodicity were disturbed. In general, the acoustic waveforms with the sawtooth wave-like pressure changes in the chamber had two characteristic frequency peaks. The peak frequencies were explained by two different resonance models. It was shown that the amplitude of the lower frequency band in the acoustic wave had good correlation with the sawtooth wave amplitude in the chamber. Although the mechanisms of acoustic wave generation in this experiment and those in volcanic systems have not sufficiently linked, this experimental results suggested a possibility to find a correlation between a particular component of infrasound and ground deformation observed in actual volcanic eruptions.

Finally, relationships among ground deformation, infrasound, and video records during 2015 Sakurajima volcanic activity were investigated. The recurrence interval of sawtooth wave-like ground deformation was by far disturbed compared to the experimental results. It was not successful in finding a relation between successive events that was comparable with the experimental system. The main finding was that the correlation between the sawtooth wave amplitude of ground deformation and the cumulative energies of small infrasound signals during the individual ash

eruption events. It was suggested that the infrasound energy would be a useful parameter for monitoring eruptive volcanic activity.

In this study, I have not completed updating volcanic models based on insights and ideas obtained from experiments. On the other hand, showing the mathematical similarity between the experiment and volcanic eruption systems, finding disturbed periodicity and the correlation between a particular resonance model of infrasound and chamber pressure were important results. They were unique outcomes of a model experiment of volcanic systems. The obtained relationship between infrasound and ground deformation at Sakurajima was found as a result of reviewing and analyzing the observational data applying insights from the laboratory experiment. Based on the above results, this experimental system may provide a useful tool for understanding volcanic eruption system.

Contents

1	序文	1
1.1	本研究の背景と目的	1
1.2	本論文の概要	4
2	室内実験: チャンバー内圧力変動	7
2.1	これまでの研究	7
2.1.1	観測: 山体の周期的膨張収縮	7
2.1.2	室内実験	13
2.1.3	周期的噴火システム数理モデル	24
2.1.4	本章の位置づけと研究の目的	32
2.2	実験手法	33
2.2.1	実験装置	33
2.2.2	実験方法	36
2.3	画像解析手法	37
2.3.1	液膜流厚み推定	37
2.3.2	液スラグ, 液膜流擾乱追跡	38
2.4	実験結果及び考察	42
2.4.1	特徴的チャンバー圧力波形	42
2.4.2	パイプ内流れ	47
2.4.3	圧力波形とパイプ内流れ	48
2.4.4	パイプ内流れの詳細	54
2.4.5	圧力波形発生条件考察	57

2.5	議論	71
2.5.1	実験と火山モデルとの比較	71
2.5.2	周期の乱れから得られる火山学的示唆	81
3	室内実験: 空気振動	85
3.1	これまでの研究	85
3.1.1	室内実験による気泡・Cavityの破裂にともなう圧力波の研究	86
3.1.2	観測空振の特徴的周波数構造	87
3.1.3	空振記録を基にした噴火パラメータの推定	94
3.2	実験結果	97
3.2.1	計測された空気振動の概要	97
3.2.2	パイプ内流れとの比較	107
3.2.3	空気振動振幅とチャンバー圧力振幅の関係	112
3.3	議論	113
3.3.1	空振の特徴的周波数構造	113
3.3.2	空振の特徴的波形	116
3.3.3	空振各帯域振幅, チャンバー圧力振幅の関係	117
3.3.4	火山学的示唆	119
4	噴火現象観測: 地盤変動と空気振動の関係	121
4.1	これまでの研究	121
4.1.1	桜島火山昭和火口活動の概要	121
4.1.2	桜島における地盤変動観測	124
4.1.3	火山灰放出量の推定	128

4.2	観測データの概要	130
4.2.1	桜島空振記録	130
4.2.2	桜島地盤変動記録	135
4.2.3	火口カメラ映像記録	144
4.3	空振記録解析手法	145
4.3.1	空振到来方向推定: センプランス解析	145
4.3.2	相互相関関数を用いた空振パワー推定	145
4.3.3	空振波形の二回積分値	147
4.4	解析結果	149
4.4.1	センプランス解析を用いた空振到来方向推定	149
4.4.2	相互相関関数を用いた空振パワーの推定	154
4.4.3	空振記録と火口カメラを用いた, 空振活動の分類	156
4.4.4	表面活動と空振, 地盤変動の対応	161
4.4.5	空振記録と, 地盤変動から推定した体積変化量の比較	164
4.5	議論	169
4.5.1	空振と地盤変動の関係	169
5	まとめ	173
	Appendices	176
A	ノコギリ波状地盤変動	176
B	火山 Lumped parameter model	191
C	茂木モデルを用いた圧力源深さと体積変化量の推定	197

D ハーモニックな微動型空振	199
謝辞	203
References	221

List of Figures

1	本研究の位置づけ	3
2	水あめ噴火実験 (アウトリーチ用実験)	3
3	ストロンボリ火山観測点位置	10
4	ストロンボリ火山傾斜計データ	10
5	スメル火山観測点位置	11
6	スメル火山で計測された爆発的噴火にともなう傾斜変動	11
7	スーフリエールヒルズ山観測点位置	12
8	スーフリエールヒルズ山傾斜計記録	12
9	気液二相流の代表的な流動様式	16
10	<i>Jaupart and Vergnolle</i> (1989) 実験装置	17
11	<i>James et al.</i> (2006) 実験装置	18
12	<i>Del Bello et al.</i> (2015) 実験装置	19
13	<i>Lane et al.</i> (2008) 実験装置	20
14	<i>Lane et al.</i> (2008) にみられるノコギリ波状圧力変動	21
15	<i>Lane et al.</i> (2008) から示唆される周期的変動メカニズム	22
16	圧力降下振動実験	23
17	<i>Wylie</i> (1999) のモデル	29
18	<i>Ida</i> (1996) と <i>Maeda</i> (2000) のモデル	30
19	<i>Nakanishi and Koyaguchi</i> (2008) モデル	31
20	実験装置の概要	35
21	パイプ内水平方向暗度分布	39
22	液膜流厚み (h_f) による暗度分布の推定	40

23	液スラグ追跡: Unimodal STW	41
24	実験パラメータと特徴的波形	44
25	特徴的圧力波形	45
26	STW 時間幅ヒストグラム	46
27	圧力波形と流動画像: Unimodal STW	51
28	圧力波形と流動画像: Small fluctuation	51
29	圧力波形と流動画像: Unimodal-HQ STW	52
30	圧力波形と流動画像: n-Type cycle	52
31	圧力波形と流動画像: Disturbed STW	53
32	圧力波形と流動画像: Disturbed (Trimodal) STW	53
33	液スラグ再生成位置分布	55
34	スラグ移動速度と液膜流厚み	55
35	液膜流厚み鉛直分布	56
36	実験数理モデルパラメータ	67
37	液スラグ上昇パターンの概要	68
38	液スラグ速度時間変化解析結果	69
39	液スラグ再生成間隔と STW 時間幅	69
40	流入ガス流量と液膜流厚み	70
41	Trimodal STW 液スラグ上昇パターン	70
42	実験数理モデルと火山 LP モデルの比較	77
43	火山モデルまとめ	78
44	実験と火山モデルの無次元パラメータ比較	79
45	結晶化モデルの振る舞い	80

46	周期の乱れから得られる火山学的示唆	84
47	ストロンボリにおける空振観測例	90
48	エレバス山における空振観測例	90
49	桜島における空振観測例	91
50	キラウエア山における空振観測例	92
51	セントヘレンズ山における空振観測例	92
52	トゥングラワ山における空振観測例	93
53	後続波を考慮した噴出量の推定	96
54	チャンバー圧力と空気振動: Unimodal STW	99
55	代表的波形と周波数構造: Unimodal STW	100
56	イベント毎のスペクトル構造: Unimodal STW	101
57	チャンバー圧力と空気振動: Small fluctuation	101
58	代表的波形と周波数構造: Small fluctuation	102
59	イベント毎のスペクトル構造: Small fluctuation	102
60	チャンバー圧力と空気振動: Disturbed STW	103
61	代表的波形と周波数構造: Disturbed STW	104
62	イベント毎のスペクトル構造: Disturbed STW	105
63	実験パラメータと空気振動振幅	105
64	空気振動とチャンバー圧力振幅比較	106
65	パイプ内流れと空気振動の比較	109
66	パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 1)	110
67	パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 2)	110
68	パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 3)	111

69	共鳴による空気振動基本周波数	116
70	低周波帯空気振動振幅と噴出ガス量	118
71	茂木モデルを仮定したときの圧力源の深さと傾斜・ひずみ関係	126
72	昭和火口 2009 年 ひずみ記録解析	126
73	桜島圧力源の推定	127
74	火山灰放出量と地盤変動の関係	129
75	火山灰放出量と微動振幅二乗積算値との関係	129
76	観測点位置	131
77	爆発的噴火空振波形比較	132
78	爆発的噴火空振記録のパワー時間変化	133
79	爆発空振波形スペクトル比較	134
80	桜島 2015 年地盤変動から推定した圧力源の深さと体積変化量	139
81	ノコギリ波状地盤変動の例	140
82	ノコギリ波状地盤変動の年変化	141
83	ノコギリ波状地盤変動発生頻度	141
84	体積変化量とノコギリ波状地盤変動イベント間隔の関係	142
85	地盤変動記録と空振記録の比較	142
86	地盤変動振幅と空振振幅の比較	143
87	到来方向推定: 爆発的噴火波形	151
88	到来方向推定: 微弱な噴火波形	152
89	相互相関関数を用いた空振パワーの減衰	153
90	空振パワーの年変化	155
91	微弱な連続空振活動	158

92	微弱なパルス状空振活動	159
93	微動型空振活動	160
94	映像記録との比較 (爆発的噴火)	162
95	映像記録との比較 (微弱な噴火)	163
96	空振記録解析例 (爆発, 噴泉活動あり)	166
97	空振記録解析例 (微弱な噴火)	167
98	空振記録と地盤変動の比較	168
99	モニタリングパラメータとしての可能性	172
A.1	鬼首間欠泉の噴出にともなう周期的傾斜変動	180
A.2	キラウエア火山において観測された傾斜変動	181
A.3	キラウエア火山における観測点配置	182
A.4	二相スラグ流の自励振動	183
A.5	セントヘレンズ山観測点位置	184
A.6	セントヘレンズ山で観測された地盤変動記録	184
A.7	レユニオン島観測点配置図	185
A.8	レユニオン島傾斜変動記録	186
A.9	三宅島観測点位置	187
A.10	三宅島における傾斜変動記録	187
A.11	伊豆大島観測点配置図	188
A.12	1987年2月-3月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動	189
A.13	1987年4月-7月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動	189
A.14	1987年8月-10月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動	190
D.15	微動型空振波形	201

D.16 微動型空振 202

List of Tables

1	測定機材	34
2	プロットに使用したデータ	123

1 序文

1.1 本研究の背景と目的

身近な材料を用いて、地球科学的な現象を模擬した実験は、地球科学分野において、教育的にも、アウトリーチ活動としても有効である (e.g., Coffey 2008; Kurita et al. 2008; Deus et al. 2010). さらに、このような室内実験の物理を探究することで、自然現象へ応用できるような新しいアイデアや示唆が得られることも多い (e.g., Scott et al. 1986; Mader et al. 2004; Iga and Kimura 2007; Kumagai et al. 2008). 室内実験には不確定要素が詰まっており、予期できないような現象を発見的に探求することができる。室内実験から発見的に得られた知見・示唆を、自然現象の観察・観測や、数理モデル・数値計算へフィードバックすることによって、より自然現象の理解を進めることができると考えている (Fig. 1).

本研究は所属機関の一般公開におけるアウトリーチ実験として行った、水あめ噴火実験から着想を得た (Fig. 2a). このアウトリーチ実験は Takeuchi et al. (2005) を参考に、火山地下の構造や、火山活動にともなって観測される地球物理学的シグナル、噴火の物理などを一般向けに紹介するために作られたものである。実験装置は、ペットボトルの上部にチューブが取り付けられた構造になっており、マグマ溜りと火道という火山地下の描像を模擬している。また、ボトル内の圧力は地盤変動を模擬しているとした。水あめに重曹とクエン酸を混ぜ込み、すばやくチューブ上部のプラグをしめると、ボトル内で発生した CO_2 の気泡が容器内の圧力を高める。プラグの開栓と共に激しい水あめの噴出が始まり、急激に容器内の圧力が低下するが、それに続けて、間欠的なガスの放出が続く。このような一連の現象は、実際の噴火イベントにおいても同様の時系列で現象が発生することがある。たとえば、1997年、Soufriere Hills 火山 (Montserrat) の噴火では、溶岩ドーム崩壊に続いてサブプリニー式噴火が発生し、その後、繰り返しブルカノ式噴火が発生した (Druitt et al., 2002).

筆者はこの実験のガス噴出サイクルの過程で、ボトルの中の圧力変化として、ノコギリ波状圧力変動 (Sawtooth wave-like pressure changes, STW) が発生することに気づいた (Fig. 2b). STW はゆっくりとした増圧と、急激な圧力減少という非対称な増減圧のサイクルであり、このような非対称な波形は実際の火山活動にともなっても、山体の膨張収縮といった地盤変動記録として観測されることがある (e.g., *Iguchi et al.* 2008; *Takeo et al.* 2013; *Genco and Ripepe* 2010). また, STW 発生時, ボトル内圧力の急低下と同時に, チューブの上端でパルス状の空気振動も計測された. 山体の膨張収縮サイクルにおいて, 山体の急激な収縮はマグマの地表への放出をともなう場合があり, 地盤変動と同期して空振が観測されることがある (e.g., *Iguchi et al.* 2008).

そこで, この波形の類似性に着目し, 実験のシステムを単純な数理モデルとして取り扱うことで, 火山噴火システムの数理構造と対比させつつ, そのシステムを理解するという, 今までにないアプローチを試みる. この実験では, 実際の流体を扱うことで, 実際の観測において簡単には観察・推定できないプロセスや, 数値計算, 数理モデルでは表現しきれない要素を発見的に探求し, 実験の結果から, 観測記録の解釈や噴火モデルへを示唆を得ることを目的としている.

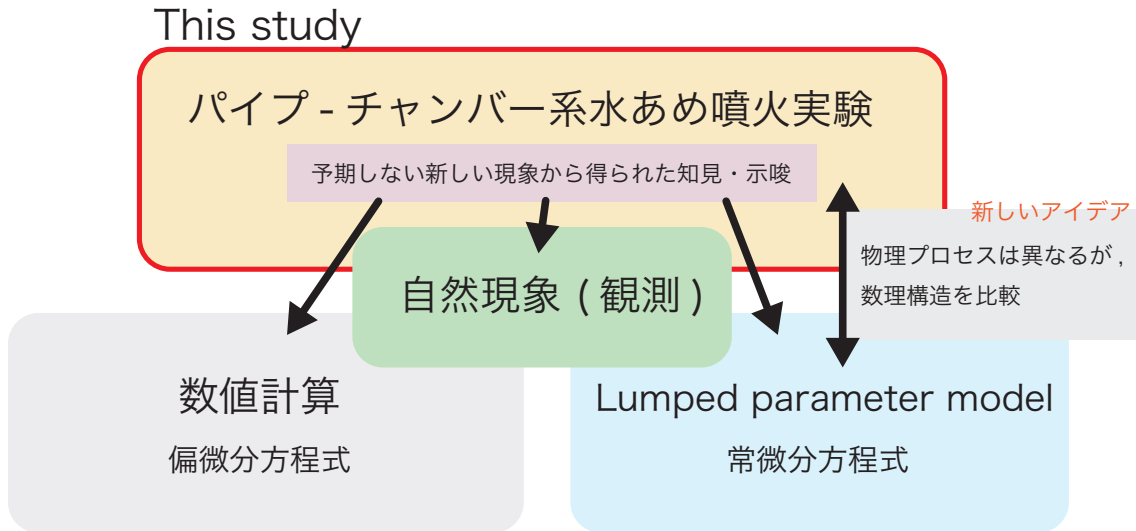


Figure 1: 室内実験は不確定要素を多く含み, 予期せぬ現象を発見的に研究することで, 野外観測や数値モデルに示唆を与え, より深い自然現象の理解に繋げることができると考えている.

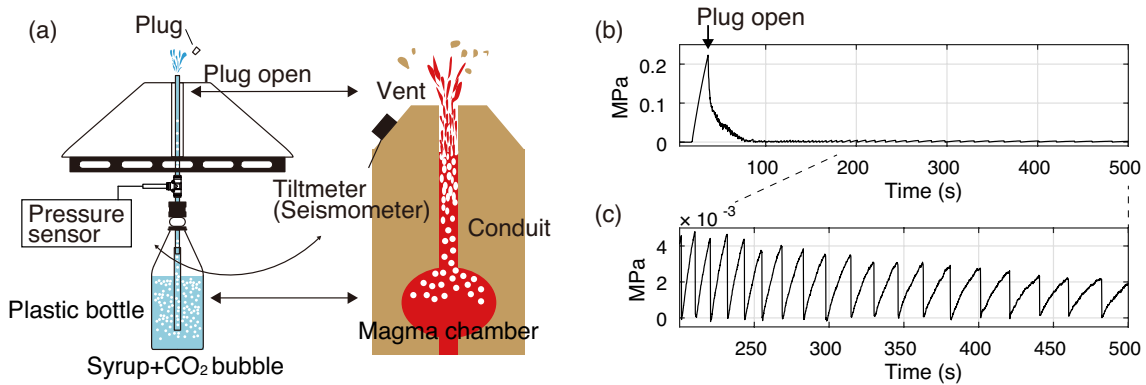


Figure 2: (a) 水あめ噴火実験. 水あめにクエン酸と重曹を混ぜ込み, ペットボトルの中に封入する. 水あめ中では CO_2 の気泡が発生する. ボトル内の圧力は, 野外観測における地盤変動記録を模擬していると考えた. (b) ボトル内の圧力変化. (c) ノコギリ波状圧力変動部分 (Fig. b 内) を拡大したもの.

1.2 本論文の概要

§2 では本研究で実施した室内実験において発生する、チャンバー内の周期的圧力変動を扱う。この章の主な成果は、(1) 実験において、火山モデルとの対応から想定される規則的な現象に加えて、実験パラメータが一定であっても、自発的に周期の乱れが発生する条件があることをみつけた点; (2) 実験が周期的火山噴火システムと同等の数理構造を持っていることを示した点; (3) 実験から得られた示唆を踏まえて、今後火山モデルや観測記録の解釈の際に、どのような効果を想定すると良いかを示した点にある。§2.1 では実験における周期的圧力変動と関係する野外観測記録、数理モデル、室内実験における先行研究をまとめ、本研究の位置づけをあきらかにする。§2.2 では、実験装置の説明と、実験方法について説明する。§2.4 では、実験において計測された様々な波形について、その特徴と発生条件についてまとめる。§2.5 では、数理モデルを通して、実験システムと周期的噴火システムの共通点・差異を議論し、そこから得られる火山学的示唆を議論する。

§3 では、室内実験において発生する、空気振動を扱う。この章の主な成果は、(1) 実験で計測した空気振動波形が持つ二つの特徴的周波数ピークをつくるメカニズムを特定した点; (2) Unimodal STW と Disturbed STW 発生時の空気振動波形に違いが見られることを示した点; (3) 空気振動の低周波のピークを作る成分の振幅が、チャンバー圧力振幅に相関があることを示した点にある。§3.1 では、火山活動にともなって観測される空振、室内実験、空振とその他観測量との比較について先行研究をまとめる。§3.2 では、空気振動波形の特徴についてまとめ、パイプ内流れとの空気振動発生対応関係、空気振動各周波数帯の振幅と、チャンバー圧力振幅の関係を示す。§3.3 では、空気振動波形の特徴的周波数ピークに対応するメカニズムを示し、空気振動波形の多様性を生むメカニズムと、空気振動-チャンバー圧力振幅の対応関係から得られる火山学的示唆について議論する。

§4 では本実験と対比する事例研究として、桜島での空振、地盤変動及び映像記録の解析を

行う。この章の主な成果は、桜島において、地盤変動と同程度の継続時間を持つ、空振の後続波や、連続的な灰噴火をともなう微弱な空振に着目し、そのエネルギーが、地盤変動と対応している可能性を示したことにある。一方で、桜島で観測されるノコギリ波状地盤変動は、実験で見られた圧力変動よりもはるかに周期の乱れが大きく、実験との対比は定性的なものにとどまっている。§4.1では、桜島での観測に関する先行研究を示す。§4.2では観測データの概要を示し、§4.4で、本研究で用いた解析手法とその結果を示す。§4.5において、火山活動にともなう空振と地盤変動の関係を議論する。

2 室内実験: チャンバー内圧力変動

2.1 これまでの研究

2.1.1 観測: 山体の周期的膨張収縮

アウトリーチ水あめ噴火実験において見られたノコギリ波状の波形は、実際の火山観測においても、地盤変動記録として観測されている。このような波形は、特定の火山活動において限定的に発生するのではなく、様々な空間・時間スケールにおいて普遍的に発生する。観測記録において、どのような波形が、どのような火山活動で観測されているのかをまとめる。

山体の周期的な膨張収縮は、様々な火山にみられ、これらは地下のマグマの流れにともなう地盤変動記録として観測される (e.g., *Ohminato et al.* 1998; *Fujita et al.* 2004; *Iguchi et al.* 2008; *Anderson et al.* 2010; *Genco and Ripepe* 2010; *Fontaine et al.* 2014). これらの周期的な地盤変動は、様々な波形を示すが、多くの場合ゆっくりとした山体膨張と、急激な収縮という非対称な波形を示す (e.g., Strombolian eruptions: *Genco and Ripepe* (2010); Vulcanian explosions: *Iguchi et al.* (2008); *Takeo et al.* (2013); and geysers: *Nishimura et al.* (2006)). 以下、流体が地下から上昇し、噴出する現象について、観測される地盤変動の例を示す。

ストロンボリ火山では、100 Hz サンプリングの広帯域地震計と 1 Hz サンプリングの傾斜計を用いて、火口から 1 km 以内の地点 (Fig. 3) で、ストロンボリ式噴火 (玄武岩質マグマ, $10^2 - 10^3$ Pa·s) にともなう山体の膨張収縮サイクルが観測されている (*Genco and Ripepe*, 2010). この研究では、200 秒程度のゆっくりとした膨張に続いて、ガスとマグマ破砕物の放出をともなう急激な山体収縮を繰り返すノコギリ波状の傾斜変動が捉えられている。Fig. 4 は火口から約 750 m に設置された傾斜計のデータを火口上がり傾斜変動が正になるようにプロットしたものである。数分スケールで 10 - 20 nrad 程度の変動がみられる。この変動は開口火口において、発泡マグマの気泡成長にともなう上昇による火道の膨張 (深さ火口下 ~250 m) と、ガ

スとマグマ破碎物の放出による火道の収縮が作り出すものであると推定されている。

桜島, 諏訪之瀬島, スメル火山では, ブルカノ式噴火にともなうノコギリ波状の地盤変動が報告されている (Iguchi *et al.*, 2008). この研究では, スメル火山において, 火口から 700 m の場所に設置された傾斜計 (1 Hz サンプリング, Fig. 5) の記録を用いて, 玄武岩質安山岩質マグマ ($\sim 10^5$ Pa) の噴出にともなう地盤変動を捉えた. Fig. 6 は傾斜計に記録されたノコギリ波状の地盤変動である. 爆発にかけて 3 - 30 分程度火口方向上がりの傾斜が大きくなっていき, 爆発にともなって 1 - 10 nrad 程度火口方向下がり傾斜変動が観測されている. 圧力源は茂木モデルを用いて火口下約 100 m 程度であると推定されている. この傾斜変動では, 次のような一連のメカニズムが推定されている: 1. 上昇するマグマからの脱ガスによる火道浅部へのガス供給, 2. 火道浅部プラグ直下のガスポケット増圧による山体膨張, 3. ガスポケット内の圧力がプラグ強度を超えることによるガス放出, 4. 減圧による, 飽和したマグマからの, 急激な脱ガス誘発, 5. ガスポケットの急激な膨張によって, プラグが吹き飛ばされ噴火, 6. 火山灰とガス放出による山体の収縮.

溶岩ドーム噴火 (安山岩質マグマ, $\sim 10^7$ Pa \cdot s) にともなう周期的傾斜変動も報告されている. Voight *et al.* (1998) では, 1995 年から 1997 年まで続いたモンセラト島スーフリエールヒルズ火山での溶岩ドーム噴火にともなう周期的な傾斜変動を報告している. Fig. 7 は観測点配置を示し, Fig. 8 は CP3 観測点の傾斜計 (クレーター中心から南西に約 500m, 火口上がり傾斜が正), 地震振幅 (RSAM, 1 秒あたり 60 サンプル分の地震波振幅の絶対値平均), 1 時間あたりのイベントトリガ数 (RSAM の急激なジャンプをトリガする) を示している. 山体収縮にともなって山頂での落石や火砕流が発生している. また, ストロンボリ式, ブルカノ式噴火の観測例と比べると, ノコギリの特徴, すなわちゆっくりとした山体膨張と急激な収縮の時間的コントラストは小さいものの, 山体膨張にかかる時間の方が収縮よりも長くなっており, 周期は比較的一定である (Fig. 8). 周期的な傾斜変動の振幅は 10 - 20 μ rad, 6 月 25 日のド

△崩壊による火砕流発生を境に周期, 振幅が変化している.

また, 地表におけるマグマやガスの放出をともなわずとも, マグマの地下の移動にともなってノコギリ波状の地盤変動が観測されることもある (*Ohminato et al.*, 1998). また, 溶岩ドーム噴火の観測例 (*Anderson et al.*, 2010) や, カルデラ崩壊 (*Fujita et al.*, 2004; *Fontaine et al.*, 2014), 地下のマグマドレインバック (*Fukuyama*, 1988) にともなっては, ここまでと"逆サイクル", すなわち, ゆっくりとした山体収縮と, 急激な膨張のサイクルも報告されている (Appendix A).

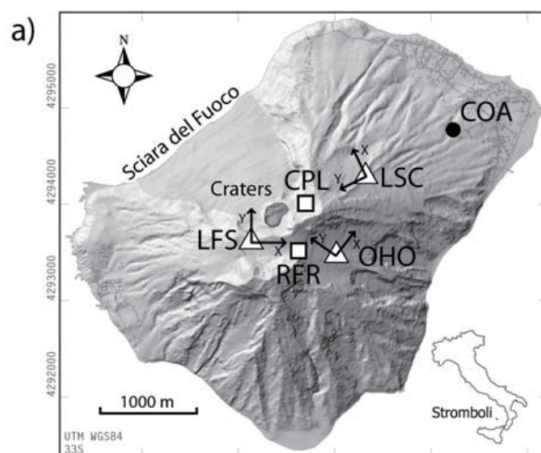


Figure 3: ストロンボリ火山山頂に設置された観測点位置 (*Genco and Ripepe, 2010, Fig. 1a*).

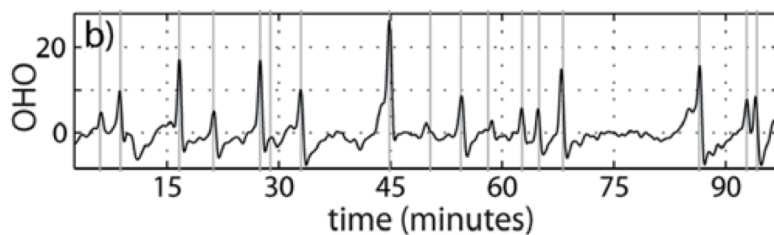


Figure 4: ストロンボリ火山山頂から約 750 m 地点の傾斜計データ: 傾斜計は深さ 5 m に埋められており, 火口上がり傾斜変動を正としている. 縦軸は nrad, 横軸は min. 灰色のラインは噴火の時刻 (*Genco and Ripepe, 2010, Fig. 3b*).

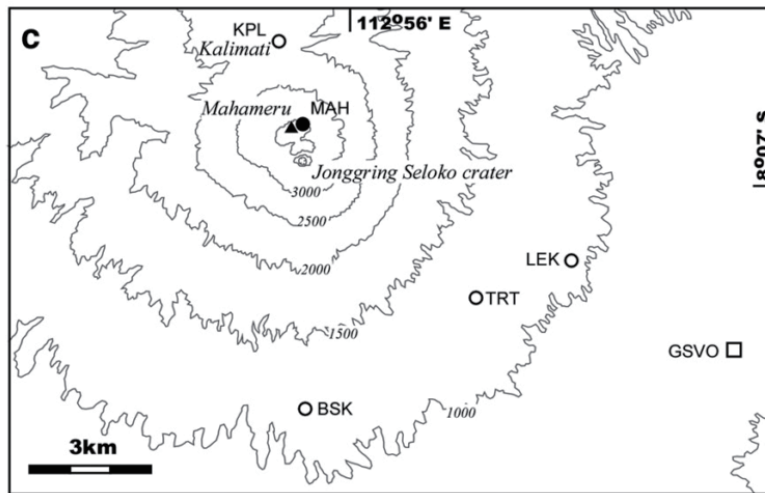


Figure 5: スメル火山の観測点位置 (Iguchi *et al.*, 2008, Fig. 2c).

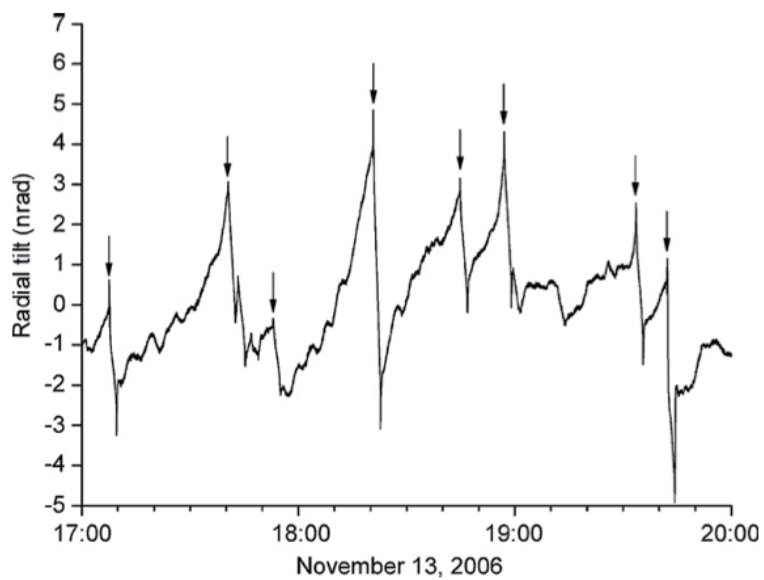


Figure 6: スメル火山で計測された爆発的噴火ともなう傾斜変動. 矢印は爆発的噴火の時間を示している. 傾斜計 (MAH) は火口から約 0.7 km の位置に設置している. 火口方向上がり傾斜変動が正 (Iguchi *et al.*, 2008, Fig. 5).

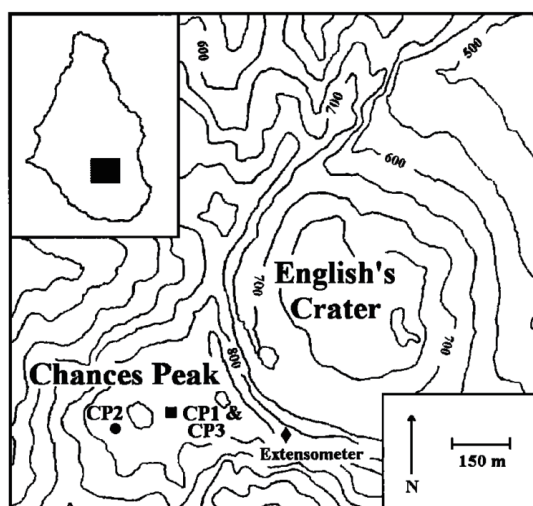


Figure 7: スーフリエールヒルズ山観測点マップ (Voight et al., 1998, Fig. 1).

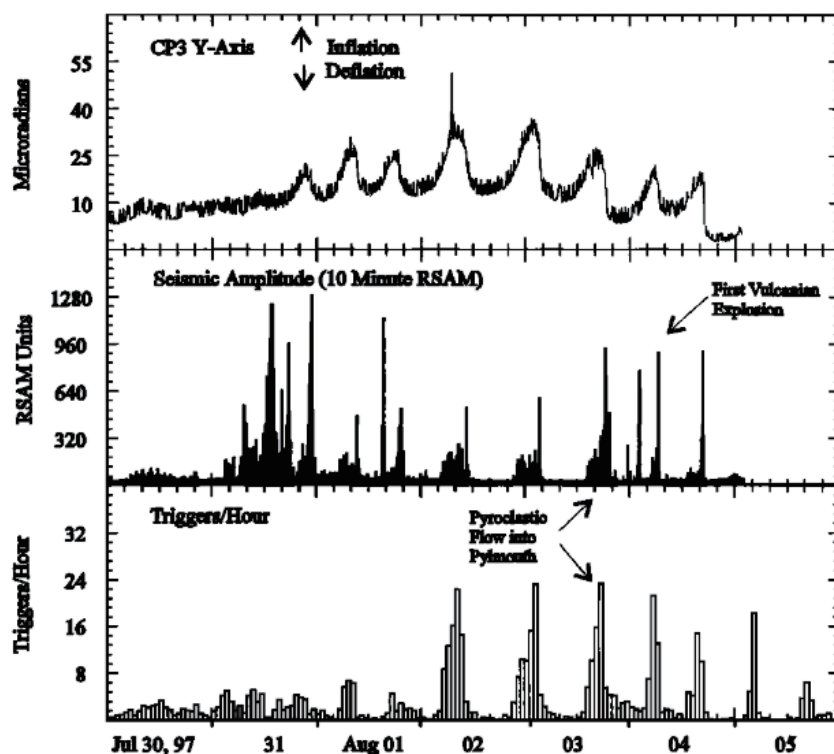


Figure 8: 上から、CP3 (Fig. 7) 観測点の傾斜計 (火口上がり傾斜が正)、地震振幅 (RSAM, 1 秒あたり 60 サンプル分の地震波振幅の絶対値平均)、1 時間あたりのイベントトリガ数 (RSAM の急激なジャンプをトリガする)。 (Voight et al., 1998, Fig. 5).

2.1.2 室内実験

火山学においては、自然現象で想定される特定のプロセスと、同一の物理過程を再現した室内実験がこれまで広く行われてきた。

例えば、ストロンボリ式噴火のプロセスを再現する実験として、気液二相流を用いた室内実験が提案されている (*Jaupart and Vergnolle, 1989; James et al., 2004, 2006; Azzopardi et al., 2014; Del Bello et al., 2015*). 鉛直管中の気液二相流は工学的にも火山学的にも研究がなされている (*Vergnolle and Jaupart, 1986; Taitel et al., 1980; Akagawa, 1974; Vergnolle and Jaupart, 1986; Pioli et al., 2017*). 例えば、代表的な鉛直上向き二相流流動様式としては、以下の様なものが知られている; 連続した液相中に小気泡が分散した流れの気泡流; 管の断面を満たす様な大気泡と小気泡を含む液体部分が交互に存在するスラグ流; 液体スラグ部分が短く、この部分の気体含有量が多いチャーン流; 管壁に液膜が存在し、管断面中心部には多数の液滴を同伴するガス流れがあるような環状噴霧流; 環状噴霧流において液相流量が小さい場合には、管中心部をガスが流れる環状流となる (Fig. 9). 代表的な流動様式の内、スラグ流は、ストロンボリ式噴火のプロセスと対応していると考えられている. *Jaupart and Vergnolle (1989)* は、シリコンオイルを用いて、マグマ溜り内でのガススラグ生成メカニズムを考察したアナログ実験を行った. この研究では、チャンバー内で生成した気泡がチャンバー上部に集積し、気泡層がある厚みに達すると連結し、パイプ内をガススラグとして上昇することを示した (Fig. 10). 水や希釈した水あめ (Sugar-water solution) を液相として、パイプ内を上昇する単一のガススラグに関して、上昇・破裂過程における圧力変化や (*James et al., 2004*), 流路の径が大きく変化するところでの圧力変化・ガススラグ挙動が調べられている (*James et al., 2006*) (Fig. 11). *Del Bello et al. (2015)* では、ストロンボリ式噴火では、噴出物のフォールバックが火道浅部で高粘性のプラグ状になっているという観測と噴出物の組織解析結果を元に (*Patrick et al., 2007; Gurioli et al., 2014; Del Bello et al., 2015; Capponi et al., 2016; Gaudin et al., 2017*), パイ

ブ浅部に高粘性層があるという条件下で、単一ガススラグ実験を行なっている (Fig. 12). さらに、定常的なガスの注入による複数のガススラグの上昇が *Azzopardi et al. (2014)* によって調べられている。この実験では、パイプ内液柱の水面位置はノコギリ波状に変位するが、ノコギリ波状の圧力変動は計測されていない。

火道浅部における高粘性マグマ領域が、プラグ流として動く溶岩ドーム噴火のプロセスを再現した実験も提案されている。揮発性成分 (ジエチルエーテル) を溶解させたガムロジンの衝撃波管減圧破碎実験 (Fig. 13) 後、引き続き上部チャンバーの減圧を続けると、管下端の圧力計において、ノコギリ波状の圧力変動が計測されている (Fig. 14) ことが報告されている (*Lane et al., 2008*). この実験ではノコギリ波状の圧力変動のメカニズムとして、ガムロジン中の揮発性成分の析出と、管壁との固着域のスティックスリップによる、ポアズイユ流からプラグ流への遷移を推定している。すなわち、破碎後管内に留まったガムロジンは管内を閉塞し、揮発性成分の析出によって圧力が上昇する。圧力勾配によって管内のガムロジンはポアズイユ流として上昇していくが、ひずみ速度の臨界点、あるいは、応力の降伏点に達すると管壁で気泡壁が壊れ、脱ガスが起こる。この時、ガムロジンはプラグ流、ガスはプラグの周りを流れる逆環状流として脱ガスし、一気に圧力が下がる。このメカニズムは周期的な変動をともなう溶岩ドーム噴火 (*Voight et al., 1998*) のメカニズムのアナロジーになっていると考えている (Fig. 15).

本研究でみられるノコギリ波状の圧力変動は、パイプ内流れ (*James et al., 2004, 2006; Lane et al., 2008; Azzopardi et al., 2014; Del Bello et al., 2015*) だけではなく、§2.4 で後述するように、チャンバーの存在が重要な役割を果たしている。チャンバーとパイプ流れを組み合わせた振動に着目した室内実験は、ポリマー押出成形時の振動や (*Den Doelder et al., 1998; Malkin et al., 2010*), プラント内配管中の気液二相流にともなう振動 (*Ozawa et al., 1979; Kakac and Bon, 2008*) 等に着眼する工学的研究分野に多く、火山学への応用も提案されている (*Fujita*

et al., 2004; *Kurokawa*, 2016).

一例として、流体の流れる加熱パイプの上流部に、十分な圧縮性を持つ空間があるチャンバーが接続されている際に発生する、圧力降下振動と呼ばれる自励振動が挙げられる (*Ozawa et al.*, 1979; *Kakac and Bon*, 2008). これは、パイプ内を流れる気液二相流の圧力損失-流量特性が三次曲線的傾向をとり、流量増加に対して圧力損失が減少するような、非線形な圧力損失がある場合に発生する (Fig. 16). この時、流れが圧力損失-流量特性が負になる領域に達すると、流量の増加にともなってパイプ内の圧力損失は減少しようとしても、上流側のタンクが圧力バッファになり、すぐには圧力が低下せず流れが加速し続ける。これは、加熱パイプ域において、サブクール沸騰 (加熱面付近の液体の温度が飽和温度以上になり、蒸気の気泡が発生) によって気泡が生じ二相流が発生している時、流量の増加とともに単位長さあたりの摩擦損失の小さい領域が長くなるためである。 *Fujita et al.* (2004) はこのメカニズムを 2000 年三宅島噴火のカルデラ崩壊の際に発生した周期的な地盤変動を説明するモデルとして応用した。

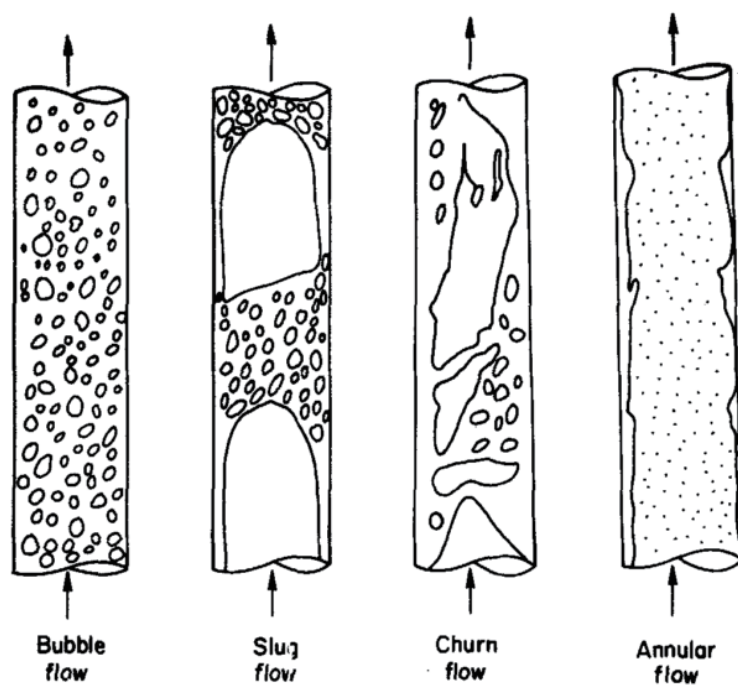


Figure 9: 液流量一定下で, ガス流量を増加させた場合, 気泡流, スラグ流, チャーン流, 環状噴霧流へと遷移する (Taitel *et al.*, 1980, Fig. 1).

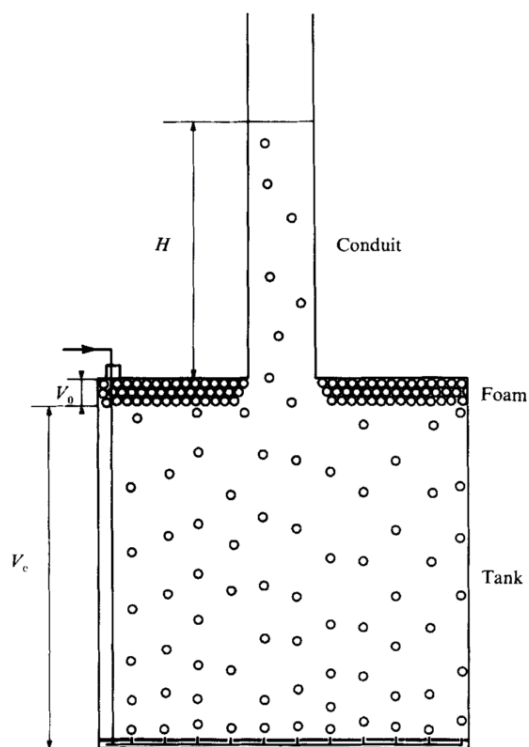


Figure 10: *Jaupart and Vergnolle (1989)* 実験装置: タンクの下部から小気泡を注入している. タンクの上部に気泡が集積し, ある厚みに達すると連結してパイプ内に大気泡が流れ込むことによってスラグ流が発生する (*Jaupart and Vergnolle, 1989, Fig. 2*).

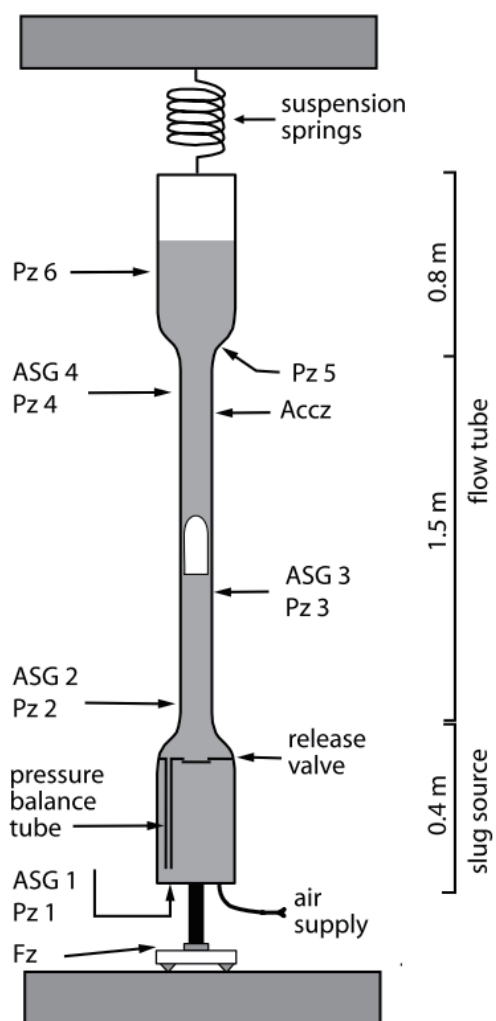


Figure 11: *James et al.* (2006) 実験装置 (*James et al.*, 2006, Fig. 1).

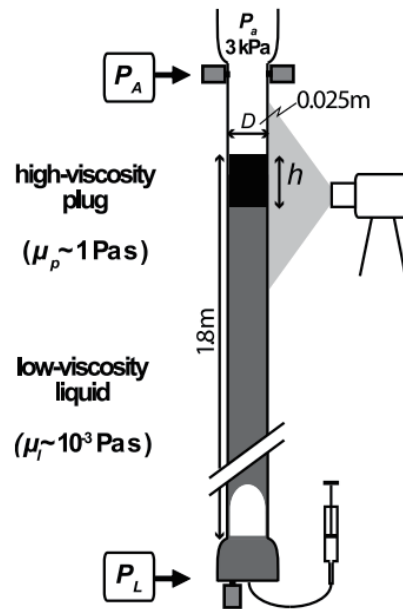


Figure 12: *Del Bello et al. (2015)* 実験装置 (*Del Bello et al., 2015, Fig. 1*).

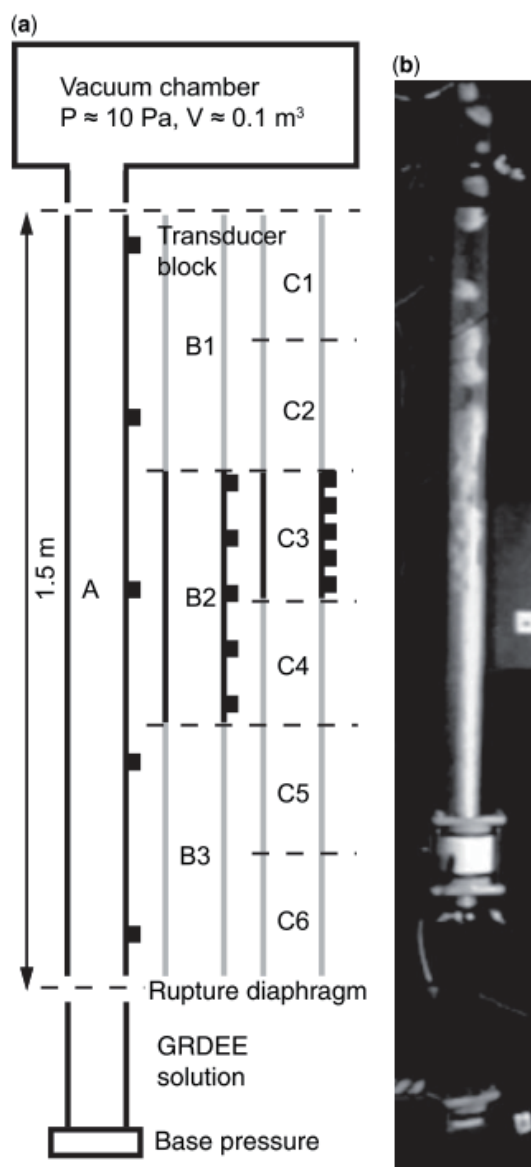


Figure 13: Lane *et al.* (2008) 実験装置. (a) ジエチルエーテルを溶解させたガムロジン (GRDEE) を管下端のダイアフラム下にセットし, 上部のチャンバーを 10 Pa 程度まで減圧する. A, B, C はそれぞれ異なる位置に圧力計をつけたセットアップ. ダイアフラムを破裂させて急減圧を行った後も, チャンバーからは $40 \text{ m}^3/\text{hr}$ でガスを吸引し続ける. (b) ダイアフラム破裂直後に破碎するガムロジン (Lane *et al.*, 2008, Fig. 1)

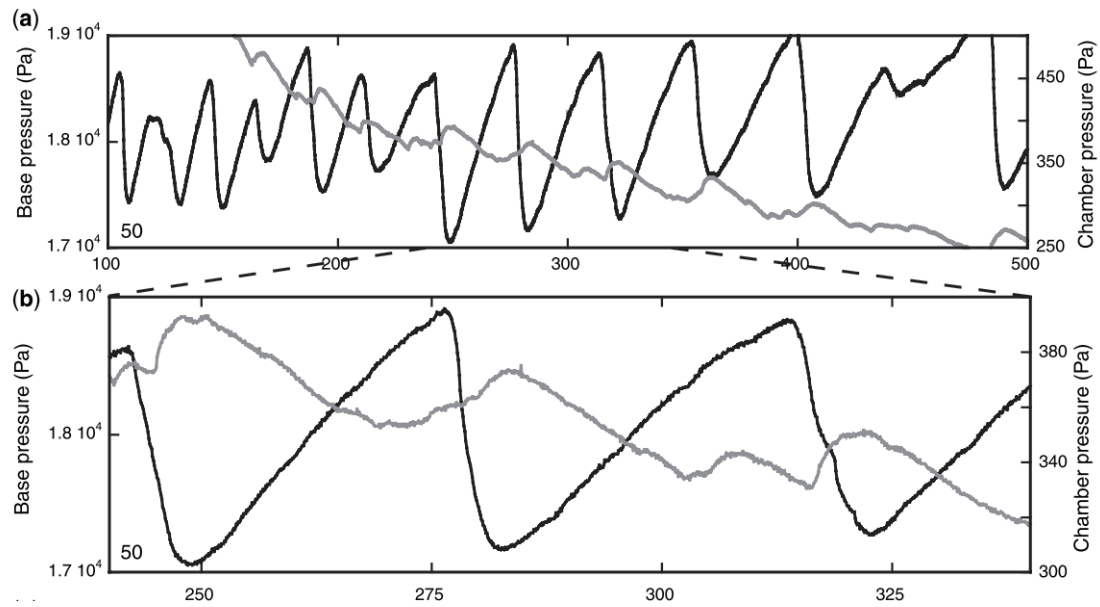


Figure 14: Lane et al. (2008) にみられるノコギリ波状圧力変動. 黒実線は管下端, グレー線はチャンバー内圧力. (b) は実験結果 (a) の一部を拡大したもの. (Lane et al., 2008, Fig. 14)

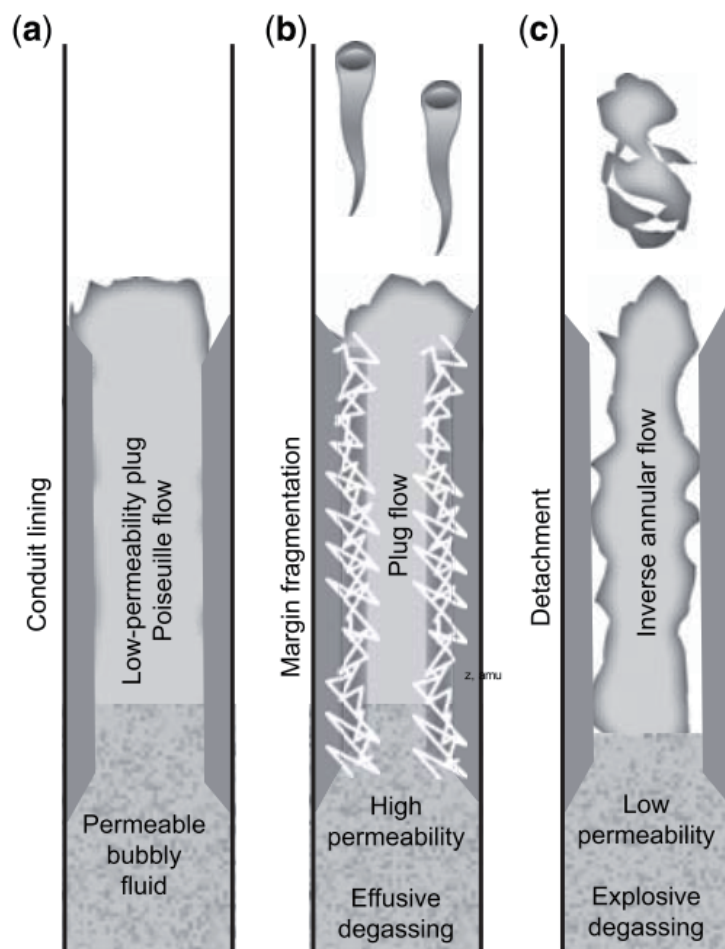


Figure 15: Lane *et al.* (2008) から示唆される溶岩ドーム噴火における周期的変動メカニズム. (a) 火道浅部の不浸透性のポアズイユ流れが、下部からの脱ガスをせき止め、圧力増加によって上昇する. (b) 火道壁付近のひずみ速度が増加していくと、火道壁付近が弱化していき、浅部のマグマはプラグ流となって上昇していく. (c) 下部のマグマからガスが火道壁付近の弱面を通して効率的に脱ガスが行われると、ガスはプラグの周りを伝って放出され、爆発的な振る舞いを示す (Lane *et al.*, 2008, Fig. 17).

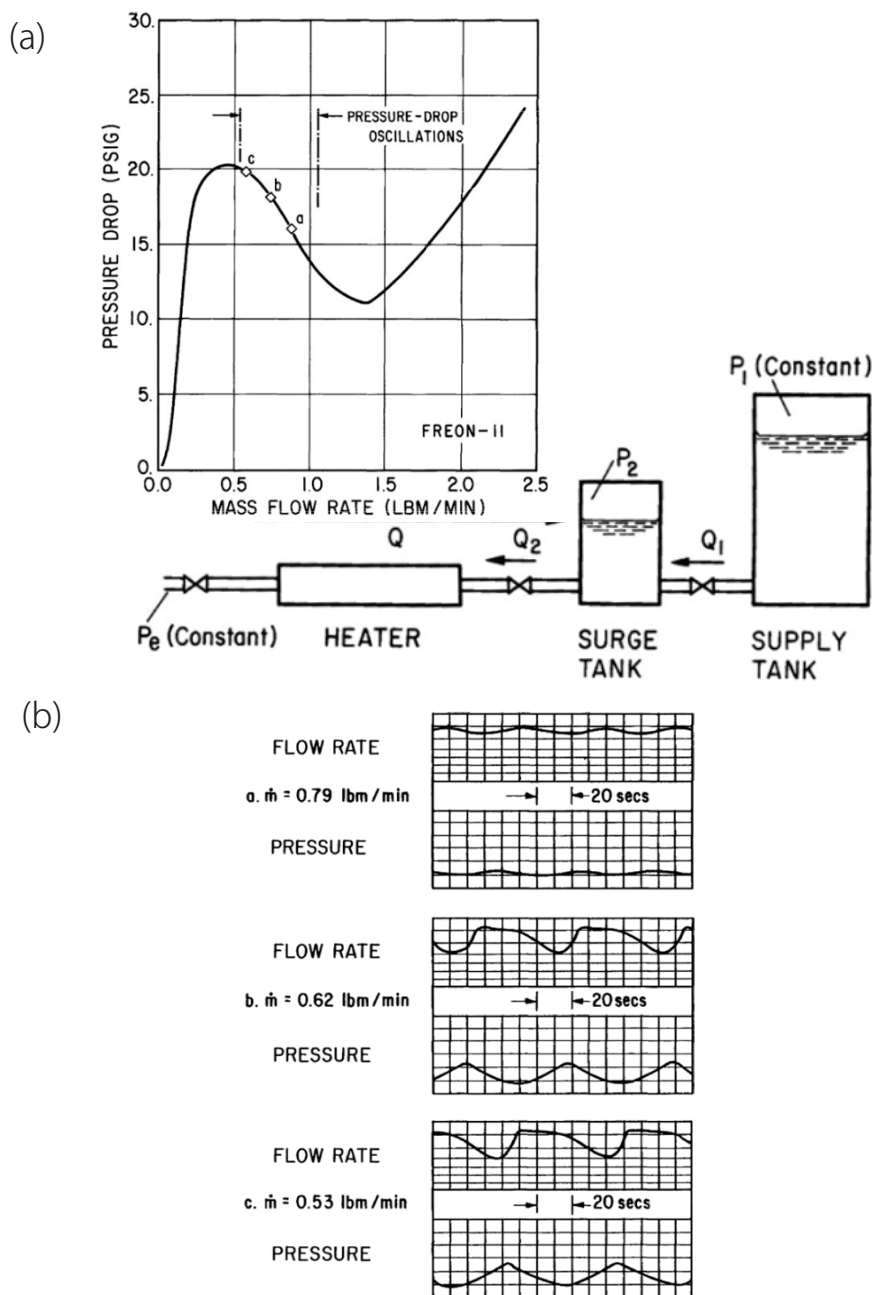


Figure 16: (a) 圧力降下振動の実験装置と、圧力-流量特性における発生領域、(b) 発生する波形 (Kakac and Bon, 2008, Fig. 3, 7, 8).

2.1.3 周期的噴火システム数理モデル

周期的地盤変動を説明するモデルのうち、主に溶岩ドーム噴火や、高粘性マグマの非爆発・爆発的噴火サイクルに対しては、マグマの圧縮性やマグマ溜りの変形といった弾性要素と、火道内の非線形な圧力損失のカップリングによる、流体励起振動モデルによって説明がなされている (Whitehead and Helfrich, 1991; Ida, 1996; Wylie, 1999; Maeda, 2000; Barmin *et al.*, 2002; Melnik and Sparks, 2005; Kozono and Koyaguchi, 2012; De' Michieli Vitturi *et al.*, 2013; Chen *et al.*, 2018). 以下、これらのモデルを総称して、火山モデルと表記する.

火山モデルは、実際の火山システムにおいて想定される個々の物理過程を組み合わせ、数値計算を用いて複雑な火道流を直接的にシミュレーションする手法と、メカニズムを抽象化し常微分方程式に落とし込む Lumped parameter model として取り扱う手法とに大別される.

直接的な火道流シミュレーションとして、例えば、Melnik and Sparks (2005) では、揮発性成分の析出、気泡成長、マグマからの鉛直方向の脱ガス、減圧による結晶化のといった素過程と、マグマの温度、含水量、結晶サイズ、マグマ溜り体積の時間変化を考慮して、火道流とマグマ溜り圧力の時間変化を計算している. さらに、Kozono and Koyaguchi (2012) では、Jaupart and Allègre (1991) が提案した、Permeable な火道壁への横方向の脱ガスを考慮に入れており、De' Michieli Vitturi *et al.* (2013) では Iverson *et al.* (2006) が提案した、浅部のプラグの効果を考慮に入れて数値計算を行なっている. このような手法は、数理モデルと自然現象の多項目観測データとをつなぐ上で重要な手法である.

また、個々のメカニズムを単純化し、Lumped parameter model としてモデル化する手法では、システムの物理量を抽象化して、常微分方程式として記述することで、振る舞いを解析的に理解できる. 周期的噴火システムの Lumped parameter model (以下、火山 LP モデル) では、それぞれ様々な火道内の非線形な圧力損失メカニズムに着目し、モデル化を行なっている. たとえば、粘性の火道内温度依存性 (Whitehead and Helfrich, 1991); 火道の半径の圧力依存性

(*Ida, 1996; Maeda, 2000; Chen et al., 2018*); 粘性を支配するマグマ内気泡, または結晶量の速度依存性 (*Wylie, 1999; Barmin et al., 2002; Nakanishi and Koyaguchi, 2008*); 摩擦力の速度依存性に起因するスティックスリップ (*Iverson et al., 2006*) 等がある. 以下, *Nakanishi (2006)* に基づいて, 代表的な火山 LP モデルの共通点と差違をまとめる.

マグマ溜り圧力 p_{ch} が, マグマ溜りへのマグマ供給流量 Q_{inM} と噴出流量 Q_M のバランスによって決まると想定すると, マグマ溜り圧力の時間変化は,

$$\frac{dp_{ch}}{dt} = \frac{\gamma}{V_M} (Q_{inM} - Q_M), \quad (1)$$

で表される. ここで t は時間, γ はマグマ溜りの体積変化を支配する実効的弾性率, V_M はマグマ溜り体積である. γ は, 例えば球状のマグマ溜りを想定すれば, マグマの体積弾性率, K と周囲岩石の剛性率, G を用いて, $\gamma = \frac{4GK}{3K+4G}$ となる.

また, 火道流に関して, 火道半径 a_M の円筒状火道内を流れるポアズイユ流を仮定し, ナビエーストークス方程式の鉛直成分を空間積分することで,

$$p_{ch} = \frac{8\bar{\mu}_M L_M}{\pi a_M^4} Q_M + \bar{\rho}_M g L_M, \quad (2)$$

を得る. 厳密には p_{ch} は火道出口の圧力とマグマ溜りの圧力差, $\bar{\mu}_M$ は火道中の平均粘性, L_M は火道長さ, $\bar{\rho}_M$ は火道内マグマ平均密度, g は重力加速度である.

ここで, 無次元化のために, 各変数の特徴的スケール P_{uM} , Q_{uM} , T_{uM} と, 無次元パラメータ G_M を以下のように導入する.

$$P_{uM} = \frac{\pi a_M^2 L_M}{V_M} \gamma, \quad (3)$$

$$Q_{uM} = \frac{\pi a_M^4 P_{uM}}{8\mu_1 L_M} = \frac{\pi^2 a_M^6 \gamma}{8\mu_1 V_M}, \quad (4)$$

$$T_{uM} = \frac{\pi a_M^2 L_M}{Q_{uM}} = \frac{8\mu_1 L_M V_M}{\pi a_M^4 \gamma}, \quad (5)$$

$$G_M = \frac{\rho_M g L_M}{P_{uM}} = \frac{\rho_M g}{\pi a_M^2 \gamma} V_M. \quad (6)$$

ただし, μ_1 はマグマ溜りにおけるマグマの粘性率, ρ_M は火道内マグマ密度を表す. P_{uM} は, 火道内マグマ体積分 ($\pi a_M^2 L_M$) のマグマが, 体積 V_M のマグマ溜りから流出 (またはマグマ溜りへ流入) した時に生じるマグマ溜りの圧力変化, Q_{uM} は, μ_1 の粘性率を持つマグマが, 長さ L_M , 半径 a_M の火道を圧力差 P_{uM} で流れる時の流量, T_{uM} は, Q_{uM} で上記の火道をマグマが流れる時間を表している. G_M は静マグマ圧と P_{uM} の比である.

$Q_M = Q_{uM} Q_M^*$, $Q_{inM} = Q_{uM} Q_{inM}^*$, $p_{ch} = P_{uM} P_M^*$, $\bar{\mu}_M = \mu_1 \bar{\mu}_M^*$, $\bar{\rho}_M = \rho_1 \bar{\rho}_M^*$, $t = T_{uM} t_M^*$ として無次元化すると, Eqs. (1), (2) は,

$$\frac{dP_M^*}{dt_M^*} = Q_{inM}^* - Q_M^*, \quad (7)$$

$$P_M^* = \bar{\mu}_M^* Q_M^* + \bar{\rho}_M^* G_M, \quad (8)$$

と整理できる. ただし, ρ_1 はマグマ溜り内のマグマ密度. 特に, Eq. (8) は, 時間微分すると,

$$\frac{dQ_M^*}{dt_M^*} = \frac{1}{\bar{\mu}_M^*} \left[\frac{dP_M^*}{dt_M^*} - Q_M^* \frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*} - G_M \frac{d\bar{\rho}_M^*}{dt_M^*} \right], \quad (9)$$

となり, $\frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*}$, $\frac{d\bar{\rho}_M^*}{dt_M^*}$ の性質によって, 複雑な振る舞いをする可能性がある. Eqs. (7), (8) 及び (9) は, 各火山 LP モデルにおいて共通である. 非線形な圧力損失は, それぞれの火山 LP モデルによって様々な火道内のメカニズムを提案している.

Wylie (1999) では, 無次元化された火道内の平均粘性 ($\bar{\mu}_M^*$) は, Total dissolved volatile content

V_d^* (Appendix B) によると仮定して,

$$\bar{\mu}_M^* = \exp[\beta(1 - V_d^*)], \quad (10)$$

とする (Fig. 17). ただし, β はメルトからの脱ガスに対する平均粘性の敏感さを表す無次元パラメータである (Appendix B).

Ida (1996) では, 基準となる火道半径を a_0 (Appendix B), 基準となるチャンバー圧力を p_{ch0} としたとき, 火道半径 a_M は火道周囲岩体の粘性変形により, Pressure perturbation, $p_{ch} - p_{ch0}$ に比例する速度で変化すると仮定した. これは, 火道内マグマの平均粘性 (見かけ粘性) が火道半径によって時間変化すると読み替えることができる (Fig. 18). すなわち, 火道内の平均粘性は, 火道半径 a_M を用いて,

$$\bar{\mu}_M^* = \frac{1}{a_M^{*4}}, \quad (11)$$

となる. ただし, $a_M = a_0 a_M^*$. また, *Maeda* (2000) では, 火道周囲の岩体が粘弾性変形すると考えた (Appendix B).

Barmin et al. (2002) では, マグマが火道上昇中に結晶化し, 粘性が増加すると仮定している. *Nakanishi and Koyaguchi* (2008) は, *Barmin et al.* (2002) のモデルに基づき, 線形安定性解析のため, マグマはマグマ溜りから流出してから, 一定時間 t_V 経過すると, 粘性が μ_1 から μ_2 ($\mu_1 < \mu_2$) に増加するというモデル化を行なっている (Fig. 19). 火道内の平均粘性は, マグマの高粘性領域 L_V の関数になっており, 粘性比 $\hat{\mu} = \mu_2/\mu_1$ を用いて

$$\bar{\mu}_M^* = \begin{cases} 1 & (L_V^* < 0), \\ 1 - L_V^* + \hat{\mu}L_V^* & (L_V^* > 0). \end{cases} \quad (12)$$

と表される (Appendix B). ただし, $L_V = L_M L_V^*$.

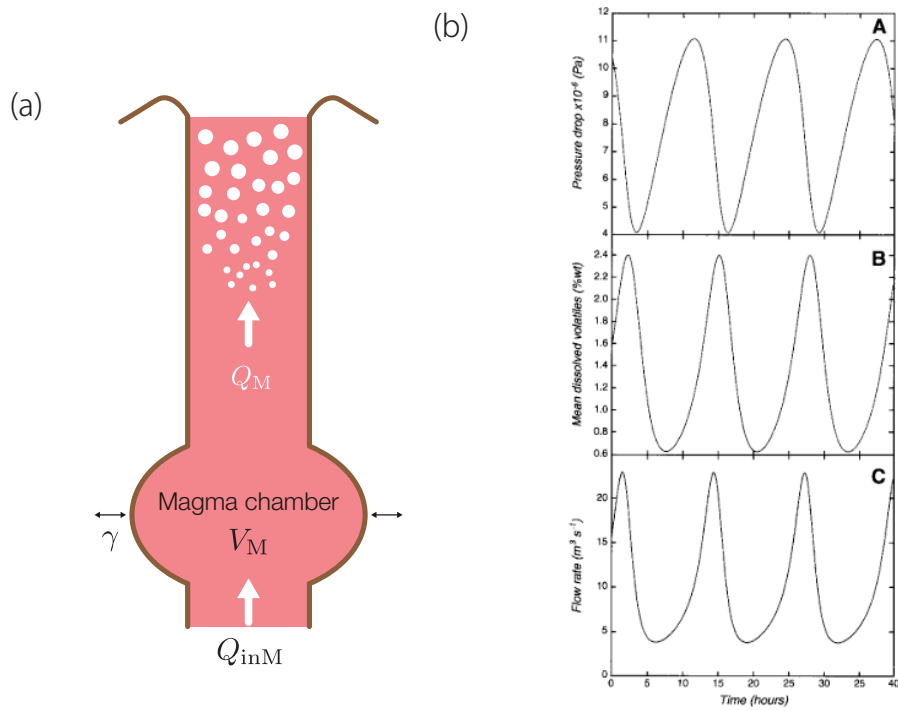


Figure 17: Wylie (1999) のモデル (a) モデルの概略, (b) 計算結果例 (Wylie, 1999, Fig. 3).

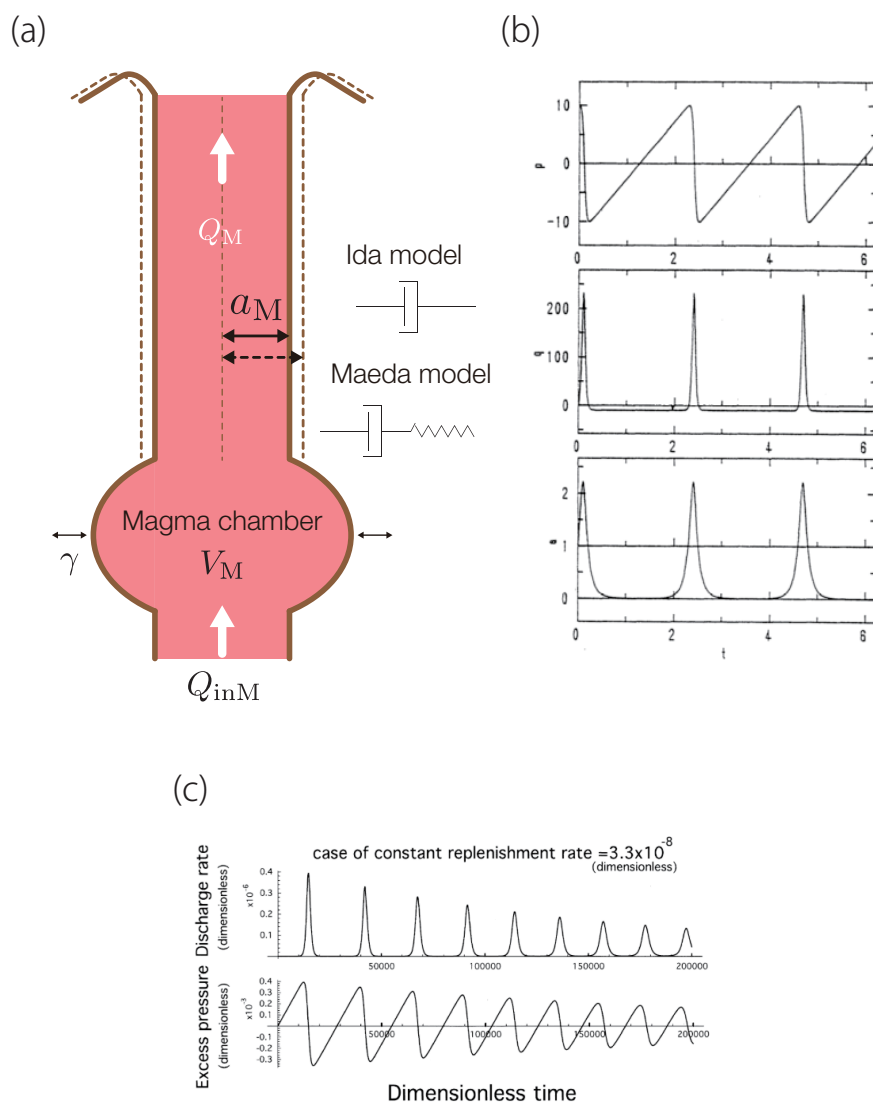


Figure 18: (a) モデルの概略. *Ida* (1996) では周囲岩体の粘性変形, *Maeda* (2000) では粘弾性変形を仮定している. (b) *Ida* (1996) モデル計算結果例 (*Ida*, 1996, Fig. 4), (c) *Maeda* (2000) モデル計算結果例 (*Maeda*, 2000, Fig. 2).

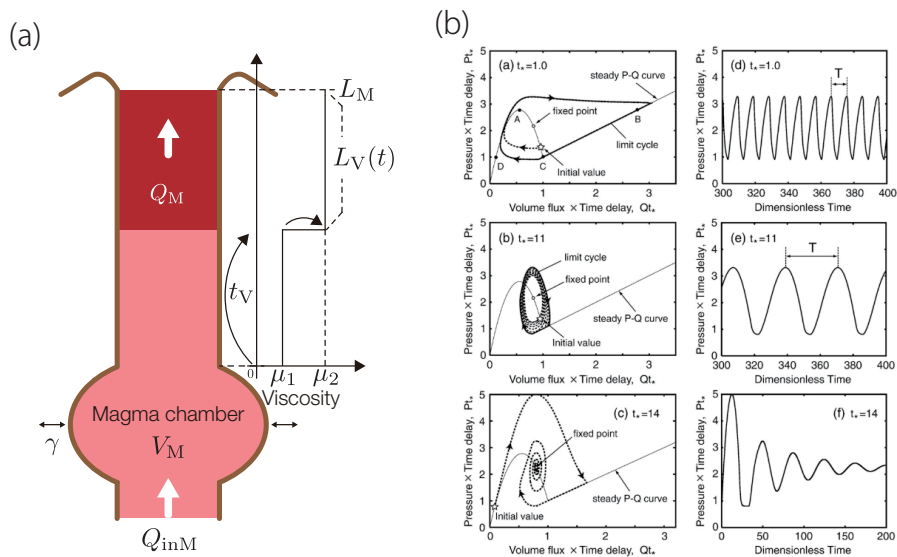


Figure 19: (a) Nakanishi and Koyaguchi (2008) モデルの概略, (b) 計算結果例 (Nakanishi and Koyaguchi, 2008, Fig. 8).

2.1.4 本章の位置づけと研究の目的

周期的噴火の火山モデル (§2.1.3) のような, マグマ溜り圧力と非線形な火道流圧力損失を組み合わせたシステムの振る舞いを, 室内実験を用いて検討した研究はこれまでなかった. パイプ-チャンバー系の流体励起振動に着目した室内実験は工学的に幅広く行われ, 火山振動の研究にも応用されてきた (*Fujita et al.*, 2004). 本研究の実験システムは, ノコギリ波状圧力変動の発生にチャンバーの存在が大きく寄与している (§2.4) ことから, 火山現象のある特定プロセスの再現実験というよりも, 周期的噴火の火山モデルに近いシステムの実験である. 本研究では, 実験の数値システムを Lumped parameter model として取り扱い, 火山 LP モデルと比較する (§2.5). 実験におけるパイプ内流れも, 数値モデルの構造を通して, 火山 LP モデルとの対応を検討する. 水あめ噴火実験における STW 発生時には, "気相と液相の互層流れ" が発生していた. この流れを, "低粘性部と高粘性部の互層流れ" と捉える. このように実験を捉えると, 周期的噴火モデルのうち, マグマの結晶化にともなって低粘性部と高粘性部が火道内に存在するモデル (以下, 結晶化モデル) が最も近いシステムになっている (*Barmin et al.*, 2002; *Nakanishi and Koyaguchi*, 2008). これらは §2.5 で詳しく議論する.

本研究では, パイプ-チャンバー系水あめ噴火実験が, 周期的火山噴火システムと同等の数値構造を持つと考えて, 実験の観察・解析を通して, 火山噴火システムを研究するという新しいアプローチを試みる. 筆者は室内実験を通して, 周期的な波形だけではなく, その周期が過去の流れの履歴によって乱されること, そしてその乱れの発生条件を明らかにした. 実際の流体を使うからこそ見出すことができる発見的な現象の解析や解釈を通して, 観測記録の解析・解釈や, 火山モデルへの示唆を議論することが本章の目的である.

2.2 実験手法

2.2.1 実験装置

実験装置は *Kanno* (2016) および *Kanno and Ichihara* (2018) で用いた装置設計に基づいている。実験装置は主に垂直アクリルパイプ部分 ($\phi = 5 \text{ mm}$, $L = 630 \text{ mm}$), アクリルチャンバー部分, ガス注入部分から構成されている (Fig. 20).

希釈した水あめ (林原, マルトラップ) をパイプ内を流れる粘性流体として使用する。粘性は BOHLIN 社製 CVO Rheometer を用いて測定し, 25°C で約 $1 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ になるよう調整する。室温は可能な限り 25°C に近づけて実験を行う。水あめは画像解析のために食紅を用いて薄い赤色に着色している。

チャンバー内のガス体積は, チャンバー内の水位を変えることによって調整する。チャンバーの下部から水を注入できるようになっている。各実験セット測定中にはチャンバー下部のバルブは閉められており, ガス体積は一定である。チャンバーへのガス供給はコンプレッサーからの圧縮空気を用いて, ニードルバルブ (IBS, FMNV2 - N1) で流量制御を行った。

圧力計 (KISTLER 701A) はチャンバー内の圧力を測定しており, マイクロフォン (B&K 4193) はパイプの上端に設置した。これらの出力は PC ベース計測ステーション (Dewetron 社製 DEWE - 211) により, サンプリングレート 10 kHz で収録する。パイプ内の流動の様子は高速度ビデオカメラ (Photron, FASTCAM Mini) を用いて撮影した。気泡の破裂 ($\sim 0.01 \text{ s}$) に着目する場合, シャッター速度 $1/8000 \text{ s}$, 8000 fps にて撮影を行った。また, 長時間 ($\sim 1\text{h}$) の流動撮影をする場合には, シャッター速度 $1/5000 \text{ s}$, 50 fps での撮影を行った。背景が一様になるように, バックライトとして平面光源 (ECO Sign Store 社製 YST-7000) を使用している。配管継ぎ手部分には, PISCO チューブフィッティング継ぎ手を使用している。パイプ-チャンバー継ぎ手部分は, 可視化のためにアクリルキューブをくり抜く切削加工によって, 透明な継ぎ手を作製した。この継ぎ手部分とパイプの接触部分では, 線径 0.5 mm の Oリングを挟

み込むことで、流動領域の視野を可能な限り確保している。パイプはその上部において、工作機械に用いられるドリルチャックを用いて固定することによって、中心軸が揃うようにパイプを固定しつつ、下向きにOリングを抑え込んでいる。

以下、測定に使用したその他の機材を Table. 1 に示す。

機材	名称
Amplifier	B&K-NEXUS Amplifier
Amplifier	KISTLER-Type 5011
Video	SONY-DCR-TRV900
High speed Video	Photron-FASTCAM mini
Data logger	Dewetron-DEWE-211
Pressure	KEYENCE AP-C33
Compressor	ANEST IWATA-CFD07B-8.5D

Table 1: 測定機材

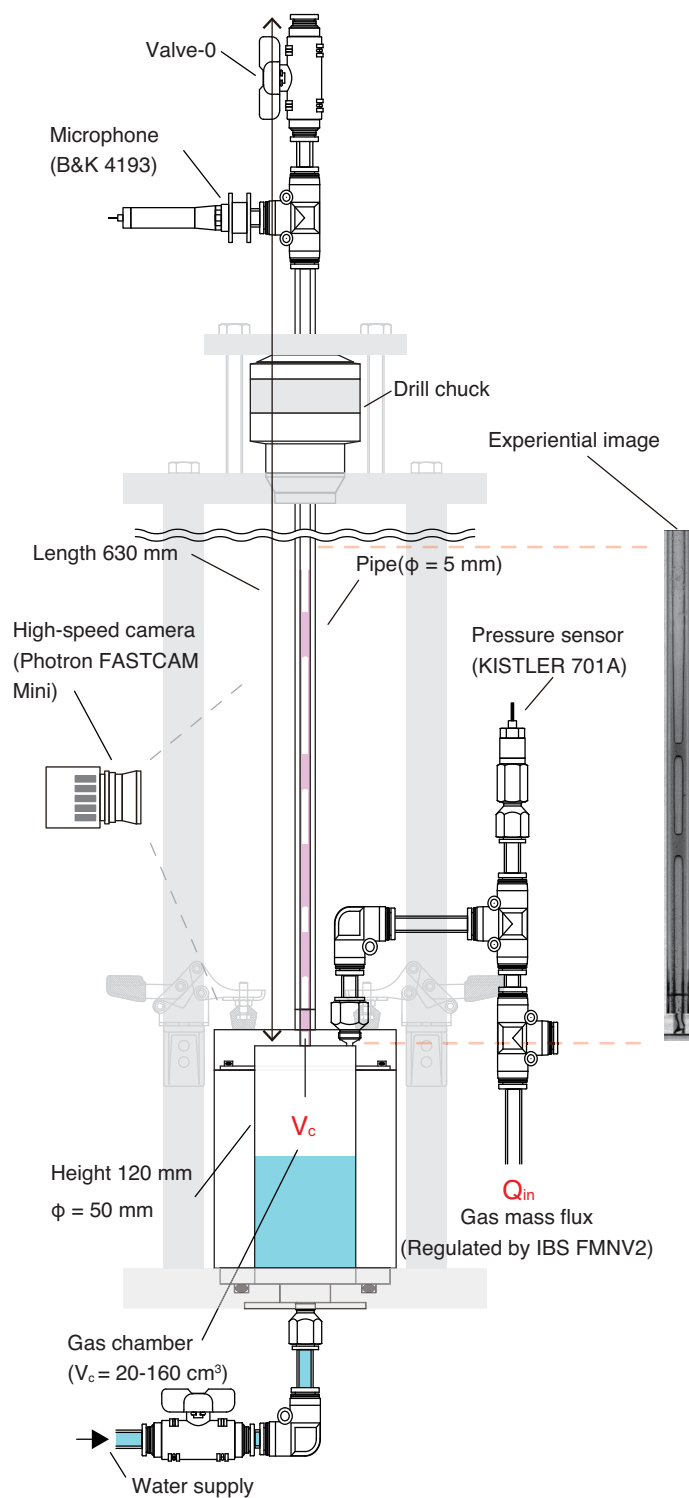


Figure 20: 実験装置の概要.

2.2.2 実験方法

本実験では、チャンバーへ供給するガス体積流量 (Q_{in})、チャンバーガス体積 (V_c) をパラメータとして実験を行う。各パラメータの範囲は $Q_{in} = 0.2 - 1.5$ (cm^3/s)、 $V_c = 20 - 157$ (cm^3) である。それぞれの実験セットに対して Q_{in} 、 V_c を固定して圧力と空振データを取得し、ビデオカメラを用いてパイプ内の流動を撮影する。各実験セットにおいて、パイプ上端バルブ (Valve-0) を閉じた状態で、水あめ (室温 25°C 、 $\sim 1\text{Pa}\cdot\text{s}$) がパイプの下端から高さ 90 mm になるように調整する。この時、水あめは表面張力支えられ、管内に留まっている。パイプをチャンバー上部に取り付けた状態で、一定流量 (Q_{in}) でチャンバーへのガス供給を開始する。パイプ取り付け直後、チャンバー内圧力は大気圧になっているため、ガス供給前にパイプ上端バルブ (Valve-0) を開放すると、重力によってチャンバー内へ水あめが逆流してしまう。そこで、ガス供給開始時には、Valve-0 解放前にガス供給を開始し、チャンバー内圧力が大気圧 + 静水圧以上になったところで、Valve-0 を開放する。チャンバー内に溜まったガスがパイプ内の水あめを押し上げることで、パイプ内に気液二相流が発生する。

2.3 画像解析手法

2.3.1 液膜流厚み推定

Fig. 21 に, ある時間, ある高さにおけるパイプ画像水平方向断面の暗度分布を示す. パイプ中心に気体が存在する部分 (ガススラグ, 詳細は §2.4.2) では, パイプ領域内に二つピークが存在し, 管内壁の液膜 (液膜流, 詳細は §2.4.2) の厚みが薄くなるほどこの二つのピーク間の幅は大きくなる. この暗度分布は, 使用した水あめには食紅を用いて薄く色づけを行っているため, バックライトからの光は液部分を通る光路長によって決まっていると考えられる. 空気, 水あめ, アクリルの屈折率をそれぞれ 1, 1.44 (島津製作所, <https://www.shimadzu.co.jp/opt/products/ref/ref-app05.html>), 1.49 (島津製作所, <https://www.shimadzu.co.jp/opt/products/ref/ref-app03.html>) とした上で, 空気, アクリル部分, 及び色付けした水あめ領域を通過する光路長に比例して光が吸収され, 暗くなると考えた. カメラへ到達した光が, どのような光路で空気, アクリルパイプ, 液部分を通過して, バックライトの平面光源から到達したのかを, スネルの法則を用いて見積もると, Fig. 22 のようになる. ただし, 光が空気及びアクリル部分を通過する際にも, 距離に比例して光が吸収されるとし, 水あめ領域を通過するときには, 空気及びアクリル領域に比べて光を 3 倍吸収すると考えた. 仮定する吸収率によって暗度分布が多少異なるが, 暗度のピーク位置には影響を及ぼさない. 実験画像と同様に, パイプ中心に気体がある場合は二つの暗度ピークがみられ, 液膜の厚さが小さくなるほど, ピーク間の幅は大きくなる. そこで, 暗度ピーク間の幅とパイプ内径の比を実験画像と計算で比較し, パイプ各高さで液膜流厚みを推定する. 一方, 明瞭な暗度のピークが見られない断面は, 液体で満たされた部分 (液スラグ, 詳細は §2.4.2) と判定する.

流動画像の作成 撮影したビデオ映像の各ビデオフレームにおいて, 高さ方向の液膜流厚み分布を推定する. この結果を幅 1 ピクセルの画像として, 時間順に水平方向に連結し, 流動画

像を作成する。流動画像の例を Fig. 23a, 27 に示す (詳細は §2.4.3 で後述)。赤い部分は、暗度ピークが不明瞭な領域であり、液スラグ部分に対応している。すなわち、右上がりの赤い部分は上昇する液スラグを表している。また、オレンジ色から青色の領域は、液膜流の厚みを表しており、液膜流は流下しているため、全体に右下がりの陰になっている。

2.3.2 液スラグ, 液膜流擾乱追跡

作成した流動画像から、閾値処理によって画像の二値化を行い、液スラグ領域のピクセルに 1 を、それ以外に 0 を割り当てる。ある液スラグ領域のピクセルに対して、上下左右の近傍 8 点のうち、どれかが 1 であれば、同じ液スラグ領域であると判定する 8 点近傍連結を用いて、それぞれの液スラグごとにその画像領域をラベリングし、それぞれの液スラグの挙動を追跡する (Fig. 23b)。二値化および領域のラベリング処理には、MATLAB の Image Processing Toolbox (imagesegmenter) を用いた。また、抽出した液スラグ領域を元画像から減算することによって、液膜流部分を強調する画像を作成し (Fig. 23c)、液スラグ消失位置から時間方向に隣り合う液膜流厚みのピークを抽出していくことによって、液膜流擾乱の流下の様子を追跡する (Fig. 23d)。

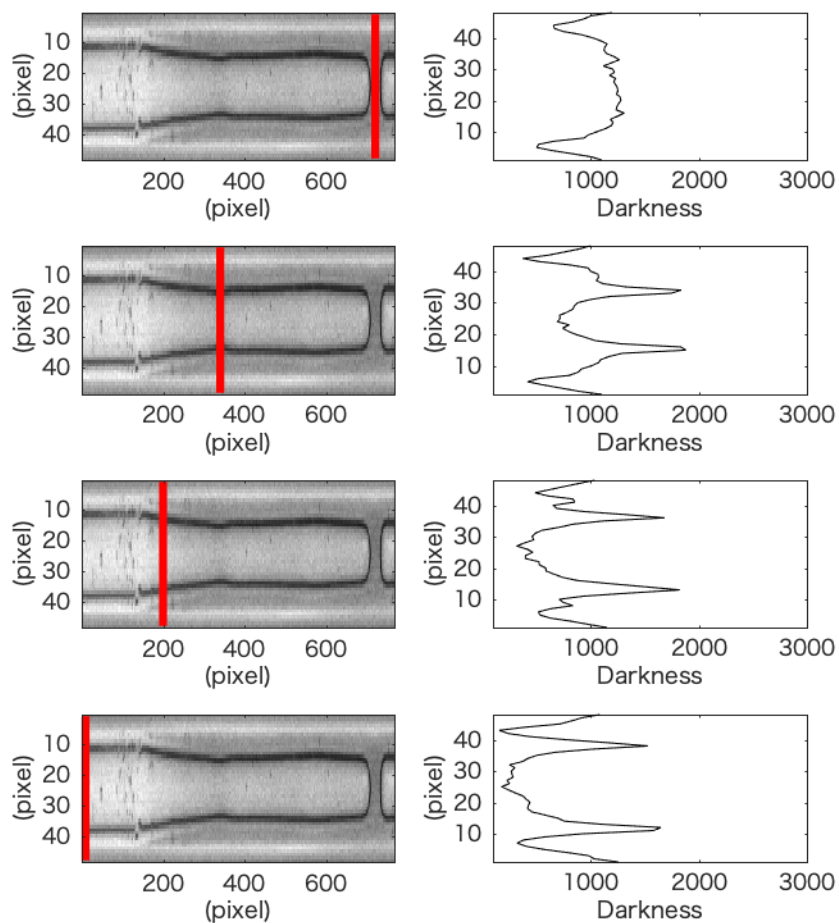


Figure 21: パイプ内水平方向暗度分布. (左) パイプ内流れ領域拡大図. 左がパイプ上端方向. (右) 左図のうち, 赤線で示した水平方向断面の暗さの空間分布. ガススラグ領域をまたぐ断面では, 暗さ分布に二つのピークがある.

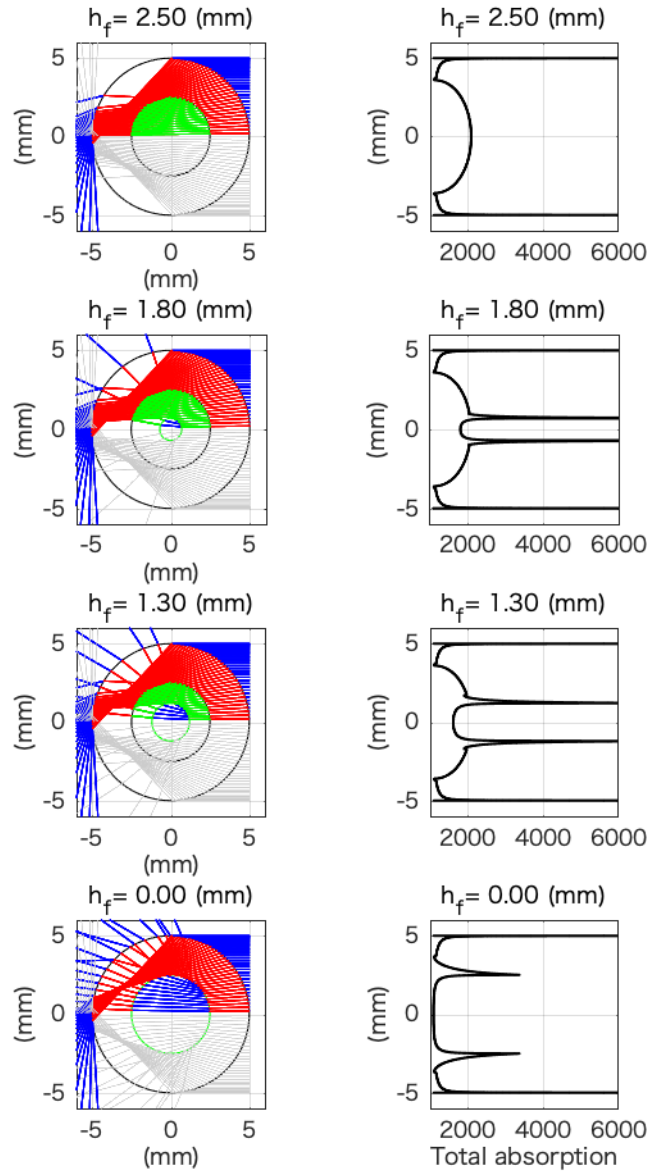


Figure 22: 液膜流厚み (h_f) による暗度分布の推定: (左) スネルの法則を用いて、カメラへ到達する光が、どのような光路を通ったか推定した結果. 空気, 水あめ, アクリルの屈折率はそれぞれ 1, 1.44, 1.49 とした. 青, 赤, 緑色の線は, それぞれ空気, アクリルパイプ, 液部分を通過した光路を示す. 色づけした水あめ領域を通過する光路長に比例して, 光が吸収され, 暗くなると考えた. (右) 画像上における暗さの分布. 値が大きいほど, 液部分を長く通り, 暗くなることを示す. パイプ中心に気体がある場合には, パイプ幅より内側の領域に二つの暗度ピークがみられる. Fig. 21 右列の図に対応している.

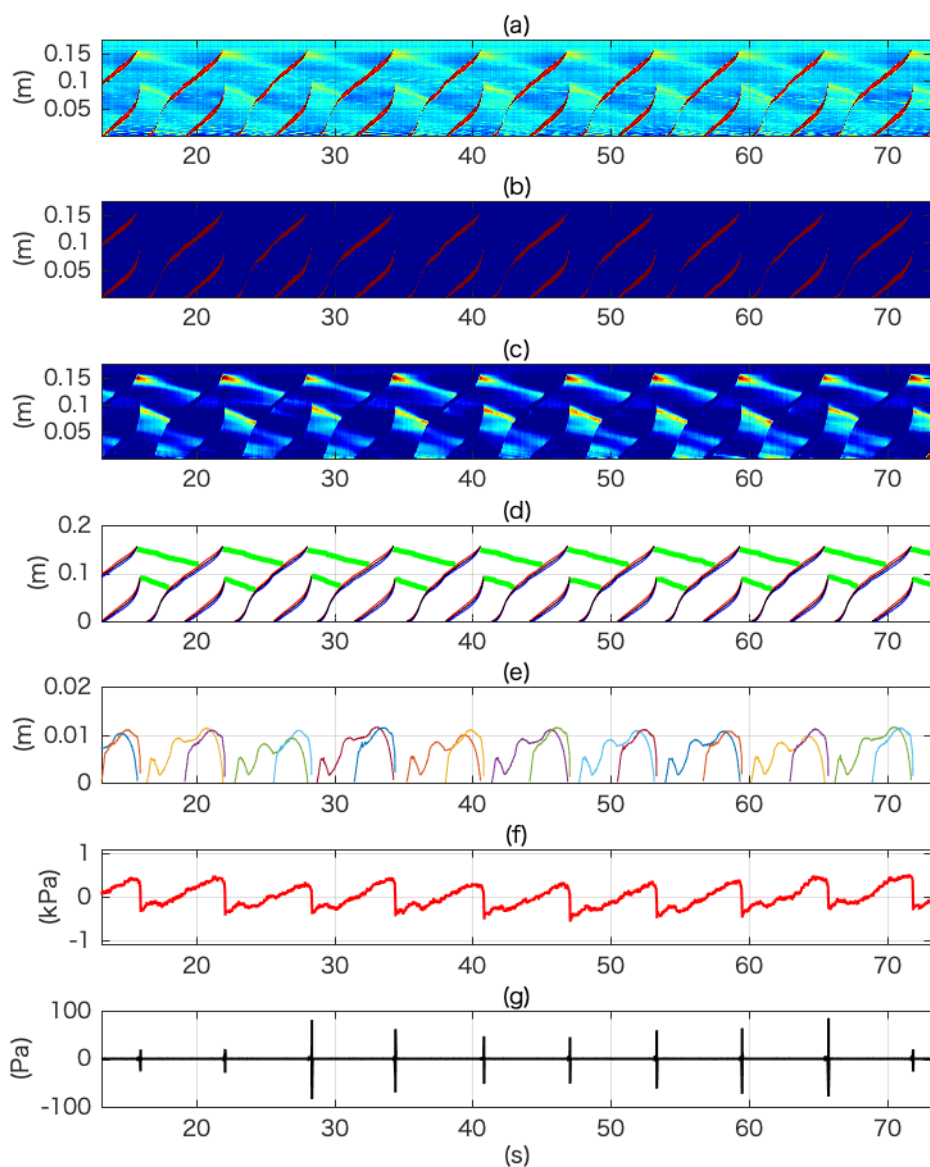


Figure 23: 液スラグ追跡: Unimodal STW ($Q_{in} = 0.6 \text{ cm}^3/\text{s}$, $V_c = 122 \text{ cm}^3$), (a) パイプ内流れ画像, (b) 二値化して液スラグ領域をラベリング, (c) 液スラグ領域を図 (a) から減算し, 液膜流領域を強調, (d) 液スラグ, 液膜流擾乱部分抽出結果, (e) 液スラグ長さ推定結果, (f) チャンバー圧力波形, (g) 空気振動波形.

2.4 実験結果及び考察

パラメータ Q_{in} , V_c の値によって計測された様々な特徴的圧力波形と、パイプ内流れの詳細な解析結果を示す。

2.4.1 特徴的チャンバー圧力波形

それぞれの実験パラメータ (Q_{in} , V_c) に対して、どのような特徴的波形が計測されたのかを、Fig. 24 に示し、以下詳細を述べる。

Unimodal STW Fig. 24 内、で示した実験パラメータにおいて、一定の時間幅を持ったノコギリ波状の圧力変動が発生した (Fig. 25a)。本研究では、ゆっくりとしたチャンバー圧力の増圧に続いて、圧力が -5 kPa/s より速く減少し、かつ、後述する流動様式の遷移が発生するような急減圧が発生した場合、STW が発生したと定義する。チャンバー圧力波形の、急減圧発生から次の急減圧までの時間 (Δt) を STW 時間幅とし、そのヒストグラムを Fig. 26a に示す。この時、STW 時間幅のヒストグラムは Unimodal な分布となることから、この圧力波形を Unimodal STW とする。Unimodal STW は、*Kanno and Ichihara (2018)* で報告した Periodic STW に対応している。本研究では、過去の実験に比べて、より大きい Q_{in} まで実験を行なった結果、後述するように、STW 波形により多くのバリエーションを見出したため、特徴的波形の分類を細分化している。パイプ内流れとの対応関係は、§2.4.3 でまとめて示す。

Small Fluctuation Unimodal STW の発生領域よりもより小さい Q_{in} , V_c 下では (Fig. 24, ×), STW の発生が見られず、圧力の Small fluctuation が発生した (Fig. 25b) これは、*Kanno and Ichihara (2018)* で報告した Non-STW に対応している。圧力波形のスペクトルにおけるピーク周波数から推定した振動周期は 5 - 10 秒程度で、STW 発生時よりもやや短く、振幅が小さいことが特徴である (*Kanno and Ichihara, 2018, Fig. 4*)。

Disturbed STW Unimodal STW 発生領域よりも大きい Q_{in} の条件 (Fig. 24,) では、圧力波形は STW の特徴を持っているものの、周期が一定ではない圧力振動パターンが発生する (Fig. 25c). この時の STW 時間幅ヒストグラムは、Fig. 26c で示すように、Unimodal STW と比べてばらつきを持って分布していることから、この特徴的圧力波形を、Disturbed STW とする。 Q_{in} がやや大きい領域 (Fig. 24,) では、Unimodal パターン (Fig. 25d, $t = 0 \sim 10$, $45 \sim 85$ s) と Bimodal パターン (Fig. 25d, $t = 10 \sim 45$, $85 \sim 100$ s) を持つ STW サイクルが交互に出現する (Fig. 25d). ヒストグラムは、Trimodal な分布になっているため、以下、この圧力波形を Trimodal STW とする (Fig. 26e). それぞれのピークは Unimodal STW に比較してばらつきを持って分布しているため、Trimodal STW も Disturbed STW の一種であると分類する。 Disturbed STW 発生時の波形は、 Δt が大きいほど、STW 各サイクルの圧力振幅 (ΔP_c) が大きくなっている (Fig. 26d, f).

Unimodal-HQ STW, n-Type cycle Disturbed STW が発生する領域よりもさらに Q_{in} を大きくすると、再び Unimodal STW が発生する (Fig. 24, , 25e). この時の特徴的波形を Unimodal-HQ STW とする。 また、 V_c が小さいが、 Q_{in} が Disturbed STW と同程度の条件 (Fig. 24,) では、急激な圧力現象が一定周期で発生するが、STW に特徴的なゆっくりとした増圧過程は見られず、"n" のような形をしたチャンバー圧力サイクルが繰り返される (Fig. 25f). このパラメータ下の振動を、n-Type cycle と呼び、Unimodal STW とは区別する。

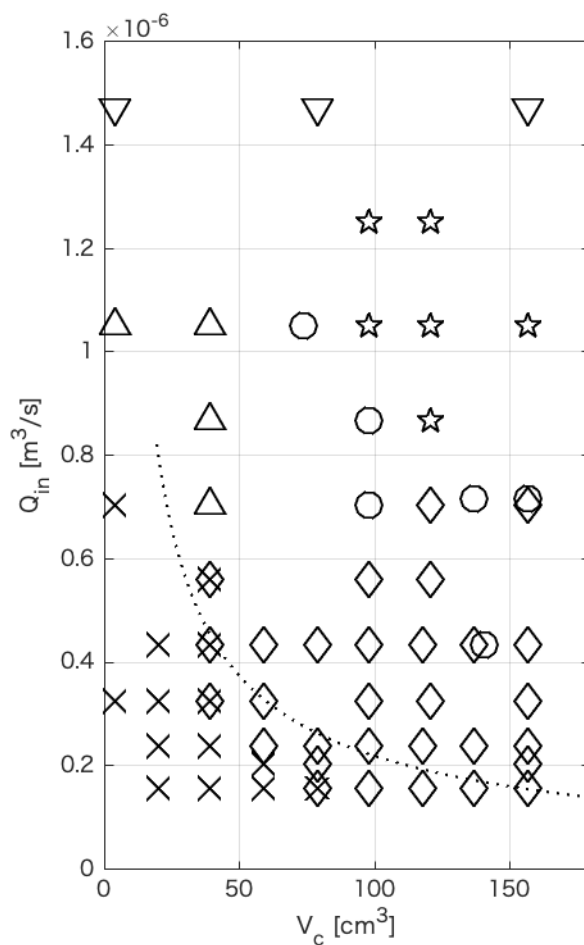


Figure 24: Q_{in} , V_c を変化させた時の特徴的圧力波形出現結果; \times : Small fluctuation, \circ : Unimodal STW, \triangle : Disturbed STW, \diamond : Disturbed (Trimodal) STW, \star : Unimodal-HQ STW, ∇ : n-Type cycle. 点線は, $R_p = 1$ (詳細は §2.4.5) の値.

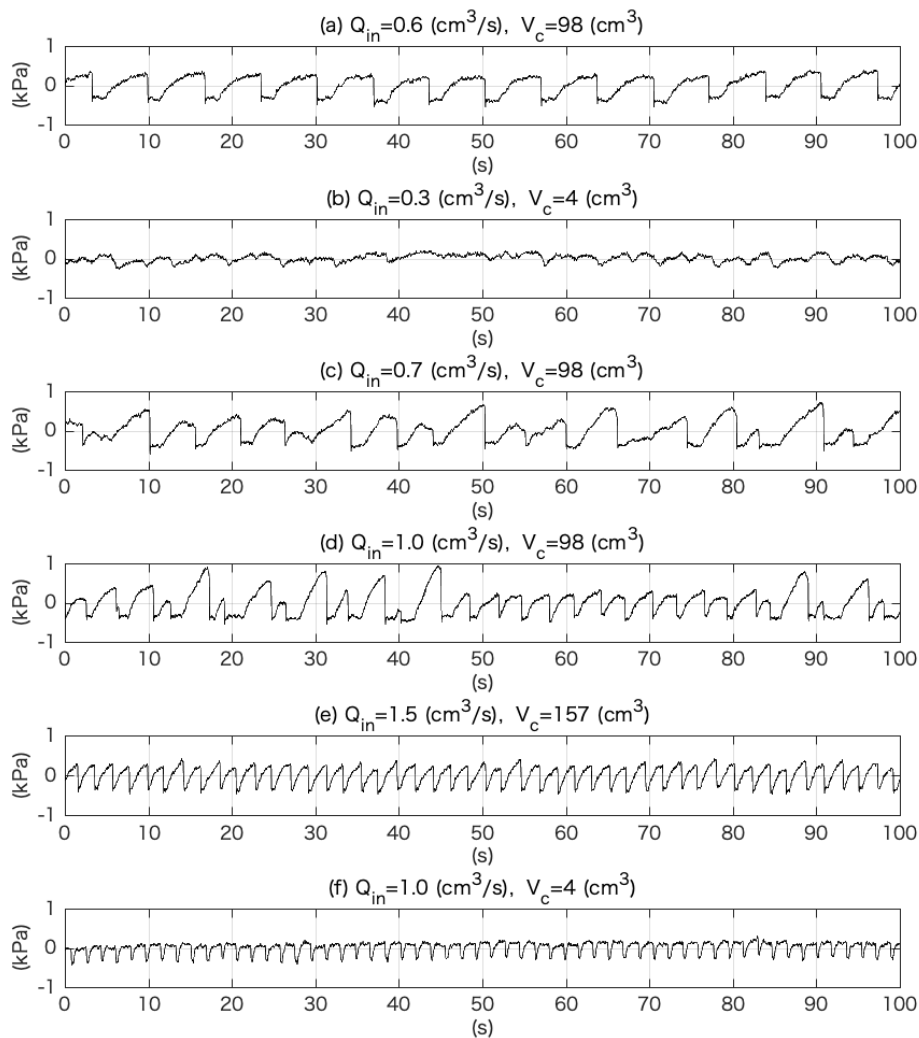


Figure 25: 特徴的圧力波形. (a) Unimodal STW, (b) Small fluctuation, (c) Disturbed STW, (d) Disturbed (Trimodal) STW, (e) Unimodal-HQ STW, (f) n-Type cycle.

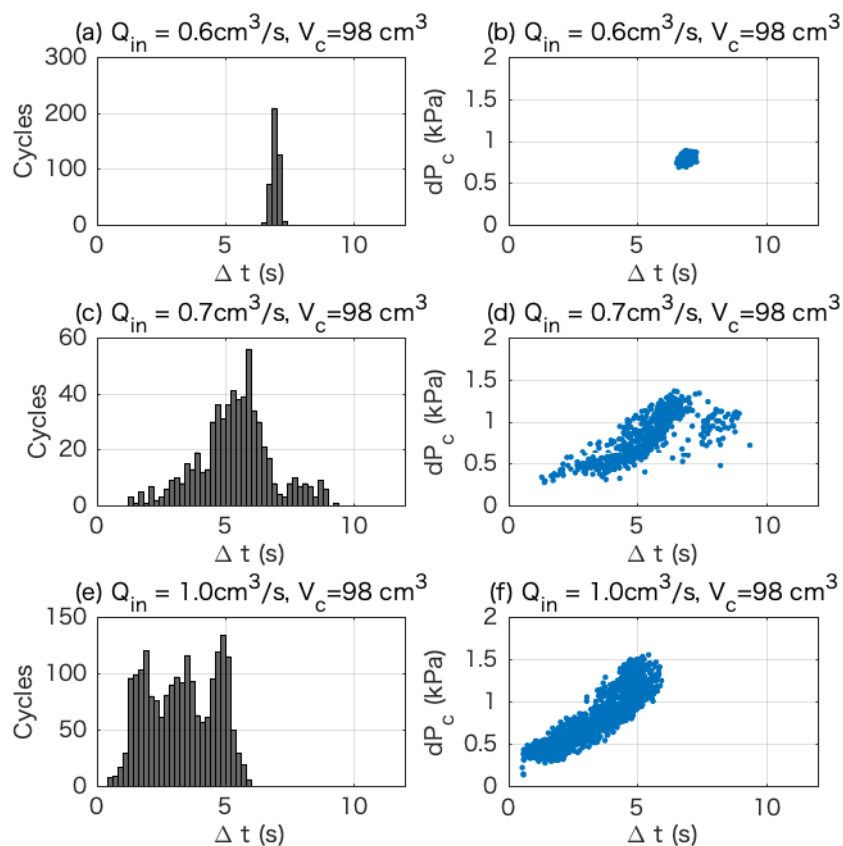


Figure 26: STW 時間幅 (Δt) ヒストグラムと, Δt とチャンバー圧力振幅 (dP_c) の関係. (a, b) Unimodal STW, (c, d) Disturbed STW, (e, f) Disturbed (Trimodal) STW.

2.4.2 パイプ内流れ

実験中に撮影したビデオ映像を基に、パイプ内流れの概要をまとめる。

パイプ内では、全ての実験パラメータ下において、基本的にスラグ流が発生している。本実験におけるスラグ流は、流路断面を満たす液体部と、大気泡の互相流れが上昇するような流れとし、この時の液体部を液スラグ、大気泡をガススラグと呼ぶ。Fig. 9 で示した、工学的研究におけるスラグ流では、液体部にも小気泡を含むが (Taitel *et al.*, 1980), 以下、本研究においては、液スラグ内に気泡を含まないような流れをスラグ流と呼ぶ。液スラグがパイプ内を上昇するとき、パイプの内壁を濡らしながら上昇していくが、この濡れ領域中の流体は、流下液膜流 (以下、液膜流) としてパイプの内壁を伝って流下していく。液スラグは、その上部 (下部) から液膜流内の液部分を吸収 (排出) しつつ、縦方向の長さを変化させながら上昇していく。液膜流表面では、擾乱が成長していき、やがてパイプ内のいずれかの位置で液スラグを再生成することにより、再び上昇流へと転じる。パイプの下端では表面張力によって液膜流表面の擾乱が成長し、液スラグ再生成が発生している。この実験では、パイプの半径が十分に小さく、液体の表面張力が十分に大きいため、パイプ内の液はチャンバーに流れ落ちることはなく、液量は常に一定である。

STW 発生時には、スラグ流は徐々に加速しながら、液スラグ長さが短くなっていき、やがて全ての液スラグが膜状になり、ひとつの液スラグ (多くの場合、最上部の液スラグ) が破裂すると、残された液スラグも続けて全て破裂する。この直後、パイプ内にはチャンバーからパイプ上端まで、パイプ中心軸に沿って連続したガス相が存在する流れになる。本実験では、このような流動様式を、環状流と呼ぶ。環状流という流動様式の呼称は、工学的にも火山学的にも使われる用語であり、特に火山学においては、液相、気相ともに上昇するような流れを指す場合が多い。この実験では、ガス流れは上昇流であり、その周りの液相は流下しているため、厳密には Counter-current 環状流 (Wallis, 1969; Hewitt and Hall-Taylor, 1970) であるが、以下

本文では環状流と記述する. このようなスラグ流から環状流への流動様式遷移を, スラグ-環状流遷移と呼ぶ. この用語は, 液相と気相の流れる向きが等しい二相流 (Co-current gas-liquid flow) において用いられる用語とは異なっているが (Wallis, 1969; Hewitt and Hall-Taylor, 1970; Vergnolle and Jaupart, 1986), 以下, スラグ流から Counter-current 環状流への遷移をスラグ-環状流遷移とする. 環状流発生時, 液スラグの破裂した位置の液膜流表面に擾乱が生じ, 流下していく様子を観察することができる. また, パイプ下端においては液スラグ再生成が発生している. 液スラグ再生成が発生すると, 流れは環状流から再び液スラグに戻る. このように, スラグ-環状流遷移と環状-スラグ流遷移が交互に発生することによって, STW が発生している. また, パイプ内部にスラグ流及び液膜流が存在する領域はパイプ下端から 150 - 200 mm 程度であり, パイプ全長 (630 mm) に比べて十分短く, スラグ-環状流遷移によって水あめはパイプ内から噴出することはない.

一方で, Small fluctuation が発生するときには, パイプ内の流動様式はスラグ流であり, 環状流への遷移は発生しない. このとき, パイプ内の液スラグのうち, 最上部の液スラグが膜状になって破裂すると, 流れの速度がやや増加するものの, 後に続く液スラグは破裂せず, そのままスラグ流として上昇を続けるような流れになっている.

2.4.3 圧力波形とパイプ内流れ

圧力波形とパイプ内流れを対応づけするために, 流動映像の画像解析を行う.

波形とパイプ内流れの対応 §2.3.1 の手法を用いて作成した流動画像と Fig. 24, 25 で示した特徴的圧力波形とを比較する.

Unimodal STW 発生時には, パイプ内において規則的にスラグ流と環状流の流動様式遷移が発生している (Fig. 27). STW 波形のうち, ゆっくりとした圧力上昇はスラグ流に, 急激な圧力の減少は, スラグ-環状流遷移に対応している. 液スラグが消失する位置から, とくに強い

オレンジ色の右下がりの陰が見える。これは、液スラグの破裂位置で、液膜流表面の大きな擾乱生じ、流下している様子を表している。液膜流表面の擾乱が、パイプ内を流下しながら、後から上昇する液スラグに吸収される様子も確認できる。また、各 STW サイクルにおいて、最上部の液スラグが割れる位置はほぼ一定である。

Small fluctuation 発生時には、パイプ途中の液スラグが全て破裂しないため、環状流はほとんど発生せず、準定常的にスラグ流が発生している (Fig. 28)。パイプの下端ではほぼ一定間隔で液膜流の擾乱により液スラグ再生成が起こっている。液スラグは、液膜流厚みの小さい領域に到達すると、縦方向の長さが小さくなって膜状になっていき、最終的に破裂する。圧力のゆるやかな減少は、上部での液スラグ膜の破裂と対応している。破裂直後、流れ全体の速度はやや上昇するが、すぐに減速し、そのままスラグ流として流れ続ける。

Unimodal-HQ STW では、パイプ下端における液スラグ再生成の時間間隔よりも、液スラグがパイプ内で破裂する時間幅のほうが短く、一つの液スラグしか STW 発生に関与していない (Fig. 29)。また、n-Type cycle でも同様に、液スラグ再生成時間幅よりも、液スラグがパイプ内で破裂する時間間隔のほうが短いため、規則的に圧力の急減圧が発生している (Fig. 30)。一方で、STW と比較して、液スラグ上昇中の圧力上昇は見られない。

Disturbed STW 発生時には、パイプ内流れも不規則である (Fig. 31)。Unimodal STW と同様に、STW の増圧はスラグ流と対応しており、急減圧はスラグ-環状流遷移に対応する。一方で Unimodal STW 発生時との最大の違いは、液膜流の途中で不規則に液スラグ再生成が発生しているという点と、各 STW サイクルにおける液スラグ破裂位置が不規則である点にある。Trimodal STW では、Unimodal パターンのとき、単一の液スラグ上昇は発生している (Fig. 32)。あるとき液膜流内で液スラグ再生成が発生すると (Fig. 32, $t = 71$ s)、液スラグが液膜流内で破裂する継続時間の短い STW と、比較的上昇速度が遅く、継続時間が長い STW とが交互に繰り返し現れる Bimodal な STW サイクルが繰り返される。

特徴的圧力波形発生条件, 特に周期の乱れに対する考察には, 液スラグ再生成及び, 液膜流の構造についてさらに検討する必要がある. 以下, 液スラグと液膜流に関してより詳細な画像解析を用いた検討を行う.

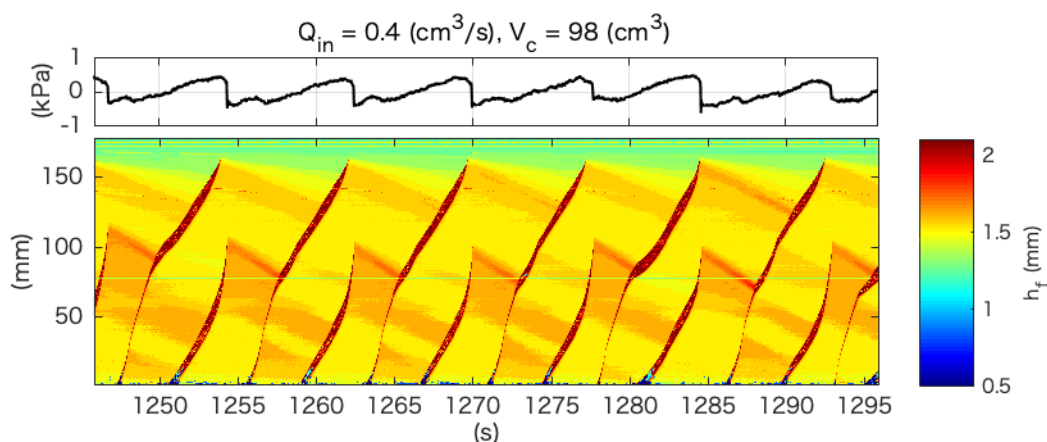


Figure 27: 圧力波形と流動画像: Unimodal STW 上段: 圧力波形, 下段: 液膜流厚み推定を用いた流動画像. 画像内で, 赤みが強いほど, 液膜流が厚いことを示す. 最も赤みが強く, 右上がりの影は, 上昇する液スラグを示す. また, 右下がりのオレンジ-黄色の影は, 流下する液膜流表面の擾乱を示す. STW 波形において, ゆっくりとした圧力上昇はスラグ流, 圧力の急減圧はスラグ-環状流遷移に対応している.

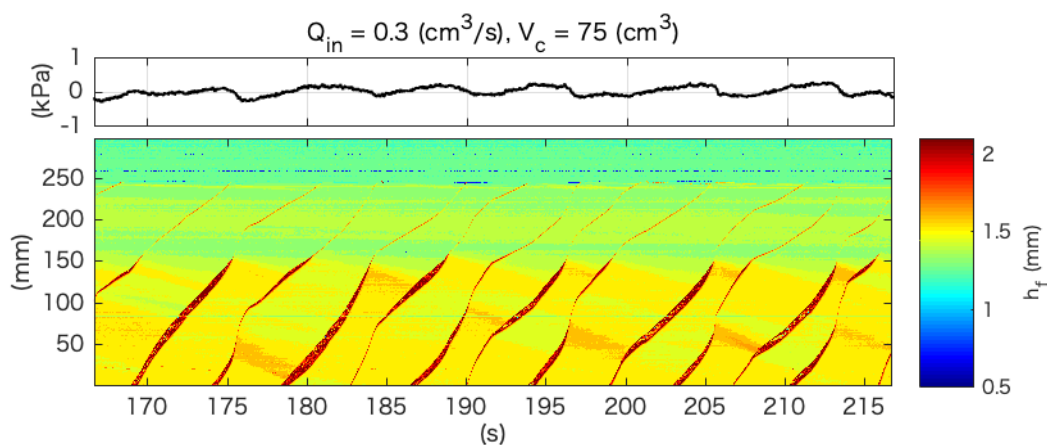


Figure 28: 圧力波形と流動画像: Small fluctuation. 本文及び Fig. 27 を参照

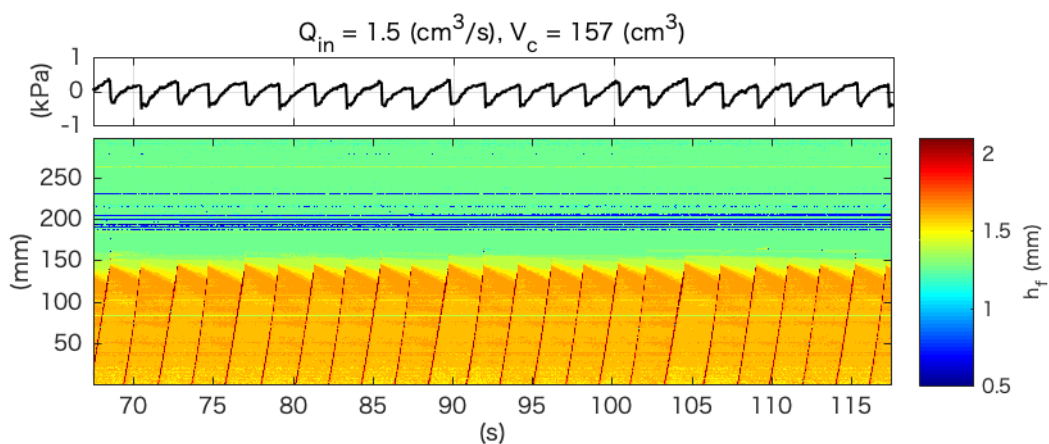


Figure 29: 圧力波形と流動画像: Unimodal-HQ STW. 本文及び Fig. 27 を参照

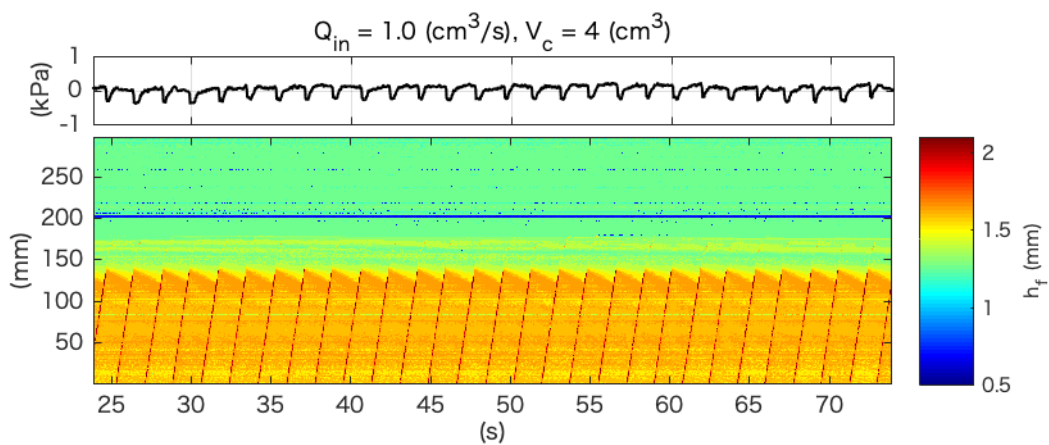


Figure 30: 圧力波形と流動画像: n-Type cycle. 本文 (§2.4.3) 及び Fig. 27 を参照

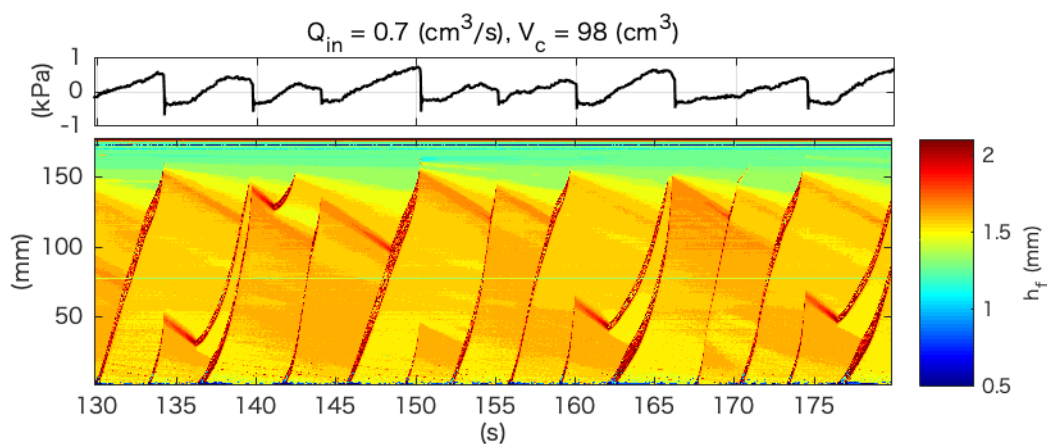


Figure 31: 圧力波形と流動画像: Disturbed STW. 本文 (§2.4.3) 及び Fig. 27 を参照

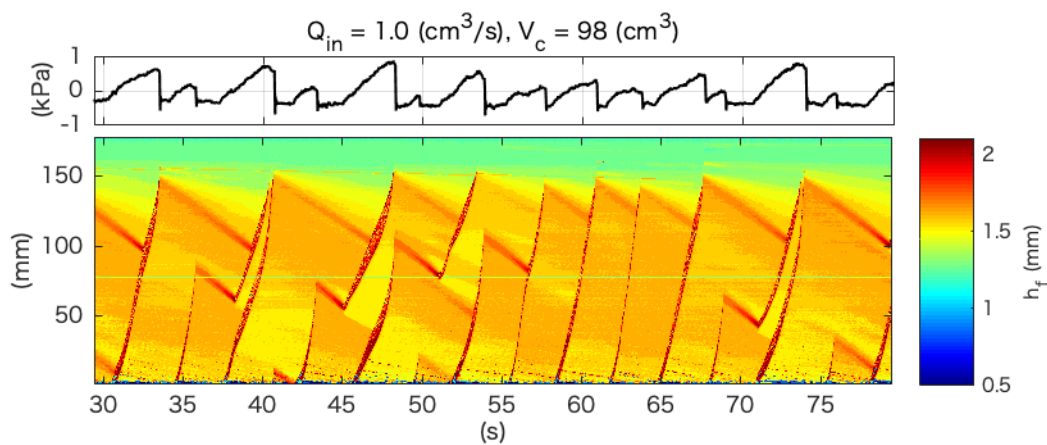


Figure 32: 圧力波形と流動画像: Disturbed (Trimodal) STW. 本文 (§2.4.3) 及び Fig. 27 を参照

2.4.4 パイプ内流れの詳細

作成した流動画像に対して、画像解析を用いて液スラグ部分を抽出することによって、各液スラグの位置、速度、長さを推定する (§2.3.2)。この解析結果を用いて、液スラグ再生成位置と、液スラグ速度-液膜流厚みの関係を解析する。

Unimodal STW や Small fluctuation 発生時には、液スラグ再生成はパイプ下端で、ほぼ一定間隔で発生していたが、Disturbed STW では、液膜流領域内でも液スラグ再生成が発生していた。液スラグの再生成位置が、特徴的圧力波形の違いによってどのように分布しているかを、Fig. 33 に示す。Unimodal STW 発生時には、ほぼ全ての液スラグが決まった位置 (パイプ下端) で再生成する。一方で、Disturbed STW は、スラグ再生成の位置にばらつきがある。

パイプの途中で液スラグが再生成するとき、その原因となった液膜流擾乱は、比較的液膜流厚みが大きい擾乱になっている (Fig. 31, 32)。また、流動画像によれば、液スラグの速度が速い時には、その直下の液膜流厚みが厚く、液スラグがゆっくり動くときには薄くなっている。この関係を画像解析を用いて定量的に抽出する。

映像を取得した全ての実験結果に対して、液スラグ下端の移動速度と、液スラグ下端直下の液膜流厚みの関係を Fig. 34 に示す。以下、液膜流厚みを h_f とする。この結果から、液スラグの移動速度が小さい (大きい) と、その直下の h_f が小さい (大きい) ことがわかる。この結果によれば、速度が大きくなり、液スラグの直上の h_f よりも、直下の h_f が大きくなれば、液スラグに流入する液相よりも排出される液相が多くなると考えられる。すなわち、液スラグが液膜流上端に達する前に、液スラグ長さが小さくなっていくことが示唆される。

それぞれの特徴的圧力波形において、液スラグ直下の液膜流厚み頻度分布計算した結果を Fig. 35 に示す。この結果、Unimodal STW では、液膜流の厚みがほぼ均一である一方で、Disturbed STW では液膜流の厚み分布にばらつきがあり、より厚い液膜流擾乱が発生している。

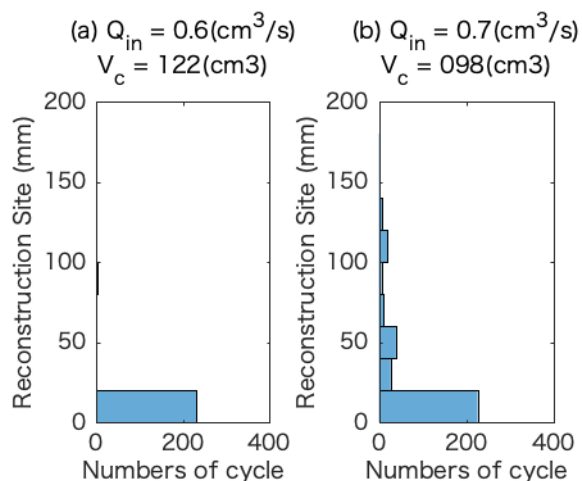


Figure 33: 液スラグ再生位置の分布. (a) Unimodal STW, (b) Disturbed STW. Unimodal STW 発生時には、ほぼ全ての液スラグが決まった位置 (パイプ下端) で再生成する。一方で、Disturbed STW は、スラグ再生成の位置にばらつきがある。

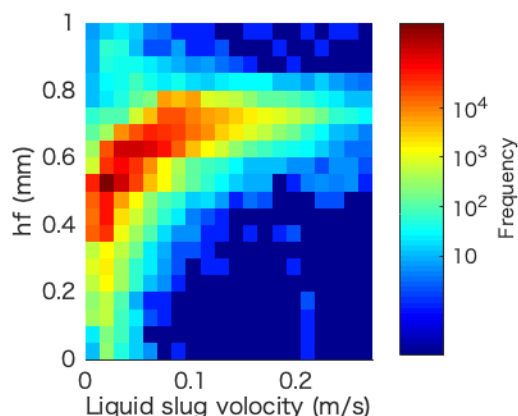


Figure 34: スラグ移動速度と液膜流厚み. 液スラグの移動速度として、液スラグ下端の移動速度を計測した。また、液スラグ直下の液膜流厚みを h_f とする。映像撮影した全ての実験データ (Unimodal STW, Disturbed STW 含む) に対して液スラグ移動速度と、 h_f を推定した結果の頻度分布。液スラグの移動速度が大きいと、その直下の液膜流の厚みが大きくなる。

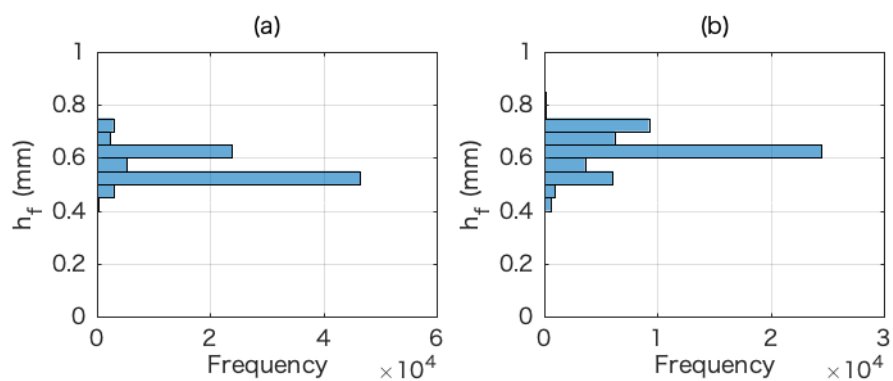


Figure 35: 液スラグ直下の液膜流厚み (h_f) 分布. (a) Unimodal STW, (b) Disturbed STW. 周期が乱れる結果 (b) の方が, 液膜流厚みにばらつきがあり, より厚い液膜流を取り残す場合がある.

2.4.5 圧力波形発生条件考察

Fig. 24 で示した特徴的波形の境界がどのように決まっているのかを, 数理モデルを基にしたメカニズムの検討, 及び, 実験の観察結果を基に考察する.

STW 波形発生メカニズムとその条件 STW 波形の発生メカニズムと, その発生条件については, *Kanno and Ichihara* (2018) において, 簡単な数理モデルを基に検討した. 以下, *Kanno and Ichihara* (2018) の式番号を KEq. として引用しつつ, 概要を説明する. 本実験システムは, ガスチャンバーの Elastic capacitance (Eq. (13)) と, パイプ内の非線形な圧力損失 (Eq. (14)), という二つの基本的要素が圧力振動に対して重要な役割を果たしていると考えている (Fig. 36). そこで, 実験の物理量を抽象化してシステムを捉えることによって (Fig. 36a), 以下のよう基礎方程式を得た.

ガスチャンバーの Elastic capacitance の効果として, ガスチャンバー内のガスの圧縮性を考慮し, チャンバーへのガス流入出量の収支が, チャンバー圧力の時間変化を決めると考えた (KEq. (1), Fig. 36a). チャンバー過剰圧 p が, ガスチャンバーへのガス流量 Q_{in} とチャンバーからのガス流出流量 Q_{α} のバランスによって決まると想定すると, p の時間変化は,

$$\frac{dp}{dt} = \frac{P_0}{V_c} (Q_{\text{in}} - Q_{\alpha}), \quad (13)$$

で表される. ここで P_0 は大気圧であり, V_c はチャンバー体積である. また, 液スラグとガススラグはパイプ内流れ速さ u でパイプ内を上昇するとし, $Q_{\alpha} = \alpha \pi a^2 u$ と定義する. ただし, パイプ内半径を a , ガス流れ部分の半径を r とすると, α はパイプの断面積に対するガス流れ部分面積の比で, $\alpha = r^2/a^2$.

パイプ内の非線形な圧力損失として, パイプ内気液二相流れが, 半径 a の円筒状パイプ内

を流れるポアズイユ流であると仮定し、

$$p = \frac{8\mu_E L}{\pi a^4 \alpha} Q_\alpha + \rho_v g L, \quad (14)$$

を得た。ただし、 L はパイプ長さ、 μ_E 、 ρ_v はパイプ内流れの実効粘性及び実効密度である。

パイプ内流れの実効粘性 (μ_E) 及び、実効密度 (ρ_v) はそれぞれ、液スラグ長さ L_s としたとき、以下のように与えられる:

$$\mu_E = \frac{\mu L_s}{L} + \Gamma_\mu, \quad (15)$$

$$\rho_v = \frac{\rho L_s}{L}. \quad (16)$$

ただし、 μ と ρ は液相の粘性と密度であり、 Γ_μ は液スラグの破裂直前に現れる、表面張力に起因する項である (KEq. (7)). ここで、パイプ内流れは、単純化のために、ひとつの液スラグの上昇を考えた。 L_s の時間変化は、パイプ内の液相の体積保存より、以下のように導出した:

$$\frac{dL_s}{dt} = -\frac{1-\alpha}{\alpha} \frac{H_w}{dt} \begin{cases} -\frac{1-\alpha}{\alpha} w & (x < H_w), \\ -\frac{1-\alpha}{\alpha} u & (x = H_w). \end{cases} \quad (17)$$

ただし、 w は液膜流平均流下速度 ($w < 0$)、 x は液スラグ上端位置、 H_w は液膜流上端位置であり、液膜流の厚みは鉛直方向に一定であるとした。液スラグが液膜流内を上昇するときには ($x < H_w$)、 L_s は一定レートで増加し、液スラグが液膜流上端に達すると ($x = H_w$)、 dL_s/dt は流れの速さ (u) に比例して、 L_s は小さくなっていく。

Eqs. (13), (14) は、Eqs. (1), (2) と対応しており、本実験の数理構造は、周期的火山噴火システムと同等の数理構造を持っていると考えている。火山モデルとの数理構造の対比は、§2.5.1 で詳しく検討する。

Kanno and Ichihara (2018) では, Eqs. (13) - (17) の解の振る舞いを解析的に調べた. この結果, STW 発生と, Small fluctuation を分ける条件として, 液スラグが加速しつつ圧力が急減するか, 液スラグが一定速度を保ったまま短くなっていき, パイプ内圧力損失と釣り合ってチャンバー圧力がゆっくり低下するかどうかで決まると提案した. ここでは, より直感的な説明を試みる.

$x = H_w$ の状況下で, 液スラグの長さが小さくなっていくとき, Q_{in} が大きければ, パイプ内流れがより大きくなり, この結果, より速くパイプ内の圧力損失 (液スラグ長さ) が小さくなっていく (Eq. (17)). また, V_c が大きい時には, チャンバーが圧力バッファとして働くため, チャンバーからガスが流出しても, すぐにチャンバー圧力は下がらない (Eq. (13)). $Q_{in} \times V_c$ が大きい領域では, チャンバーの圧力が下がるレートよりもパイプ内の圧力損失が小さくなるレートのほうが大きくなる. このため, パイプ内流れ速度が大きくなって, 液スラグが短くなることでパイプ内の圧力損失が小さくなる. この結果, パイプ内流れ速度は増加し続ける. この領域は, Q_{in} でパイプ内をスラグ流が流れるときの粘性抵抗による圧力損失と, V_c の体積をもつチャンバーからパイプ内の体積分だけガスが流出したときの圧力変化の比が 1 より大きい領域とも対応する. 以下, この比を R_p とする (*Kanno and Ichihara* (2018), Model comparisons, $\mu'Q'_{in}$ に対応):

$$R_p = \frac{Q_{in} \text{ でスラグ流が流れるときのパイプ内圧力損失}}{\text{体積 } V_c \text{ からパイプ内体積分だけガスが流出したときの圧力変化}} \quad (18)$$

$R_p = 1$ の値は概ね Small fluctuation と Unimodal STW の境界に対応し (Fig. 24, 点線), *Kanno and Ichihara* (2018) によって解析的に得られた境界と整合的である. また, $R_p < 1$ では, パイプ内圧力損失が小さくなる効果と, チャンバー圧力が低下する効果がバランスし, 一定速度を保ったまま液スラグが短くなっていく. 以下, まずは $R_p > 1$ の領域において, Q_{in} に依存

した波形の違いを検討する.

Unimodal STW の発生条件 数理モデルの検討結果を踏まえた上で, Unimodal STW の発生条件を検討する. Unimodal STW が発生している時, STW の一サイクルには複数の液スラグが発生している (Fig. 27). すなわち, パイプ下端における液スラグ再生成時間間隔 (Δt_r) と, 液スラグの上昇時間, すなわち液スラグが再生成し上昇を始めてから, 破裂するまでの時間 (Δt_a) を比較すると, $\Delta t_r < \Delta t_a$ となっている (Fig. 27, Fig. 37a).

再上部の液スラグは, やがて液膜流上端に達すると, 液スラグ上部からの液相の流入がなくなることで, 長さが短くなっていき, 破裂する (Fig. 27). この時, 最上部の液スラグが破裂することで, 流れの実効粘性 (液スラグ長さ) が急減し, 流れがさらに加速する. ここで, Unimodal STW が発生する領域では, R_p が大きい (概ね $R_p > 1$ に対応) ため, すぐにはチャンバーの圧力が下がらない (Fig. 24, 点線). Fig. 27 によれば, 後に続く液スラグは液膜流の上端に達する前に破裂している. 後続の液スラグの加速及び液膜流内での破裂は, *Kanno and Ichihara (2018)* のモデルでは説明できない. 本研究で行った画像解析によれば, 液スラグ直下の h_f は, 液スラグの移動速度に依存する (Fig. 34). Fig. 38 に, $V_c = 122 \text{ cm}^3$, $Q_{in} = 0.6 \text{ cm}^3/\text{s}$ 下の Unimodal STW が発生している際のスラグ上昇速度の例を示す. 液スラグ破裂前 ($t < 21.5 \text{ s}$), すべての液スラグはほぼ一定速度 (約 0.03 m/s) で上昇しているが, 最上部の液スラグが割れた直後から, 後に続く液スラグが加速し始め, 破裂直前には 0.18 m/s 程度の速度で上昇している. このとき, 後に続く液スラグの上昇速度は, 最上端液スラグ破裂直前の速度 (約 0.05 m/s) よりも大きいため, Fig. 34 の関係から, 液スラグ直下の h_f が直上の h_f よりも大きくなるような速度で移動することで, 液スラグ長さが減少していき, 破裂に至る.

Unimodal STW 発生時には, パイプ内の h_f の分布が比較的均一であり (Fig. 35a), 液スラグ破裂時に大きな擾乱が発生しないため, 液スラグはほぼパイプ下端で発生している (Fig.

33). 液スラグがパイプ下端で発生する場合, 再生成する液スラグの初期長さのばらつきや, 液スラグ成長速度のばらつきは, STW の周期にほぼ影響しないことは, *Kanno and Ichihara* (2018) (Fig. 9) で数値実験によって確かめている.

以上の検討より, R_p が大きく (R_p が 1 を超える程度), 液スラグ破裂時に大きな擾乱が発生しない程度の Q_{in} ($<0.5-0.6 \text{ cm}^3/\text{s}$) で, Unimodal STW が発生すると考えられる.

高 Q_{in} における Δt_a と Δt_r 本実験では, $Q_{in} = 0.5 - 0.7 \text{ cm}^3/\text{s}$ を境に, 波形の特徴が変わる (Fig. 24). このパラメータ範囲で計測した特徴的波形の発生条件を考察する上で, まず, Q_{in} を増加させた時の Δt_r と Δt_a とに着目する.

Q_{in} を増加させた時, Δt_r は小さくなっていくが, $Q_{in} > 0.5 \text{ cm}^3/\text{s}$ ではほとんど Δt_r が一定である (Fig. 39). この振る舞いについて, 実験の解析の結果から得られた $Q_{in} - h_f$ の関係と, 液膜流に関する数理モデル (*Kanno and Ichihara*, 2018) を用いて検討する.

今回の実験パラメータの範囲内では, Q_{in} を増加させていくと, パイプ内流れの上昇速度が大きくなり, 液スラグ直下の h_f が大きくなる (Fig. 34) ことで, パイプ内鉛直方向の平均的な液膜流厚みは大きくなっていく (Fig. 40). $Q_{in} > 0.7 \text{ cm}^3/\text{s}$ ではパイプ内の平均液膜流厚みはほぼ一定である (Fig. 40). この振る舞いは, Fig. 34 で, 液スラグ移動速度が 0.1 m/s よりも大きい時に液スラグ直下の h_f が頭打ちになる様子と整合的である. また, $h_f = 0.4 - 0.6 \text{ mm}$ のとき, 液スラグ上昇速度 $u = 0.1 \text{ m/s}$ は $Q_{\alpha} = 1.1 \sim 1.4 \text{ cm}^3/\text{s}$ と対応している.

Kanno and Ichihara (2018) では, パイプ下端で, ある長さ L_i の長さをもつ擾乱が成長するとき, 液膜流の流下速度が大きければ, その分早く擾乱が成長すると考えた. 液膜流が, 重力と壁面剪断応力が釣り合った状態で流下する自由流下液膜流であると考えたと, h_f が大きいほど液膜流流下平均速度は大きくなる (*Kanno and Ichihara* (2018), KEq. 23). したがって, *Kanno and Ichihara* (2018) のモデルによれば, h_f が大きいほど, 液膜流流下平均速度が大き

くなり, Δt_r が小さくなる. この関係は, 実験において Q_{in} を増加させたときの液膜流平均厚み (\bar{h}_f , Fig. 40) 及び t_r の振る舞い (Fig. 39) と整合的である.

液スラグ上昇時間 (Δt_a) は, 個々の液スラグがパイプ内に生成してから破裂するまでの時間を指す. Q_{in} を大きくしていくとパイプ内流れの平均上昇速度が大きくなるため, Δt_a は小さくなっていく.

Unimodal-HQ STW の発生条件 Unimodal-HQ STW の発生時には, STW サイクルには一つの液スラグの上昇のみが関与し, STW 時間幅は Δt_r と同程度である (Fig. 29, Fig. 37b).

これは, Q_{in} を増加させると, スラグ流上昇速度が大きくなり, Δt_a が小さくなっていくが, Δt_r は $Q_{in} > 0.5 \text{ cm}^3/\text{s}$ でほぼ一定となるためである (Fig. 39).

また, Fig. 34 によれば, 液スラグの上昇速度が 0.1 m/s よりも大きい時, 上昇速度が多少ばらついていても, 液膜流の厚みが大きく変わらない. さらに, 擾乱が生じたとしても, 液スラグの上昇速度が速く, 液膜流擾乱が十分に成長する前に, 次の液スラグが上昇してくる. この結果, 各 STW の液スラグ再生成はパイプ下端で発生し, 大きくサイクルは乱れないと考えられる.

以上の検討から, R_p が十分に大きく, STW が発生する条件下で, Q_{in} を大きくしていけば, 液スラグの上昇速度も速くなり, $\Delta t_a < \Delta t_r$ となる程度のやや大きい Q_{in} ($> 0.5 \text{ cm}^3/\text{s}$) で Unimodal-HQ STW が発生すると考えられる.

Disturbed STW 発生条件 ここまでの考察では, 液スラグが必ずパイプの下端で液スラグ再生成が発生し, 液膜流擾乱の影響は考えていない. しかし, このようなパイプ内流れの高粘性化条件が一定の下では, 周期の乱れを説明することができない.

実験において, Q_{in} を大きくしていくと, 徐々に Δt_r が小さくなっていき, $Q_{in} \sim 0.7 \text{ cm}^3/\text{s}$ になると, Δt_r が STW 時間幅と同程度となる (Fig. 39). この付近の Q_{in} 条件下で, Disturbed STW が発生し始める.

Disturbed STW では、液膜流中で不規則に液スラグの再生成が発生していた (Fig. 33b). このような液膜流途中での液スラグの再生成 (以下、液膜流内再生成) は、前の STW サイクルで破裂した液スラグによって生じた液膜流擾乱が大きい時、その擾乱が流下しつつ成長していくことで発生する (Fig. 31, 32). 実際、Fig. 35b によれば、Unimodal STW 発生時に比べて、 h_f の分布にばらつきがあり、より大きな h_f が生じている。これは、Fig. 34 の関係を基にすれば、液スラグの移動速度が大きいことで、より大きな h_f が生じていると考えられる。一方で、さらに大きな Q_{in} ($> 1.4 \text{ cm}^3/\text{s}$, Unimodal-HQ STW) では、液膜流擾乱が十分に成長する前に、次の液スラグが上昇することで、液膜流内再生成が発生しない (Fig. 29). このことから、Disturbed STW では、液膜流擾乱が成長するタイムスケールと、 Δt_r , Δt_a が同程度であることも、液膜流内再生成が発生する一つの条件であると考えられる。

まず、Disturbed STW のうち、 R_p よりが大きい領域で発生する Trimodal STW の発生メカニズムを検討する。Trimodal STW では、Unimodal パターンと、Bimodal パターンとが交互に現れていた。以下、Unimodal パターンを Uni-T、Bimodal パターンを Bi-T と表記する。実験では、Uni-T 発生時、パイプ内では、ほぼ一つの液スラグが上昇しており、 $\Delta t_a \sim \Delta t_r$ である。この状況は Unimodal-HQ STW に近い。以下、Uni-T 発生時の STW 時間幅を $\bar{\Delta t}$ と表記する。また、Bi-T 発生時の STW 時間幅を $\Delta t_1, \Delta t_2$ ($\Delta t_1 < \bar{\Delta t} < \Delta t_2$) とする。ヒストグラムで見えていた 3 つのピークは、 $\Delta t_1, \bar{\Delta t}, \Delta t_2$ (Fig. 26e) に対応している。

Uni-T から Bi-T へ遷移するとき、直前のサイクルで発生した液スラグが、通常のサイクルよりもややゆっくりと上昇し、その直下の液膜流厚みが薄くなることで、次の液スラグがやや速く上昇したために、液スラグが液膜流途中で破裂する (Fig. 32, 69 s, Fig. 41a, b). このときの STW 時間幅は、 $\Delta t_1 < \bar{\Delta t}$ である。 Δt_1 となるサイクルは、液膜流内で液スラグ破裂が発生しているため、破裂直前の速度が大きい。この結果、発生直後の液スラグの上昇中に、液膜流途中での液スラグ再生成、または大きな液膜流擾乱が発生しやすくなる (Fig. 32, $t = 71 \text{ s}$,

41b). 液膜流内再生成や, 大きな擾乱が発生すると, 次のサイクルの液スラグ上昇速度がやや小さくなる. このときの STW 時間幅は $\Delta t_2 > \bar{\Delta t}$ となる. 上昇速度がやや小さくなったことによって, 再び液スラグ直下の液膜流は薄くなり, 次の液スラグが速く上昇し, Δt_1 となるサイクルが繰り返される.

Bi-T から Uni-T へ遷移する時には, あるとき, なんらかのきっかけで液スラグの液膜流内再生成が発生せず (Fig. 32, $t = 55 \sim 56$ s, 41c), そのまましばらくパイプ下端でのみ液スラグ再生成が発生し, Uni-T が繰り返される. これが Trimodal STW で Uni-T ($\bar{\Delta t}$) と Bi-T (Δt_1 , Δt_2) が発生する過程である. Bi-T では, Δt_1 となる短い STW サイクルにおいて, 液スラグが毎サイクル同じような位置で破裂する. これは, R_p が比較的大きいために, 液スラグが液膜流内にあっても, 破裂するまで加速し続けることができるためであると考えられる. Δt_1 となる STW サイクルが繰り返し発生し, Bi-T がある程度継続するため, スラグ時間幅の分布が Trimodal になると考えられる.

Trimodal STW よりもやや R_p が小さい時には, 流れの加速が不十分であるため, 特に Δt_1 となる短い STW サイクルが安定して発生しにくい. 従って, より液スラグの破裂位置や, 液膜流厚み, 液スラグ再生成位置 (Fig. 33b) にばらつきが, 結果として周期が乱れた Disturbed STW になると考えられる. *Kanno and Ichihara (2018)* では, 特に液スラグ再生成位置のばらつきが, 周期に大きく影響し, Disturbed STW に近い周期の乱れが発生することを, 数値実験から示している (*Kanno and Ichihara (2018)*, Fig. 9d).

すなわち, Disturbed STW においては, Q_{in} や, V_c といった実験パラメータが一定であっても, 前のサイクルのガス噴出によって乱された液膜流の構造が, 液膜流表面の擾乱として流下, 成長し, 次のサイクルの液スラグ再生成条件 (位置, 液スラグ成長速度) を乱すことで自発的に周期が乱れていると考えられる.

以下, $R_p < 1$ の領域 (Fig. 24, 点線の下側) において, Q_{in} に依存した波形の違いを検討

する。

Small fluctuation の発生条件 Small fluctuation 発生時、パイプ下端における液スラグ再生成時間間隔 (Δt_r) と、個々の液スラグの上昇時間、すなわち液スラグが再生成し上昇を始めてから破裂するまでの時間 (Δt_a) を比較すると、 $\Delta t_r < \Delta t_a$ である (Fig. 28, Fig. 37c). 液スラグは Δt_a 経過後、液膜流上端に達し、破裂する。この時、パイプ内にはまだスラグ流が発生している。最上部の液スラグが破裂することで、一時的に流れの実効粘性 (液スラグ長さ) が小さくなり、流れが加速するが、 R_p が小さいため、すぐにチャンバーの圧力が下がり、流れは減速する。実際の流れでは、最上部の液スラグが破裂した直後、取り残された液スラグを含むパイプ内流れは一時的に加速しつつ、スラグ長さが小さくなるが (e.g., Fig. 28, $t = 176$ s 付近), その後圧力のゆるやかな減少とともに速度は減少しつつ、再びスラグ長さが大きくなっていく (e.g., Fig. 28, $t = 177$ s 付近). このように、液スラグ長さが小さくなり、流れが加速し出しても、後に続く液スラグはすぐに減速しながら再び液スラグ長さが増加するため、スラグ-環状流遷移には至らず、準定常的なスラグ流が発生し、圧力波形は Small fluctuation となる。

以上の検討より、Small fluctuation は、 R_p が小さく、かつ、 $\Delta t_r < \Delta t_a$ となる程度の Q_{in} で発生する。

n-Type cycle の発生条件 R_p が小さい領域で、 Q_{in} が大きく、 $\Delta t_a < \Delta t_r$ となる領域では、n-Type cycle が発生している (Fig. 37d).

実験観察結果によれば、液スラグ再生成直後、圧力が増加する (Fig. 30). Eq. (14) に基づき、Fig. 30 の実験パラメータの値 ($Q_{in} = 1.0 \text{ cm}^3/\text{s}$, $L_s = 5 \text{ mm}$, $a = 2.5 \text{ mm}$, $\rho = 1400 \text{ kg/m}^3$) を用いて、粘性損失、静水圧を計算すると、それぞれ 0.3 kPa, 0.07 kPa となる。これは、Fig. 30 で計測した圧力振幅と整合的である。すなわち、液スラグ再生成直後の圧力増加に関しては、ガスチャンバー内の弾性要素ではなく、パイプ内の粘性抵抗と静水圧に起因する圧力損失分

だけ圧力が増加していると推察する.

一方で, Fig. 30 によれば, 液スラグ再生成の直後, チャンバー圧力が増加するが, その後スラグ-環状流遷移までほぼ一定の圧力であり, STW で見られるような持続的な圧力増加は見られない. これは, V_c が小さいときには, チャンバーへのガスの蓄積が発生せず (Eq. 13), また平均的液スラグ上昇速度が大きく平均的な液膜流厚み h_f が大きい (Fig. 40) ため, 液スラグ長さが大きくなりにくいからである.

また, n-Type cycle 発生時には, $\Delta t_a < \Delta t_r$ であるため, 液スラグが破裂しても, 次の液スラグがまだ再生成していない. このため, 液スラグが破裂すると, チャンバー圧力は大気圧まで急減する.

以上のメカニズムによって, R_p が小さく, かつ, $\Delta t_r > \Delta t_a$ となる程度のやや大きい Q_{in} ($> 0.5 \text{ cm}^3/\text{s}$) では, "n" の形をした圧力波形が繰り返す, n-Type cycle が発生する.

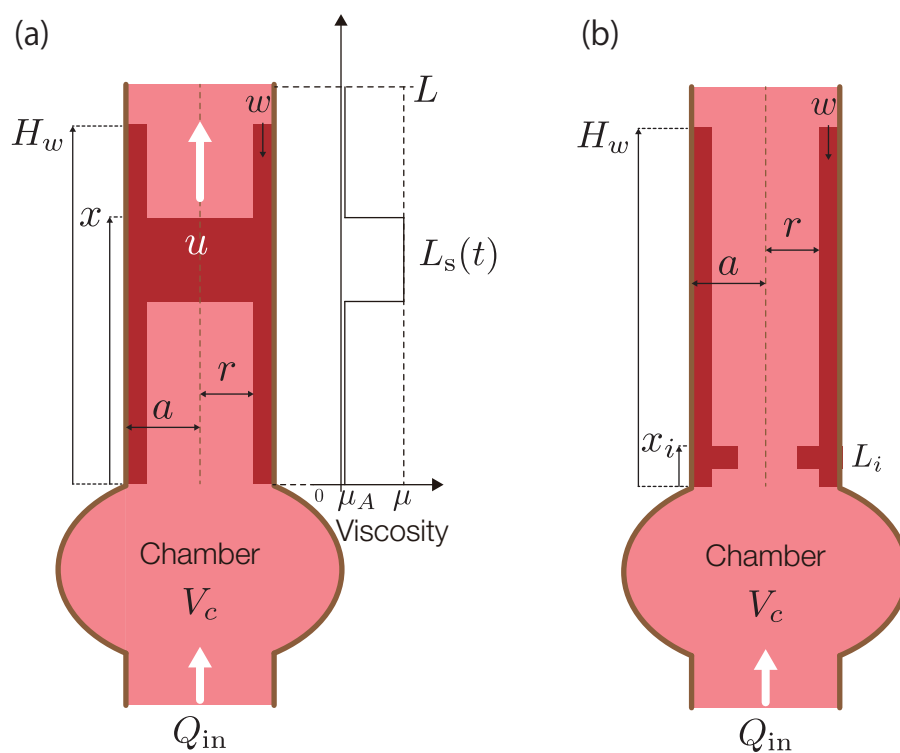


Figure 36: 実験数理モデル. H_w : 液膜流上端位置, x : 液スラグ上端位置, u : 液スラグ上昇速度, w : 液膜流流下平均速度, a : パイプ半径, r : ガス流れ半径, L : パイプ長さ, L_s : 液スラグ長さ, μ_A : ガス粘性, μ : 液部粘性, x_i : 液スラグ再生成位置, L_i : 液スラグ再生成長さ

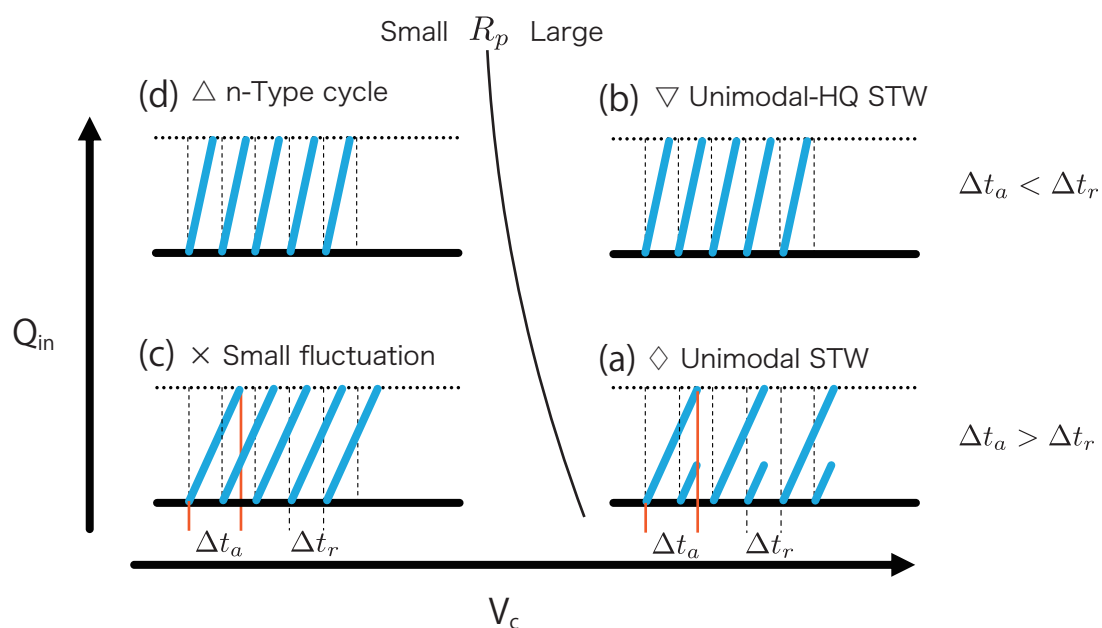


Figure 37: 液スラグ上昇パターン. (a) Unimodal STW, (b) Unimodal-HQ STW, (c) Small fluctuation, (d) n-Type cycle. R_p はパイプ内の粘性抵抗による圧力損失と、チャンバーの Elastic capacitance に起因する圧力変化との比を表し, $Q_{in} \times V_c$ に比例する. R_p が大きい時には, STW が発生する. Δt_a は液スラグ上昇時間, Δt_r はパイプ下端での液スラグ再生成時間間隔を示す.

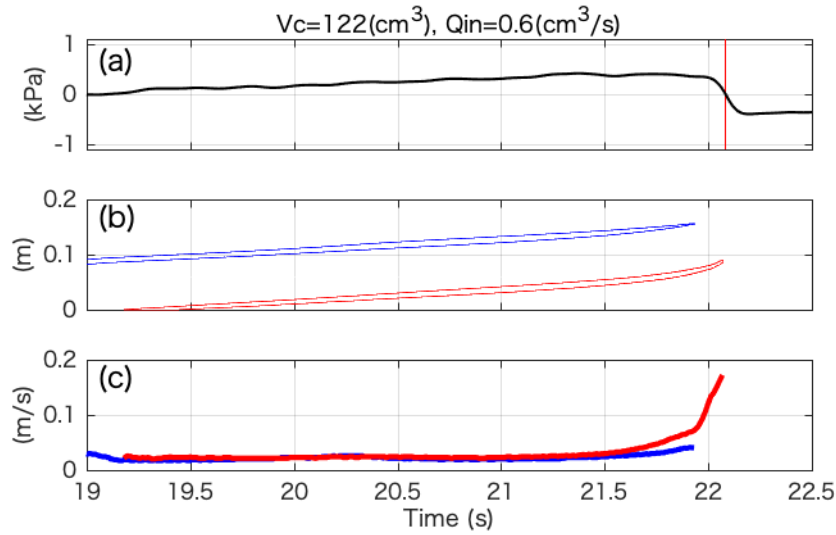


Figure 38: Unimodal STW 発生時の液スラグ時間変化 (a) チャンバー圧力, (b) パイプ内液スラグ位置, (c) 液スラグ速度. 液スラグは $t = 21.5$ s 付近まで等速で上昇し, 最上部の液スラグ (b, 青) は液膜流上端に達すると長さが短くなっていき, 破裂する. 最上部の液スラグ破裂後, 後に続く液スラグ (赤) は, 加速しながら上昇していき, 液膜流の途中で破裂する.

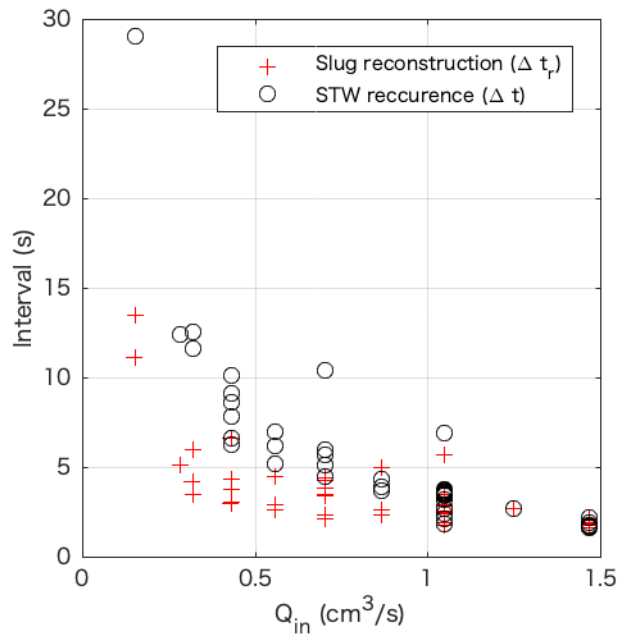


Figure 39: 液スラグ再生成間隔と STW 時間幅. ○: STW 時間幅 (Δt), +: 液スラグ再生成間隔 (Δt_r)

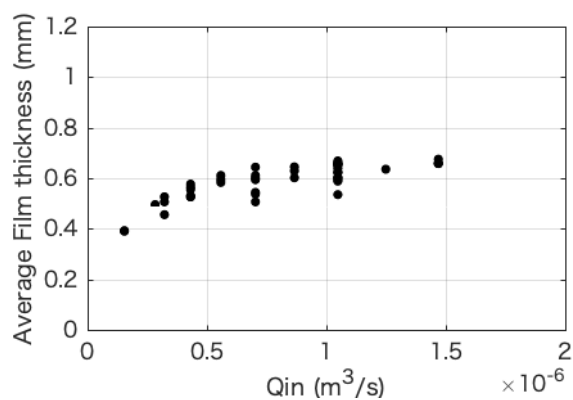


Figure 40: それぞれの流入ガス流量 Q_{in} において、画像解析からパイプ内の鉛直方向の液膜流平均厚み (\bar{h}_f) を推定した結果。

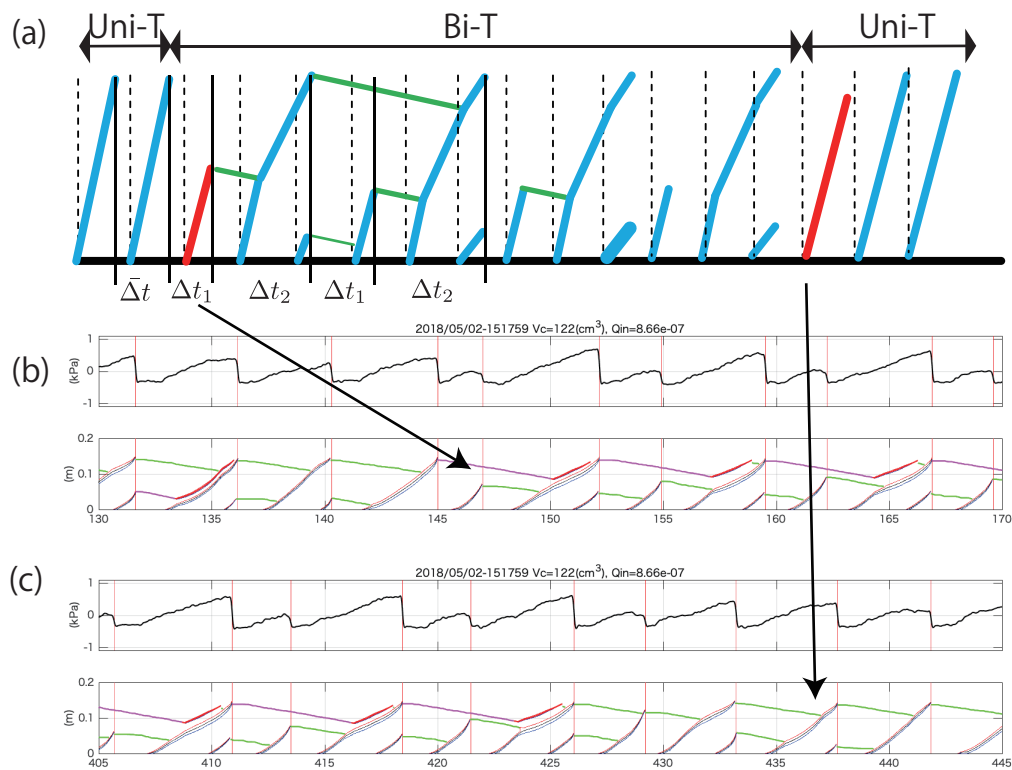


Figure 41: Trimodal STW 液スラグ上昇パターン (a) Trimodal STW 液スラグ上昇パターン模式図, (b) Uni-T から Bi-T への遷移, (c) Bi-T から Uni-T への遷移

2.5 議論

2.5.1 実験と火山モデルとの比較

Kanno and Ichihara (2018) は, 火山 LP モデルと数理構造の比較のため, 実験における物理量を抽象化した Lumped parameter model を構築した. ここでは, 既存の火山モデルとの比較に主眼を置いて説明する. 以下, 火山 LP モデルと数理構造の対応関係を示す. 次に, 火山モデルと実験のパラメータ比較を行った上で, 実験結果と火山モデルの振る舞いの対応関係を検討する.

実験モデルと火山 LP モデルとの数理構造の比較 実験数理モデル (§2.4.5) と, 火山 LP モデルの基礎方程式 (§2.1.3) は二つの基本的性質を含んでいる. すなわち, どちらのシステムもチャンバー内の圧力変動とパイプ内の非線形な圧力損失とのカップリングを想定している. どちらの基礎方程式も, 同じ物理的意味を持つ代表的値を用いて無次元化を行う. すなわち, 圧力は, 火道 (パイプ) 内の体積分だけのマグマ (流体) がマグマ溜りから流入・流出するときの圧力変動 (P_{uM} , P_u) である. この圧力変動分の差圧によって, 火道 (パイプ) 内の流体が流れるときの流速を, 代表的流速 (Q_{uM} , Q_u) とする. また, この流速でマグマ (流体) が火道 (パイプ) を通り抜けるのにかかる時間を代表的流速とする.

これらの値で実験数理モデルの規格化を行うと, 火山 LP モデルの基礎方程式を規格化した形 (Eqs. (7), (8)) と全く同じ形になる (Fig. 42). すなわち, 実験におけるガスチャンバーは, 周期的噴火モデルにおけるマグマ溜まりと同じ役割を持つ. チャンバーの体積が大きいほど, 圧力バッファとして働き, 圧力変化に時間遅れが生じるようになる. また, 実験におけるパイプ内の二相流の流れは, 噴火システムにおいては火道流と対応している.

本数理モデルでは, パイプ内の互層スラグ流れを, "低粘性部と高粘性部の互層流れ" と捉えることで, 液スラグ長さを Lumped parameter として取り扱い, パイプ内の実効粘性を, 高

粘性部 (液スラグ) の長さの関数として取り扱った (Fig. 15). このモデル化が火山 LP モデル (Fig. 43) のうち、どのモデルに近いかが検討した.

§2.1.3 によれば、結晶化モデル (*Barmin et al.*, 2002; *Nakanishi and Koyaguchi*, 2008) は、火道内でのマグマの結晶化による粘性の変化を考慮しており、火道内の低粘性マグマ部分と高粘性マグマ部分の長さの関数として記述している. すなわち、実験モデルの平均粘性の記述は、この結晶化モデルが最も近く、本実験における、低粘性部 (ガススラグ部) と高粘性部 (液スラグ部) は、結晶化モデルにおける低粘性マグマ領域と高粘性マグマ部分と対応している.

火山モデルと実験の無次元パラメータ比較 無次元化して方程式に現れる代表的な無次元パラメータの値はどの程度の範囲にあるのかを考察する. 同様の考察は *Kanno and Ichihara* (2018) でも行なっているが、本研究では粘性比の対応関係を再検討し、実験の無次元パラメータの範囲が火山モデルのパラメータ範囲に近いことを示した. 以下、4つの代表的な無次元パラメータに関して、火山モデルと実験モデルを比較する (Fig. 44).

一つ目の無次元パラメータは、§2.4.5 で示した、 R_p である. 火山モデルの計算で使用されるパラメータを用いて、この無次元パラメータを計算すると、 $10^{-2} - 10^3$ の範囲内にある. 例えば、*Barmin et al.* (2002) において St. Helens 1980-1986 年溶岩ドーム噴火の際のチャンバー圧力・噴出量変化を計算する際に用いたパラメータ (火道長さ 7200 m, 火道半径 9 m, 密度 2500 kg/m^3 , マグマ粘性は結晶化の前と後でそれぞれ 6.4×10^5 , $6.4 \times 10^7 \text{ Pa}\cdot\text{s}$, 粘性増加のタイムスケール 10^6 s , チャンバー実効圧縮率 $3 \times 10^{10} \text{ Pa}$, チャンバー体積 0.56 km^3 , $Q_{\text{in}} = 1 \text{ m}^3/\text{s}$) を用いたとき、この無次元パラメータは 10^0 程度となっている. 本実験のパラメータを用いると、 $R_p = 10^{-1} - 10^1$ 程度となり、火山モデルで想定される無次元パラメータの範囲内にある.

高粘性部粘性と低粘性部粘性の比について検討する. この粘性の比が大きくなるほど、速

度のコントラストがはっきりし、よりシャープなノコギリ波形となる。マグマの結晶化を想定する火山モデルでは、マグマ溜り内の結晶分率が 0.3、結晶化後は 0.7 になるとして、粘性比は $10^1 - 10^3$ 程度の範囲を想定している。一方で、実験や理論によると、結晶分率が 0.3 から 0.7 に増加したとき、粘性比が 10^6 程度になる可能性もある (Mader *et al.*, 2013)。実験における粘性比は、ガスと水あめの粘性比であることから、 10^5 程度であり、火山モデルで想定されるパラメータの範囲内にあると言える。

重力の効果と粘性抵抗の効果の比について検討する。この無次元パラメータは火道内の圧力損失において、重力の寄与が大きいのか、粘性抵抗の寄与が大きいかを示す。先行研究では $10^1 - 10^3$ 程度を想定しており、実験の無次元パラメータは $10^{-1} - 10^0$ 程度である。

粘性増加のタイムスケールと火道通過にかかる時間の比について検討する。結晶化モデルにおいて、粘性増加のタイムスケールは、一定速度の結晶成長を考慮し、マグマ溜り内のマグマ (結晶分率 0.3) が高粘性化 (結晶分率 0.7) するまでの時間を指す (Barmin *et al.*, 2002)。この値が 1 より小さければ、火道内で結晶化が起こり得る。実験においては、環状流遷移後、液スラグ再生成が発生する時に、パイプ内流れの実効粘性が増加し始める。すなわち、液スラグ再生成にかかるタイムスケールが、結晶化モデルの粘性増加のタイムスケールと対応していると考えられる。実験においてこの比は $10^{-2} - 10^{-1}$ 程度であり、流量が十分小さいときに、パイプ内下端で液スラグ再生成が発生することを表す。

以上の検討を踏まえて、実験の無次元パラメータと対応する火山システムのスケールを検討する。火道半径と火道長さが Barmin *et al.* (2002) で用いられていた St. Helens (1980-1986) のパラメータと同程度だとすると、実験パラメータの範囲は、火道長さ 7200 m、火道半径 10 m、密度 2500 kg/m^3 、マグマ粘性は結晶化の前と後でそれぞれ $10^4, 10^9 \text{ Pa}\cdot\text{s}$ 、粘性増加のタイムスケール 10^6 s 、実効的弾性率 $3 \times 10^{10} \text{ Pa}$ 、 $V_M = 0.01 - 0.24 \text{ km}^3$ 、 $Q_{inM} = 0.1 - 2.4 \text{ m}^3/\text{s}$ の火山システムと同程度である。St. Helens (1980-1986) のパラメータと比較すると、粘性比

は3桁程度大きく、 V_M は1桁程度小さい。これらのパラメータ範囲を用いて、結晶化モデル (Nakanishi and Koyaguchi, 2008) の振る舞いを調べると、Fig. 45 となり、火山モデルでも圧力・流量の振動が発生するようなパラメータ範囲内である。

以上の検討より、実験における無次元パラメータの大きさは、火山モデルで想定される無次元パラメータの範囲内にある。すなわち、実験に見られる流れと、火道流の構造は一見違うように見えて、同じ数理構造を含んでいると言える。

火山モデルと実験結果の対応 物理過程は違うものの、実験において観察される現象と、結晶化モデルとの振る舞いとの対応関係を検討する。まずは、火山モデルと実験における高粘性化の振る舞いについて対応関係を考え、定常状態の存在について検討する。次に周期的振る舞いの対応関係について検討する。

火山モデルにおける高粘性部長さの時間変化が、実験においてどのような振る舞いと対応しているか考える。結晶化モデル (Barmin et al., 2002; Nakanishi and Koyaguchi, 2008) は、マグマが火道内を上昇し、ある時間 (t_v) 経つと、低粘性 (μ_1) のマグマが結晶化によって粘性が増加する ($\mu_2, \mu_1 < \mu_2$)。また、火道の長さは一定であると考えている。すなわち、結晶化した高粘性マグマは、マグマ溜りから火道長さ (L_M) だけ移動し、火口に達した瞬間に取り除かれる。火道流流量が増加すると、火口で取り除かれる高粘性マグマの量に対して、結晶化によって火道内に生じる高粘性マグマの発生が追いつかなくなり、高粘性マグマ部分の長さが減っていく。実験では、液膜流の流下によって、ある時間経つとパイプ内に液スラグが発生し、パイプ内流れの実効粘性、すなわちパイプ内の液スラグ長さが増加する。また、液スラグがパイプ内の液膜流領域の上端に達すると、長さを減じていく。この二つの物理過程は、結晶化モデルにおける結晶化による火道流実効粘性の増加と、火口でマグマが取り除かれる、という過程と対応している。一方で、実験において、高粘性部の長さが減っていくメカニズムは、液スラ

グ生成と、上部での液スラグ長さ減少のバランスだけではなく、流路構造 (液膜流の厚み) によって、流れの速度に比例して液スラグの長さが短くなっていくというメカニズムも関与している (Keq. 11). 従って、実効粘性の変化は液膜流の構造にも依存する.

実験における定常状態の存在を検討する. 結晶化モデルにおいて、低流量の時の定常状態は、火道内で生じる高粘性マグマと同量のマグマが火口で取り除かれるような状況である. 先ほどの対応関係を考えれば、実験において火道内に液スラグが存在し、(a) 液膜流上部で取り除かれる液スラグと、(b) 液膜流流下によって再生成する液スラグ量がバランスするような状況であれば、定常状態が存在する. 実験では、液膜流の構造によって液スラグの再生成は間欠的に発生するため、完全な定常状態を観測するのは難しいが、Small fluctuation 発生時には、(a) と (b) はほぼバランスしており、結晶化モデルにおいて、低流量下で、火道内に高粘性部が存在するときの定常状態と対応していると考えられる.

また、結晶化モデルでは、流量が大きいときには、火道内での結晶化が間に合わず、火道内を低粘性マグマのみが流れるような定常状態が発生する. 実験において、Fig. 24 の範囲内における最大 Q_{in} では、Unimodal-HQ STW が発生していた. さらに、実験可能な最大流入ガス流量で実験を行うと、液膜流がガス流れに引きずられ、管内を流下できずに液スラグがなかなか発生しなくなる. このとき、パイプ内をほぼガスのみが流れる準定常状態が計測され、結晶化モデルの高流量下において火道内で結晶化が間に合わない状況と対応していると考えられる.

結晶化モデルでは、二つの定常状態の間中間的な $Q_{in} - V_c$ にあるとき、周期的な流量-圧力変動が発生する. 結晶化モデルにおいては、安定性解析を行うことで、解析的にシステムの振る舞いを特定している. 実験数理モデルは、現状のモデル化では、定常解を持たず、安定性解析ができるような数理モデルになっていないが、無次元パラメータの考察によれば、 R_p が 1 より大きいとき、振動が発生する (§2.4.5). 結晶化モデル (Nakanishi and Koyaguchi, 2008) で R_p

が 1-3 となる線を引くと Fig. 45 点線, 破線, 実線のようになり, 概ね安定性解析から推測される振動-定常解境界と同程度の大きさを持つ $Q_{in} - V_c$ となる. 実験において, STW 発生時には, 流れが加速していくと, やがてすべてのガススラグが破裂し, 流れは環状流へと遷移する. 環状流へと流れが遷移したあとは, 管内の平均粘性はガス粘性と同程度になり, 圧力と流量が急激に減少する. 環状流へ遷移した後, やがて液膜流流動により再び液スラグが再生成され, 管内の平均粘性が増加し, 次のサイクルが始まる. また, 結晶化モデルでも, 流量が大きくなっていくと, やがて火道内での結晶化が間に合わなくなり, 火道内が低粘性マグマで満たされた状況で, 流量と圧力が急激に減少していく. 火道内の流量が小さくなっていくと, やがて再び火道内で結晶化が発生し, 次のサイクルが始まる. 結晶化モデルでは, 結晶化の時間遅れを考慮に入れているため, 低粘性流れから再び高粘性・低粘性の互層流れに遷移する際に, 必ず火道上部から結晶化が始まる.

一方で, 実験においては過去の流れによって流路構造が乱され, その情報が液膜流の構造として次のスラグ流流動に影響を及ぼし, 周期が乱される場合がある. これは, 数理モデルからは予測できないような結果であり, 実験において, 火山モデルとの対応から想定される規則的な現象に加えて, 実験パラメータが一定であっても, 自発的に周期の乱れる条件があることを見つけたことは, 本研究における主な成果の一つである. 実験における高粘性化 (液スラグ再生成) は, Unimodal なサイクルでパイプの下端から始まっており, 火山モデルでは火道浅部から結晶化が始まる. すなわち, 実際の火山では, 火道浅部における高粘性化条件が, 何らかの要因で乱されることが, 周期を乱す可能性が考えられる. 次の章では, 実験で得られる周期の乱れから得られる火山学的示唆について検討する.

本実験モデル

$$\frac{dP^*}{dt^*} = Q_{in}^* - Q_{\alpha}^* \quad \begin{array}{c} \leftarrow \text{ガスチャンバー} \\ \text{マグマチャンバー} \end{array}$$

$$P^* = \mu_E^* Q_{\alpha}^* + \rho_v^* G \quad \begin{array}{c} \leftarrow \text{パイプ流れ} \\ \text{火道流} \end{array}$$

火山 Lumped parameter モデル

$$\frac{dP_M^*}{dt_M^*} = Q_{inM}^* - Q_M^*$$

$$P_M^* = \bar{\mu}_M^* Q_M^* + \bar{\rho}_M^* G_M$$

それぞれのモデルは同じ物理的意味をもつユニットで規格化している

$$P_u = \frac{\pi a^2 \alpha L}{V_{ch} \phi} P_0$$

$$Q_u = \frac{\pi a^4 \alpha P_u}{8 \mu_A L}$$

$$T_u = \frac{\pi a^2 \alpha L}{Q_u \phi}$$

$$G = \frac{\rho g L}{P_u}$$

$$\phi = (1 - \alpha) / \alpha$$

$$P_{uM} = \frac{\pi a_M^2 L_M}{V_M} \gamma$$

$$Q_{uM} = \frac{\pi a_M^4 P_{uM}}{8 \mu_1 L_M}$$

$$T_{uM} = \frac{\pi a_M^2 L_M}{Q_{uM}}$$

$$G_M = \frac{\rho_M g L_M}{P_{uM}}$$



Dimensionless parameter

ある体積のチャンバーから、火道 (パイプ) 内の体積分だけ流体が流出 (または流入) したときのチャンバーの圧力変化

代表的圧力である半径、ある長さの火道 (パイプ) を低粘性流体が流れるときの流量

代表的流量である半径、ある長さの火道 (パイプ) を通過するのにかかる時間

静マグマ圧 (静水圧) と代表的圧力 (P_u) の比

Figure 42: 実験数理モデルと火山 LP モデルの比較: * は無次元数を示す。

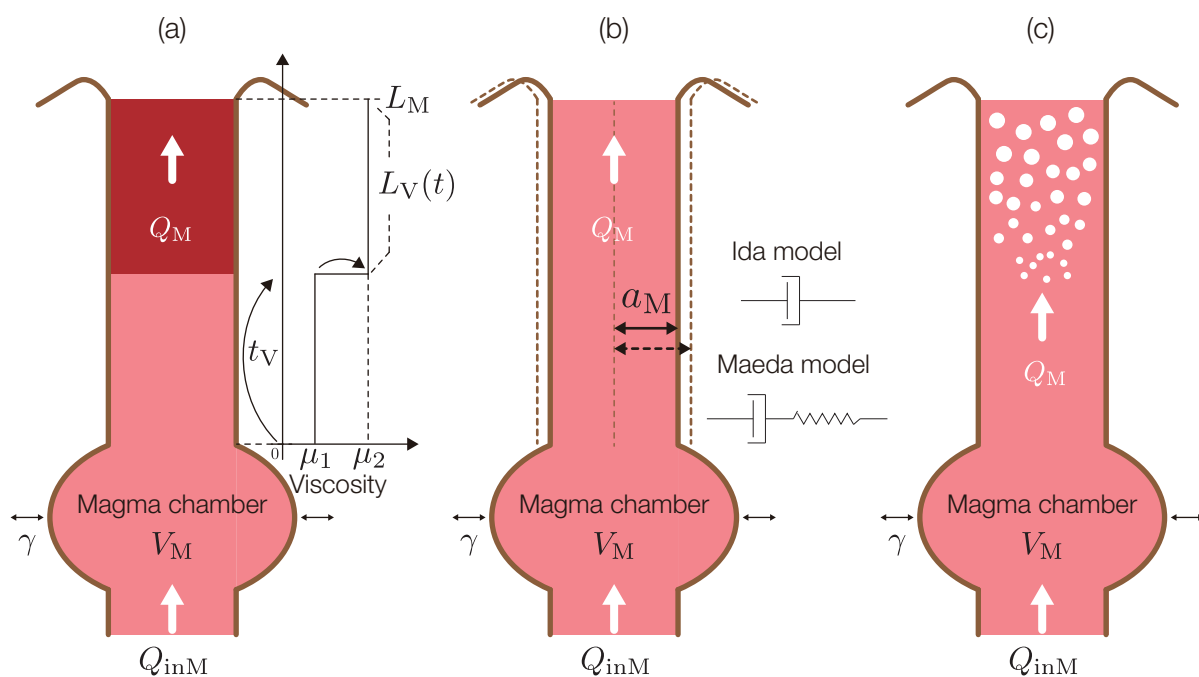


Figure 43: 火山モデル. (a) 結晶化モデル: マグマ溜り内のマグマは、火道内をある時間 (t_v) 移動すると、結晶化し、粘性が μ_1 から μ_2 に増加すると仮定している。火道流の平均粘性は、結晶化後の高粘性マグマ領域長さ (L_v) の関数になっている (Barmin *et al.*, 2002; Nakanishi and Koyaguchi, 2008). (b) 火道変形モデル: 火道周囲岩体の変形による火道半径の変化を、マグマのみかけ粘性の変化と読み替えたモデル (Ida, 1996). (c) 揮発性成分モデル: 火道内のマグマ平均粘性は Total dissolved volatile content によるとするモデル (Wylie, 1999).

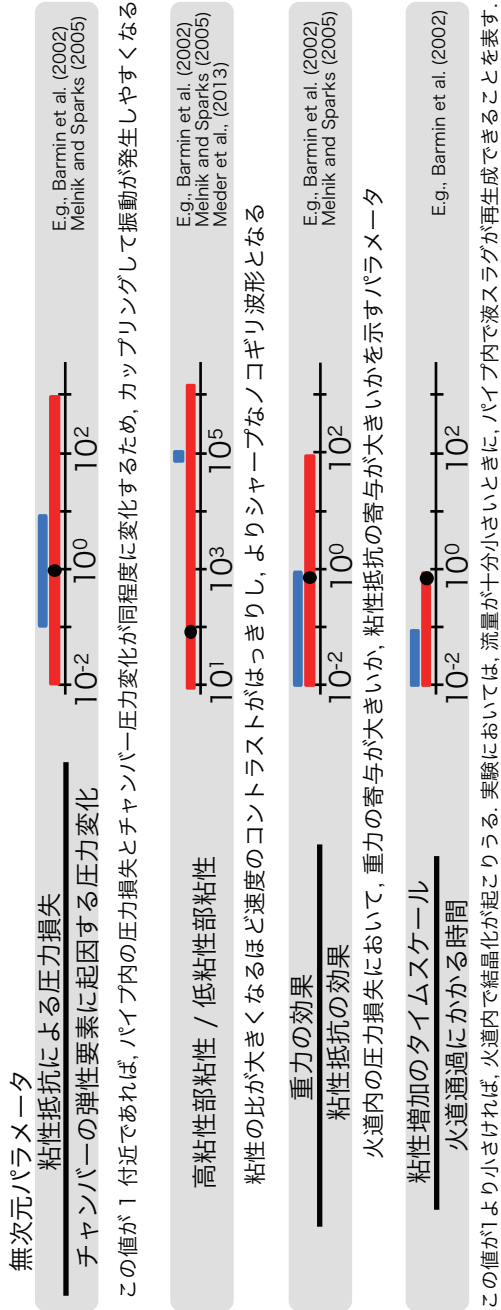


Figure 44: 実験と火山モデルの無次元パラメータ比較: 青と赤のバーで示した範囲はそれぞれ実験と火山モデルのパラメータ範囲。は火山モデルの例, 密度 2500 kg/m^3 , 火道長さ 7200 m , 火道半径 9 m , チャンバー体積 0.56 km^3 , チャンバー実効圧縮率 $3 \times 10^{10} \text{ Pa}$, 粘性率 $6.4 \times 10^5 - 10^7$, $Q_{\text{inM}} 1 \text{ m}^3/\text{s}$, 粘性増加のタイムスケール 10^6 s (St.Helens (1980-1986), Barmin *et al.* (2002))

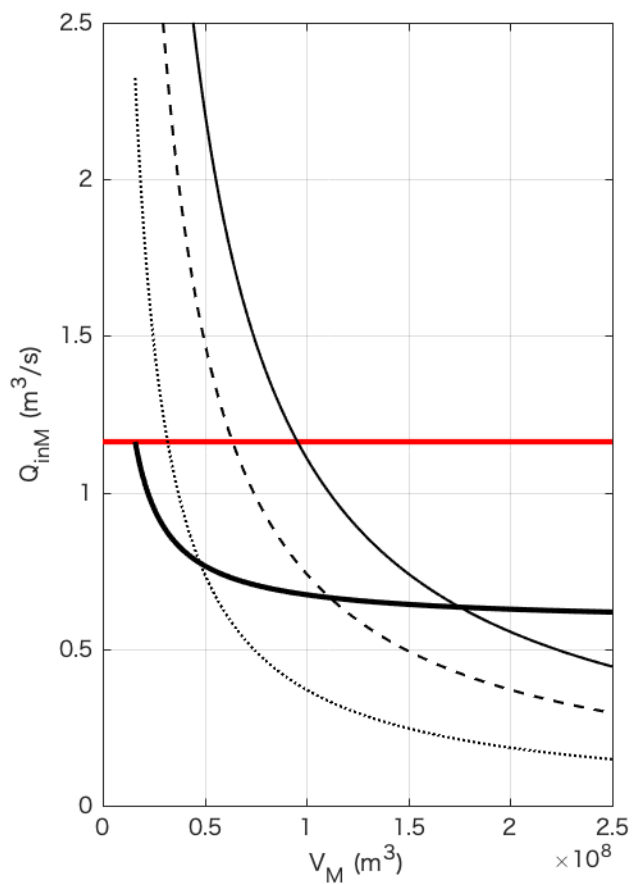


Figure 45: 結晶化モデルの振る舞い: 赤線よりも大きい Q_{inM} では、火道内での結晶化が間に合わず、低粘性・高流量の定常状態になる。黒太実線よりも $Q_{inM}-V_M$ が小さいときには、火道内で生じる結晶化マグマと、火口で取り除かれる結晶化マグマがバランスした定常状態にあり、中間的な状態で、マグマ溜り圧力・流量が周期的に振る舞う。黒点線、破線、実線はそれぞれ、 R_p が 1, 2, 3 になるラインを示す。

2.5.2 周期の乱れから得られる火山学的示唆

火山活動において、火道内流れの高粘性化条件が乱される状況を検討する (Fig. 46).

実験では、過去のパイプ内流れに起因する流路構造の乱れが、液膜流として流下していき、次の液スラグの高粘性化条件を乱していくことで、周期が乱れていく場合があった。この高粘性化条件の乱れは、過去の流れの情報、特にスラグ-環状流遷移の際の液膜流擾乱に影響を受けていた。実際の火山活動において、過去の噴火の情報によって、粘性増加過程が影響を受ける要因として、一つには噴火の噴出物のフォールバックやドレインバックが考えられる。噴出物のフォールバックが火口浅部を埋めることによって、噴火の規模が噴火様式が変化することが、最近のストロンボリ式噴火の観測や、噴出物の組織解析、室内実験から示唆されている (Patrick *et al.*, 2007; Gurioli *et al.*, 2014; Del Bello *et al.*, 2015; Capponi *et al.*, 2016)。また、桜島大正噴火や、新燃岳 2011 年噴火といった、ストロンボリ式噴火よりも比較的継続時間の長い爆発的噴火においても、噴出物が火口にフォールバックし、再び放出されたことが、岩石の組織解析から示唆されている (Yasui *et al.*, 2013; Mujin *et al.*, 2017)。このような噴出物が火口に堆積することによって、マグマヘッドが冷却され、より結晶化が起こり、火道浅部の高粘性化条件が乱されるような状況が考えられる。

また、噴火モデルの高粘性化は、結晶化の位置は火口からであり、実験においても、液スラグ再生成の位置が一定であれば、同じようなサイクルが繰り返されていた。一方、高粘性化が始まる位置が前のサイクルと違えば、周期も異なる可能性がある。Melnik and Sparks (2005) や Kozono and Koyaguchi (2012) では、マグマの破碎は考慮していないものの、大きな流量の流れを爆発的噴火と見なしている。Mason *et al.* (2006) の数値計算によれば、破碎が発生すると、破碎面が火道内を降下していく場合があることを示した。爆発的噴火では火道内の周囲岩体の圧力差により、火道が変形・崩壊する可能性も指摘されている (Dobran, 1992; Costa *et al.*, 2009)。破碎物の再降下だけでなく、火道の崩壊によって、火道内の実効粘性の増加が

火道の途中から始まる場合, 実験と同様に, 前回とは違う規模と周期をもったサイクルになると考えられる.

実験の結果に見られた周期の乱れは, 流路構造の乱れによって発生する高粘性化のタイムスケールと, チャンバーの構造や液部の粘性といった流体の性質によって決まる圧力振動のタイムスケールが同程度であった (§2.4.5). 実際の火山活動においても, 浅部の高粘性化条件が乱されるタイムスケールと, 地下の構造やマグマの性質によって決まる噴火サイクルのタイムスケールとが同程度であるときに, 周期が乱れやすくなる可能性があると考えられる. ストロンボリ式噴火やブルカノ式噴火の地盤変動は, 溶岩ドーム噴火に比べて, 周期が乱れていた (Fig. 4, 6). これらの噴火様式の噴火サイクルは数分から数時間であるが, この噴火間隔のうちに, 火道浅部において, 高粘性のキャップロックが形成されていることが噴出物の組織解析から示唆されている (Gurioli *et al.*, 2014; Miwa *et al.*, 2013). このような周期の乱れは, 地下からのマグマ供給流量が時々刻々と変化している可能性もあるが, 一方で, 浅部の高粘性化のタイムスケールと, 噴火サイクルのタイムスケールが同程度であることから, 実験と同様に浅部高粘性化条件の違いによって周期が乱れる可能性もあると考えられる. ドーム噴火にともなう地盤変動は, 数日-数年といったタイムスケールであり, ストロンボリ式やブルカノ式噴火にともなう地盤変動よりも Unimodal な周期になっている (Voight *et al.*, 1998; Barmin *et al.*, 2002). 火道浅部での高粘性化のタイムスケールに対して, 地下のジオメトリやマグマの性質, 地下からの供給流量に支配される噴火サイクルのタイムスケールが十分に大きく, 数日-数年であることも, 溶岩ドーム噴火にともなう地盤変動サイクルが比較的 Unimodal なサイクルになる一つの要因であることが実験から示唆される.

実験からは, 過去の流れが流路構造を乱し, 次の流れの高粘性化条件を変えることで, 周期が乱れていく可能性があることが示唆された. この示唆を踏まえて, 火山モデルや観測記録の解釈の際に, 噴出物の再降下や, 火道の崩壊, 破碎面の降下といった効果を想定すること

で, 周期の乱れを説明できる可能性があると考えている.

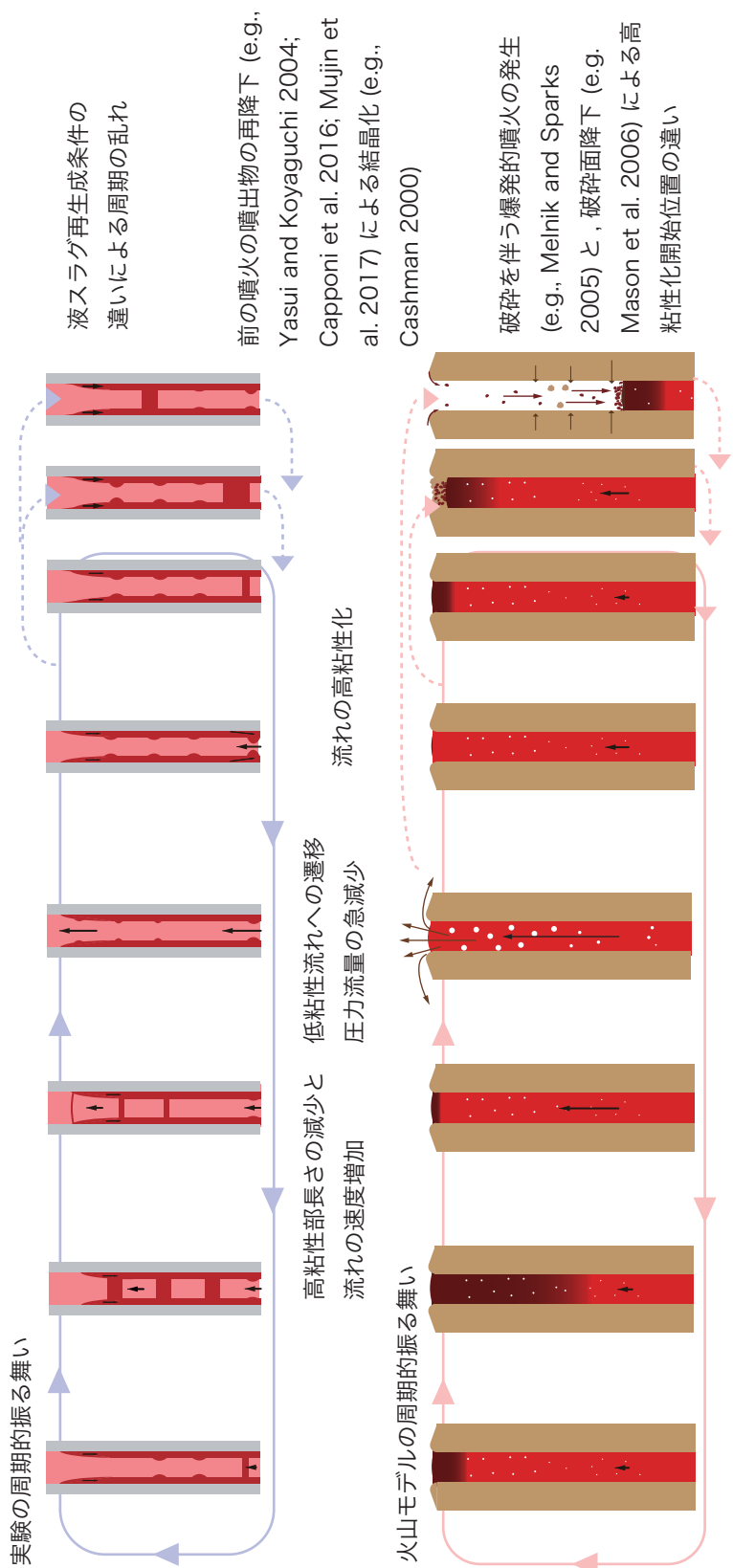


Figure 46: 周期の乱れから得られる火山学的示唆

3 室内実験: 空気振動

実験において, §2 では主にチャンバー内の圧力変動に着目してきた. 実験では, チャンバーの圧力変動を計測するとともに, パイプ上端において空気振動も計測している.

火山活動にともなっても, 主に 20 Hz 以下の帯域にパワーを持つ空気振動 (以下, 空振) が観測される. 空振観測は, 天候不良や夜間, 離島での噴火といった監視カメラ等を備えた観測点がない場合でも, 噴火発生とその方向を検知することができるため, 防災上の観点から重要な物理観測量の一つである. また, 空振はそれぞれの火山活動において, 様々な特徴的周波数・波形を持っており, 発生メカニズムを考えることによって, 噴火機構の理解や, 噴出量・噴出率といった噴火パラメータを推定できることが期待される.

本章では, 実験で計測した空気振動を解析して, 発生メカニズムを特定し, 同時に記録したチャンバー圧力や流動様式との対応関係を明らかにすることを目的とする. 実験の空気振動に関しては, 特に周波数構造に着目した上で, メカニズムを検討する. また, 空気振動とチャンバー圧力の対応関係を踏まえて, §4 では火山活動において観測される空振と, 地盤変動の関係性を検討する.

3.1 これまでの研究

まず, §3.1.1 では, 火山活動にともなう空振発生の物理過程を, ガス Cavity または気泡の破裂と考え, 室内実験により再現した先行研究について, 特徴的な周波数ピークに着目しながらまとめる. 次に, §3.1.2 では, 火山活動にともなって計測される空振の特徴的周波数構造についてまとめる. また, §3.2.3 以降に示す実験の解析では, 空気振動とチャンバー圧力の対応関係に着目するため, §3.1.3 に空振とその他の物理観測量との関係を調べた先行研究をまとめる.

3.1.1 室内実験による気泡・Cavityの破裂にともなう圧力波の研究

Vidal *et al.* (2006) では、円筒状の Cavity 上部に張った石けん膜が、Cavity 内部の過剰圧によって割れる際の空気振動を計測した。この実験は、大気泡が火道浅部で破裂すると考えられているストロンボリ式噴火 (Chouet *et al.*, 1974; Blackburn *et al.*, 1976; Vergnolle and Brandeis, 1996) での空振発生プロセスを再現していると考えられている (Vidal *et al.*, 2010; Gerst *et al.*, 2013)。この実験において、発生する空気振動の周波数構造は、Cavity 内の定在波、すなわち、閉管の気柱共鳴で説明できる。一方で、破裂後、管の外で計測した空気振動の振幅は、破裂直前の Cavity 内の過剰圧には相関せず、膜の破裂過程に大きく影響される。すなわち、キャップの破裂・破壊をともなうような噴火においても、空振の振幅はキャップの破裂・破壊過程に影響を受ける可能性が示唆される (Vidal *et al.*, 2010)。Sánchez *et al.* (2014) では、石けん膜の代わりに、Elastic membrane を用いて破裂速度を制御した実験を行った。この結果、やはり特徴的な周波数は閉管気柱共鳴で説明できる。また、膜の破裂速度を制御すれば、破裂前の過剰圧が小さい (この実験では 24 kPa 以下) 時に、破裂前過剰圧と破裂時の空気振動振幅が線形な関係にあることを示した。

流体内を上昇し、表面で破裂する気泡によって発生する空気振動も、室内実験によって調べられている。James *et al.* (2004) では、鉛直パイプ内に満たされたニュートン流体中のガススラグの上昇と破裂過程における空気振動を計測した。連続的なガススラグの上昇と破裂の際に計測された空気振動の特徴的な周波数は閉管の気柱共鳴で説明できる。Spiel (1992) では、気泡サイズよりも十分に大きな水槽中を上昇する気泡の破裂によって生じる空気振動を計測した。空気振動の特徴的な周波数は気泡破裂時の気泡体積と、気泡サイズに対して小さい開口面積に由来するヘルムホルツ共鳴であると推定している。Divoux *et al.* (2008) では、非ニュートン流体中を上昇する気泡の破裂にともなう空気振動を計測した。空気振動の特徴的な周波数は、カスプ状に尖った気泡の形状に依存する共鳴音であると推定している。

3.1.2 観測空振の特徴的周波数構造

ストロンボリ式噴火では、低粘性マグマ中を大気泡が上昇し、表面で破裂すると考えられている。大気泡の破裂にともない、継続時間が数秒程度のパルス状空振が発生する。Vergnolle *et al.* (1996) では 1992 年、ストロンボリ島 (イタリア) において空振観測を行った。この観測では Brüel-Kjær 社製マイク (Type 4155, 1 Hz - 70 kHz, Type 4165, 4 Hz - 20 kHz) を用いて、3 点の観測点 (東火口から約 250 m 地点に 2 点, 約 370 m 地点に 1 点) で、1 kHz サンプリングで空振を記録した。この時期のストロンボリは、西火口ではマグマを目視でき、泡の破裂が確認できる。一方で、東火口の活動は比較的穏やかであった。東火口で発生した爆発の際に観測した空振にともなって、Fig. 47a のような波形を観測し、主要相では約 10 Hz にピークを持つ (Fig. 47c)。この波形を説明するメカニズムとして、Vergnolle and Brandeis (1996) では、気泡破裂前の、気泡膜振動が提案されている。しかし一方で、近年のレーダー観測を用いた大気泡膨張過程における気泡膜移動速度の直接観測 (Gerst *et al.*, 2013) によれば、膜の振動は計測されず、大気泡は空振波形の希薄相が始まる前に破裂しており、特徴的周波数は膜の破裂後、表面に取り残された空洞部分の共鳴であると推定している (Fig. 48)。

ブルカノ式噴火は島弧の安山岩質火山でしばしば発生し、単発的・間欠的に爆発が起こる噴火である。Iguchi *et al.* (2008) では、地震と地盤変動観測の解析から、火道浅部のプラグが破壊されることによって噴火が発生していると推定している。主にブルカノ式噴火が間欠的に発生している桜島において、2011 年 7 月から 12 月にかけて、昭和火口の噴火を対象とした空振観測が実施され、噴煙を上げる噴火の空振が、ふたつの特徴的ピーク周波数 (0.2 - 0.5 Hz と 1 - 2 Hz) を持つことが報告されている (Fig. 49) (Yokoo, 2012)。この観測では白山工業社製マイク (SI102) を用いて、昭和火口から約 3.3 km 東にある黒神観測点において、200 Hz サンプリングで、9 台のマイクを用いたアレイ観測を行った。三次元噴煙計算 (Suzuki *et al.*, 2005) によって、噴出率 10^6 kg/s、噴出速度 133.67 m/s、温度 1273.15 K、火口直径 20.37 m の時の噴煙

を再現すると、0.3 - 0.6 Hz あたりにパワーが集中し、1 - 2 Hz 付近のシグナルは含まれない。一方で、実際の観測値においては、1 - 2 Hz のシグナルは噴火発生の有無と関係なく観測される。従って、*Yokoo* (2012) では、0.2 - 0.5 Hz のシグナルは噴煙から放射されており、1 - 2 Hz の周波数帯のシグナルは、火口や火道部分がガスや噴煙の通り道となることで固有振動数が強められるのではないかと考えられている。

継続時間が長い、微動型の空振も報告されているが、本実験では、チャンバー圧力振動にもなっており、パルス的な空気振動が発生しているため、微動型空振の先行研究は簡潔にまとめる。

チリのピジャリカ火山では、溶岩湖内マグマの対流と、表面での気泡破裂が発生している時期に、0.77 Hz 付近にピークを持つモニタリングな空振が報告されている (*Ripepe et al.*, 2010a; *Goto and Johnson*, 2011). *Ripepe et al.* (2010a) では、計測されるモニタリングな周波数ピークは気液二相流の重力的な不安定による火口湖表面の振動に起因すると推定した。一方で、*Goto and Johnson* (2011) で撮影したビデオ映像によれば、火口湖表面での対流や脱ガス活動と、空振記録との間に明瞭な関係が見られなかったことから、特徴的周波数は空洞状の火口内気体の体積振動、すなわちヘルムホルツ共鳴であると考えられている。このような空洞状の火口内のヘルムホルツ共鳴と考えられる空振は、キラウェア火山 (ハワイ)、ハレマウマウ火口における連続的な脱ガス活動の際にも報告されている *Fee et al.* (2010a)。この活動で観測された空振には、もう一つ特徴的なピークがあり、空洞状の火口内の定在波であると推定されている (Fig. 50)。

セントヘレンズ山 (アメリカ) では、2005 年 3 月に、最大高度が 9 km 程度の噴煙柱を形成する噴火の際に、0.2 Hz 付近に周波数ピークを持つような空振を観測した (Fig. 51)。この周波数構造は、ジェットノイズの周波数構造と相似しており、自己相似的なノイズ (Large-scale turbulence) 生成メカニズムの存在が示唆される (*Matoza et al.*, 2009)。

エクアドルのトゥングラワ火山 (*Fee et al.*, 2010b) では, 2006 年 7 月 14-15 日 (UTC) の噴火で, 火口直上に噴煙柱を形成する継続的なジェット噴出の際に, 0.25 Hz 付近と 1 Hz 付近に幅の広い 2 つのピークを持ち, その間にノッチを持つような周波数構造を持つ空振を記録した (Fig. 52 点線). 一方で, 7 月 15 日 2:45 (UTC) ごろに発生した Pyroclastic density current (PDC) にともなって記録された空振では, 0.25 Hz のみにピークを持つ周波数構造であった. 1 Hz 付近のピークは, 噴煙柱を形成するような噴火において見られる特徴的ピークであることから, 自己相似的なノイズ (Large-scale turbulence) 生成メカニズムの存在が示唆される (*Matoza et al.*, 2009). また, 0.25 Hz のピークは, PDC 発生時においても見られたことから, 流れと火口壁との相互作用に起因すると考えられている.

基本周波数と, その倍音成分を持つハーモニックな微動型空振も多くの火山で報告されている. サンガイ山 (*Sangay*, エクアドル) では, 1998 年 4 月の観測で, Chugging 発生時に基本周波数が約 1 Hz のハーモニックな微動型空振を計測している (*Johnson and Lees*, 2000). Chugging 発生と同期したハーモニックな微動型空振は, アレナル山 (*Arenal*, コスタリカ, 1997 年) (*Hagerty et al.*, 2000), カリムスキー山 (*Karymsky*, ロシア, 1997-98 年) (*Johnson and Lees*, 2000), レベントドル山 (*Reventador*, エクアドル, 2005 年) (*Lees et al.*, 2008), 桜島 (2017 年) (*Sakai et al.*, 1996; *Iguchi et al.*, 2018) でも報告されている.

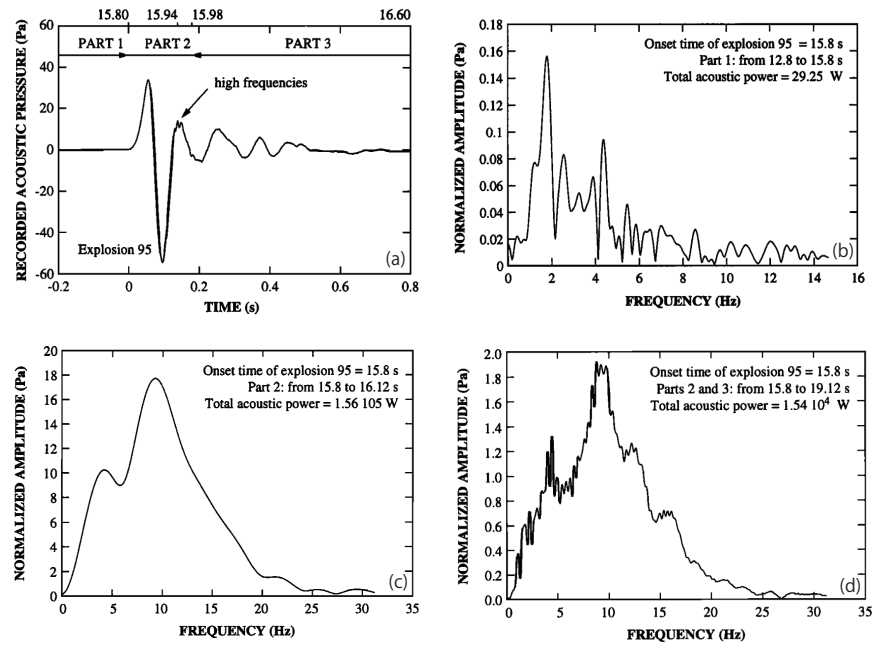


Figure 47: ストロンポリにおける観測例. (a) 波形の拡大図 (b) Stage 1, 爆発直前の波形の周波数構造 (c) Stage 2, 爆発空振波形主要相の周波数構造 (d) Stage 3, 爆発と後続波を含めた周波数構造 (Vergnolle et al., 1996, Fig. 1, 5, 6, 7)

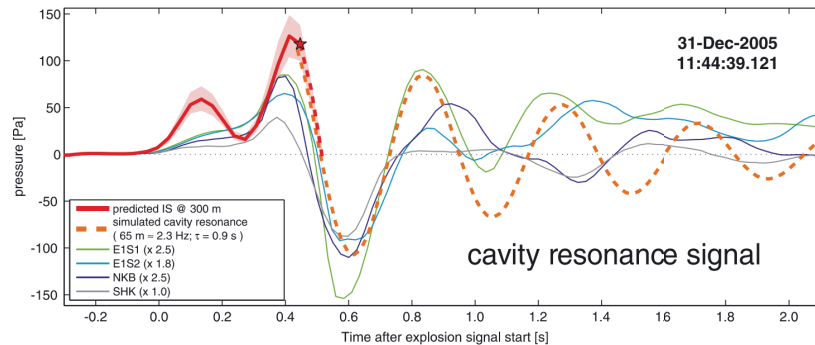


Figure 48: エレバス山における観測例. 大気泡の破裂ともなう空振波形 (細実線). 赤実線は、レーダーを用いた気泡膜の速度から推定した空振波形. 希薄相が始まる直前 (印) に膜は破裂し、その後の波形は空洞部分の共鳴と推定している (破線). (Gerst et al., 2013, Fig. 14)

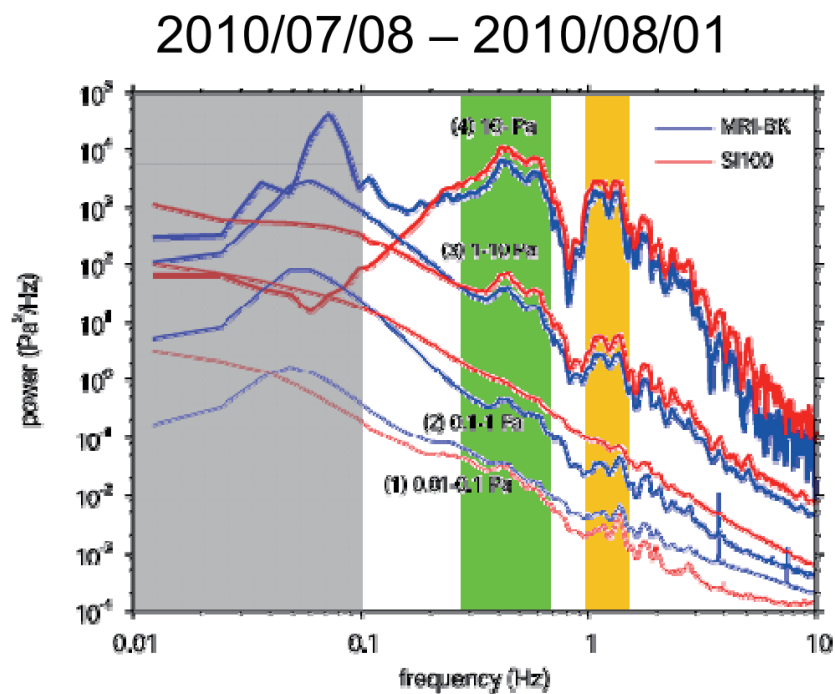


Figure 49: 桜島における観測例. 1 分間の RMS が (1) 0.01 - 0.1 Pa, (2) 0.1 - 1 Pa, (3) 1 - 10 Pa, (4) 10 - Pa となる空振波形の平均パワースペクトル. 0.2 - 0.5 Hz と 1 - 2 Hz のあたりにピークを持つ (Yokoo, 2012, Fig. 4).

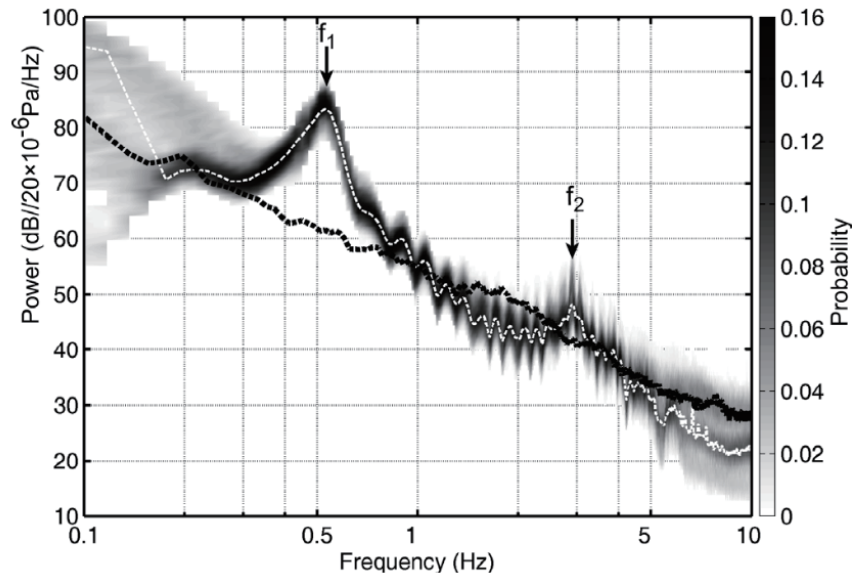


Figure 50: キラウェアでの観測例. 2008年3月19日13時から19時の空振波形パワースペクトル密度の確率密度. 白点線が確率のピーク値. 0.5 Hz 付近と 3 Hz 付近にピークがある. 黒点線はバックグラウンドノイズレベル. (Fee et al., 2010a, Fig. 3)

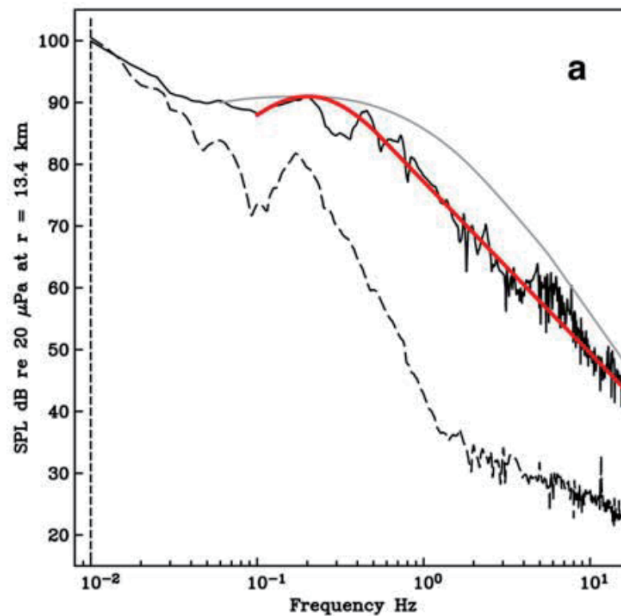


Figure 51: セントヘレンズ山における観測例. 噴煙柱を形成する噴火の空振記録の周波数構造 (黒実線, 黒点線は噴火前のバックグラウンド). 赤線は Large-scale turbulence のスペクトル構造, グレイ線は Fine-scale turbulence のスペクトル構造. (Matoza et al., 2009, Fig. 2)

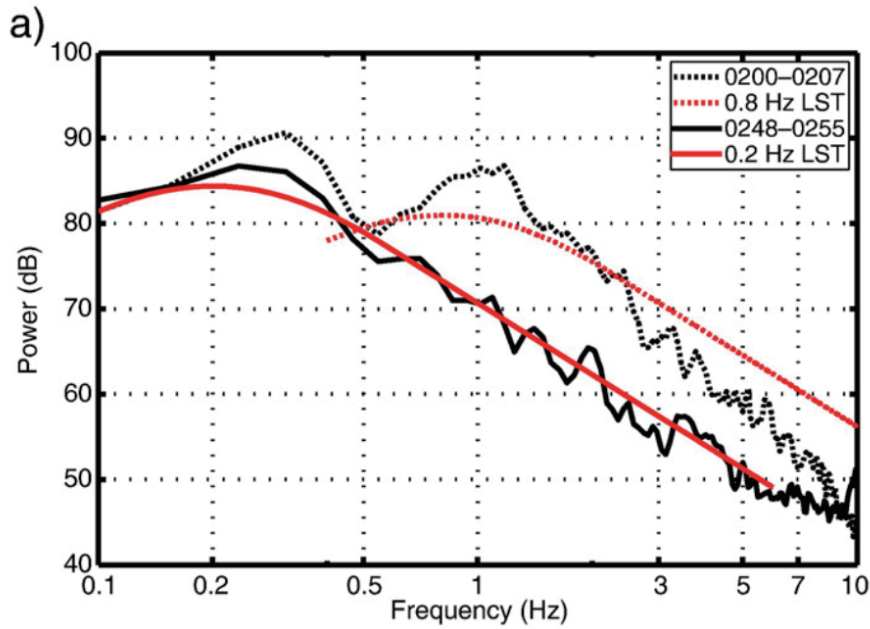


Figure 52: トウングラワ山における観測例. 黒点線は連続的なジェットと共に, 噴煙柱を形成する噴火中の空振波形スペクトル. 黒実線は噴煙柱が崩壊し, PDCs が発生した際の空振スペクトル. 赤線と赤点線はそれぞれ 0.2 Hz と 0.8 Hz にピークを持つときの Large-scale turbulence のスペクトル構造. (Fee *et al.*, 2010b, Fig. 9)

3.1.3 空振記録を基にした噴火パラメータの推定

火山活動にともなう空振記録の解析と、そのほかの物理観測量とを用いることで、噴火の物理過程や、パラメータを推定する試みがなされている。

爆発的噴火にともなうパルス状の空振に関しては、空振のソースが単純なモノポールソースであると仮定し (Lighthill, 1978), 積算体積を推定する手法が提案されている (Johnson, 2003). この手法を用いて、空振から見積もった積算体積と、そのほかの観測量とが比較されている。

火山灰の放出が少なく、ガスの放出が主であるような、Gas-rich な火山活動において、Dalton *et al.* (2010) では、モノポールソースを仮定して空振波形を二回積分して推定した噴出体積と、UV カメラを用いた SO_2 噴出体積との関係を調べ、おおむね比例関係にあることを示した。また、多くの火山灰放出をともなう Ash-rich な火山活動、とくに爆発的噴火に関して、Fee *et al.* (2017) では、桜島の爆発空振から推定した噴出量、火山灰降下量、ガス観測から推定した噴出量とを比較した。この結果、空振から推定した噴出量と、火山灰の堆積分布から推定した噴出量とは、一桁程度のばらつきをもって比例関係があると主張している。Yamada *et al.* (2018) では、空振波形の積分から推定した噴出体積 (V_{inf}) と、時定数の短い噴火にともなう噴煙をサーマルに近似することで推定した噴煙体積 (V_b) の関係を調べた。この結果、 $V_b/V_{inf} = 16$ という関係を得た。空振から推定した体積は、爆発の初動段階で火口付近で押しつけられた体積を反映していると考えている。

しかし一方で、Gas-rich, Ash-rich な噴火それぞれに、単純にモノポールソースを仮定して良いかは自明ではない。Delle Donne *et al.* (2016) では、イタリア、ストロンボリ火山における空振記録に対して、いくつかの手法を用いて爆発時のガス放出量を推定し、Thermal camera を用いた熱エネルギーと、カメラを用いた SO_2 ガス放出量と比較している。空振の主要相を用いた推定ガス放出量と熱エネルギーは、Gas-rich なイベントでは相関が良いが、Ash-rich で継続時間が長いイベントでは相関が悪い。一方で、空振の後続波まで考慮する手法を用いた空

振ガス放出推定量は, Gas-rich なイベントも Ash-rich なイベントも熱エネルギーとよく相関している (Fig. 53).

Ichihara (2016) では, 新燃岳 2011 年噴火の際に観測された 3 回のサブプリニー式イベントにおいて, 地盤変動から推定した噴出率 (\dot{V}_m) と, 地震・空振パワー (SET, AET) の関係を調べた. この結果, 準定常的サブプリニーイベント発生時には, \dot{V}_m は SET とも AET とも, 線形関係にあることを示し, 定常的な噴火の際の空振が, 破砕面での連続的な爆発によって励起されていると推定している. この結果からは, ある特定のイベントにおける空振に着目すれば, 空振と噴出率・量の対応関係を見出すことができる可能性が示唆される.

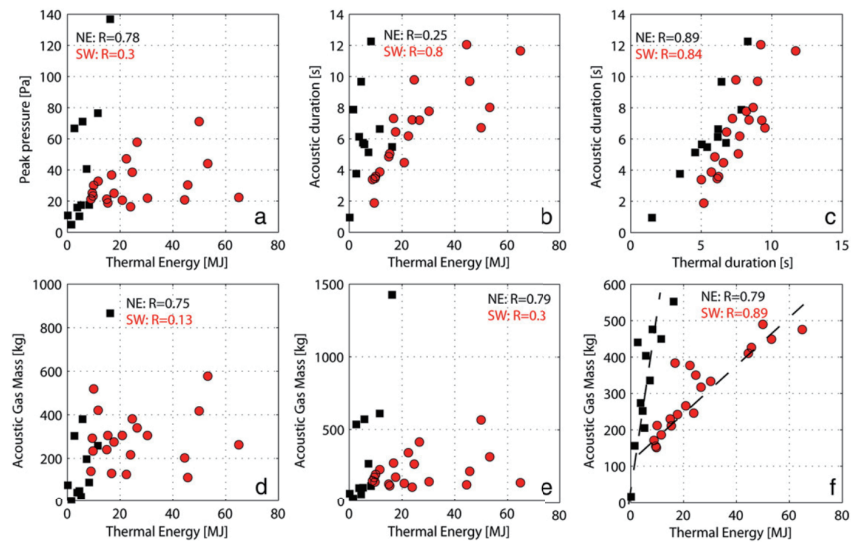


Figure 53: イタリア, ストロンボリ島で観測した空振記録と, 熱カメラ映像から推定した熱エネルギーとの比較. NE 火口 (\blacksquare マーカー) での噴火は火山灰放出が少ないガス放出が主であり, SW 火口 (\bullet マーカー) では火山灰を多く放出する噴火であった. (a, b, c) は空振活動のピーク値と, 空振・熱活動の継続時間. (d), (e), (f) は横軸熱エネルギー, 縦軸は空振記録から推定した噴出量で, それぞれ, (d) 空振波形の二回積分, (e) 空振の最大値, (f) パワーの 1/4 乗の積算値で推定している (*Delle Donne et al., 2016, Fig. 3*).

3.2 実験結果

実験装置及び実験手法は §2 で行なった実験と同じである。本章では液スラグ膜の破裂によって発生し、パイプ上端のマイクで捉えた空気振動に着目する。そして、空気振動と、前章で議論したチャンバー圧力振動との関係に主眼を置く。

3.2.1 計測された空気振動の概要

Unimodal STW が発生している時 ($Q_{in} = 0.6 \text{ cm}^3/\text{s}$, $V_c = 122 \text{ cm}^3$) のチャンバー圧力と空振記録の時間変化を Fig. 54 に示す。振幅の大きな ($> 10 \text{ Pa}$) 空気振動は、STW の急激な圧力減少と同期している。空気振動の代表的な波形とスペクトルを Fig. 55 に示す。実験において、圧力急減少の有無を問わずに、空気振動パルスの最大振幅が 1 Pa 以上になるようなパルスを取り出し、縦軸が周波数、横軸がパルスイベントになるように並べた図を Fig. 56 に示す。イベントは、 20 Hz 付近のピークの大きさでソートしてある。この結果によれば、低周波帯 ($\sim 20 \text{ Hz}$) にピークを持つ波形は、 $230 - 270 \text{ Hz}$ 付近にもピークを持つ。一方で、低周波帯にピークを持たないパルスは、 $180 - 200 \text{ Hz}$ 付近に明瞭なピークをもち、 270 Hz 付近に小さいピークを持つ。この実験条件で発生する空振のうち、半数程度は低周波帯にピークを持たない空振であった。以下、低周波帯 ($< 50 \text{ Hz}$) と高周波帯 ($> 150 \text{ Hz}$) にピークを持つパルスを低周波パルス、高周波帯 ($> 150 \text{ Hz}$) のみにピークを持つパルスを高周波パルスと呼ぶ。

Small fluctuation 発生時、すなわち、連続的なスラグ流が計測される際のチャンバー圧力と空振記録を Fig. 57 に示す。STW 発生時と比較して、チャンバー圧力変動との対応は不明瞭であるが、概ね緩やかな圧力減少と空気振動の発生が対応している。代表的な波形を Fig. 58 に示す。パルスの振幅は STW 発生時と比べて小さく、低周波帯にピークがみられない。Fig. 59 に Fig. 56 と対応した図を示す。この実験条件では、 $180 - 200 \text{ Hz}$ 程度に基本周波数を持つ振動が発生している。波形及び周波数ピークの特徴から、STW 発生時の高周波パルス (Fig.

55a-c) と同じ性質を持つ。

Disturbed STW について、チャンバー圧力と空振記録の時間変化を Fig. 60 に示す。Disturbed STW においても、基本的に大きい振幅の空気振動は圧力の急減少にともなって発生している。代表的な波形を Fig. 61 に示す。Unimodal STW と同様に低周波パルスと高周波パルスが発生している。また、低周波パルスは、Unimodal STW で発生する空気振動波形と比べてバリエーションがある。Fig. 62 によれば、高周波パルスは全体の 1 割程度である。

実験パラメータと、空振の振幅の関係を Fig. 63 に示す。実験パラメータの Q_{in} , V_c と、空気振動パルスの平均振幅は明瞭な相関が見られない。

Fig. 64a, b に、それぞれの圧力変動パターンにおいて発生する空気振動パルスに関して、生波形の振幅と、高周波帯 (50 Hz >), 低周波帯 (50 Hz <) にバンドパスフィルターをかけた場合の振幅との関係を示す。計測した空気振動パルスの生波形振幅は、高周波帯のシグナルの振幅を表しており (Fig. 64b), 生波形振幅と低周波帯振幅は全く関係がない (Fig. 64a)。

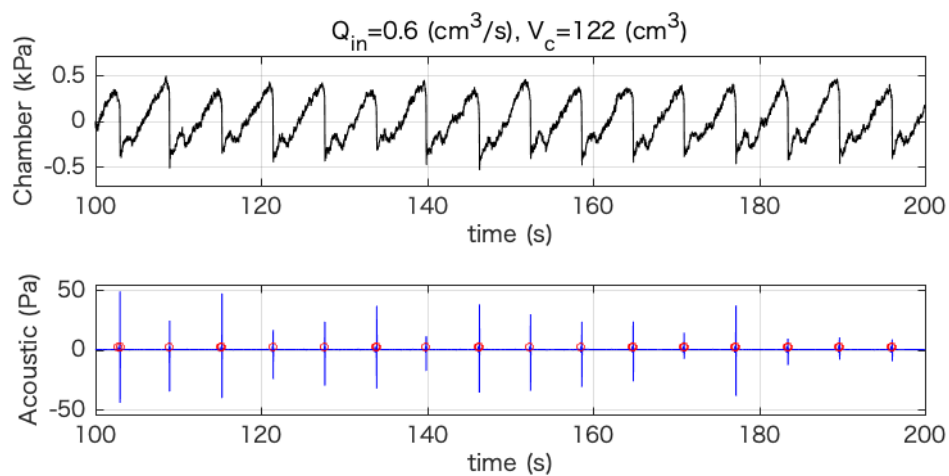


Figure 54: チャンバー圧力と空気振動 (Unimodal STW): 上段 チャンバー圧力波形, 下段: 空気振動波形, 下段の赤 マーカーは, 急激な圧力減少がトリガされた時間.

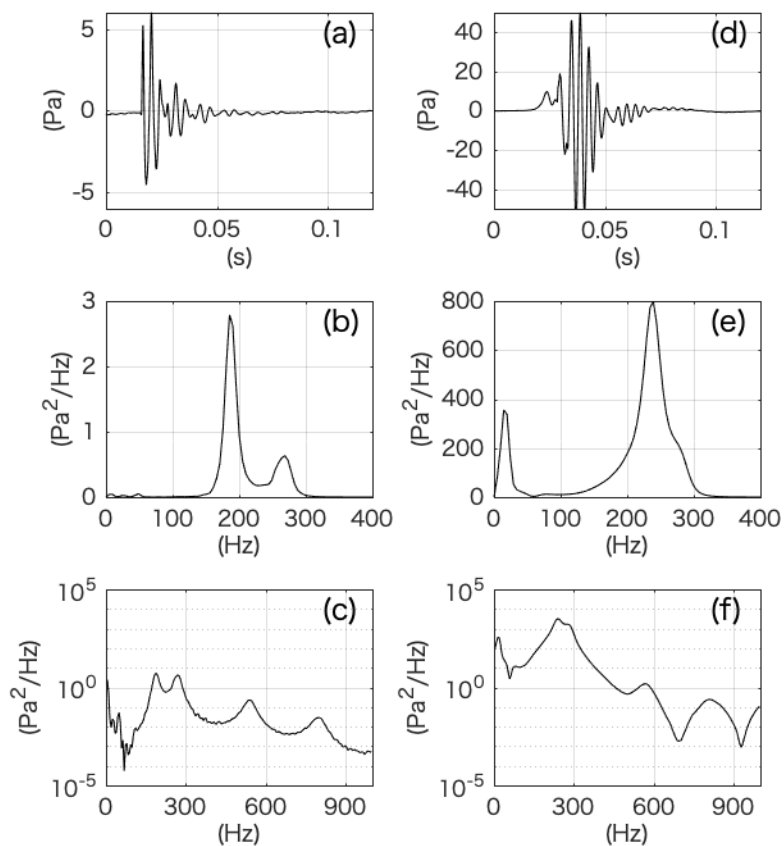


Figure 55: 代表的波形と周波数構造: Unimodal STW. (a) の波形は高周波成分しか持たない高周波パルス (b, c). (d) の波形は高周波成分と低周波成分を持つ低周波パルス (e, f).

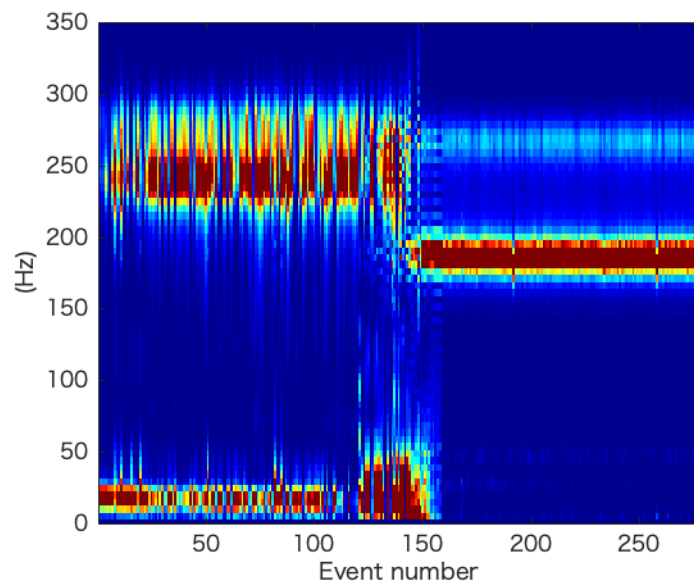


Figure 56: イベント毎のスペクトル構造 (Unimodal STW): 圧力急減少の有無を問わずに, 空気振動パルスの最大振幅が 1 Pa 以上になるようなパルスをトリガした. 縦軸は周波数, 横軸はパルスイベントに並べてあり, 20 Hz 付近のピークの高さでソート.

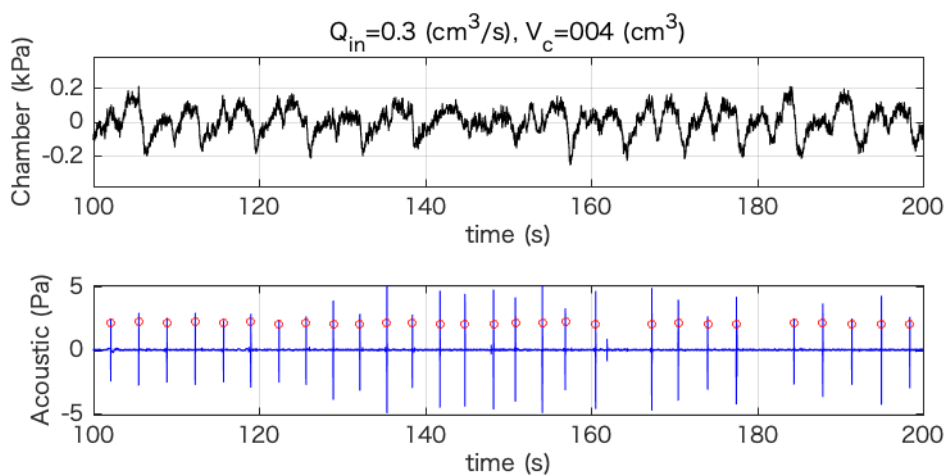


Figure 57: チャンバー圧力と空気振動: Small fluctuation, Fig. 54 のキャプションを参照

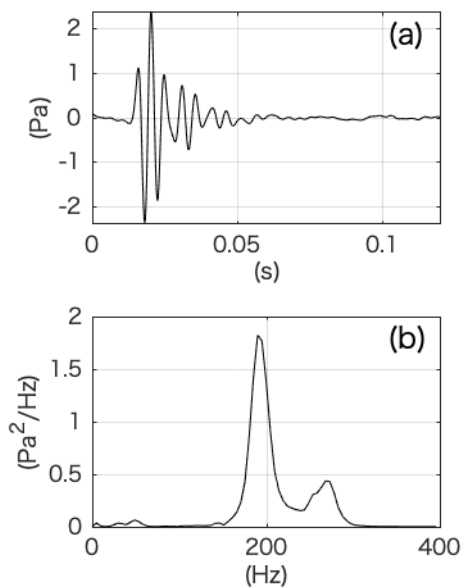


Figure 58: 代表的波形と周波数構造: Small fluctuation

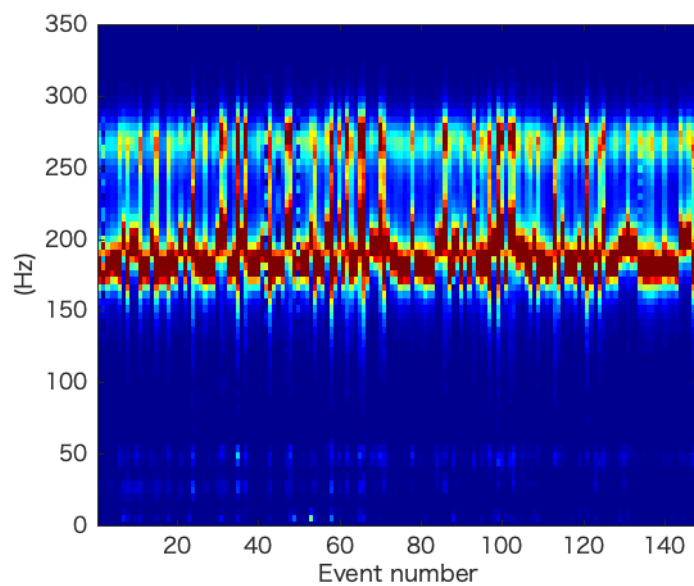


Figure 59: イベント毎のスペクトル構造: Small fluctuation, Fig. 56 のキャプションを参照

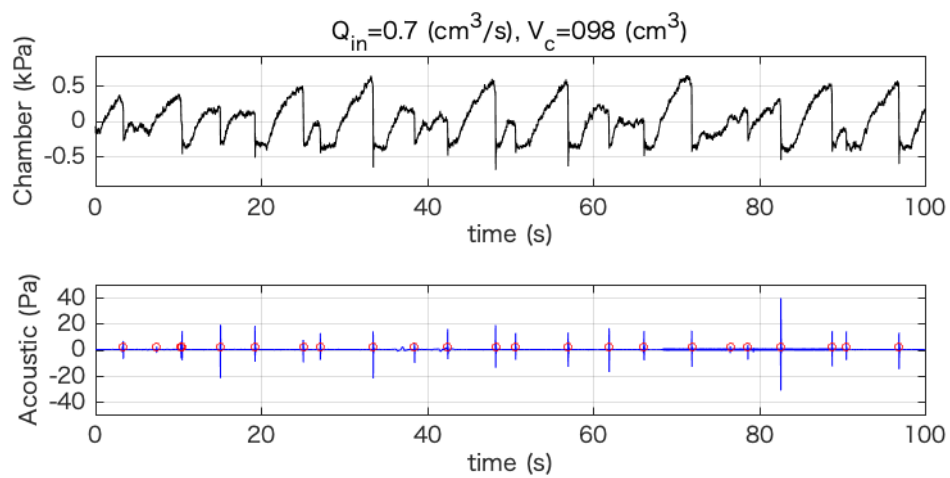


Figure 60: チャンバー圧力と空気振動: Disturbed STW, Fig. 54 のキャプションを参照

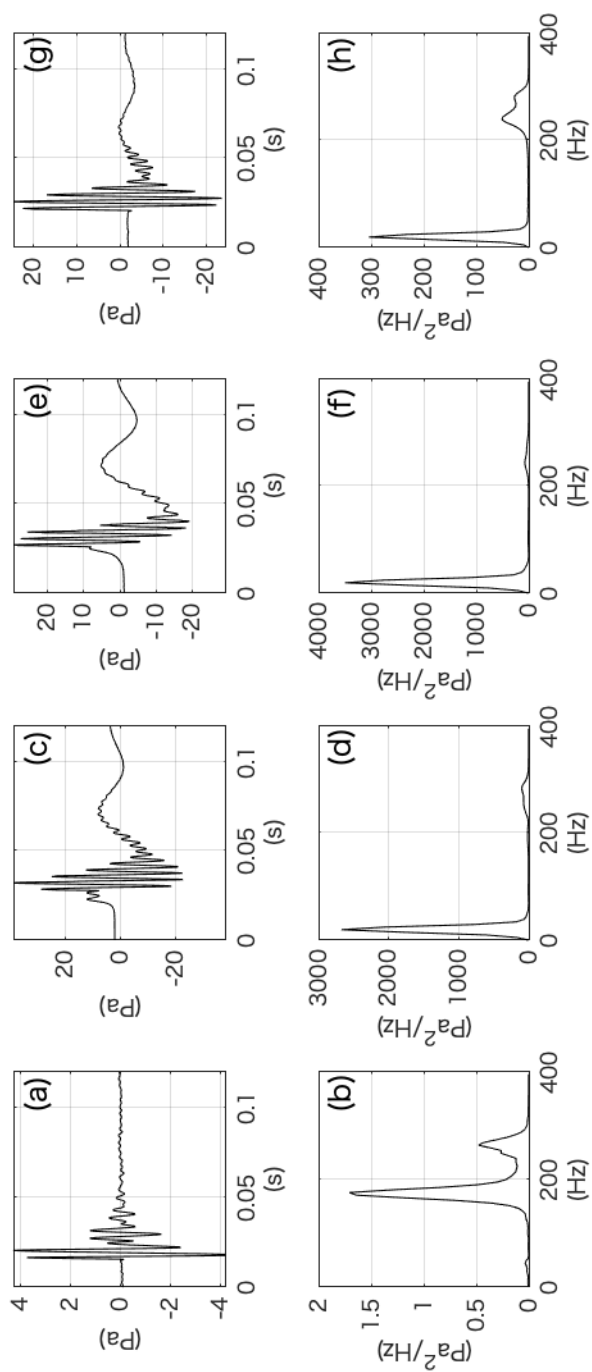


Figure 61: 代表的波形と周波数構造: Disturbed STW 発生時の代表的波形; (a, b) 高周波パルス, (c-h) 低周波パルス; (c, d) Type 1; (e, f) Type 2; (g, h) Type 3

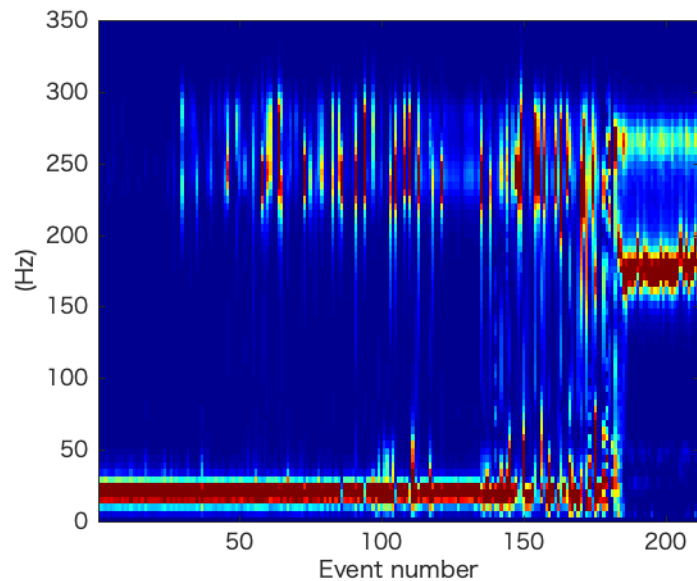


Figure 62: イベント毎のスペクトル構造: Disturbed STW, Fig. 56 のキャプションを参照

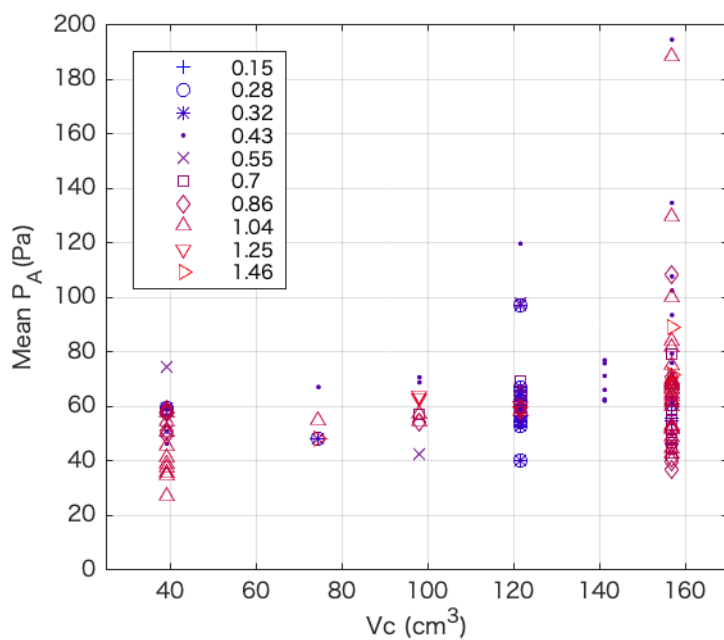


Figure 63: 実験パラメータ (V_c , Q_{in}) と空気振動振幅: マーカーは Q_{in} の違いを表す. 凡例の単位は cm^3/s .

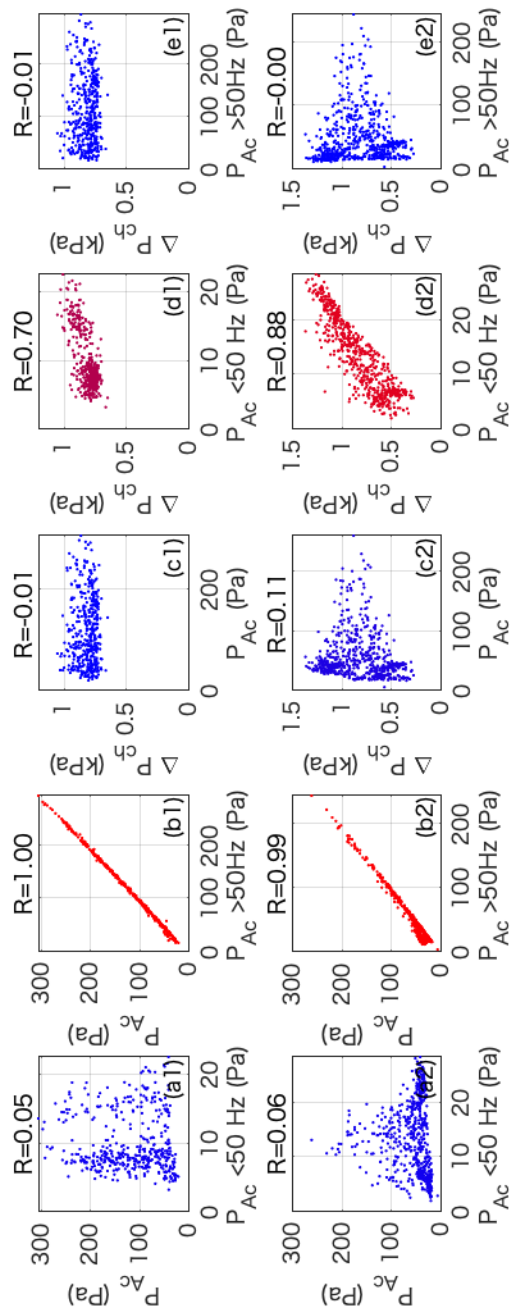


Figure 64: 空気振動とチャンバー圧力振動比較: a1-e1はUnimodal STW, a2-e2はDisturbed STWの結果を示す. 空気振動はチャンバー圧力急減と対応する低周波パルスの振幅を示す. Rはそれぞれのパラメータの相関係数. (a, b) 空気振動生波形振幅 P_{Ac} と, 空気振動の低周波帯 (< 50 Hz) 振幅 (a), 高周波帯 (> 50 Hz) 振幅 (b). (c, d, e) チャンバー圧力振幅 (ΔP_{ch}) と, 空気振動生波形振幅 (P_{Ac} , c), 低周波帯振幅 (< 50 Hz, d), 高周波帯振幅 (> 50 Hz, e) の比較

3.2.2 パイプ内流れとの比較

実験で撮影したパイプ内流れ映像, チャンバー圧力変化と, 空気振動パルスの発生を比較する.

STW が発生している時, Fig. 65 によれば, チャンバー圧力の急減圧, すなわち, スラグ-環状流遷移が発生する際の液スラグ膜破裂にともなって, 振幅の大きな (> 10 Pa) 空気振動パルスが発生している. この時の波形は Fig. 55d で示した, 低周波パルスである. 低周波パルス発生直後は, パイプ上端からチャンバーまでガス相が一続きになっている. 空気振動波形低周波帯 (< 50 Hz) に, ローパスフィルターをかけた波形と, チャンバー圧力波形を比較する (Fig. 65). 空気振動低周波帯の波形は, チャンバー圧力減圧時の波形と対応しており, 空気振動低周波帯の増減圧にかかる時間 (~ 0.05 s) は, チャンバー圧力の減圧にかかる時間と同程度である.

また, チャンバー圧力の急減圧の直前に, Precursor 的に, 小さな空振パルスが発生している. この時の小さなパルスは, 全ての液スラグが破裂する直前の, 最上端液スラグ膜破裂に対応しており, Fig. 55a で示した高周波パルスに対応している. この高周波パルスが発生するとき, まだパイプの中にはスラグ流れが存在している.

Small fluctuation 発生時, 準定常的スラグ流のうち, 最も上端の液スラグ膜が破裂する際に空気振動が発生している. この時, 前章で記述したように, 一番上の膜が破裂しても, 後続く液スラグ膜は破裂せずそのまま上昇を続けることから, 発生時の状況は, STW における Precursor 的高周波パルスと同じである.

Disturbed STW 発生時には, Unimodal STW 発生時に比べて, 空気振動波形にバリエーションがある (Fig. 61). そこで, パイプ内流れを高速撮影 (8000 frame/s) で撮影することで, スラグ-環状流遷移時の液スラグ破裂過程と, 空気振動波形の対応を検討する.

Fig. 61c のような波形 (Type 1) が発生するときのパイプ内流れと空気振動波形の様子を Fig. 66 に示す. この波形は Unimodal STW の際に発生する低周波パルス (Fig. 55d) とよく

似た波形であり、高周波と低周波の振動がほぼ同時に始まる。このとき、パイプには液スラグが3つ発生しており、便宜上、上からスラグ1, 2, 3とする。この例では、スラグ1が破れた $t = 1210$ ms に、Precursor 的高周波パルスが発生した。次に、スラグ2と3が10 ms 程度の時間差で破裂したが、その時に高周波と低周波を含む振動が発生したことがわかった。

Fig. 61e のような波形 (Type 2) が発生するときのパイプ内流れと空気振動波形の様子を Fig. 67 に示す。波形は緩やかに立ち上がり、そのままピークに達し、その後高周波の振動が発生する。このような特徴は Unimodal STW 発生時にはほとんど見られず、Disturbed STW に特徴的な波形であった。Fig. 67 の例では、液スラグが3つ発生しており、上からスラグ1, 2, 3とする。スラグ1と3は $t = 1650$ ms にほぼ同時に破裂するが、この時、まだスラグ2は膜状になるほど薄くなっていない。スラグ1, 3の破裂をきっかけに、スラグ2の上昇速度は大きくなっていき、 $t = 1720$ ms に破裂する。破裂前の液膜の変形は、Fig. 66 と比べて大きいことから、緩やかな空気振動の立ち上がりは、スラグ2の破裂直前の変形によるものであると考えられる。

Fig. 61g のような波形 (Type 3) が発生するときのパイプ内流れと空気振動波形の様子を Fig. 68 に示す。空気振動波形は、液スラグの破裂の直前に、わずかに周期のやや長い増減圧がある。液スラグ破裂と同時に鋭い立ち上がりについて、高周波振動が始まり、その後低周波振動が続く。パイプ内流れは、パイプ下端で発生した液スラグが、次の液スラグ再生成の前に液膜流内で破裂している。高周波パルス (Fig. 61a) と波形が似ているが、この場合、液スラグ破裂はスラグ-環状流遷移に対応するために、低周波の振動も発生している。

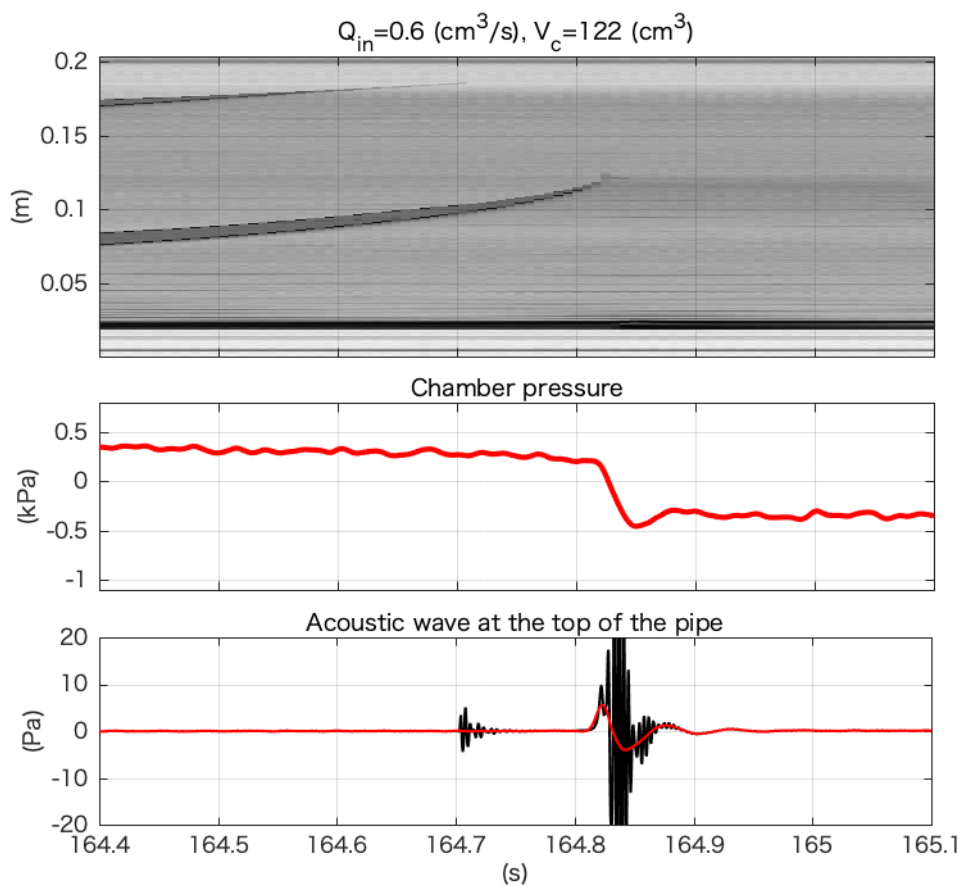


Figure 65: パイプ内流れと空気振動の比較. 上段: スラグ-環状流遷移直前のパイプ内流動画像. $t = 164.7 \text{ s}$ 付近で最上部の液スラグが破裂, $t = 164.8 \text{ s}$ 付近で次の液スラグが破裂し, スラグ-環状流遷移が発生. 中段: チャンバー圧力振動. 下段: 空気振動, 黒は生波形, 赤は 1-50 Hz のシグナル

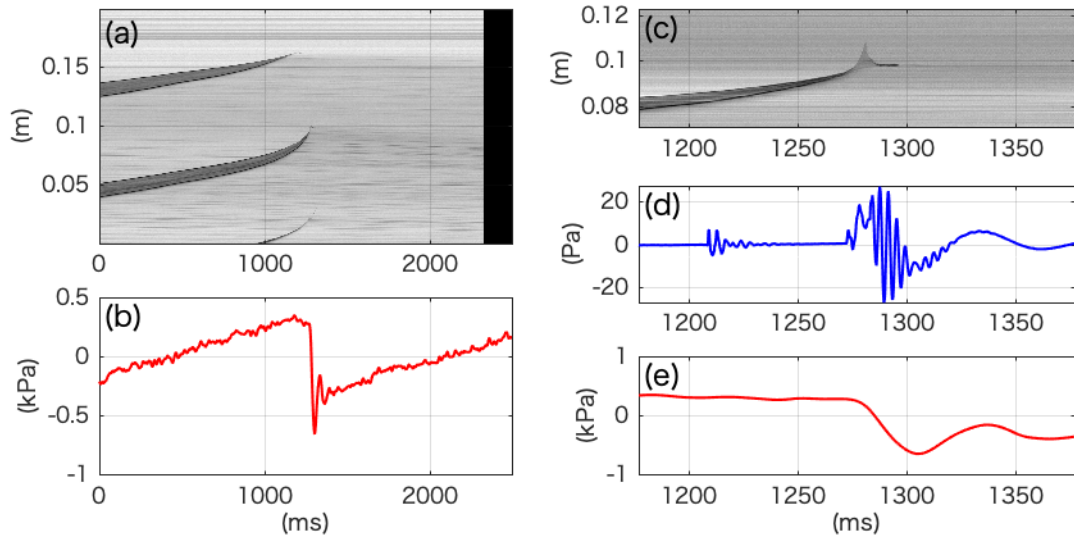


Figure 66: パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 1): (a, c) パイプ内流れ高速度撮影流動画像. (c) は最後に破裂する液スラグ部分の拡大, (b, e) チャンバー圧力, (d) 空気振動. $t = 1210$ (ms) に最上部の液スラグ膜が破裂 (a), $t = 1270$ (ms) に再下端の液スラグ膜が破裂し, $t = 1280$ (ms) に中央の液スラグ膜が破裂する (c).

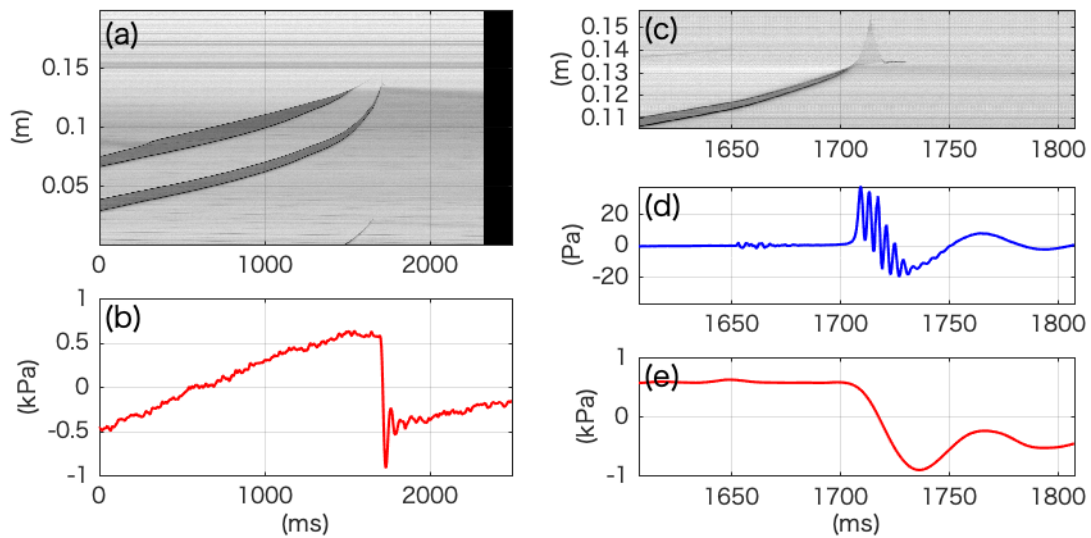


Figure 67: パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 2): 最上部と最下部の液スラグ膜がほぼ同時 ($t = 1650$ ms, a) に破裂し, $t = 1720$ (ms) に中央の液スラグが破裂する (c).

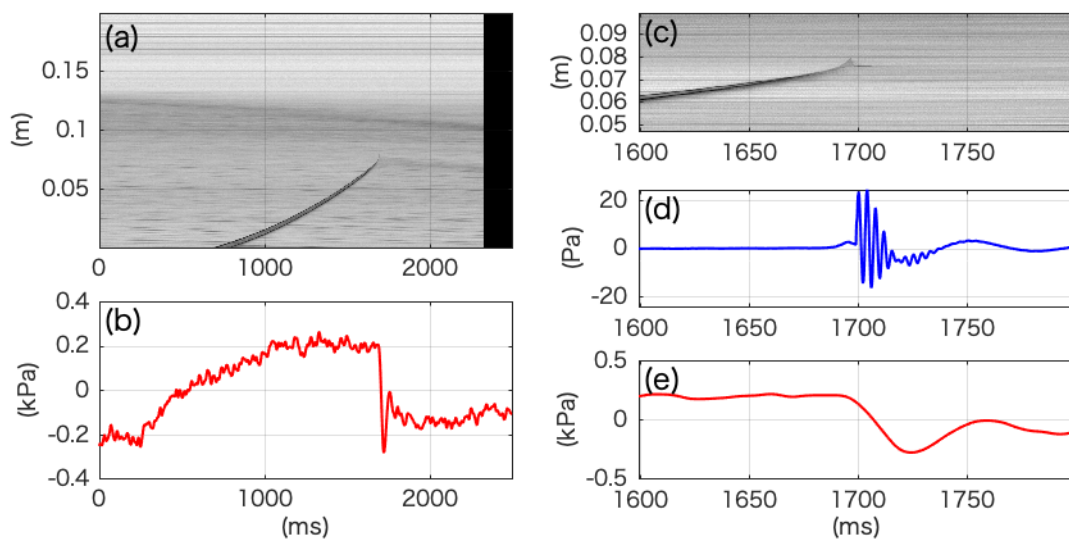


Figure 68: パイプ内流れと空気振動の比較 (Type 3): パイプ再下端で再生成した液スラグが、他の液スラグが再生成する前に、液膜流内で破裂.

3.2.3 空気振動振幅とチャンバー圧力振幅の関係

Unimodal STW, Disturbed STW 発生時の空気振動とチャンバー圧力の関係を Fig. 64 に示す。空気振動パルスは, スラッグ-環状流遷移発生にともなう低周波パルスの振幅と比較する。チャンバー圧力振幅と空振生波形振幅は全く相関がない (Fig. 64c)。これは, Fig. 54 において, Unimodal STW 発生時にチャンバー圧力が毎サイクルほぼ一定であるにもかかわらず, 空気振動パルスの振幅が一定でないことからわかる。低周波パルスは, 低周波帯 (<50 Hz) と高周波帯 (> 50 Hz) にピークを持つことから, それぞれの帯域でローパス, ハイパスフィルターをかけた波形の振幅と, チャンバー圧力を比較する (Fig. 64d, e)。低周波パルスの低周波帯ピークとチャンバー圧力に強い相関がある (Fig. 64d)。Fig. 64d1 ではチャンバー圧力振幅がほぼ一定であるため, 関係がやや不明瞭であるが, Fig. 64d2 ではチャンバー圧力振幅と空気振動低周波帯の振幅に強い相関があることがわかる。

3.3 議論

3.3.1 空振の特徴的周波数構造

実験に見られる空気振動は、低周波パルスと高周波パルスに大別されることが分かった。管内における膜の破裂によって励起される特徴的な周波数がパイプ内の気柱共鳴である可能性を検討する。パイプ内の膜破裂による空気振動に着目した先行研究 (Vidal *et al.*, 2006; Sánchez *et al.*, 2014) では、特徴的な周波数は閉管の気柱共鳴で説明できるとしていた。本実験では、パイプの下端はチャンバー側に解放されており、上端は解放されているため、パイプの構造は両端開口 (開管) になっている。開管の気柱共鳴の n 倍振動 ($n = 1, 2, 3, \dots$) の周波数 f_n^{op} はパイプ長さ L 、音速 c_{air} を用いて、以下のように与えられる:

$$f_n^{op} = \frac{n}{2L} c_{air} \quad (19)$$

高周波パルス発生時には、パイプの途中に液スラグが存在し、上端のみが開口する、閉管となっている。閉管の気柱共鳴の $2n - 1$ 倍振動 ($n = 1, 2, 3, \dots$) 周波数 f_{2n-1}^{cl} は、閉管部分のパイプ長さ L_1 として、

$$f_{2n-1}^{cl} = \frac{2n-1}{4L_1} c_{air} \quad (20)$$

と与えられる。

低周波パルスの発生時、パイプの中は連続したガス流れになっていることから、パイプが開管になっている。また、低周波パルスの低周波帯の増減圧にかかる時間は、チャンバー急減圧にかかる時間と同程度であった (Fig. 65)。これは、空気振動低周波帯のシグナルが、チャンバーからのガスの放出によって励起されている可能性を示唆している。そこで、特徴的な周

波数ピークを作る要因として、チャンバー内のガスがバネの役割を果たすパイプ-チャンバー内全体の共鳴、すなわち、ヘルムホルツ共鳴が考えられる。

ヘルムホルツ共鳴によって励起される周波数 f_h は、パイプの断面積 S とした時、チャンパー体積 V_c を用いて、

$$f_h = \frac{c_{air}}{4\pi} \sqrt{\frac{S}{V_c L}} \quad (21)$$

と与えられる。

Fig. 69 に、パイプ全長 630 mm、パイプ内径 2.5 (1.8) mm、音速 340 m/s とした時の、ヘルムホルツ共鳴および気柱共鳴によって励起される基本周波数を示す。

低周波パルスにおいて、発生する低周波ピークは、パイプ半径が 1.8 mm の時のヘルムホルツ共鳴の周波数ピークとほぼ一致している。装置のパイプ半径は 2.5 mm であるが、液膜流が存在しているため、実効的なガス流路半径が小さくなっていると考えられる。

また、低周波パルスは高周波帯 (230 - 270 Hz) にもピークを持っていた。これは、630 - 700 mm の開管パイプの気柱共鳴基本周波数に相当し、実験パイプの全長 630 mm と整合的である。

高周波パルスのピークはやや低い周波数で、180 - 200 Hz 付近にピークを持っていた、これは、430 - 460 mm の閉管パイプの基本周波数に相当するが、液スラグはパイプ下端から 200 mm 程度のところで破裂するという実験での観察結果と整合的な値である。ただし、どちらのパルスも倍音構造は基本周波数の整数倍からずれており (Fig. 55)、液スラグの存在や、液膜流によるパイプ内の構造を含めて今後さらに検討が必要である。

以上の考察から、実験にみられる空気振動は、低周波帯と高周波帯にピークを持っており、低周波帯はパイプ-チャンバー全体の構造を反映したヘルムホルツ共鳴、高周波帯はパイプの

構造を反映した気柱共鳴の基本周波数によって説明できると考えられる。

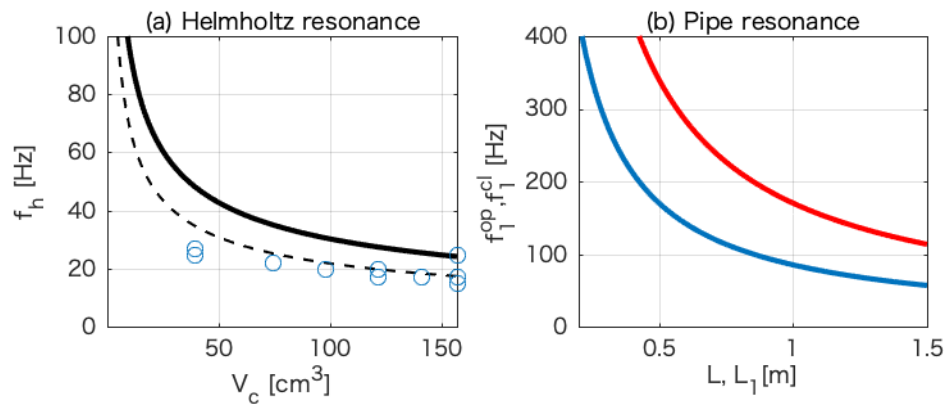


Figure 69: 共鳴による空気振動基本周波数 (a) ヘルムホルツ共鳴によって励起される基本周波数 (f_h): チャンバー体積 V_c , パイプ全長 L ($= 630$ mm), 音速 340 m/s, パイプ内径 2.5 mm (実線), 1.8 mm (点線). マーカーは実験で計測された低周波パルスのピーク周波数. (b) パイプ内の気柱共鳴によって励起される基本周波数, f_1^{cl} (閉管, 青), f_1^{op} (開管, 赤); 閉管部パイプ長さ L_1

3.3.2 空振の特徴的波形

Unimodal STW と, Disturbed STW では, スラグ-環状流遷移発生にともなう低周波パルスの波形の特徴が異なっていた. これは, §2.4.4 でも指摘したように, Disturbed STW における液膜流厚み及び液スラグ上昇速度のばらつきに起因していると考えられる. これについて, 考察を進める.

Unimodal STW が発生しているとき, 液膜流の厚みにはほとんどばらつきがなかった (Fig. 35). このため, 液スラグの上昇の仕方も各 STW サイクルでほとんど変わらない. 高周波パルスは最上部の液スラグだけが先行して破裂することによって発生しており, Fig. 56 によれば, 高周波パルスと低周波パルスはほぼ同数であった. このことから, Unimodal STW では, スラグ-環状流遷移過程も毎サイクルほとんど変わらず, 毎回最上部の液スラグが先行して割れて高周波パルスを発生し, それに続いてパイプ内の液スラグがほぼ一斉に (10 ms 以内) に破裂して低周波パルスを発生していると考えられる.

Disturbed STW では, 液膜流途中で液スラグ再生成が発生することによって, 液スラグの

上昇速度にばらつきが生じ、結果として液膜流厚みにもばらつきが生じていた (Fig. 35). このことで、スラグ-環状流遷移時の液スラグ膜破裂過程もばらつき、様々な空気振動波形が計測されていると考えられる. Fig. 62 によれば、Unimodal STW 発生時に比べて、Disturbed STW では、高周波パルスの割合が少ない. これは、スラグ-環状流遷移の際に、複数液スラグのうち、必ずしも最上部の液スラグから割れ始めるのではなく、下部の液スラグから破裂する、または、複数の液スラグが再生成する前に液スラグが破裂するといった異なるスラグ-環状流遷移過程も含んでいることを反映している. 特に、Fig. 67 の空気振動波形に対応する破裂直前に、液スラグ急速に加速するような時には、それだけ多くの液を液膜流に排出し、大きな液膜流表面擾乱を発生させると考えられる. 大きな液膜流表面擾乱が発生すれば、液膜流途中での液スラグ再生成が発生しやすくなり、Disturbed STW のような周期の乱れを生み出すと考えられる (§2.4.5).

3.3.3 空振各帯域振幅, チャンバー圧力振幅の関係

空気振動波形のうち、ヘルムホルツ共鳴に起因する低周波帯空気振動の振幅は、チャンバー圧力振幅と良い相関を示した. Fig. 70 では、STW が発生するすべての実験条件において、空気振動低周波帯の振幅 (縦軸) と、チャンバー圧力振幅、チャンバー圧力振幅とチャンバー体積の積 (噴出ガス量に相当) を比較した結果である. この結果によれば、空気振動低周波帯の振幅は、チャンバーの圧力振幅、すなわちスラグ-環状流遷移直前のチャンバー過剰圧と良い比例関係にある. 一方で、チャンバーの体積 (V_c) の情報がなければ、噴出ガス量の推定ができないことも示している.

Eq. (21) によれば、パイプの構造 (S, L) と音速が既知でない限り、低周波帯のピーク周波数 (f_h) から V_c を見積もることも難しい. 一方で、音速さえ既知であれば、低周波パルスに含まれる高周波帯のピーク周波数 (f_1^{cl}) から、 L を推定することができる. 例えば、パイプの中

が見えない場合でも, S の値として, 表面で観察できるパイプ上端のガス流路断面積を用いれば, Eq. (21) を用いて V_c を推定できる. ただし, 実験の結果 (Fig. 69) によれば, S の値として液膜流の存在によって実際のパイプ断面積よりも小さいガス流路断面積を用いた方が, 実験パラメータ V_c をより説明することができた. すなわち, S の値としてパイプの断面をそのまま用いると, チャンバー体積を過大評価してしまう可能性には注意が必要である.

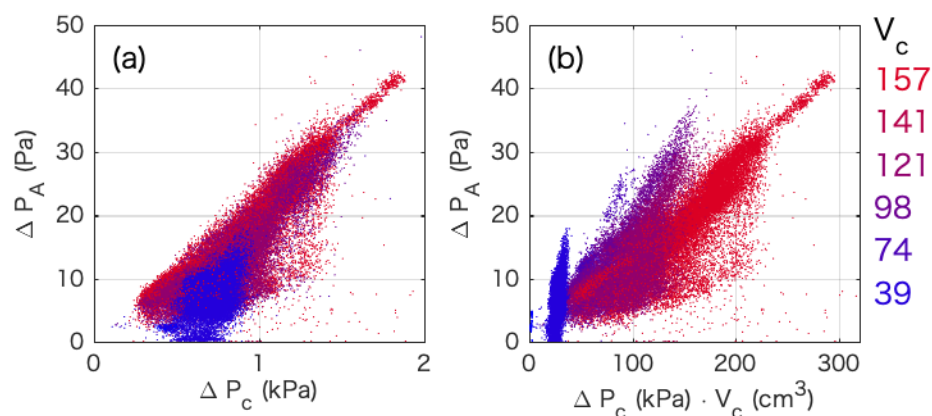


Figure 70: 低周波帯空気振動振幅 (ΔP_A) と (a) チャンバー圧力振幅 (ΔP_C), (b) 噴出ガス量に相当する $\Delta P_C \cdot V_c$ の比較. V_c (cm³) が大きいほど赤くなるように色付けしてある.

3.3.4 火山学的示唆

実験の結果からは、空気振動波形の違いによるチャンバー圧力振動周期への影響を定量的には議論できなかったが、チャンバー圧力振動周期が乱れるような時に、空気振動波形にバリエーションがある、ということを実験の解析から示した。Disturbed STW 発生時に見られた、Fig. 67 の空振波形では、高周波振動に先行して、緩やかな波形の立ち上がりが見られた。このような先行相は、ブルカノ式噴火にともなった観測例が報告されている。Yokoo *et al.* (2009) では、空振波形とビデオ映像を合わせて、爆発の主要相に先行する空振記録の緩やかな増圧は、爆発直前の火口直下ガスポケットの膨張による、浅部プラグの変形に起因していると推定している。実験の結果を基にすれば、このようなプラグの破壊にともなう火口浅部構造の変化や、噴出物の再堆積等が、噴火の周期に影響を及ぼしているかもしれない (§2.5.2)。

もう一つ、この実験から得られた重要な知見は、空振のある特徴に着目すれば、地下の圧力源圧力変化にともなう地盤変動といった地下の情報を含んでいる可能性がある、という点にある。実験では、空振低周波帯のシグナルと、チャンバー減圧が同程度のタイムスケールであり (Fig. 65)、このタイムスケールに相当する低周波帯の空気振動振幅と、チャンバー圧力振幅に対応関係があった。この結果を踏まえると、実際の観測においても、地盤変動と同程度のタイムスケールの空振シグナルに着目すれば、地盤変動と空振の対応関係を見出すことができるのではないかと考える。先行研究において、火山活動にともなって発生する空振と噴出量や噴出率の関係は様々なメカニズムが提案されており、統一的な理解は進んでいないが、特定のメカニズムに着目すれば、噴出量・噴出率といった情報との対応関係を見いだせる可能性がある指摘されている (Ichihara, 2016)。

実験では特定の周波数ピークを含む空気振動周波数帯の振幅と、チャンバー圧力振幅を比較した。火山噴火にともなう空振にも、特徴的な周波数ピークがあることが先行研究で報告されている (Yokoo, 2012)。実験との対比として、火山活動にともなって発生する空振にお

いて、ある特定の周波数帯が、地盤変動といった地下の情報との対応関係を検討する必要があると考える。

先行研究では、爆発にともなうパルス状の空振波形に着目し、積算体積を推定する手法が提案されており (Johnson, 2003), 例えば、桜島昭和火口活動にともなった空振記録と、火山灰噴出量との比較が試みられている (Fee et al., 2017). しかし一方で、例えば桜島における爆発的噴火にともなう地盤変動の継続時間は、数分から数十分であり (Iguchi, 2012; Iguchi et al., 2013), 爆発パルスの継続時間は数十秒である. Delle Donne et al. (2016) では、Ash-rich な噴火においては、爆発の初動パルスだけではなく、後続相にも注目することで、噴火にともなって放出される熱エネルギーと良い相関が得られること指摘している. 本実験の結果を踏まえれば、地盤変動との対応関係を検討するためには、爆発にともなう初動パルスだけに着目するのではなく、それに続く後続波まで含めた空振シグナルとの継続時間や物理量の対応関係を検討する余地があると考えられる. パルス的な空振だけに注目するのではなく、継続時間の長い後続相にまで着目することで、地盤変動に対応するような地下の情報を含んでいる可能性があることが本実験から示唆されることが考えられる.

4 噴火現象観測: 地盤変動と空気振動の関係

この章では, 本実験と対比する事例研究として, 主に 2015 年の桜島火山活動について, 空振と地盤変動記録の関係を調べる. 特に, 空振記録においては, 地盤変動と同程度のタイムスケールを持つシグナルに着目し, 地盤変動との対応を探る. 以下の検討では, 実験における空気振動発生メカニズムと, 観測される空振のメカニズムが同一であることを前提とするわけではない. 本章では, 地下の圧力 (体積) 変化にともなう地盤変動との対応関係にある空振の特徴を検討する. さらに, 先行研究で議論されている地盤変動と火山灰放出量の間を基に, 空振と火山灰放出量の間についても検討する.

4.1 これまでの研究

桜島の火山活動にともなう空振の特徴は §3.1 でまとめた. ここでは地盤変動観測と, 火山灰放出量の推定に関して先行研究をまとめる.

4.1.1 桜島火山昭和火口活動の概要

桜島南岳の東山腹にある昭和火口では, 2006 年 6 月 4 日に 58 年ぶりとなる噴火活動が再開した. 2006 年と 2007 年には小規模な噴火であったが, 2008 年 2 月以降, 爆発的噴火が発生し, 2009 年秋ごろから爆発回数が急激に増加した (気象庁, 火山活動解説資料, https://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/tokyo/STOCK/monthly_v-act_doc/monthly_vact_vol.php?id=506).

桜島において気象庁は主に噴煙高度が概ね 1000 m に達する火山活動を噴火として記録しており, そのうち爆発地震をとめない, 爆発音または体感空振または噴石の火口外への飛散を観測, または, 鹿児島地方気象台の空振計で 3 Pa 以上, あるいは島内の横山, 瀬戸, あみだ川観測点のいずれかで 10 Pa 以上の空振を観測した場合を爆発的噴火として記録している (気象庁, 噴火の記録基準について, <https://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/tokyo/STOCK/>

monthly_v-act_doc/sendai/05m04/200_05m04memo.pdf). 気象庁の報告によれば, 2009 年後半から 2015 年 6 月まで, 昭和火口の爆発的噴火のペースは年 1000 回程度であった. 2015 年 7 月以降は活動が低下し, 2015 年 8 月 15 日には, 急速なマグマ貫入イベント (*Hotta et al.*, 2016a) が発生したものの, 噴火には至らず, 2015 年 9 月上旬と 2016 年 2 月から 7 月は一時的に活発化し, 以降は 2017 年 4 月までの間, 昭和火口の活動は低下していた. 2015 年の噴火回数は 1250 回 (Table. 2, Group J) で, そのうち爆発的噴火が 737 回 (Table. 2, Group J_X) 発生しているが, 2016 年は 47 回しか爆発的噴火が発生していない (気象庁, 火山活動解説資料, https://www.data.jma.go.jp/svd/vois/data/tokyo/STOCK/monthly_v-act_doc/monthly_vact_vol.php?id=506).

イベントのトリガ基準	選択したイベントのグループ分け															
<p>Group J 気象庁噴火記録を 基に選択したイベント (1250 イベント) 噴煙高度が1000 mに達する噴火</p> <p>Group Jx 爆発的噴火: 爆発地震を伴い, 爆発音, 体感空振, 噴石の火口外への飛散, または気象台や島内の空振計で一定基準以上の空振のいずれかを観測 (737 イベント)</p> <p>Group Jr 爆発的噴火を除く噴煙量が中量以上の噴火 (493 イベント)</p>	<p style="text-align: right;">Group J_{XA}</p> <p>立ち上がりが明瞭な空振を伴う爆発的噴火 (552 イベント)</p> <hr/> <p>瀬戸の空振計最大振幅が 30 Pa を越える空振を伴う爆発的噴火 (243 イベント) Group J_{XB}</p> <hr/> <p>2015年1月9日から6月28日までの期間において, 火口カメラにおいて噴火, 噴煙の様子が確認できた単発的な爆発的噴火 (107 イベント), 噴泉活動が続く爆発的噴火 (15 イベント), パルス状空振を伴わない噴火 (43 イベント)</p> <p style="text-align: right;">Group J_{XRC}</p>															
<p>Group G 地盤変動 or 空振で トリガしたイベント (2789 イベント)</p> <p>地盤変動は AVOT ひずみ記録が1分間に5 ns以上変動するイベント. 空振記録は, 3秒間の平均振幅が60秒間の平均振幅に対して10倍以上になるイベント.</p>	<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <thead> <tr> <th style="text-align: center;">空振</th> <th style="text-align: center;">地盤変動</th> <th></th> </tr> </thead> <tbody> <tr> <td style="text-align: center;">> 10 Pa, > 5 ns</td> <td style="text-align: center;">(867 イベント)</td> <td style="text-align: right;">Group G_A</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">< 10 Pa, > 5 ns</td> <td style="text-align: center;">(1492 イベント)</td> <td></td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">> 10 Pa, < 5 ns</td> <td style="text-align: center;">(46 イベント)</td> <td style="text-align: right;">Group G_B</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center;">< 10 Pa, < 5 ns</td> <td style="text-align: center;">(384 イベント)</td> <td></td> </tr> </tbody> </table>	空振	地盤変動		> 10 Pa, > 5 ns	(867 イベント)	Group G _A	< 10 Pa, > 5 ns	(1492 イベント)		> 10 Pa, < 5 ns	(46 イベント)	Group G _B	< 10 Pa, < 5 ns	(384 イベント)	
空振	地盤変動															
> 10 Pa, > 5 ns	(867 イベント)	Group G _A														
< 10 Pa, > 5 ns	(1492 イベント)															
> 10 Pa, < 5 ns	(46 イベント)	Group G _B														
< 10 Pa, < 5 ns	(384 イベント)															

Table 2: 2015年のイベントに関して, イベントのトリガ基準と, 選択したイベントのグループ分け.

4.1.2 桜島における地盤変動観測

桜島では、京都大学防災研究所によって地盤変動の連続記録が行われている。南岳活動期の1985年に南岳北西山麓に完成したハルタ山観測坑道 (HVOT, 昭和火口に距離 3.2 km) には、水管傾斜計及び伸縮計が設置されている。また、2007年10月からは、昭和火口に距離 2.1 kmの有村観測坑道 (AVOT) においても、水管傾斜計及び伸縮計の連続観測が行われている。南岳の爆発的噴火では、HVOTにおいて、爆発発生前には火口方向の地盤隆起を示す傾斜変化 (10 - 200 nrad)、火口方向および直交方向の伸張が見られ、爆発が発生すると反転する (Ishihara, 1990)。2006年に活動が再開した昭和火口の爆発的噴火では、より昭和火口に近い AVOT で明瞭な伸縮計の変動が見られる。伸縮計は、南岳活動時とは極性が異なり、爆発の発生前に火口方向の伸張、火口と直交方向成分の収縮を示す (Iguchi *et al.*, 2010)。HVOTでは、AVOTに比べると伸縮計のひずみ変化量は小さく、爆発的噴火発生前に火口方向および直交方向の伸張、爆発後に収縮に反転する (Iguchi *et al.*, 2013)。AVOT, HVOT共に、明瞭な傾斜変動は検出できない (Iguchi *et al.*, 2013)。すなわち、昭和火口活動にともなう地盤変動は、AVOTの伸縮計のシグナルが最も明瞭である。地盤変動特性の違いは、圧力源の深さによると考えられている。Fig. 71に増圧の茂木モデルを仮定した時の圧力源の深さと傾斜、ひずみ変化量の関係を示す。火口直交方向のひずみは、地表面にソースがあるときに最大となり、圧力源が深くなると減少する。火口方向のひずみは、力源が浅い時には伸縮ひずみ、深い時には伸長ひずみとなる。すなわち、昭和火口から距離が近い AVOTでは、浅い力源による変動が強く観測できるが、HVOTでは深い力源により地盤変動が検出されたものと推定できる (Iguchi *et al.*, 2010)。Iguchi *et al.* (2013)では、AVOTの伸縮計によって記録された2009年の爆発340イベントにおける地盤変動に対して、茂木ソースを仮定して、圧力源の深さと体積変化量を推定した。使用したひずみ記録は、BAYTAP-G (Tamura *et al.*, 1991)と観測された潮汐記録を用いて、潮汐の影響を取り除いたデータを使用している。解析の結果、昭和火口爆発的噴火にともなう圧力

源は深さが 1 km 程度で, 体積変化量 $10^2 - 10^4 \text{ m}^3$ 程度のものが多い (Fig. 72). GNSS 観測, 傾斜, ひずみ記録を用いて, 2011 年 10 月から 2012 年 3 月の地盤変動記録を用いた *Hotta et al.* (2016b) の解析では, 膨張源は始良カルデラ下 9.6 km (A-source), 北岳下 3.3 km (K-source) に加えて, 昭和火口下 0.7 km のソース (M-source) を推定した (Fig. 73). この結果を踏まえると, AVOT の伸縮計では主に昭和火口下の M-source による地盤変動を捉えており, HVOT の伸縮計では北岳下の K-source による地盤変動を捉えていると推定できる.

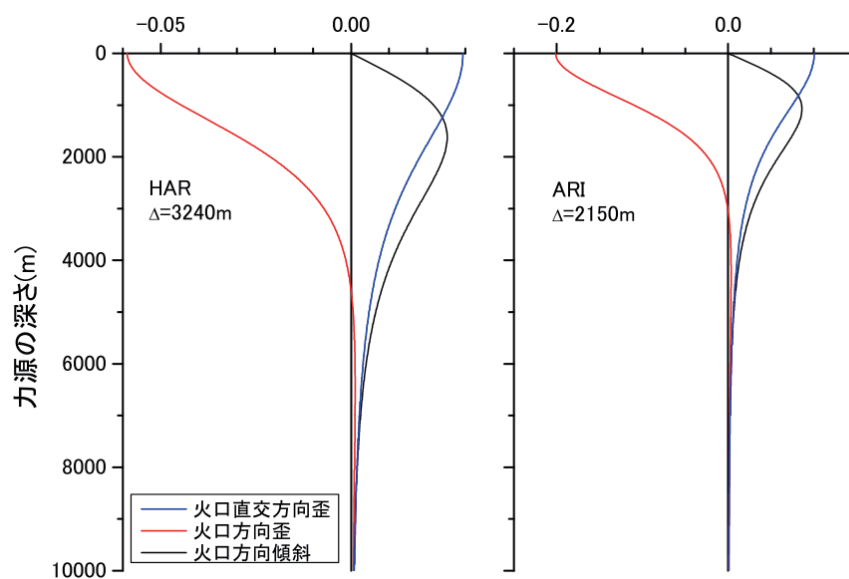


Figure 71: 茂木モデルを仮定したときの圧力源の深さと傾斜・ひずみ関係. 左はソースからの水平距離 3240 m, 右は 2150 m の時の理論値. (Iguchi et al., 2010, Fig. 7)

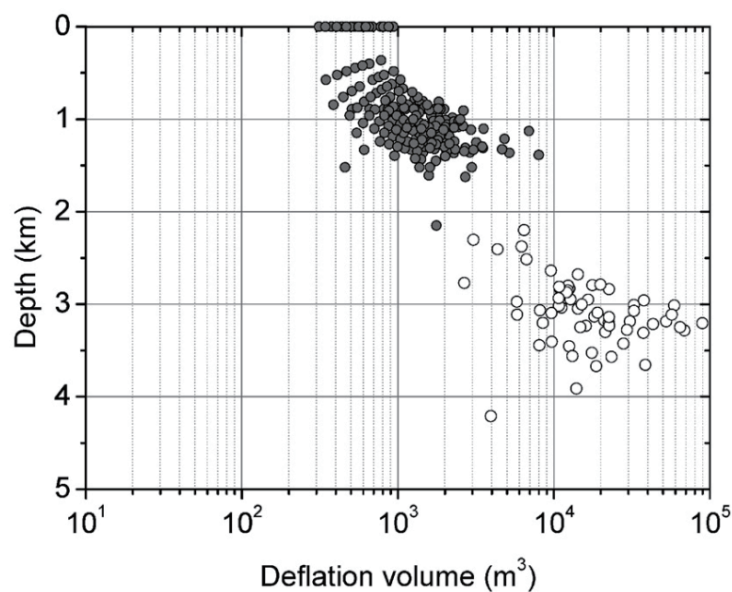


Figure 72: 昭和火口 2009 年 ひずみ記録から推定した圧力源深さと体積変化量. 南岳の地盤変動を励起した圧力源は Tateo and Iguchi (2009) から引用. (Iguchi et al., 2013, Fig. 12)

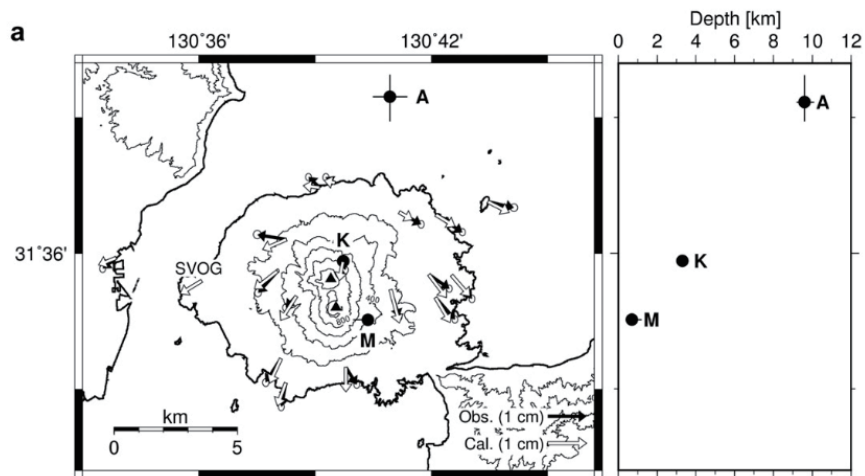


Figure 73: GNSS, 傾斜, ひずみ記録によって推定された3つの膨張源. 膨張源は始良カルデラ下 9.6 km (A-source), 北岳下 3.3 km (K-source) と, 南岳下 0.7 km のソース (M-source) を推定 (Hotta *et al.*, 2016b, Fig. 8)

4.1.3 火山灰放出量の推定

§3.1 では、空振波形から推定した、爆発初期に火口で押しのけられた体積と、火山灰放出量に
関係があるとした桜島についての先行研究 (*Fee et al.*, 2017) を示した。火山灰放出量は地盤
変動からも推定されている (*Ishihara*, 1990; *Iguchi*, 2012)。1980 年代後半の南岳噴火期の爆発
について、*Ishihara* (1990) は、月毎の圧力源の収縮体積総量 (V) と火山灰放出量 (M) の間の
関係が、 $M/V=1.5$ となることを示した。一方、*Iguchi* (2012) は、2009 年の昭和火口の活動では、
月毎の爆発的噴火にともなう V と、火山灰放出総量 (M) との間に $M/V\sim 5$ の関係を得た。さ
らに *Iguchi* (2012) では、個々の噴火の火山灰放出量と、圧力源の収縮体積量を調べた結果、爆
発的噴火と非爆発的噴火の間に差異は認められず、 $M/V\sim 4.2$ になることを示した (Fig. 74)。
Iguchi (2012) では、 M/V 比の物理的意味については検討が必要であるが、地盤変動から求め
られる圧力源の収縮体積量と火山灰放出量の間に関係があることは、地盤変動観測から火山
灰放出量を経験的に見積もることが可能であることを意味していると考えている。

火山灰は爆発的噴火発生時のみではなく、火山性微動をとめないながら連続的に火山灰
を放出する場合がある。*Iguchi* (2013) では、火山性微動のエネルギーと火山灰放出量の間
に関係があることも指摘されている。この解析では、火山性微動の 2 - 3 Hz の地震動の振幅の
二乗の月間積算値と火山灰放出量とに関係があることを示した (Fig. 75)。

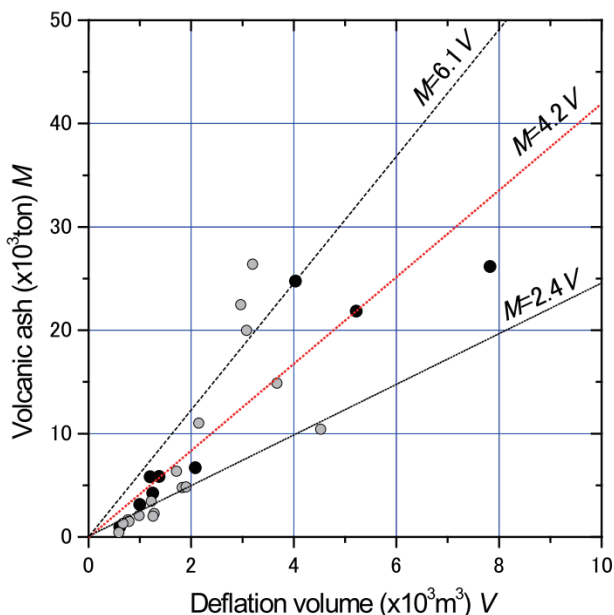


Figure 74: 大隅河川国道事務所による降灰量データに基づく 2010 年 12 月 6 日-20 日の爆発で推定された火山灰放出量と, 圧力源の収縮堆積量の関係. 黒点は爆発, グレイ点は非爆発的噴火 (Iguchi, 2012, Fig. 3)

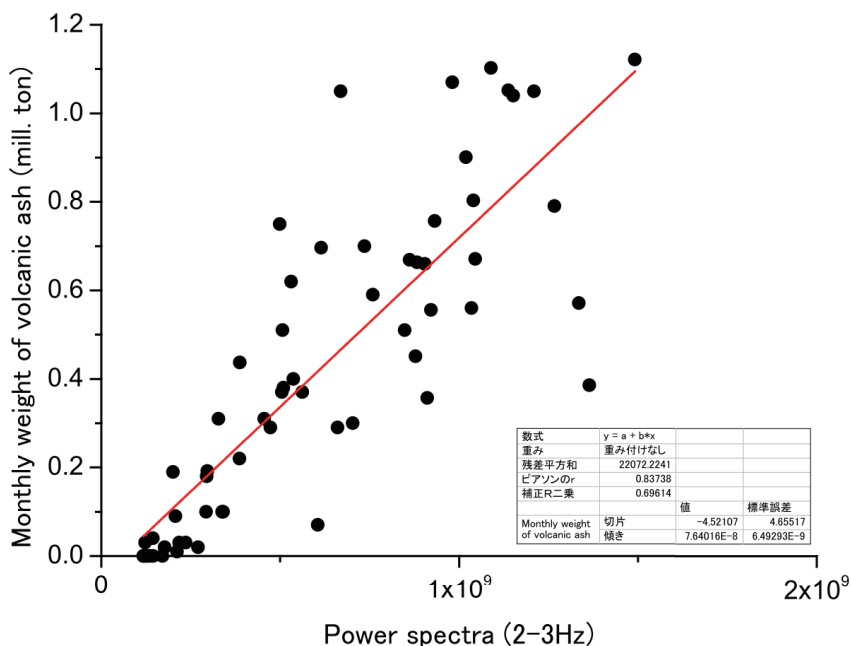


Figure 75: 2008 年から 2012 年にかけて, 火山性微動の振幅の二乗積算値から推定した火山灰放出量 (横軸) と, 降灰量から推定した火山灰放出量 (縦軸). (Iguchi, 2013, Fig. 7)

4.2 観測データの概要

4.2.1 桜島空振記録

本研究で使用した空振記録は、高峠観測点 (TKT) と黒神観測点 (KUR) で収録した空振記録を使用した。

高峠観測点 (TKT) は桜島昭和火口から南東に 11.5 km、高度約 540 m の高峠高原、鹿児島大学演習林内に位置する (Fig. 76)。2014 年 10 月に、フィレンツェ大学と東京大学地震研究所により、TKT に空振アレイが設置された。アレイは 1 辺が約 200 m の三角形の各頂点と、中央に観測点を配置し、合計 4 点の空振アレイである。センサーは差圧計 (0.01 - 20 Hz) を用いており、サンプリングレート 50 Hz で収録している (Ripepe *et al.*, 2010b)。

黒神観測点 (KUR) は昭和火口東約 3.5 km に位置する。TKT 観測点との比較のために、京都大学防災研究所に提供していただいた精密気圧計 (MB2005, 0.03 - 10 Hz, 100 Hz サンプリング) で計測した空振記録も解析に使用した。

空振波形の特徴 2015 年の空振記録に関して、波形の特徴を示す。Fig. 77a では、代表的波形を示し、Fig. 77b, c では波形の年変化を示す (Table. 2, Group J_{XA})。KUR で記録された波形は、Lacanna *et al.* (2014) で報告された KUR での空振波形 (2011 年 - 2014 年) と同様に、1 秒ほど継続するパルス状の圧縮相に続いて、ほぼ同程度の片側振幅を持つ希薄相が続く。この過渡的な波形は数十秒かけて減衰する。空振パワーの減衰の様子を Fig. 78 に示す (Table. 2, Group J_{XB})。KUR では、約 18 s で減衰の様子が変わる。TKT は KUR に比べて減衰の様子が変わる点が不明瞭であるが、波形の立ち上がりから約 25 秒経過したあたりから減衰の様子が変わる。

周波数構造検討のために、爆発にともなう波形 (Table. 2, Group J_{XA}) の立ち上がりの 1 秒前から 40 秒間の空振記録を、その間の最大値で規格化した波形を用いてパワースペクトルを

計算する. KUR の爆発波形のスペクトル (Fig. 79a, b) は, 0.4 Hz に最大のピークを持ち, 0.7 Hz, 1.0 Hz にも小さなピークが見える. また, TKT のスペクトル構造 (Fig. 79c, d) は, KUR と同様に 0.4 Hz にピークを持つが, 0.7 Hz 付近のピークは不明瞭であり, 0.9 - 1.0 Hz 付近に小さなピークを持つ.

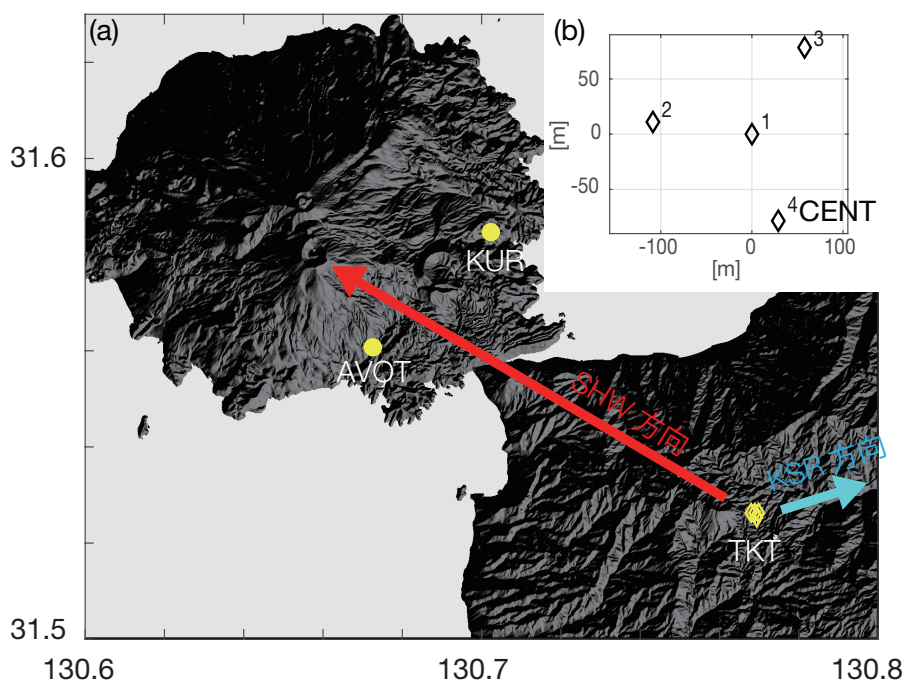


Figure 76: (a) 観測点位置 (b) TKT における観測点配置

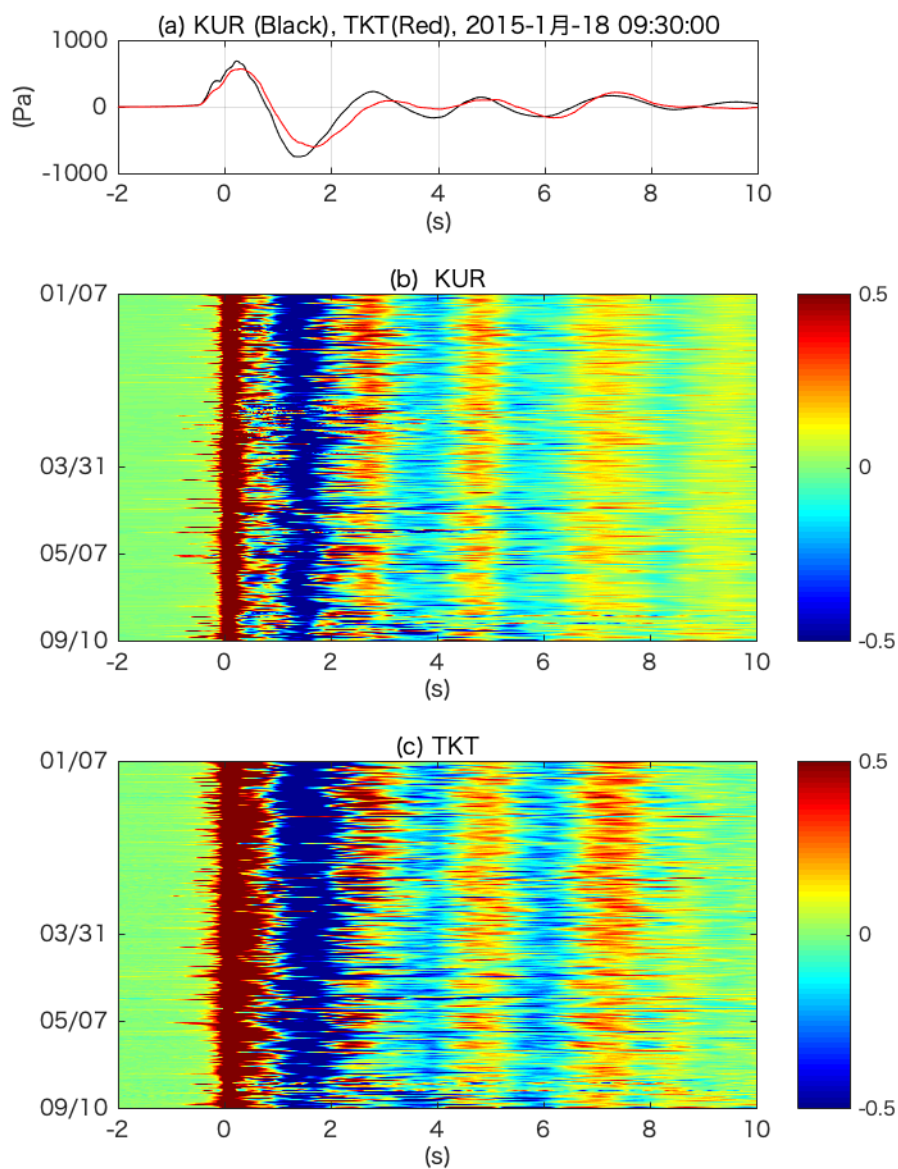


Figure 77: 爆発的噴火にともなう空振波形比較 (a) KUR (黒) と TKT (赤) において観測された波形の例. 気象庁が報告した爆発的噴火記録のうち, KUR, TKT 共に記録があり, 立ち上がりが明瞭な 552 イベントをプロット (Table. 2, Group J_{XA}). 振幅は火口から観測点までの距離を用いて, 火口から 1 km 地点の振幅になるように補正している. (b) KUR 及び (c)TKT における 2015 年の爆発的噴火にともなって観測されたパルスの空振の波形. 最大値で規格化している.

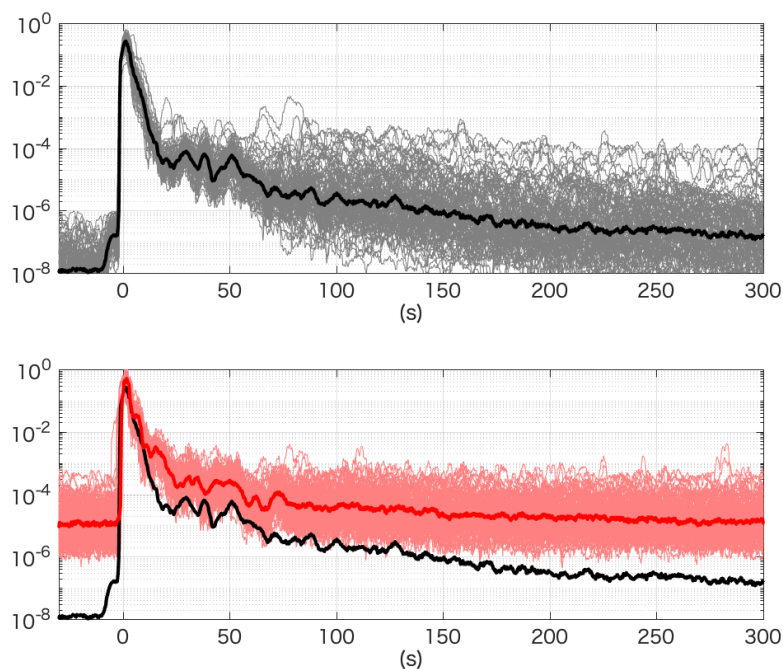


Figure 78: 爆発的噴火空振記録のパワー時間変化. 気象庁が記録した爆発時間と対応する空振記録のうち、瀬戸の空振計における最大振幅が 30 Pa を超える 243 イベント (2015 年 1 月 7 日 - 9 月 10 日, Table. 2, Group J_{XB}) について、空振パワーの減衰の様子を各イベントごとに、それぞれの観測点でプロット (黒, KUR; 赤, TKT). 太実線は中央値. KUR では約 18 s で減衰の様子が変わる.

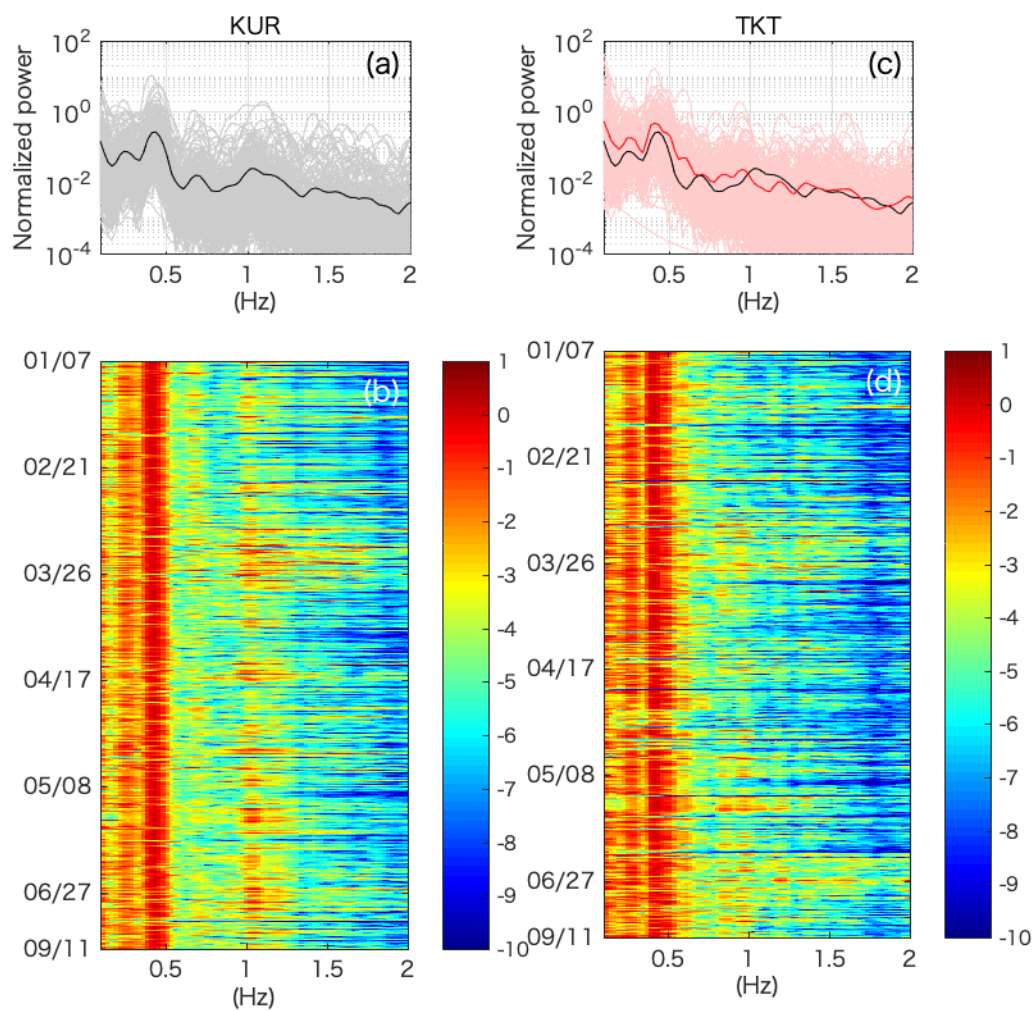


Figure 79: 爆発波形スペクトル比較 (a, c) KUR, TKT において爆発的噴火にともなうパルスのスペクトル. 最大値で規格化している. (b, d) スペクトル構造の年変化. カラーバーのスケールは, $\log(\text{Normalized power})$. Table. 2, Group J_{XA} の記録をプロット.

4.2.2 桜島地盤変動記録

本研究における地盤変動記録の解析には, 昭和火口の爆発にともなう地盤変動が明瞭に記録されている有村観測坑道 (AVOT) の伸縮計の記録を使用した. AVOT は昭和火口南 2.1 km に位置し, 国土交通省九州地方整備局大隅河川国道事務所によって整備・運用されている. 解析には, *Iguchi et al.* (2013) の解析に用いられた潮汐補正後の 1 分毎の地盤変動データを京都大学防災研究所から提供していただいた.

桜島 2015 年活動における地盤変動 *Iguchi et al.* (2013) に基づいて, 茂木ソースを仮定して (Appendix C), ひずみ記録から圧力源の深さ (z_g) と体積変化量 (V_g) を推定する. 観測点と圧力源の間の水平距離を r_g で表す.

2015 年の地盤変動, ひずみ量の記録に関して, 1 分間の火口方向伸縮量が 5 ナノストレイン以上となるような急激な地盤変動を「ノコギリ波状地盤変動」としてトリガし, z_g と V_g を推定した (Fig. 80, Table. 2, Group G_A). 推定に用いた地盤変動記録は, イベント発生時間の前後で, 爆発発生後, 火口方向ひずみの伸張が始まる 1 分前から, 火口方向ひずみが収縮へ反転する時間までのひずみ変化量を用いる. 求めた z_g, V_g が, $0 < z_g < 5000$ (m), $10^1 < V_g < 10^5$ (m³) の範囲にあるイベントのみを採用し, ノコギリ波状地盤変動発生イベントとする. Fig. 81 には, トリガしたイベントの例を示す. *Iguchi et al.* (2010) では, 圧力源の位置は昭和火口直下にあると仮定し, $r_g = 2.2$ km としている. また, 圧力源の位置が *Hotta et al.* (2016b) が推定する南岳下の圧力源 (M-source, *Hotta et al.* (2016b)) とすると, $r_g = 1.7$ km である. 推定の結果, $r_g = 2.2$ km とした時, z_g は 0.5 ~ 2 km で, 1 km 程度のものが最も多く, V_g は 100 ~ 3000 m³ である (Fig. 80, 黒点). 2009 年の地盤変動記録から推定された z_g は 0 ~ 2 km で 1 km のものが多く, V_g は 100 ~ 10000 m³ であり (*Iguchi et al.*, 2013), 2015 年の結果とほぼ変わらない. また, $r_g = 1.7$ km とした場合は, z_g は 1 km のものが多く, V_g は 50 ~ 2000 m³ であっ

た (Fig. 80, グレー点). Fig. 82a に, 地盤変動量から推定したソースの体積変化量の年変化を, Fig. 83a に推定した体積変化量のヒストグラムを示す.

ノコギリ波状ひずみ変化発生間隔 Fig. 82b に年間を通したノコギリ波状地盤変動 (Table. 2, Group G_A) の発生間隔の推移を示す. また, Fig. 83b に, イベント発生間隔のヒストグラムを示す. 桜島のノコギリ波状地盤変動記録発生間隔は, V_g の大きさによらず 2-3 時間にピークを持ち, 2 桁程度のばらつきを持っている. この結果によれば, 桜島のノコギリ波状地盤変動は, 実験と比較して極めて周期の乱れたサイクルになっている.

Miwa et al. (2013) によれば, 桜島昭和火口活動においては, 数時間間隔の噴火であっても, キャップロックが形成されていることを, 噴出物の組織解析から示している. すなわち, 火道浅部の高粘性化のタイムスケールと, 地盤変動発生間隔が同程度である. 本実験の結果から類推すれば, 実験で見られた, Disturbed STW よりもさらに地盤変動発生周期が乱れている理由の一つとして, この周期の乱れは, 火口浅部での高粘性キャップの形成 (*Gurioli et al.*, 2014; *Miwa et al.*, 2013) に起因している可能性が考えられる. 仮に, V_g がマグマの噴出量と対応し, 地下のチャンバー体積, マグマ供給量が一定であると仮定すれば, 実験からの類推によれば, 発生間隔と V_g は比例関係になることが期待される (Fig. 26). しかし, Fig. 84 で示すように, ノコギリ波状地盤変動発生間隔と V_g には関係がみられない.

実際の噴火では, チャンバーの体積, もしくは地下からのマグマ供給量がばらついている可能性も考えられる. 桜島では, 2015 年 8 月 15 日に急速なマグマ貫入イベントが発生した. *Hotta et al.* (2016a) では, GNSS, 傾斜系, 伸縮計の記録を用いて, 昭和火口下深さ 1 km に, ダイク状にマグマが貫入し, その貫入レートは 1×10^6 m³/h と推定した. この貫入レートは, 2011 年 10 月から 2012 年 3 月の昭和火口活動において, *Hotta et al.* (2016b) で推定した平均的なマグマ貫入レート (460 m³/h) の約 2200 倍にあたる. 昭和火口下に存在すると推定され

ている M-source (Hotta *et al.*, 2016b) は球状圧力源と推定されているが、このイベントはダイク状の貫入であることから、従来推定されている昭和火口に繋がる M-source とは別の場所への貫入であると推定している (Hotta *et al.*, 2016a)。ノコギリ波状の地盤変動発生間隔は、7月末から8月末にかけて、通常の発生間隔よりも長くなっている (Fig. 82b)。実験結果から類推すれば、この期間は M-source へのマグマ供給量が小さくなっている可能性が考えられる。Hotta *et al.* (2016a) の結果及び、Fig. 82b を踏まえると、8月15日の貫入イベントの2週間ほど前から、マグマの上昇経路が変化し始め、M-source へのマグマ供給量が小さくなったことで、発生間隔が長くなった可能性が考えられる。

観測で見られる周期の乱れの原因として、高粘性キャップの形成の影響、チャンバー体積、マグマ供給量のばらつきの影響が重ね合わさっている可能性に加えて、Fig. 83 では、異なる現象や、メカニズムによるイベントを同時にトリガしてしまっている可能性も考えられる。実際、§4.4.3 で後述するように、似たような地盤変動波形のイベントでも、様々な空振、表現現象がみられる。今後、上記の影響を切り分け、噴火の周期性・非周期性を検討するための第一段階として、本研究では、地盤変動イベントが、どのような現象(空振、表面現象)と、どのような対応関係にあるのかを中心に解析を行う。

地盤変動記録と空振記録対応関係 地盤変動記録と空振記録を比較する。Fig. 85 に AVOT での1日分の地盤変動記録と、KUR での空振記録を示す。AVOT ではノコギリ波状の地盤変動が繰り返し観測されている。急激な地盤変動と対応して、爆発的噴火が発生している場合が多い。しかし一方で、比較的強いパルス状空振が発生しても、地盤変動がほとんど見られない場合 (e.g., Fig. 85, 02:50 ごろ) や、比較的大きな地盤変動があっても空振の振幅が非常に小さい場合 (e.g., Fig. 85, 14:15 ごろ) がある。Fig. 86 に、空振シグナル、もしくはノコギリ波状の地盤変動で検出したイベント (Table. 2, Group G) に対し、地盤変動振幅と空振振幅の関係

を示す。ここで、空振イベントは、3秒間の平均振幅が60秒間の平均振幅に対して10倍以上になるようなイベントをトリガした。また、トリガした空振イベントに関しても、 z_g , V_g を推定し、先述の基準に満たない値となるイベントは除外している。この結果、2015年の観測記録において、2789イベントがトリガされた (Table. 2, Group G)。このうち、明瞭なパルス状空振 (>10 Pa) と明瞭な地盤変動 (> 5 ナノストレイン) が観測されたのは867イベント、明瞭なパルス状空振 (>10 Pa) が観測されるが地盤変動は不明瞭 (< 5 ナノストレイン) な場合は46イベント、空振が不明瞭 (<10 Pa) であるが地盤変動は明瞭であるイベントは1492イベントであった。

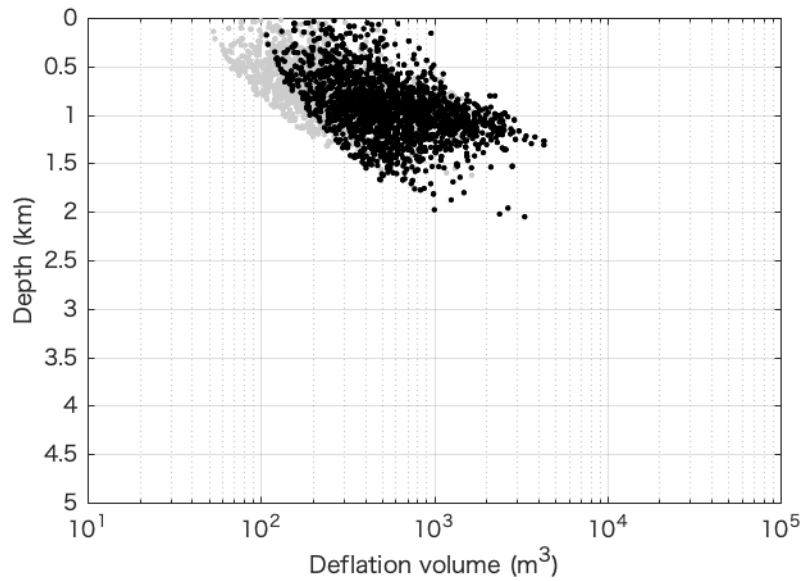


Figure 80: 桜島 2015 年地盤変動から推定した圧力源の深さ (z_g) と体積変化量 (V_g): 黒点は $r_g = 2.2$ km, グレイ点は $r_g = 1.7$ km とした時の推定結果. Table. 2, Group G_A の記録をプロット.

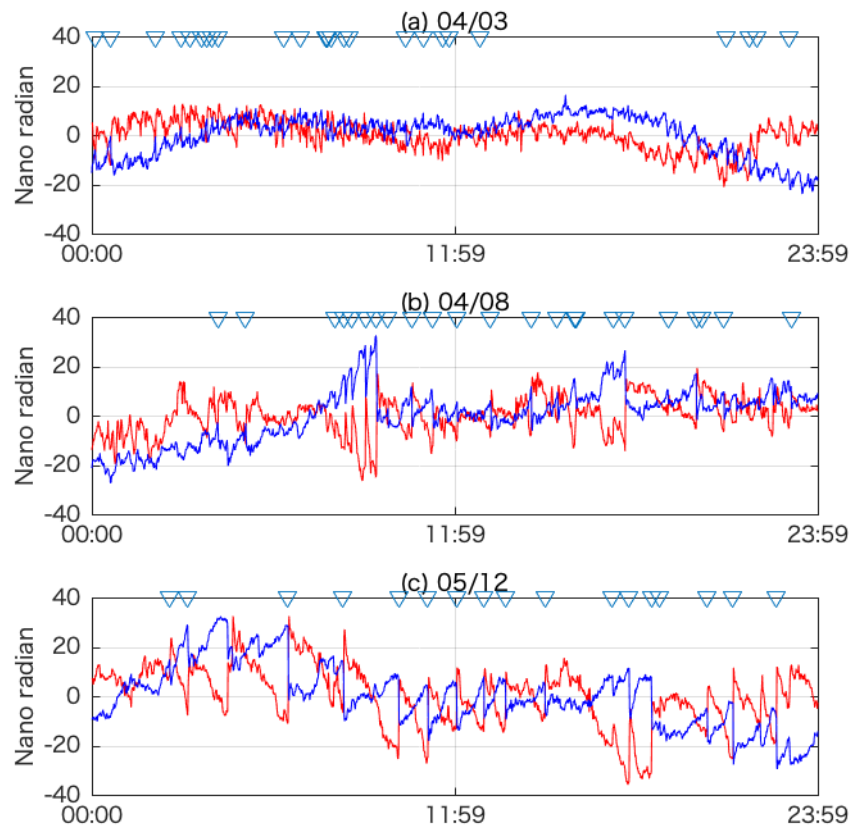


Figure 81: 桜島 2015 年地盤変動でトリガしたノコギリ波状地盤変動の例 (Table. 2, Group G_A に属する). トリガ時間は で示す. 赤は火口方向, 青は火口直交方向ひずみ. (a) ひずみ変化量が 5-10 ナノストrein程度で, 時間間隔が数十分のイベントがある時期, (b) ひずみ変化量が 10 ナノストrein以上あり, 時間間隔が数十分のイベントがある時期, (c) ひずみ変化量が 10 ナノストrein以上あり, 時間間隔が数時間のイベントがある時期.

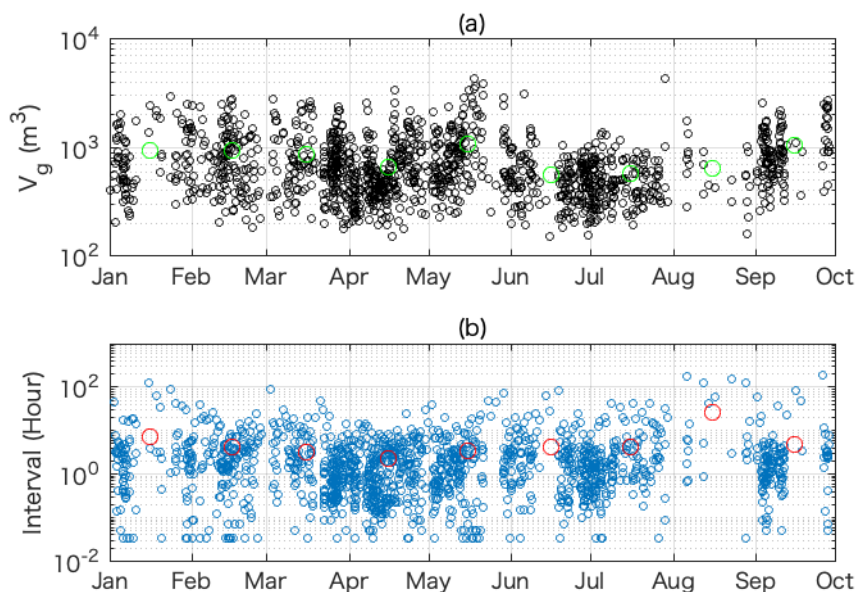


Figure 82: ノコギリ波状地盤変動年変化: (a) V_g , (b) イベントの発生間隔. マーカーは月ごとのイベント値の平均値. Table. 2, Group G_A の記録をプロット.

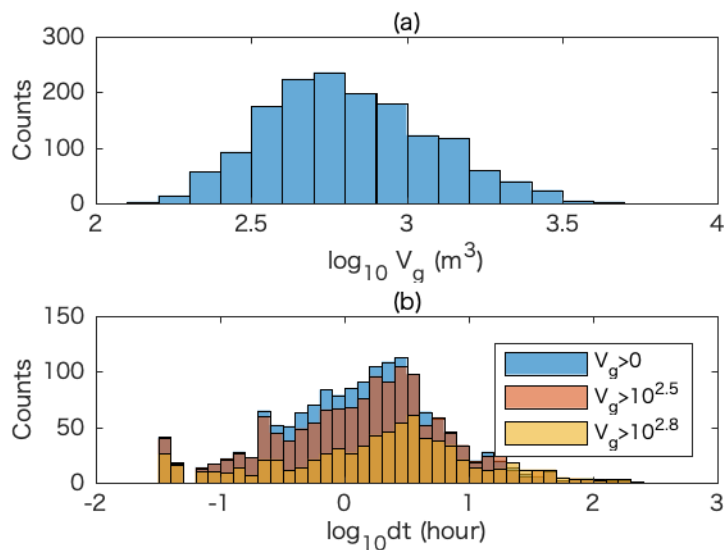


Figure 83: 地盤変動から推定した (a) 体積変化量 (V_g) と, (b) ノコギリ波状地盤変動イベント間隔 (dt) のヒストグラム. V_g の大きさに関わらず, dt は 2 - 3 時間のあたりにピークを持つ. Table. 2, Group G_A の記録をプロット.

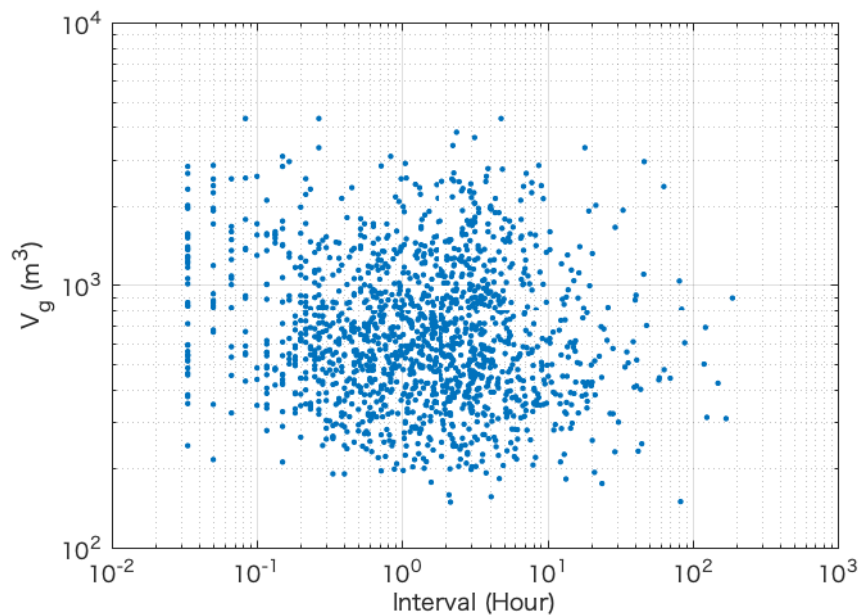


Figure 84: 体積変化量 (V_g) とノコギリ波状地盤変動イベント間隔 (dt) の関係. Table. 2, Group G_A の記録をプロット.

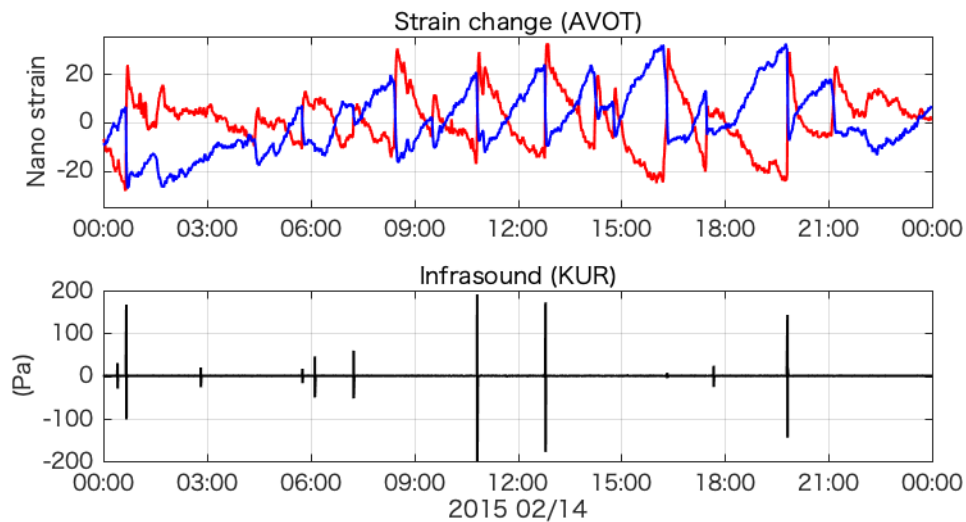


Figure 85: 地盤変動記録と空振記録の比較, 上段: 地盤変動記録 赤は火口方向ひずみ, 青は火口直交方向ひずみを表し, 平均値は除去している, 下段: KUR における空振記録.

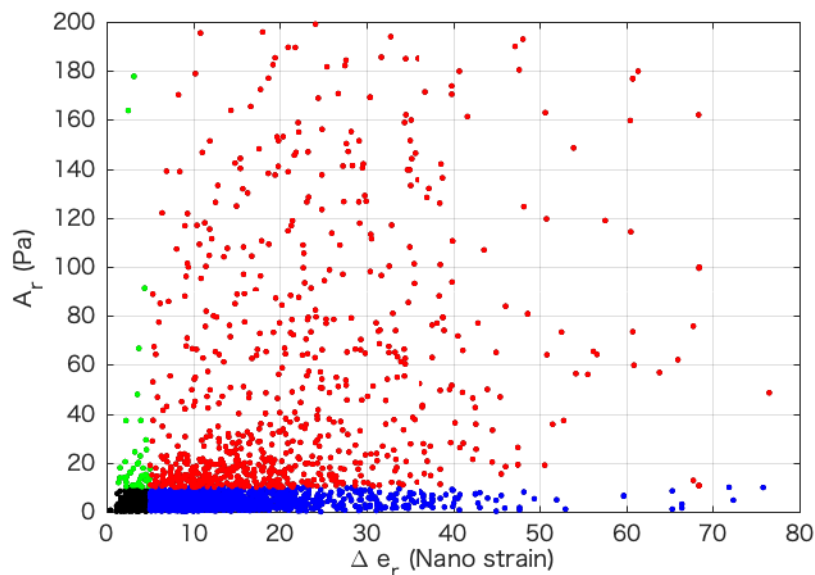


Figure 86: 地盤変動振幅と空振振幅の比較: 2015年に発生した地盤変動・空振イベントにおける、火口方向のひずみ変化量 Δe_r と空振生波形振幅 A_r . 地盤変動は1分間の火口方向ひずみ変化量が5ナノストレイン以上になるイベントをトリガした (Table. 2, Group G_A). この基準を用いて、2015年に2789イベントをトリガした。このうち、明瞭なパルス状空振 (>10 Pa) かつ明瞭な地盤変動 (>5 ナノストレイン) があるイベント (赤点) は867イベント、このうち、明瞭なパルス状空振 (>10 Pa) かつ不明瞭な地盤変動 (<5 ナノストレイン) があるイベント (緑点) は46イベント、このうち、空振は不明瞭だが (<10 Pa) かつ明瞭な地盤変動 (>5 ナノストレイン) があるイベント (青点) は1492イベントであった。

4.2.3 火口カメラ映像記録

桜島では、噴火にともなって発生する火山雷の研究 (Aizawa *et al.*, 2016) や、爆発の初動パルスにともなう噴出速度の推定 (Muramatsu *et al.*, 2018) のために、連続的な火口の映像撮影が行われている。これらの研究に用いられた、2014年から2015年にかけて KUR から撮影した昭和火口火口カメラ映像を九州大学相澤広記氏に提供していただいた。この映像は、高感度カメラ (Hitachi KP-DE 500) を用いた連続撮影 (30 fps) で、併設した GPS によって時刻校正を行っており、画角は常に一定である。この映像を用いて、表面現象と空振・地盤変動記録との比較を行った。

4.3 空振記録解析手法

4.3.1 空振到来方向推定: センブランス解析

明瞭な立ち上がりを持つ爆発空振 (Table. 2, Group J_{XA}) に対して, トレンド除去を行った後, 0.3 - 8 Hz のバンドパスフィルターを施した. 爆発にともなう空振の到来方向を推定するために, 気象庁による桜島噴火観測表を基に, 爆発記録時間前後の TKT における記録を切り出し, 解析長 5 秒にて時間を 1 秒ずつスライドさせながら, 連続的にセンブランス解析を行い, シグナルの到来方向を推定した.

4.3.2 相互相関関数を用いた空振パワー推定

TKT 空振アレイの記録を用いて, ある方向からシグナルが到来した場合の遅延時間を仮定したときの相互相関関数を用いて, 空振パワーを計算する. 空振は 0.3 - 8 Hz のバンドパスフィルターを施している. TKT 空振アレイの, ある観測点ペア (m, n) について, ある方向 (θ) からシグナルが到来した場合の遅延時間 $\tau_{\theta, m, n}$ としたとき, 時刻 t の, 相互相関関数を用いた空振パワー $\phi_{mn}(t, \tau_{\theta, m, n})$ を, 時間窓 t_w , 火口と観測点の距離 r_g , 音速 c を用いて,

$$\phi_{mn}(t, \tau_{\theta, m, n}) = \frac{1}{t_w} \int_t^{t+t_w} p_m(t' + r_g/c) p_n(t' + r_g/c + \tau_{\theta, m, n}) dt', \quad (22)$$

とする (Nishida and Ichihara, 2016). ただし, p_m, p_n は, ある観測点ペア (m, n) で観測された空振波形に, 昭和火口からの距離をかけて, 振幅を補正した空振記録とする. また, $\phi_{mn}(t, \tau_{\theta, m, n})$ が負になるときは, $\phi_{mn}(t, \tau_{\theta, m, n}) = 0$ とする. 観測点ペア毎の空振パワーの平均を, ある時間 t , ある方向 θ から到来した空振パワー $\bar{\phi}(t, \theta)$ とする:

$$\bar{\phi}(t, \theta) = \frac{2}{N(N-1)} \sum_{m=1}^N \sum_{n=m+1}^N \phi_{mn}. \quad (23)$$

ただし, N はアレイに用いた観測点の点数.

年間を通して長期的な空振パワーの推移を調べるために, $t_w = 60$ 秒で 30 秒ずつスライドさせながら計算し, 5 分間の移動平均を施して, 空振パワーを 2015 年 1 月から 10 月まで計算した (結果は §4.4.2, Fig. 90 で後述, イベント毎の解析ではなく, 長期連続解析). また, 桜島昭和火口方向 (SHW 方向) から到来する微弱な空振活動と, 観測点付近のノイズを区別するために, §4.4.1 に述べる解析結果に基づき, 桜島空振の反射波の弱い串良川方向 (KSR 方向, 80°N) からシグナルが到来する (Fig. 87) ことを想定したエネルギーを参考値とした. また, イベント毎の詳細な解析は, カメラで噴火活動が確認できるイベント (Table. 2, Group J_{XRC}) に対して行う.

空振パワーの積算値を用いて, ある時間 t_0 から t_1 までの微弱な空振活動の空振エネルギー E を推定する:

$$E(\theta) = \int_{t_0}^{t_1} \bar{\phi}(t, \theta) dt. \quad (24)$$

イベント毎の TKT における $\bar{\phi}(t, \theta)$ は, それぞれの方向からの遅延時間に対して, 10 秒窓, 1 秒スライドで計算する. TKT においては, 昭和火口から空振が到来した場合の $\bar{\phi}(t, \theta)$ を積算することで, 空振エネルギーを見積もる. また, KUR においては, 空振計が一点しかないため, 単純に振幅を二乗することでパワーを計算する. 大きなパルス状の空振をともなう爆発的噴火 (Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_X に属す) の場合, 波形の立ち上がりの 60 秒後から, 地盤変動の継続時間分だけ空振パワーを時間積分して後続波のエネルギーとし, 浅部プラグの破壊過程に起因すると考えられる初動パルス (Iguchi *et al.*, 2008; Muramatsu *et al.*, 2018) と分離して評価する. 初動パルスが明瞭でない噴火記録 (Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_R に属す) の場合, シグナルが到来し始めた時間から, 地盤変動の継続時間分だけ空振パワーを積算する.

また, TKT における $\bar{\phi}(t, \theta)$ においては, 昭和火口方向からの空振パワーと串良川方向からの空振パワーの比が 1 よりも大きい信号, すなわち昭和火口方向から優位にシグナルが届いている時間のみを積算する. 以下, KUR, TKT における空振パワーの積算値をそれぞれ E_K, E_T とする. 結果は, §4.4.5 に示す.

4.3.3 空振波形の二回積分値

Lighthill (1978) によれば, 空振の励起源をモノポールソースと仮定する時, 噴出体積 $V_{inf}(t)$ と観測された空振 p は, 火口と観測点の距離 r_g , 大気密度 ρ_{atm} , 音速 c を用いて,

$$\frac{d^2 V_{inf}}{dt^2} = \frac{2\pi r_g}{\rho_{atm}} p(t + r_g/c) \quad (25)$$

という関係にある. ただし, 空振は球面波を仮定し, 半空間への放射を仮定している. 先行研究 (Johnson, 2003) ではこの関係を用いて, 空振波形を二回積分して, 噴火にともなうパルス状の空振波形から, 噴出体積を見積もっている:

$$V_{inf} = \frac{2\pi r_g}{\rho_{atm}} \int_0^{t_d} \left(\int_0^{t'} p(t + r_g/c) dt \right) dt' \quad (26)$$

ただし, t_d はシグナルの継続時間で, Eq. (26) ではパルス状空振シグナルの継続時間となる.

本研究では, E_K, E_T との比較のために, 空振波形の二回積分値 P_2 を計算する:

$$P_2 = \int_0^{t_d} \left(\int_0^{t'} p_r(t + r_g/c) dt \right) dt' \quad (27)$$

ただし, p_r は, 観測された空振に火口から観測点までの距離をかけて振幅を補正した値を示す. 波形はトレンドを除去した生波形を用いる. 爆発イベント (Table. 2, Group J_{XRC} のうち,

J_X に属す) では, 主要パルス (波形の立ち上がりから, 2 回目の圧縮相が始まるまで) の二回積分値を計算する. 以下, KUR, TKT それぞれの空振波形の二回積分値を P_{2K} , P_{2T} とする. 強いパルス状空振をともなわない噴火記録 (Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_R に属す) の場合, 主要相に相当するパルスが存在しないため, シグナル発生時間から, 地盤変動の継続時間分だけ空振波形を二回時間積分し, その最大値を空振波形の二回積分値とする. 結果は §4.4.5 に示す.

4.4 解析結果

まず, 空振記録の観測結果に関して, シグナル到来方向推定 (§4.4.1), 空振エネルギーの長期的変化 (§4.4.2) を示し, 空振アレイが微弱な空振活動まで捉えることができていることを示す. さらに, 空振と地盤変動の関係を調べる. 火口カメラによって撮影された表面現象と, 空振と地盤変動との比較から, 爆発空振の後続波に記録される微弱な空振シグナルが地盤変動と関係があると考え, 空振記録と地盤変動記録を比較する (§4.4.5).

4.4.1 センブランス解析を用いた空振到来方向推定

気象庁によって報告されている 2015 年爆発記録 737 回 (Table. 2, Group J_X) のうち, 636 回の爆発が TKT の稼働中に発生し, その全てについて空振が観測されていた. Fig. 87 に到来方向推定結果の例を示す (Table. 2, Group J_X に属する). シグナルはまず桜島方向 (300°) から到来する. *Yokoo et al.* (2014) で指摘されているように, 観測点周辺の地形からの反射波が遅れて到来する. 100 - 180 °N の反射波は, 高峠よりも標高が高く, 南東に位置する横岳・高隈山からの反射波と考えられる. 一方で, 80°N 方向から到来するシグナルは比較的弱い. この方向には串良川が流れており, 周囲より標高が低くなっているため, 反射波が到来しにくかったものと考えられる (Fig. 87b).

また, 気象庁の基準で噴火に分類されるような微弱な空振活動 (Table. 2, Group J_R に属する) でも, 同様に到来方向を推定した (Fig. 88). この結果, 島内の空振計で 1 - 3 Pa 程度の微弱な空振活動で, TKT での最大振幅が 1 Pa 以下となるような微弱な空振記録でも, シグナルが桜島昭和火口方向から来ていることが推定できている. そして, そのような微弱な空振に対しては, 反射波の影響が明瞭に見られない.

それぞれの到来方向を想定した遅延時間を用いて, 爆発イベント (Table. 2, Group J_X に属する) において空振パワーを推定した結果を Fig. 89 に示す. Fig. 89a において, SHW 方向空

振パワーは、25 秒程度で減衰する。KSR 方向も、強いパルスが入射すると、相関が大きくなるが、SHW 方向よりは 1 桁程度小さい。その後、SHW 方向と同じように減衰していくが、50 秒あたりと 75 秒あたりで、KSR 方向の空振パワー推定値が大きくなっている。Fig. 89b では、波形の立ち上がりから 50 秒程度までは Fig. 89a と同じような傾向を示す。このイベントでも 50 秒あたりで KSR 方向の推定値が大きくなっていること、Fig. 87 によれば、爆発から 50 秒ほどで、100-150 度方向からの反射波が到来していることから、強いパルスが入射した場合、KSR 方向 (80 度方向) でも反射波の影響があると推定される。一方、(b) では、60 秒過ぎから SHW 方向の空振パワーが KSR 方向に比べて明らかに大きくなっている。これは、後述するイベント (Fig. 94, E2 イベント) のように、昭和火口での微弱な空振活動を捉えているものであると考えられる。

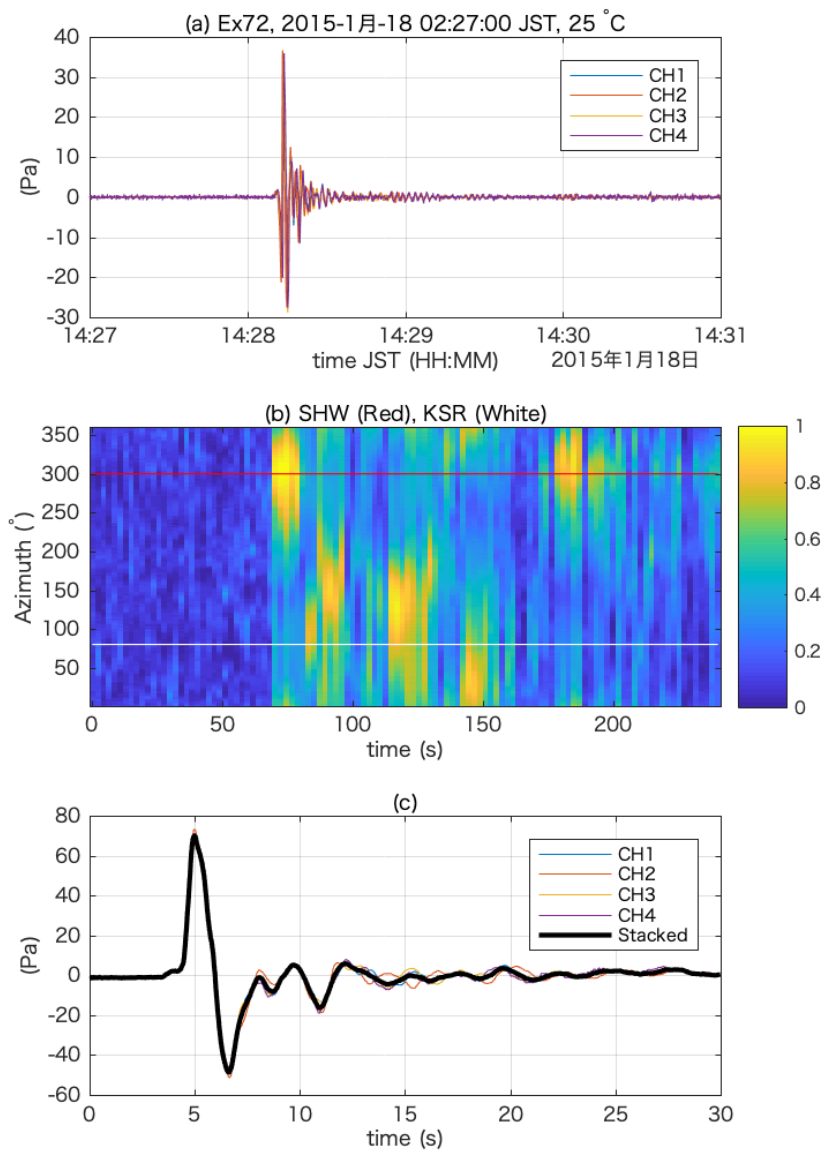


Figure 87: TKTにおける空振シグナル到来方向推定. 0.3 - 8 Hz, 解析長 3 秒, オーバーラップ 30 パーセントでセンプランス解析. (a) TKTの各観測点における空振波形 (0.3-8 Hz) (b) 到来方向推定結果, 赤線は昭和火口方向 (SHW), 白線は串良川方向 (KSR). (c) 各観測点の生波形を昭和火口方向から到来した時の遅延時間分ずらしてスタックした波形. Table. 2, Group J_{XA} に属するイベント.

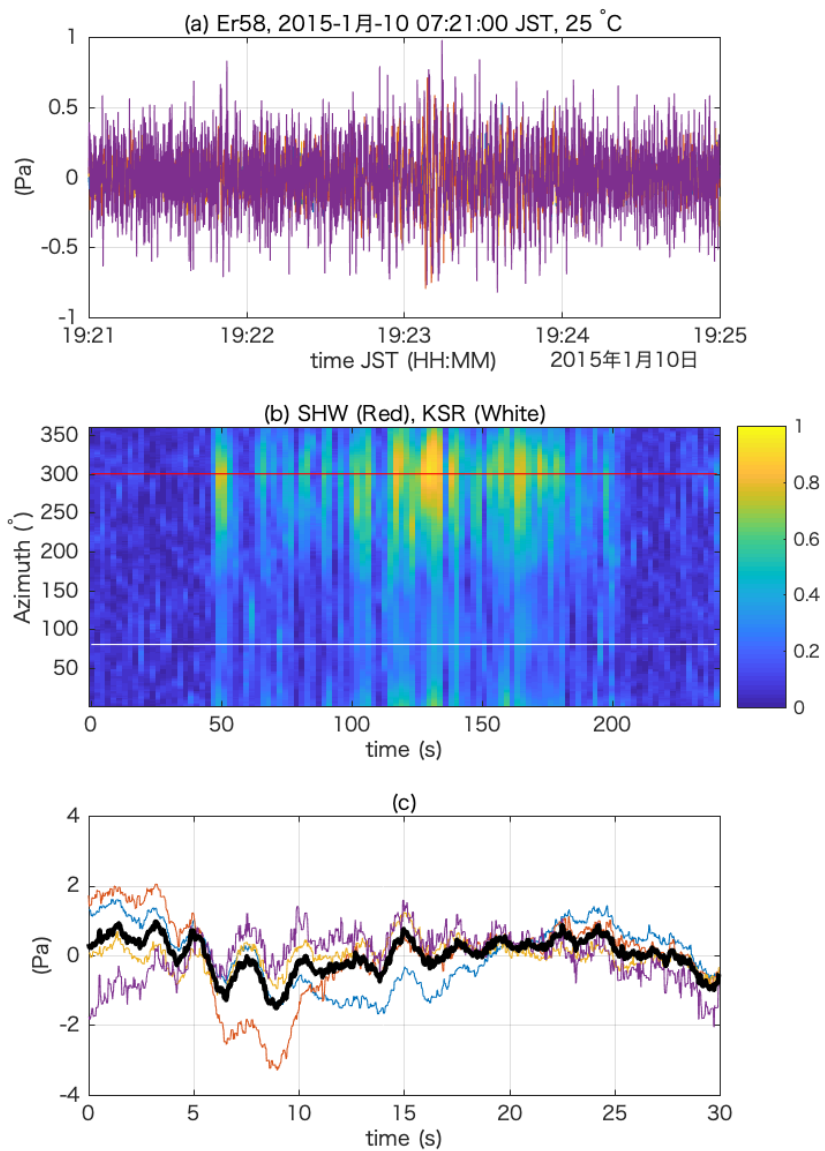


Figure 88: TKTにおける空振シグナル到来方向推定. 0.3-8 Hz, 解析長 3 秒, オーバーラップ 30 パーセントでセンプランス解析. プロットは Fig. 87 を参照. Table. 2, Group J_R に属するイベント.

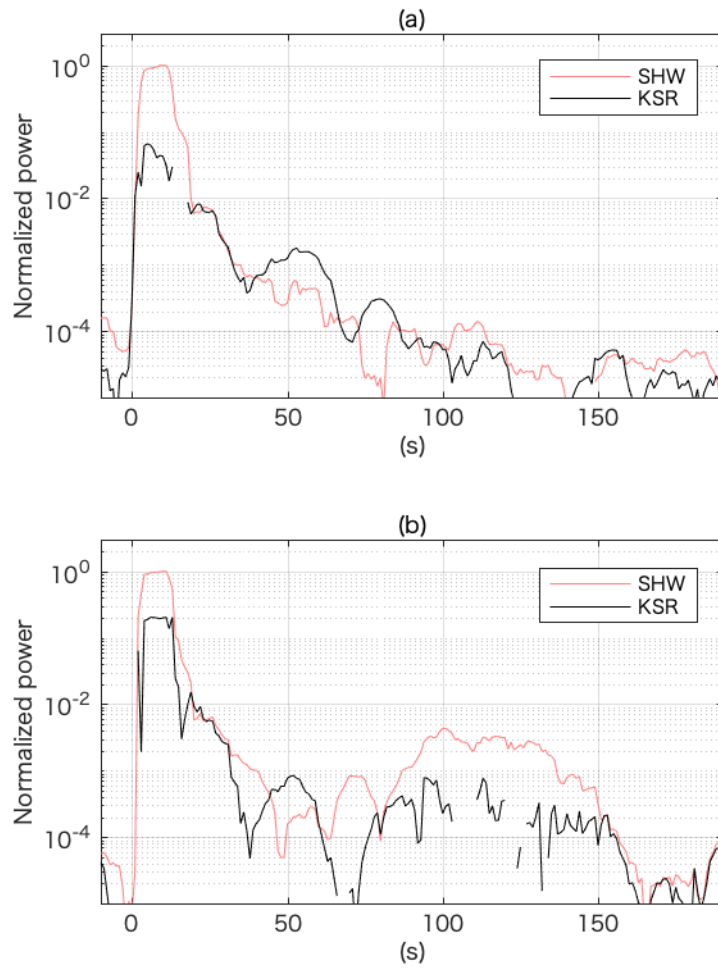


Figure 89: TKTにおける相互相関関数を用いた空振パワーの減衰: (a) 後続波なし, (b) 後続波あり. 赤線は昭和火口 (SHW) 方向, 黒線は串良川 (KSR) 方向の空振パワー推定値を示す. それぞれの推定値は SHW 方向推定値の最大値で規格化している. 10 秒窓 1 秒スライドで計算しているため, Fig. 78 よりもつぶれた波形になっている. Table. 2, Group J_{XA} に属するイベント.

4.4.2 相互相関関数を用いた空振パワーの推定

相互相関関数を用いた年間を通した空振パワーの推定結果を Fig. 90 に示す。気象庁が爆発・噴火と記録したイベント (Table. 2, Group J) 以外の期間にも、連続的に微弱な空振活動がみられる時期がある。6月になると、記録される爆発の規模と回数は少なくなるが、微弱な空振活動は活発に発生している。例えば、6月12-14日は気象庁の記録基準を満たすような爆発・噴火記録はないものの、微弱ながら活発に空振活動がある。このような微弱な連続空振は、KSR方向の推定と比べて有意にシグナルが到来している。一方で、6月11日の記録はSHW方向、KSR方向ともに空振パワーが大きくなっている。このような期間のシグナルはノイズ(機器ノイズ、もしくは風ノイズ)によるものであると考えられる。7月になると、パルス的なシグナルは確認できるものの、連続的な微弱空振活動はほとんどなくなり、10月以降、空振活動は見られない。

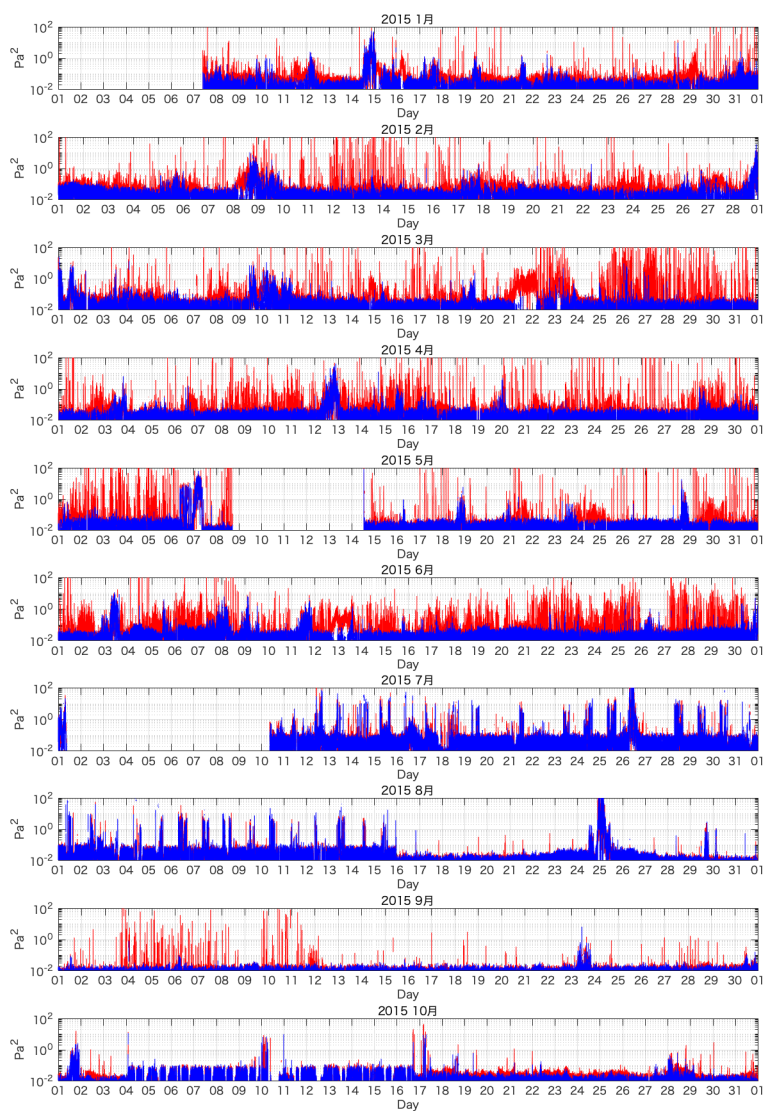


Figure 90: TKT 空振アレイで推定したパワーの年変化: 昭和火口 (SHW) 方向 から到来する空振 (赤) と, 串良川 (KSR) 方向から到来する空振 (青) の空振パワーを交互相関関数を用いて計算した結果. 1月7日から10月31日までの連続解析.

4.4.3 空振記録と火口カメラを用いた、空振活動の分類

KUR, TKT での空振記録と、火口カメラ映像を用いて、空振活動を次の4つに分類する: (1) 強いパルス状空振, (2) 微弱な連続空振, (3) パルス状空振, (4) 微動型空振.

(1) 強いパルス状空振 気象庁が爆発的噴火と記録する基準を満たすような、振幅の大きいパルスの噴火活動と対応している (Fig. 77, 78, 79, Table. 2, Group J_X).

(2) 微弱な連続空振 パルスのシグナルは明瞭に見えないが、数分から数時間にわたって連続的に微弱な空振シグナルが記録される場合がある. Fig. 91 では、2015年2月27日8時から22時 (JST) の空振活動を示す. 11時ごろまでは、振幅が非常に小さいパルス状空振が間欠的に発生していることが、SHW方向の空振パワー推定値から読み取れる. 11時を過ぎてからはTKTにおいて、SHW方向のパワー推定値がKSR方向に比べて有意に大きくなっており、微弱ながら連続的に空振が昭和火口方向から到来していることが読み取れる. 火口カメラ映像によれば、この空振活動を記録した時間帯は、噴煙をあげるような連続的灰噴火と対応している.

このとき、KURで記録した空振の周波数ピークは0.5 Hz付近と、1 Hz付近にあり、0.5 - 1 Hzに明瞭なノッチが存在する. TKTではSNが悪く、周波数ピークも不明瞭であるが、11時から15時ごろの空振活動にともなって僅かに0.5 - 1 Hzにノッチを持つような周波数構造が確認できる.

(3) 微弱なパルス状空振 爆発的噴火にともなう強いパルス状空振と同程度の継続時間であるが、微弱なパルス状空振も空振アレイによって捉えることができている. Fig. 92では、4月10日0時から9時までの空振活動を示す. この期間において、気象庁は3時49分に瀬戸観測所で3.3 Paの空振を記録する爆発的噴火記録と、5時40分に瀬戸観測所で1.3 Paの噴火記

録のみを記録しているが、実際には振幅の非常に小さいパルス状空振が 3 時 50 分ごろから 8 時ごろまで間欠的に発生している。

この時、KUR の空振記録の周波数構造は、0.5 Hz 以下にピークを持つ場合と 1 Hz 以上にピークを持つ場合があるが、0.5 - 1 Hz のノッチ帯域は安定して存在する。

(4) 微動型空振 強いパルス状空振をともなう爆発的噴火の後に、連続的な灰噴火とともに、微動型空振が発生する場合がある (Appendix D)。ここで、微動型空振とは、基本周波数が卓越し、数分から数時間継続する空振のことを指す。Fig. 93 では、3 月 26 日 14 時から 17 時の空振活動を示す。14 時 41 分に爆発空振を記録したのち、連続的灰噴火が始まり、この時、微動型の空振が記録されている。この時の微動型空振は、15 時 15 分ごろまでは、0.5 Hz から 1.5 Hz 付近にピークを持つ単調微動型空振であるが、15 時 30 分ごろからは 0.5 Hz 付近のとその整数倍周波数が卓越するハーモニックな微動型空振である。この期間に観測された微動型空振は、数十分かけて徐々に基本周波数が増加していくような周波数グラインドが見られる。また、この周波数グラインドは、空振活動 (1) - (3) で見られたノッチ帯域を跨ぐグラインドを示す。

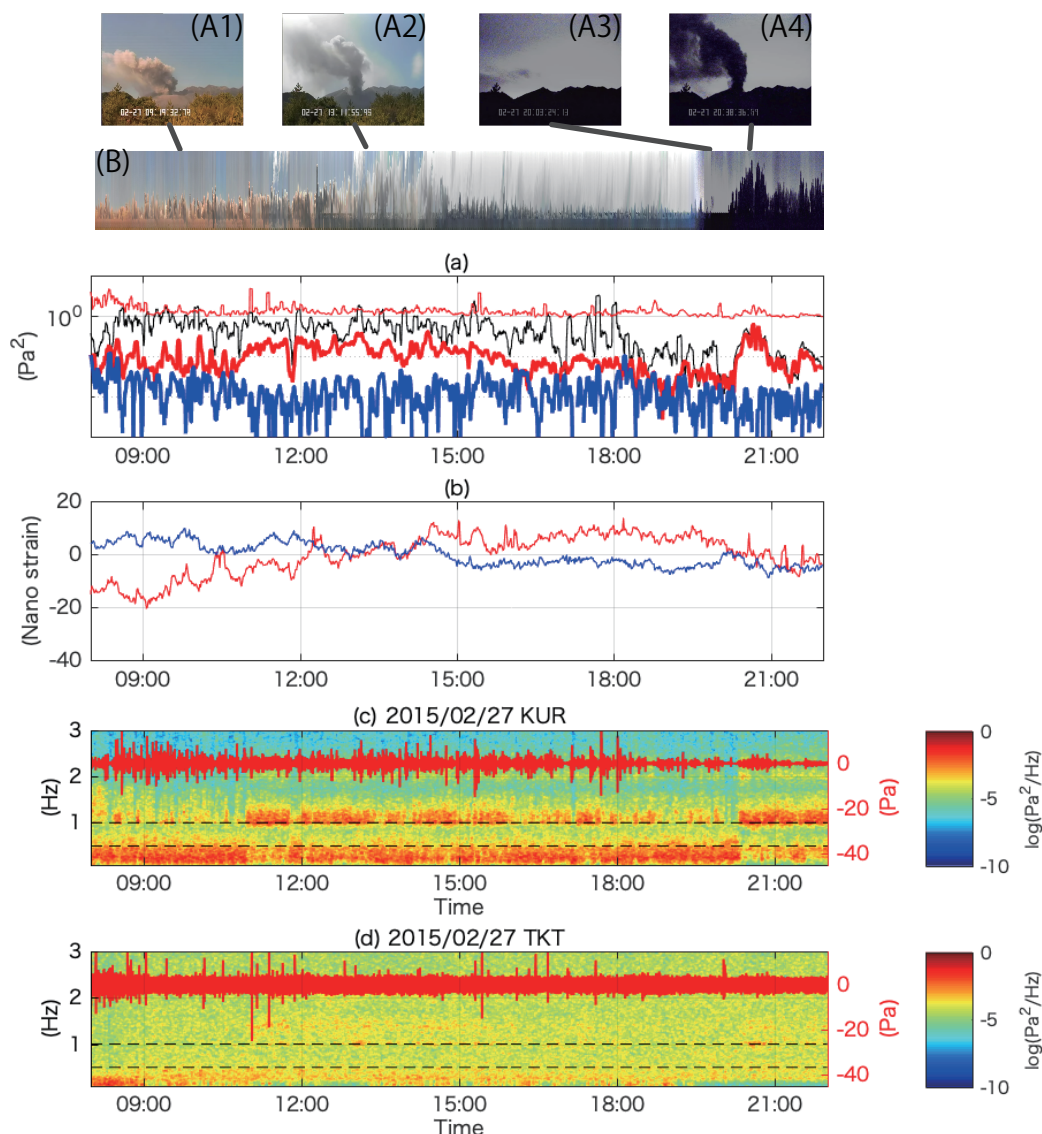


Figure 91: 微弱な連続空振活動: (A1-4) 火口カメラ映像 (B) 火口カメラ映像のうち、火口直上の画像を切り出し、時間方向に水平連結した画像、(a) 空振パワー推定: 細線は KUR (黒) の空振記録及び TKT (赤) のビームフォーミング波形から空振パワーを推定した結果、赤太線は TKT 空振アレイを用いて、相互相関関数を用いて、SHW 方向からシグナルが到来したときの遅延時間を用いた空振パワー推定. KSR 方向のパワー推定 (青太線) を参考のため計算した. SHW 方向からシグナルが到来している時間は、微弱な灰噴火が継続的に発生している. (b) 地盤変動記録 赤は火口方向、青は火口直交方向のひずみ変化量を表す. 元のデータからこの期間の平均値を引いている. 灰噴火が継続する時期には、火口方向ひずみの緩やかな伸張と、火口直交方向の緩やかな伸縮がみられる. (c, d) KUR, TKT の空振記録スペクトログラムと波形.

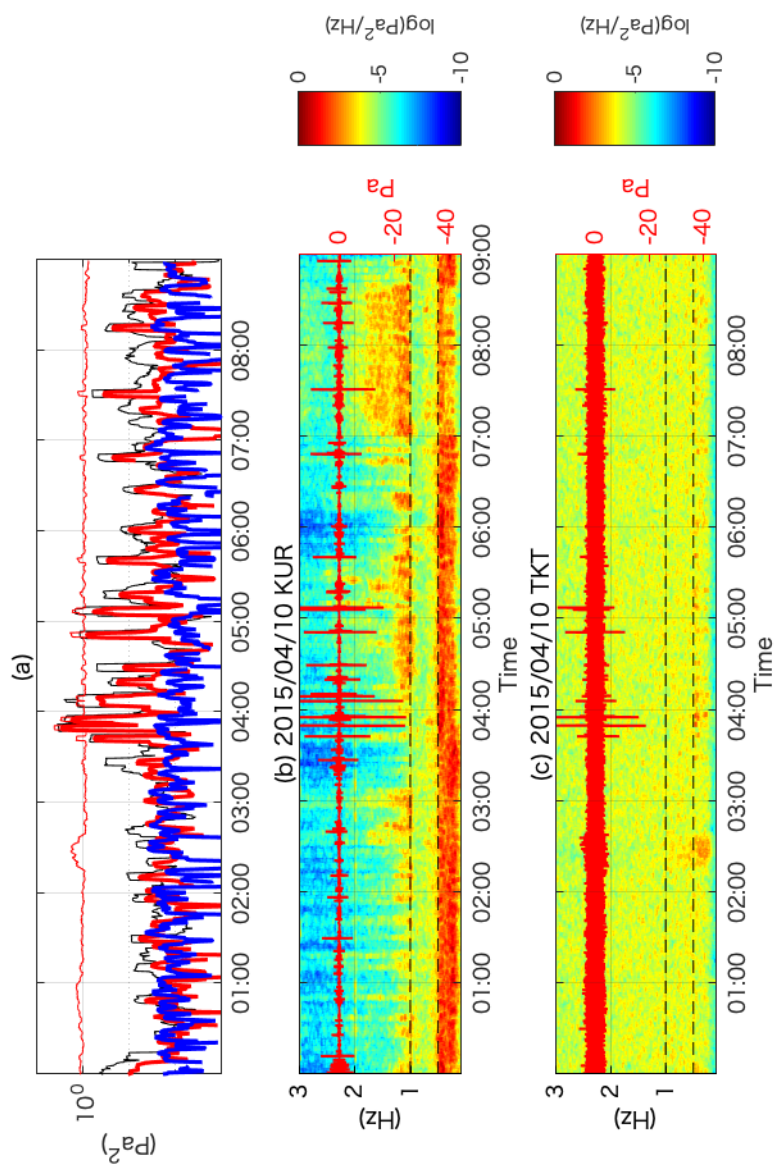


Figure 92: 微弱なパルス状空振活動. (a), (b), (c) はそれぞれ Fig. 91a, c, d と同じ.

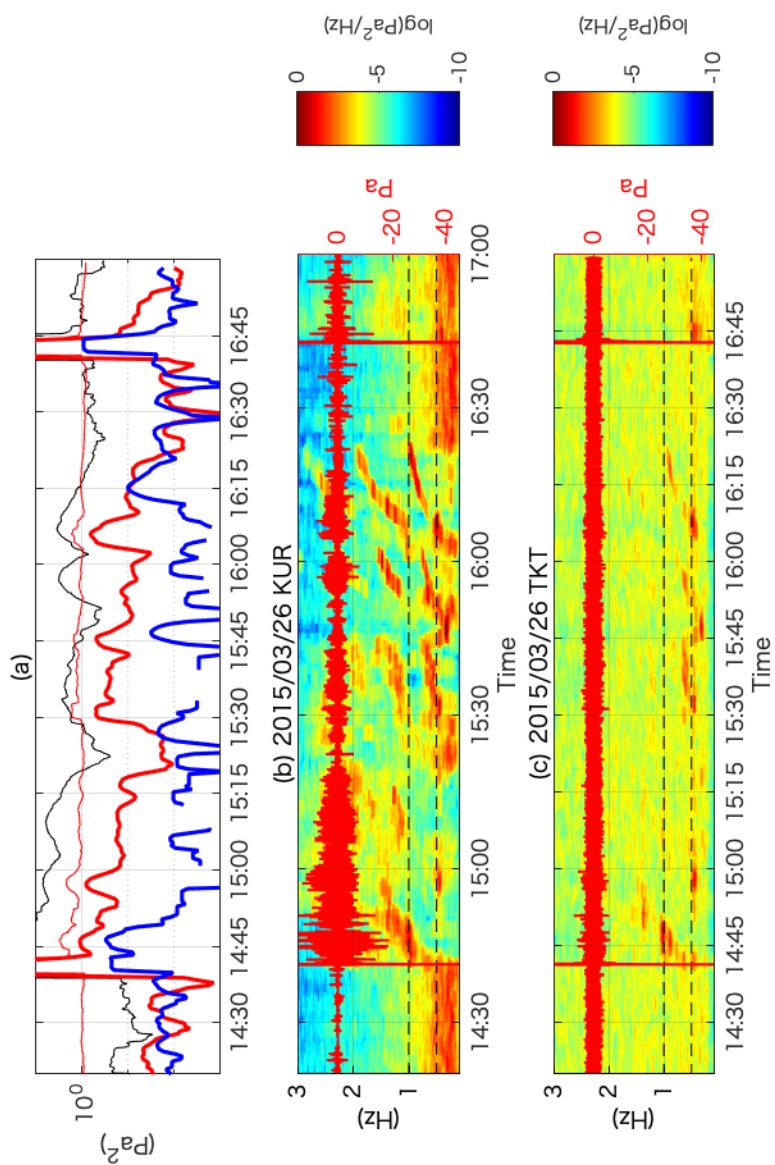


Figure 93: 微動型空振活動. (a), (b), (c) はそれぞれ Fig. 91a, c, d と同じ.

4.4.4 表面活動と空振, 地盤変動の対応

火口カメラ映像を用いて, 表面現象を確認し, KUR の空振波形, 地盤変動と比較する (Table. 2, Group J_{XRC}). 夜間に発生した噴火で, 火口カメラの映像が明瞭である例 (1月15日 19:00 - 19:30) を Fig. 94 に示す. この期間, 19:14 ごろ (E1) と, 19:21 ごろ (E2) に, 強いパルス状の空振が記録されており, 映像によれば, 火口から赤熱した物質が噴出している. E1 噴火では, 赤熱した物質の噴出は数秒程度継続し, その後すぐに暗くなるが, E2 噴火では, 爆発の後 3 - 4 分程度, 溶岩噴泉のように連続的に赤熱した物質の噴出が認められる. この時, E1 噴火にともなってはほとんど地盤変動が確認できないが, E2 噴火にともなって, 3 - 5 分程度の継続時間で地盤変動が確認できる. 空振記録に関して, 他火山において噴煙や火砕流との関係が指摘されている例がある長周期帯域 (0.05 - 0.1 Hz) (Fee *et al.*, 2013; Yamada *et al.*, 2017) と, 爆発的噴火において見られた二つのピークを含む帯域 (0.4 - 0.5 Hz, 1 - 8 Hz) のバンドパスフィルターをかけた波形と, その他の記録を比較する. E2 の爆発の後, 数 Pa の振幅の後続波が, 0.4 - 0.5 Hz, 1 - 8 Hz の帯域で確認できる (Fig. 94e, f). その継続時間は, 噴泉活動や地盤変動と同程度である (Fig. 94a, b). また, パルス状の空振が観測されず, 微弱な空振活動と火映が確認できるような場合でも, 明瞭な地盤変動が計測されている (Fig. 95). この時, 微弱な空振と地盤変動の継続時間は, やはり同程度である.

本実験では, チャンバー圧力変動と同程度のタイムスケールの空気振動シグナルに着目することで, 空気振動とチャンバー圧力の対応関係を見出すことができた. 実験の結果を踏まえれば, 地盤変動はパルス状空振よりも, 地盤変動と同程度の継続時間を持つパルス状空振の後続波や, 火映の確認できる微弱な空振活動と対応している可能性が示唆される.

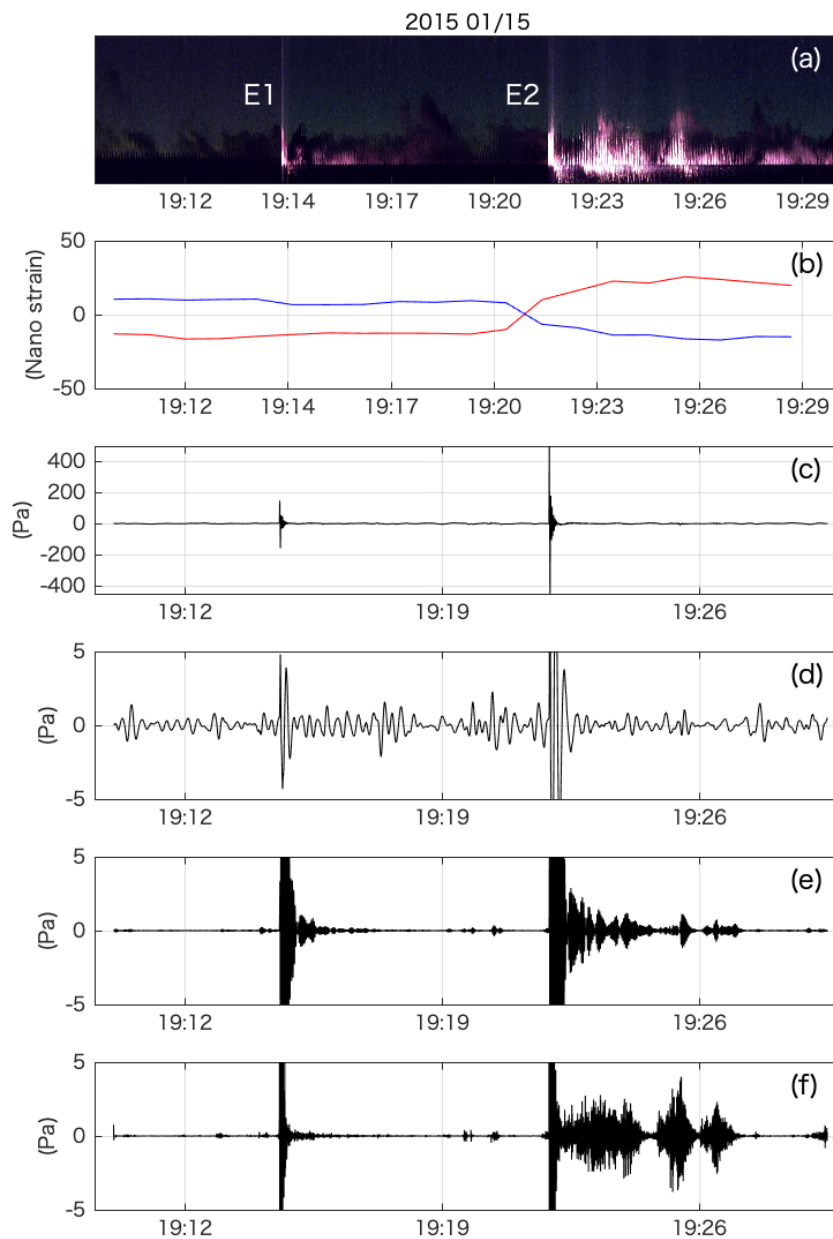


Figure 94: 映像, 地盤変動記録, 空振の比較: (a) 火口カメラ映像において, 火口直上の画像を切り出して, 時間方向に並べたプロット, (b) 地盤変動, 赤は火口方向ひずみ, 青は火口直交方向ひずみ, (c) 空振生波形, (d) 0.05 - 0.1 Hz, (e) 0.4 - 0.5 Hz, (f) 1 - 8 Hz. Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_X に属するイベント.

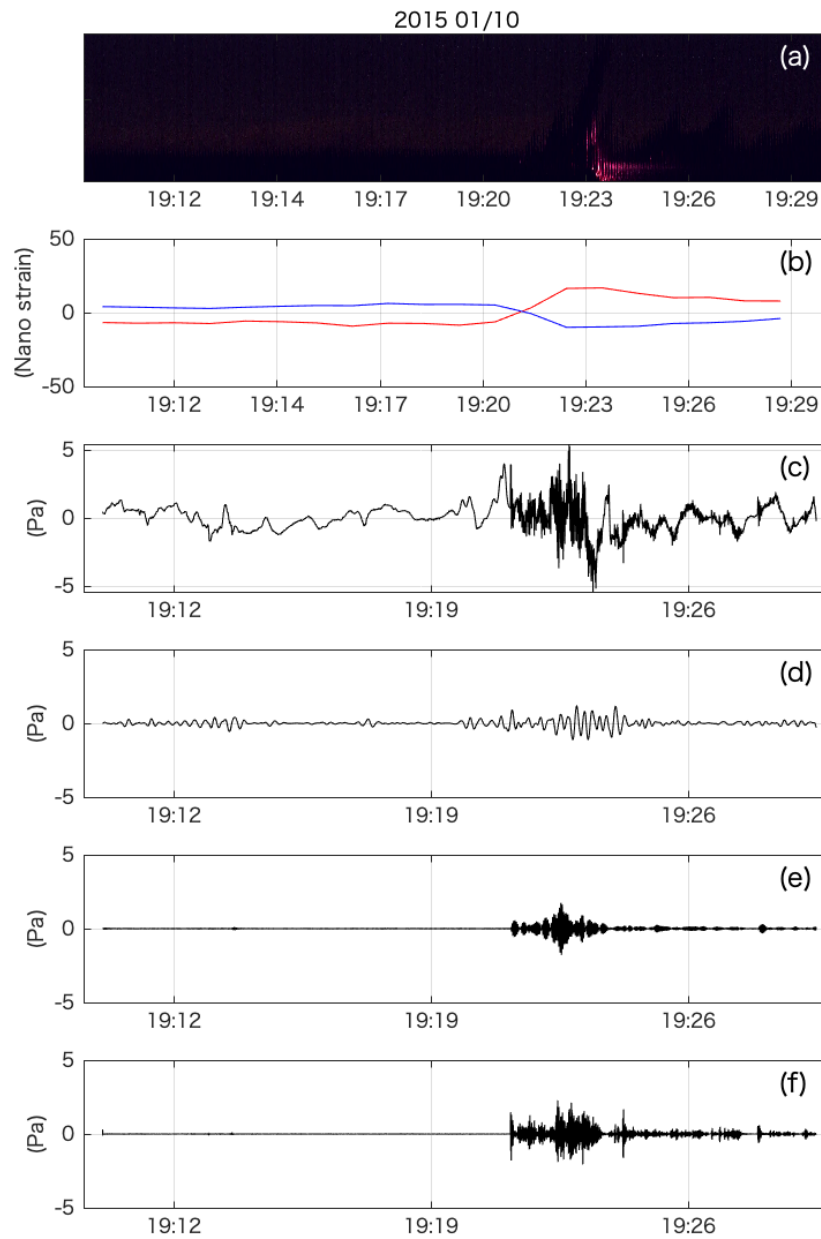


Figure 95: 噴火記録における, 映像, 地盤変動記録, 空振の比較. (a-f) は Fig. 94 と対応している. Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_R に属するイベント.

4.4.5 空振記録と、地盤変動から推定した体積変化量の比較

ここまでの空振、地盤変動、映像記録との比較・解析を踏まえて、空振記録と、地盤変動から推定した体積変化量 (V_g) を比較する。個別の噴火イベント (Table. 2, Group J_{XRC}) にともなうて放出される後続波の空振エネルギー (E_K, E_T), すなわち、爆発主要相を除く空振パワーの積算値と、地盤変動から推定した体積変化量の比較を試みる。また、比較のために、爆発波形の主要相の二回積分値 (P_{2K}, P_{2T}), 特徴的周波数帯にバンドパスフィルターをかけた空振波形振幅とも比較を行う。KUR の空振波形の生波形, 0.05 - 0.1, 0.4 - 0.5, 1 - 8 Hz のバンドパスフィルターをかけた波形の振幅をそれぞれ A_r, A_L, A_M, A_H とする。

爆発的噴火について、地盤変動と空振波形及びその解析例を Fig. 96 に示す (Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_X に属する)。また、強いパルス状空振をともなわない噴火記録についても、解析例を Fig. 97 に示す (Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_R に属する)。2015 年 1 月 9 日から 6 月 28 日までの期間において、火口カメラにおいて、噴火・噴煙の様子が確認できたイベントを選定し、気象庁の噴火カタログを基に、単発的な爆発的噴火 (107 イベント), 後に噴泉活動が続く爆発的噴火 (15 イベント), パルス状空振をともなわない噴火活動 (43 イベント) に分けて (Table. 2, Group J_{XRC}), 地盤変動と空振の解析結果を比較する。ただし、爆発的噴火とパルス状空振をともなわない噴火活動については、ノコギリ波状地盤変動の基準 (5 ナノストレイン/分以上の変動) を満たさない、ゆるやかな地盤変動も含む。結果を Fig. 98 に示す。この結果、 $\sqrt{E_T}$ が V_g と最も良い相関を示し、強いパルス状空振を含まないような微弱な噴火の記録から推定した $\sqrt{E_T}$ も含めて、両対数プロット状で傾き約 1 の直線上に並ぶ ($R=0.67$, R は相関係数)。空振波形の振幅は、爆発的噴火の際の A_L と V_g が比較的相関が良い ($R=0.59$) が、微弱な噴火記録まで含めると V_g をうまく説明できない。また、空振の二回積分値, P_{2K} , P_{2T} についても、爆発記録の主要相を用いた推定値 (Fig. 98 赤, 黒) と V_g との間に相関があり ($R=0.76$ (KUR), 0.70 (TKT)), $\sqrt{E_T} - V_g$ と同程度の相関係数であるが、微弱な空振を用い

た推定では極端に大きい, または小さい値となり, V_g との関係は見出せない. 極端に大きい P_2 の推定は, 微弱な空振の場合, パルス状空振の積分時間 (数秒) に比べて, 長時間 (数分間) 積分しているために, 風ノイズのような長周期ノイズもそのまま積分してしまう影響であると考えられる.

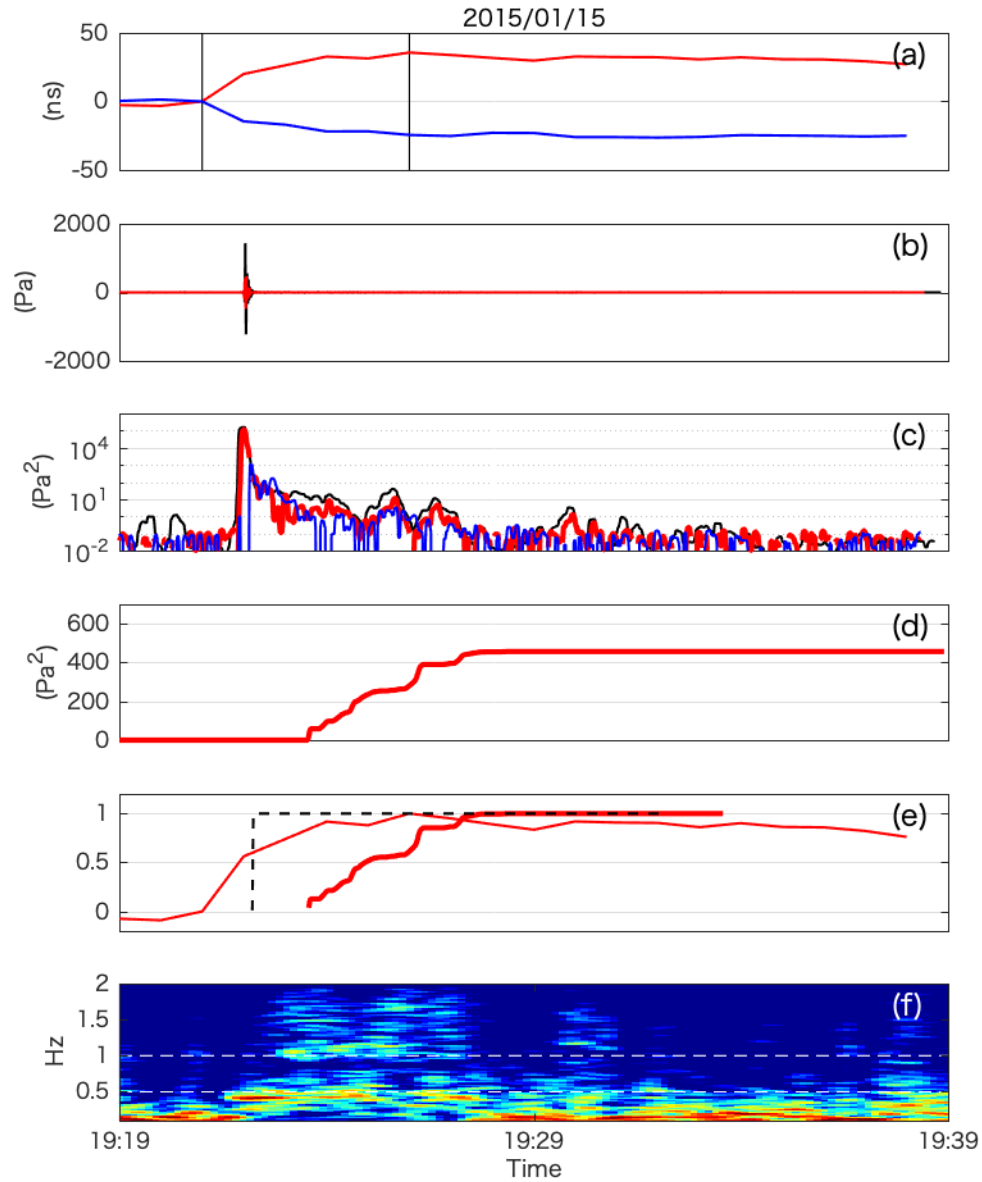


Figure 96: 空振記録解析例 (爆発, 噴泉活動あり) (a) 地盤変動記録, 火口方向ひずみ (赤), 火口直交方向ひずみ (青), (b) 空振記録 (黒, KUR, 赤, TKT), (c) 空振パワー (黒, KUR, 赤, TKT(SHW 方向), 青 TKT(KSR 方向)), (d) 空振パワー積算値: 爆発的噴火の場合, シグナル立ち上がりの 60 秒後から地盤変動の継続時間分を積算, (e) 規格化した火口方向ひずみ (赤細線), 空振パワー積算値 (赤太線), 空振波形二回積分値 (黒点線), (f) KUR 空振記録のスペクトログラム. Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_X に属するイベント.

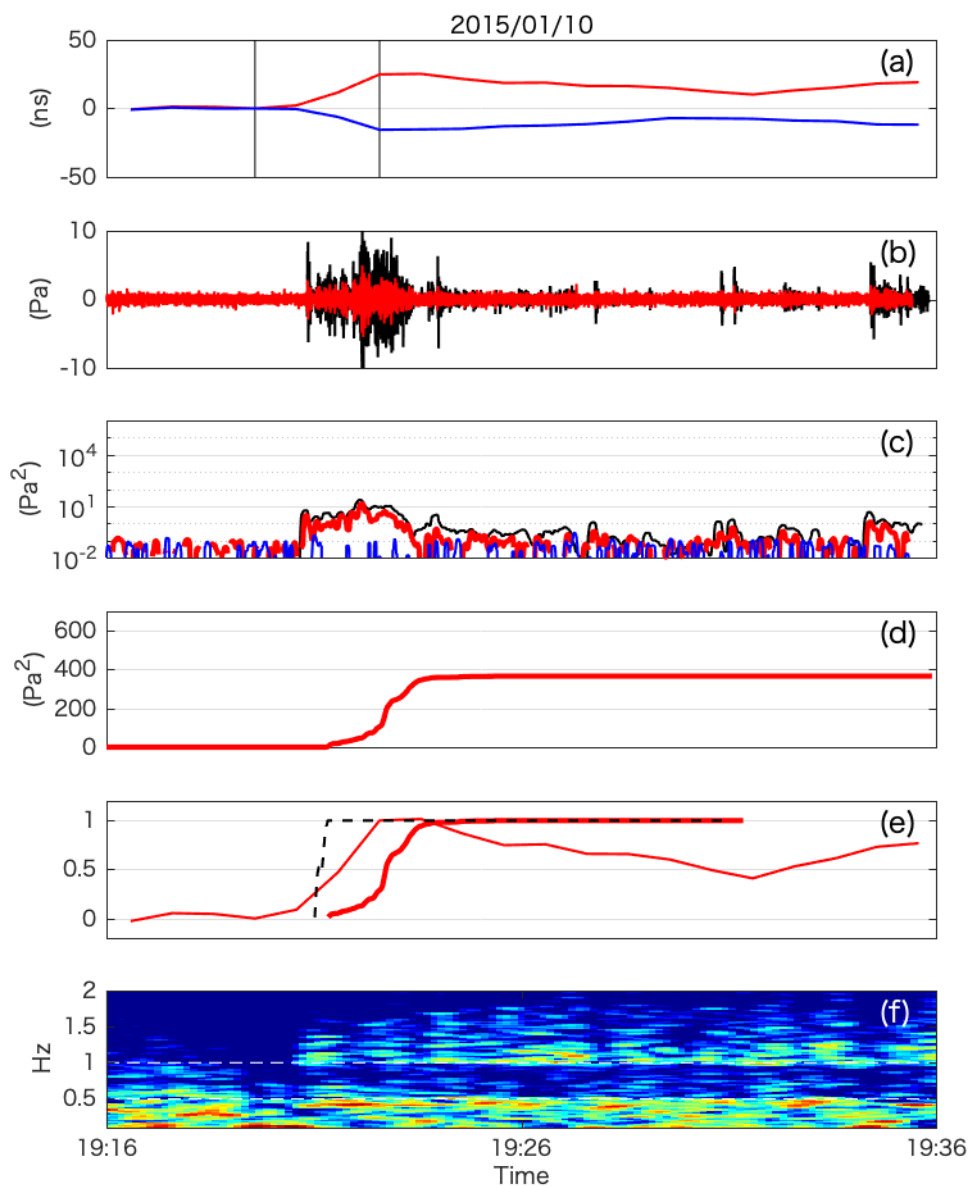


Figure 97: 噴火記録, Fig. 96 と同じプロット. 空振シグナルは振幅が非常に小さいが (b), 地盤変動は Fig. 96 と同程度見えている. Table. 2, Group J_{XRC} のうち, J_R に属するイベント.

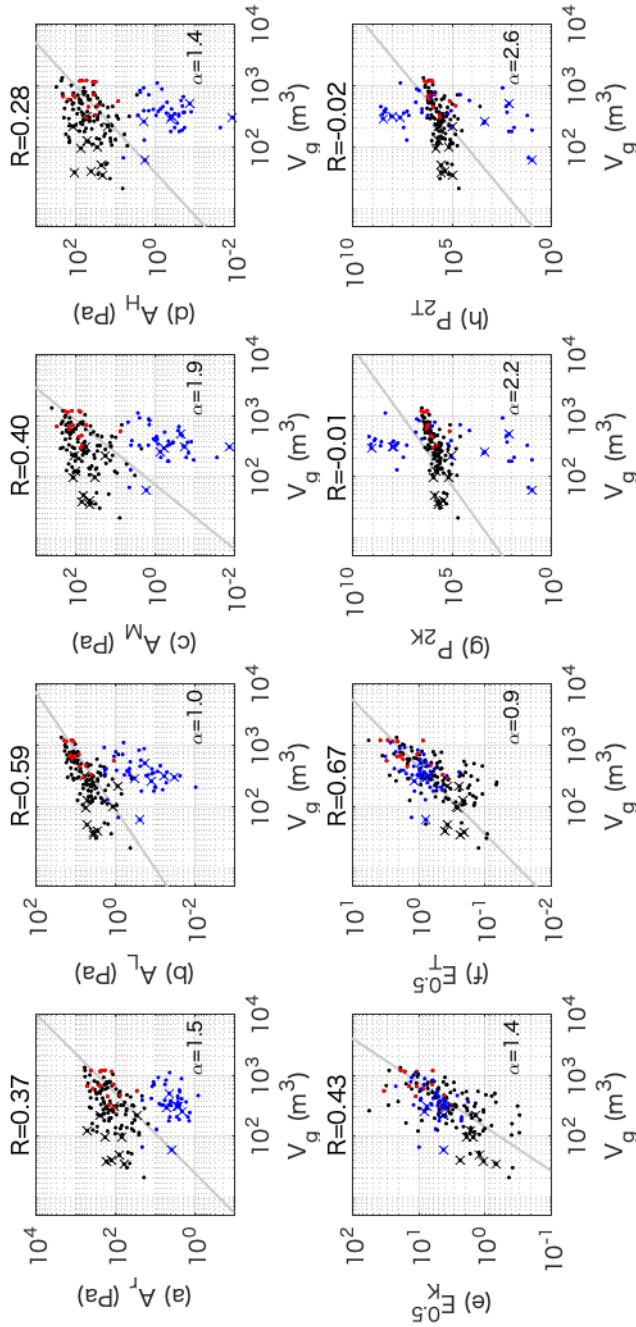


Figure 98: 空振記録と地盤変動の比較: 横軸は地盤変動から見積もった体積変化量. 黒は爆発的噴火, 赤は爆発的噴火の後に噴泉活動が認められるイベント, 青は噴火イベントを示す (Table. 2, Group J_{XRC}). グレイ線はべき関数として近似したときの曲線で, α はべき指数. R は相関係数. 縦軸はそれぞれ, (a-d) 空振生波形, 0.05 - 0.1, 0.4 - 0.5, 1 - 8 Hz 振幅, (e-f) KUR, TKT における空振エネルギーの 0.5 乗値, (g-h) KUR, TKT における空振波形二回積算値. ただし, 爆発的噴火, 噴火イベントは, ひずみ変化量が 5 ナノストレーン/分に満たない記録をそれぞれ 10, 6 イベント含む (X マーカー).

4.5 議論

4.5.1 空振と地盤変動の関係

実際の観測記録において、地盤変動と相関の良い空振シグナルの特徴を検討する (Fig. 98). §4.4.5 における検討の結果、最も V_g と関係するパラメータは空振パワーの積算値であった。 E_T は、爆発的噴火から推定した場合 (Fig. 98, 黒点, 赤点) も、微弱な空振活動から推定した場合 (Fig. 98, 青点) も同程度に V_g と関係がある。爆発におけるパルス的な圧力の解放に対して、地盤変動の粘弾性応答により遅れて地盤変動が起こっている可能性がある (Aoki, 2016). 一方でパルス状空振をとまなわれないような微弱な空振活動にとまなっても、爆発的噴火と同程度の振幅、継続時間の地盤変動が見られている。地盤変動の継続時間は、むしろ爆発的噴火の後に続く後続波や、微弱な空振活動の継続時間と近く、表面現象としては噴泉活動、もしくは灰噴火と対応していることを映像から確かめる事ができる (Fig. 91, 94, 95). すなわち、映像によって表面活動が確認できなかったイベントに関しても、地盤変動は、地下から地表へのマグマの移動を反映しており、表面現象としては噴泉活動、もしくは灰噴火と対応していると推察できる。この推察は、 V_g から火山灰放出量を経験的に見積もることができるとする先行研究 (Ishihara, 1990; Iguchi, 2012) によっても支持される。

爆発イベントに限ってみれば、 A_L と P_2 も V_g と相関がある。地盤変動が数分から数十分の継続時間を持つのに対して、数秒から数十秒しか継続時間を持たない A_L と P_2 が、 V_g と相関を持つ理由を検討する。先行研究では、地盤変動記録の解析を通して、桜島昭和火口の活動のようなブルカノ式噴火において、キャップロックの直下のガスポケットの存在が指摘されている (Iguchi *et al.*, 2008). そこで、 A_L と P_2 が、 V_g と相関を持つ理由として、爆発直前の地下の圧力増加 (Δp_g) と、火道浅部のガスポケットの圧力増加 (Δp_{cp}) が比例関係にある可能性が考えられる。 $\Delta p_g \propto V_g$ と考えれば、 $\Delta p_{cp} \propto \Delta p_g$ のとき、 $\Delta p_{cp} \propto V_g$ である。爆発的噴火が発生するときには、 Δp_{cp} を開放するときに、プラグ直下のガスポケット及び火口のジオメト

りで決まるような固有周期が強められ (Kim and Lees, 2011; Lacanna and Ripepe, 2013), Δp_{cp} に比例した振幅 (A_L) を持つパルスが発生する可能性が考えられる. この状況は, 実験において, ガスチャンバー内に蓄積したガスがスラグ-環状流遷移によって開放されることで, 装置全体の構造に由来する固有周期が強められ, 低周波パルスが発生する振る舞いと近い. 爆発的噴火にともなって観測された空振の波形及び周波数構造に大きな変化はみられなかったことから (Figs. 77, 79), ガスポケットの構造は, 噴火毎に大きく変化しないと考えられる. 一方, 噴火イベントに関しては, A_L , P_2 と V_g は相関が悪い. これは, 噴火開始前に $\Delta p_{cp} \propto V_g$ の関係があったとしても, パルス状空振をとまなわない噴火の場合, Δp_{cp} がゆっくりと開放されるため, ガスポケット及び火口のジオメトリで決まる周波数を励起することができず, Δp_{cp} が空振振幅に反映されないためであると推察する.

また, A_L と比べて, A_M , A_H は V_g との相関が比較的悪い. 従って, この周波数帯のピークは, 地下の情報を反映しているわけではなく, 本実験の空気振動高周波帯のように, より浅部の現象と対応しているのではないかと推察する. Vidal *et al.* (2006) の実験によれば, 特に爆発的噴火によって励起される強いパルス状空振の A_M , A_H は, 火道浅部のキャップの破壊速度に支配されている可能性がある. キャップの破壊速度が, 爆発によって違うために, A_M , A_H と V_g は相関が悪くなるのではないかと考える.

Iguchi (2013) では, 火山性微動のエネルギーと, 火山灰放出量の間に関係が見られることを指摘している. 特に, 2-3 Hz の周波数帯域の微動振幅の二乗積算値と火山灰放出量の間に関係があることを示した. 一方で, 微動の特徴的周波数帯域は 2 - 3 Hz であり, 空振の特徴的な周波数帯域は 0.5 - 1 Hz であることから, それぞれの微動は別々の機構によって発生していることが示唆される. また, 微動の二乗振幅の月間積算値と月間火山灰放出量は比例関係にあるが, Fig. 98 によれば, V_g^2 が E_T と比例している. 以上の関係が, 空振のソースメカニズムとどのような関係にあるかは, 今後検討が必要である. 一方で, E_T 算出の際に着

目した微弱な空振は、地盤変動と同程度の継続時間を持ち、表面現象としては火映が見えるような噴泉活動及び灰噴火と対応している。これらの結果から、微弱な空振は、地下から上昇してくるマグマが、地表へ放出される時に励起されているシグナルであることが示唆される。

Iguchi (2012) では、地盤変動量から火山灰放出量を経験的に見積もれる可能性が示唆されている。今回の解析結果によれば、Fig. 97 のように、微弱な空振シグナルと地盤変動を対応させて体積変化量を見積もることによって、微弱な灰噴火による火山灰放出量も空振記録から推定できる可能性を示唆している。

最後に、TKT 空振アレイで見積もった空振パワーを 1 日毎に積算した値と、気象庁による爆発的噴火記録の振幅を 1 日毎に積算した結果を Fig. 99 に示す。爆発や噴火の記録がない日であっても、微弱な空振活動が継続している日がある。例えば、6 月 24, 25 日や、9 月 26 日から 29 日は噴火の記録がないが、微弱な空振活動が長時間継続しており、微弱な空振エネルギーの積算値は、小規模の爆発的噴火のある日の積算エネルギーに匹敵するほどのエネルギーを放出している。また、ノコギリ波状地盤変動も計測されている。すなわち、空振アレイを用いた連続的な空振エネルギーの推定値は、火山活動モニタリングのパラメータとして有効である可能性があると考えている。今後、空振アレイを用いた空振エネルギーの変化と、地震動、火山ガス放出量、火山灰放出量などを比較することによって、空振エネルギーと火山灰放出量の関係や、灰噴火、爆発的噴火のソースメカニズムを明らかにしていくことができると考えている。

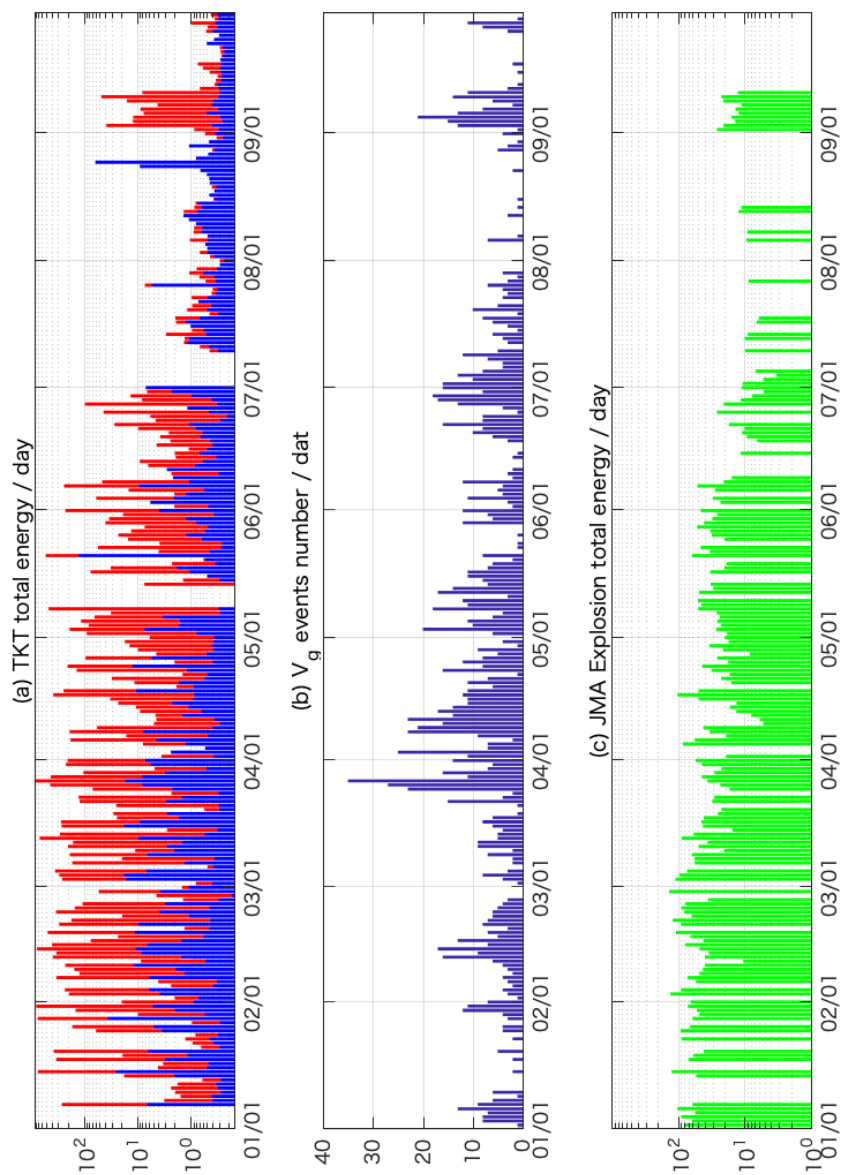


Figure 99: (a) TKT における空振パワーの 1 日ごとの積算値, 赤と青はそれぞれ SHW 方向と KSR 方向の推定値, (b) ノコギリ波状地盤変動イベント (Table. 2, Group G_A) の毎日の積算回数, (c) 気象庁の爆発記録の振幅を一日ごとに積算した結果.

5 まとめ

本研究では、所属機関の一般公開におけるアウトリーチ実験として行なった、水あめ噴火実験から着想を得た、パイプ-チャンバー系水あめ噴火実験を行なった。

§2 では、実験において発生するチャンバー内の圧力変動に着目した。この章の主な成果は以下の通りである。

(1) 実験において、火山モデルとの対応から想定される規則的な現象に加えて、実験パラメータが一定であっても、自発的に周期の乱れが発生する条件を見つけた。この周期の乱れは、過去の過去のガス噴出によって、パイプ内の流路構造が乱され、その履歴が次のサイクルに伝わることによって、流れが高粘性化する条件を乱し、周期の乱れが発生していることを、画像解析を用いて明らかにした。

(2) 実験が火山 LP モデルと同等の数理構造を含んでいることを示した。実験におけるチャンバー圧力変動とパイプ内流れは、火山システムにおけるマグマ溜り圧力変動と火道流と対応している。また、実験におけるパイプ内の気液二相流を、高粘性部と低粘性部の互相流れと捉えることで、火道内を上昇するマグマが途中で結晶化する火山モデルと対応していることを示した。また、実験における代表的無次元パラメータは、火山モデルで想定される無次元パラメータの範囲内にあることを示した。

(3) 実験の結果から、観測や火山モデルにおいて、噴火の周期性を解釈する際に、どのような効果を想定すると良いかを示した。すなわち、噴火の周期性を考える上で、地下の構造やマグマ供給流量だけではなく、噴出物のフォールバックによる火口への再堆積や、火道の崩壊、爆発的噴火直後のマグマヘッドの位置といった過去の噴火の履歴の影響も想定すると良いと考えている。

§3 では、実験においてパイプ上部で計測した空気振動に着目した。この章の主な成果は以下の通りである。

(1) 実験で計測した空気振動波形が持つ、二つの特徴的周波数ピークをつくるメカニズムを特定した。パルス的に発生する実験の空気振動のうち、低周波帯 (~ 20 Hz) のピークはパイプ-チャンバー全体のヘルムホルツ共鳴によって励起されており、高周波帯 (230 - 270 Hz) のピークは、パイプ内の気柱共鳴によって説明できる。

(2) Unimodal STW と Disturbed STW 発生時の空気振動波形に違いが見られることを示した。Disturbed STW では Unimodal STW 発生時と比べて、空気振動波形にバリエーションがあり、画像解析の結果、波形のバリエーションはパイプ内の液スラグ破裂時の速度、位置、順序のばらつきによるものであることを示した。

(3) 空気振動の低周波ピークをつくる成分の振幅が、チャンバー圧力振幅に相関があることを示した。すなわち、低周波帯及び、高周波帯のピーク周波数に着目すれば、パイプ-チャンバーの構造を概ね推定できることを示した。本研究では、空振発生メカニズムと火山活動において発生する空振発生メカニズムとを結びつけるに至らなかった。一方で、この実験の結果を踏まえれば、実際の火山噴火にともなう空振の解析においても、空振記録のうち、地盤変動と同程度のタイムスケールを持つシグナルに着目すれば、地下の構造や圧力(体積)変化との対応関係を見出すことができる可能性が示唆される。

§4 では、本実験と対比する事例研究として、桜島 2015 年火山活動における空振、地盤変動及び映像記録の解析を行った。この章の主な成果は以下の通りである。

(1) 桜島において、空振の後続波や、連続的な灰噴火をともなうような微弱な空振のエネルギーが、地盤変動と比較的良好な関係にあることを示した。空振アレイを用いた連続的な空振エネルギーの推定値が、火山活動モニタリングのパラメータとして有効である可能性があると考えている。

本研究において、流れの構造が一見全く違う実験システムと火山噴火システムとが、同等の数理構造を含むこと、また、実験で見られた予測外の結果に対して、その発生条件やメカニ

5 まとめ

ズムを特定し、火山モデルや観測に対しての示唆を示したことは重要な成果であると考えている。これらの面では研究の目的を達成できたと考えている。また、事例研究として行なった観測記録の解析において見出した、空振エネルギーと地盤変動の関係についても、実験の結果を踏まえた上で観測記録を見直した結果、見出せた結果であると考えている。

以上の結果から、本実験は火山噴火システムを理解する上で、重要なツールの一つになると考えている。

Appendices

Appendix A ノコギリ波状地盤変動

マグマ噴火現象と比べると空間・時間スケールは小さいが、宮城県吹上温泉の鬼首間欠泉では、間欠泉の活動にともなったノコギリ波状の傾斜変動が報告されている (Nishimura *et al.*, 2006). Fig. A.1 は間欠泉噴出口から水平距離 7 m, 深さ 1 m に設置した傾斜計のデータ。間欠泉口の隆起が正になるようにプロットしている。間欠泉噴出のインターバルと継続時間がそれぞれ 10 分と 90 秒で安定して繰り返されるような安定期 (Fig. A.1a) と、短い噴出継続時間と長い噴出継続時間が混在するような非安定期 (Fig. A.1b) があることが観測されている。非安定期の傾斜ベクトルの結果を元に、少なくとも 2 つのチャンバーを持つシステムであることが推定されている。

ハワイ、キラウエア火山では、1996 年 2 月 1 日ハワイ時間 8 時頃から 12 時頃にかけて、マグマの地下の移動にともなうと考えられる、数分スケールのノコギリ波状変位変動が観測された (Ohminato *et al.*, 1998). Fig. A.2c はソースから水平距離約 1 km (HVO) と、1.5 km (GU9) に設置している速度計から得られた垂直変位変動。ソース深さは 1 km 程度と推定されている (Fig. A.3)。Ohminato *et al.* (1998) はこの変位変動をマグマの移動に起因するものであると解釈している。すなわち、クラックがバウファとして働いており、1 - 3 分かけてマグマを蓄え、圧力の増加によってクラックが開くと、その後 5 - 10 秒のタイムスケールでマグマをより大きなリザーバーに向けて放出するという過程が、ゆっくりとした膨張と急激な収縮を引き起こしているという考えである。また、マグマが大きなガススラグをともなった 2 相流であると考え、次のようなモデルが考えられる (Fig. A.4)。クラック同士はラバルノズル状の流路でつながっている。流路がマグマで満たされているときには、上流側のクラックはガススラグが蓄積していき、圧力が上昇していく。ある程度の圧力に達すると、ガススラグは、ラ

バルノズル状の流路を通してチョーキング条件を満たしながら一気に下流側クラックへと流れ込む。ガススラグの急激な移動によってクラックは収縮し、再び流路がマグマで満たされると上流側クラック内で再びガススラグが蓄積していく。このモデルではスラグ自体が自励的なバルブの役割を果たしている。

一方で、溶岩ドーム噴火の観測例 (*Anderson et al.*, 2010) や、カルデラ崩壊 (*Fujita et al.*, 2004; *Fontaine et al.*, 2014), 地下のマグマドレインバック (*Fukuyama*, 1988) にもなっては、ここまでと"逆サイクル", すなわち、ゆっくりとした山体収縮と、急激な膨張のサイクルも報告されている。

Anderson et al. (2010) は 2007 年セントヘレンズ山での火山活動にもなった "逆" ノコギリ波状地盤変動を報告している。Fig. A.5 中の観測点 NDM は、セントヘレンズ山において、旧溶岩ドーム (1980 年噴火) の北側に設置された傾斜計であり、成長するドーム上がり方向の傾斜を正としている。Fig. A.6 は NDM の 2007 年 9 月 22 - 29 日のデータである。成長する溶岩ドーム下がりのゆっくりとした傾斜変動ステージと、溶岩ドーム方向上がりの急激な傾斜変動が周期的に繰り返される。このサイクルのメカニズムとして、1, ソースの急激な増圧と、ゆっくりとした減圧; 2, 地下のソース形状に起因した地盤変動極性の反転; 3, 押し出されるマグマプラグと、旧溶岩ドームのスティックスリップ を提案し議論しているが、観測点の数が不十分であり、メカニズムの特定には至っていない。

同様の波形はカルデラ崩壊にともない、2007 年レユニオン島ピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ山 (*Fontaine et al.*, 2014) や、2000 年三宅島カルデラ形成 (*Fujita et al.*, 2004) でも報告されている。ピトン・ドゥ・ラ・フルネーズ山では、RER (Fig. A.7) に設置された広帯域地震計を用いて、N - S 方向の傾斜変動を計算している。Fig. A.8 は 2007 年 4 月 5 日から始まったカルデラ崩壊にともなって観測された傾斜変動。山体膨張が正になるようにプロットしている。カルデラ崩壊に先行して、ゆっくりとしたカルデラ方向下がりの傾斜が観測され、崩壊開始時

間には逆方向の急激な傾斜変動が観測されている。その後もカルデラ崩壊にともなって、このようなノコギリ波状の傾斜変動が観測されている。このノコギリ波状の傾斜変動に関して、詳しくメカニズムは推定されていないが、収縮レートがカルデラ崩壊の前後で変わらないこと、カルデラ崩壊が終わる前に収縮が終わっていることから、この時期に観測された収縮傾向の傾斜変動は浅いマグマ溜りから水平方向のマグマ移動に由来するものであると推測されている。

2000年三宅島カルデラ陥没イベントの際にも、"逆"ノコギリ波状の傾斜変動が報告されている (Fujita *et al.*, 2004). Fig. A.9 に三宅島の観測点位置を示す。2000年7月8日、山頂からの噴火を皮切りにカルデラ陥没が始まった。このカルデラ陥没にともなって、8月18日までに46回のノコギリ波状傾斜変動(5つの観測点の傾斜のうち、少なくとも一つの観測点が、オフセット 1μ rad 以上の急激な傾斜変動記録したイベント)が観測された。この傾斜変動は、山下がりの方向のゆっくりとした傾斜変動と、山上がりの急激な傾斜変動を示している (Fig. A.10)。傾斜の向きが島の中心付近を境に、北東または南西方向を示したことから、ソースは深さ6-7 km、走向N 40-70度、傾斜20度で山頂方向に傾くシル状のマグマ溜りが推定されている (Fig. A.9)。

地表におけるマグマやガスの噴出をとまなわない逆ノコギリ波状の変動も報告されている。伊豆大島では、1986年11-12月の噴火活動のあとに、火山性微動をとまなったノコギリ波状傾斜変動が報告されている (Fukuyama (1988) ではノコギリ歯状としている)。火口から約1.5 kmに設置された傾斜計 (Fig. A.11, GJK) が観測した傾斜変動の例を Fig. A.12, A.13, A.14に示す。火口下がり傾斜変動を正としている。ゆっくりとした火口下がり傾斜をステージ1、逆方向の傾斜変動をステージ2としている。ステージ2に対応して、火山性微動が観測されている。このノコギリ波状傾斜変動は時間的に波形が推移していく。Fig. A.12の時期には規則的な波形であるが、Fig. A.13の時期には連続した変動毎に振幅のばらつきが認められ

る. Fig. A.14 の時期には継続時間は 1 日程度のものから数時間程度, 極端なものでは孤立的に発生するものまで現れている. これらの傾斜変動に対しては, 山体をバネのようなものでモデル化される弾性体であると考えている. 1986 年噴火後, マグマが火口直下のある深さで後退しているような状況を想定する. このマグマの後退による圧力減少によって山頂方向下がりの傾斜変動が観測され, ステージ 2 では山体がステージ 1 の弾性変形に耐えられなくなり, 破壊現象を生じて弾性ひずみを開放していると考えている. 圧力源は深さ 1.5 - 2 km の深さから, 下方無限遠まで鉛直線上に球状圧力源が分布するソースを仮定して, 傾斜変動のオーダーを説明できることを示している.

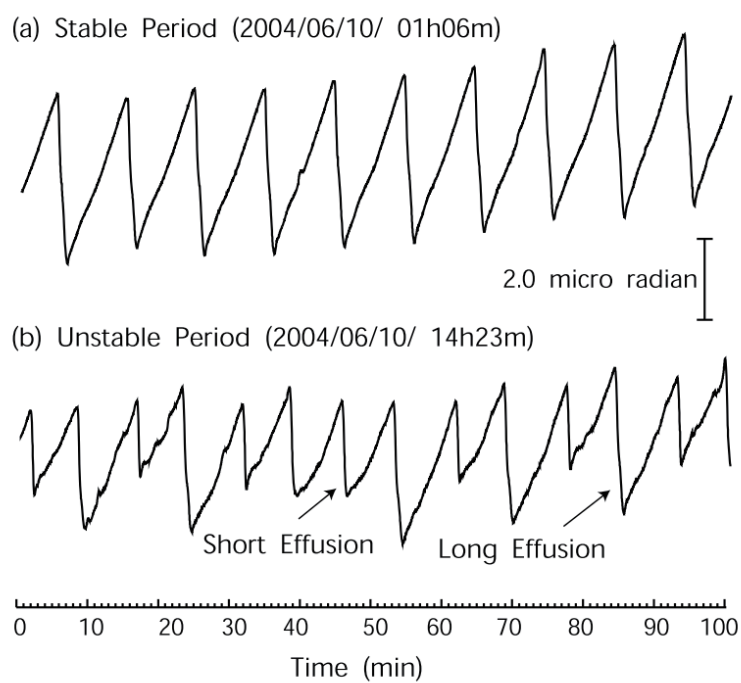


Figure A.1: 鬼首間欠泉の噴出にともなう周期的傾斜変動. 傾斜計は噴出口から水平距離 7 m, 地下 1 m に設置されており, 噴出口上がり傾斜変動が正になるようにプロットされている (Nishimura *et al.*, 2006, Fig. 3).

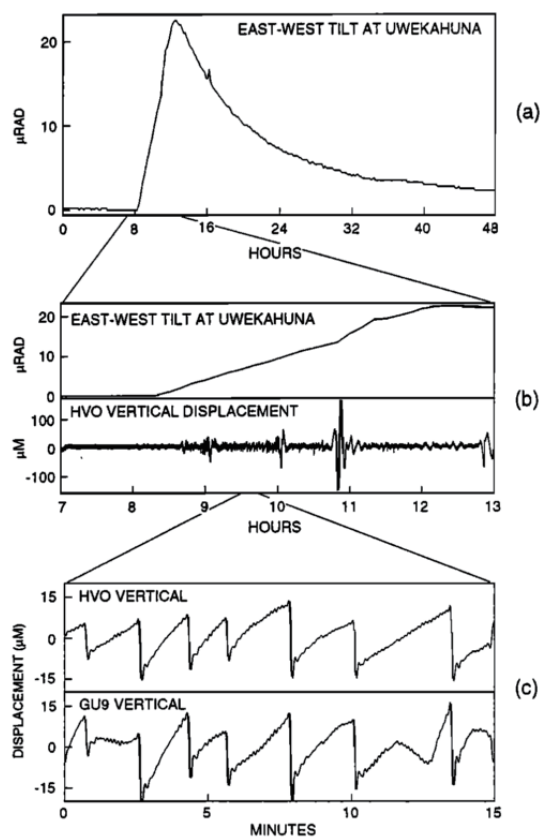


Figure A.2: キラウェア火山において観測された傾斜変動. (a) HVO 観測点において, 1996 年 2 月 1 日 8 時 (HST) に HVO 付近の Uwekahuna vault で観測された 48 時間分の傾斜変動 (山上がり傾斜が正). (b) 7 時 (HST) から 6 時間分の傾斜変動と上下変位. (c) 上下変位に記録されたノコギリ波状変位変動の詳細 (Ohminato *et al.*, 1998, Fig. 2).

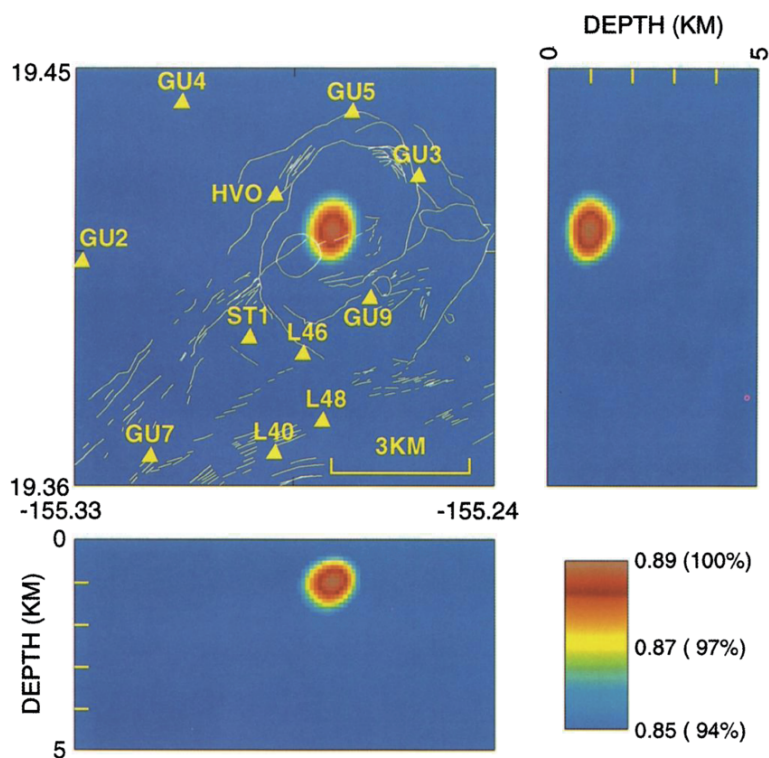


Figure A.3: 観測点位置とノコギリ波状の変位変動が観測された時期に、HVO, ST1, GU3, GU9, L46 の速度計波形のセンブランス解析結果. センブランス値が最も高い位置を今回のイベントのソース位置としている (Ohminato et al., 1998, Plate 1).

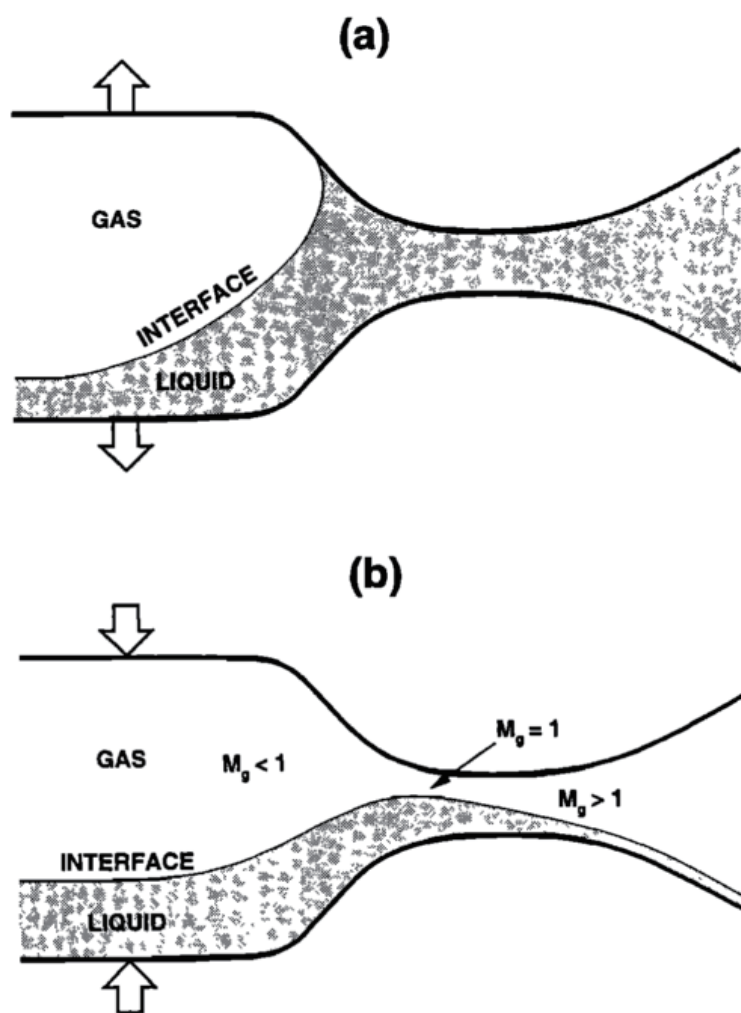


Figure A.4: 二相スラグ流の自励振動: (a) クラック同士はラバルノズル状の流路でつながっている。流路がマグマで満たされているときには、上流側のクラックはガススラグが蓄積していき、圧力が上昇していく。(b) ある程度の圧力に達すると、ラバルノズル状の流路を通過してガススラグはチョーキング条件を満たしながら、流路内では音速で、下流クラックでは亜音速で一気に下流側クラックへと流れ込む。ガススラグの急激な移動によってクラックは収縮し、再び流路がマグマで満たされると上流側クラック内で再びガススラグが蓄積していく (Ohminato *et al.*, 1998, Fig. 19).

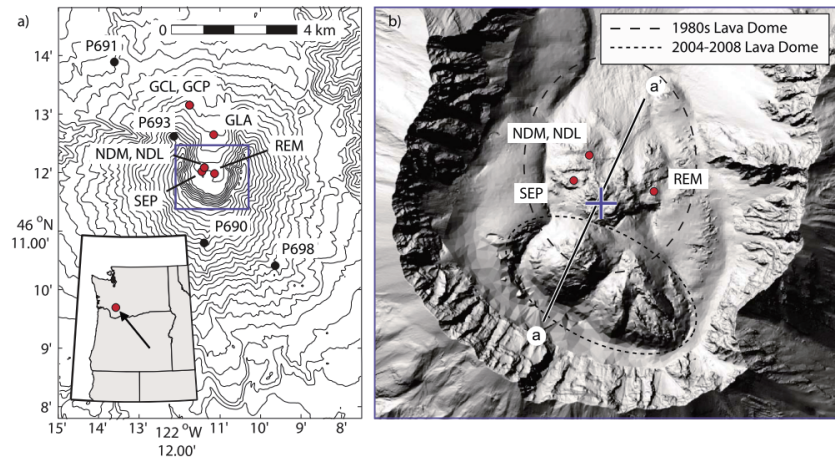


Figure A.5: セントヘレンズ山観測点位置 (Anderson et al., 2010, Fig. 1).

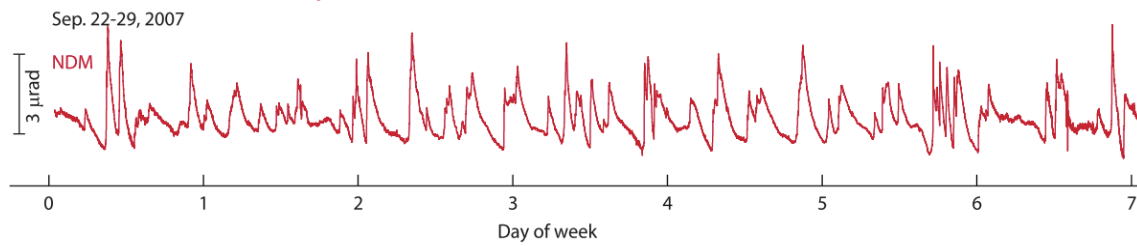


Figure A.6: 観測点 NDM における 2007 年 9 月 22 - 29 日に観測された傾斜変動. ドーム上がり傾斜変動が正 (Anderson et al., 2010, Fig. 5f).

A ノコギリ波状地盤変動

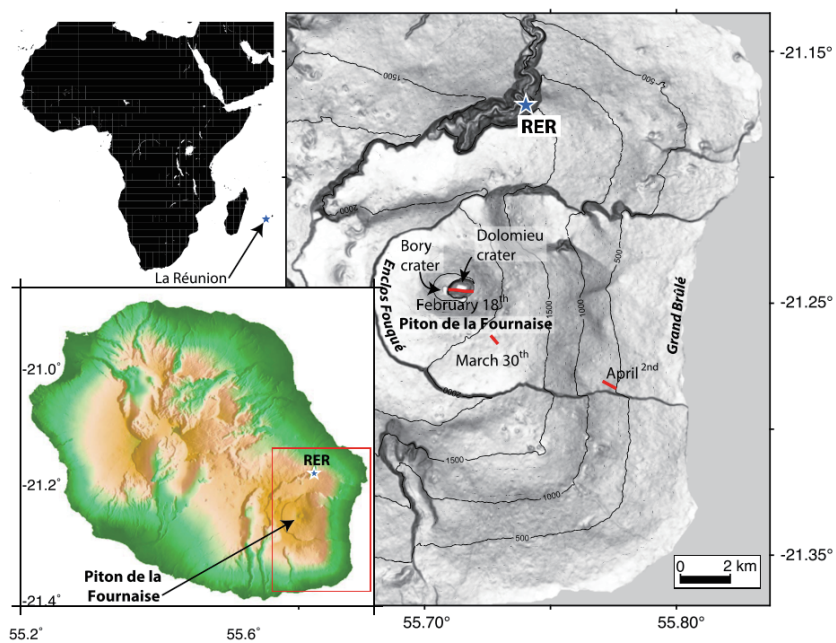


Figure A.7: レユニオン島観測点. RER は山頂から 8.2 km, 高度 834 m に設置されている観測点 (Fontaine *et al.*, 2014, Fig. 1).

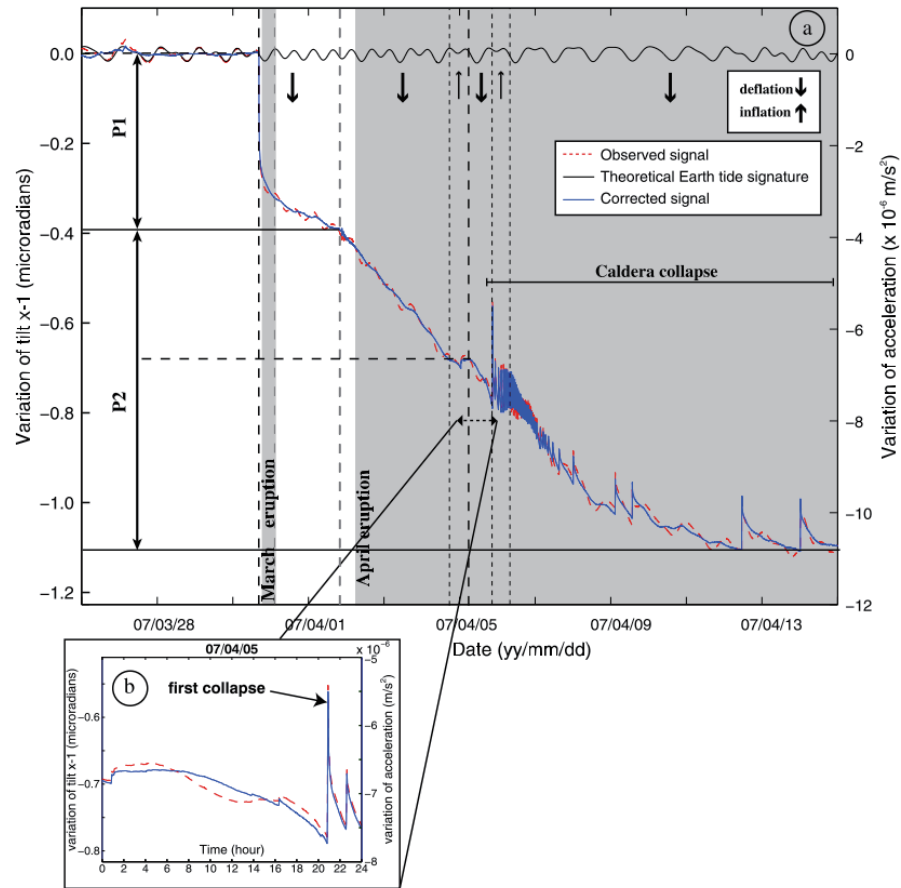


Figure A.8: a: RER に設置された広帯域地震計から計算された傾斜変動. RER において N - S 方向の傾斜変動を計算しており, 山上がりの傾斜変動が正になるような軸をとっている. 青線が観測された傾斜変動 (赤点線) から潮汐の影響を取り除いたもの. b: 4月5日のメインのカルデラ崩壊イベントに先行して, ゆっくりとして収縮方向の傾斜変動がみられ, カルデラ崩壊にともなって急激な膨張方向の傾斜変動が観測されている. カルデラ崩壊のイベントの間にも, このようなノコギリ波状の圧力変動が観測されている (Fontaine et al., 2014, Fig. 3).

A ノコギリ波状地盤変動

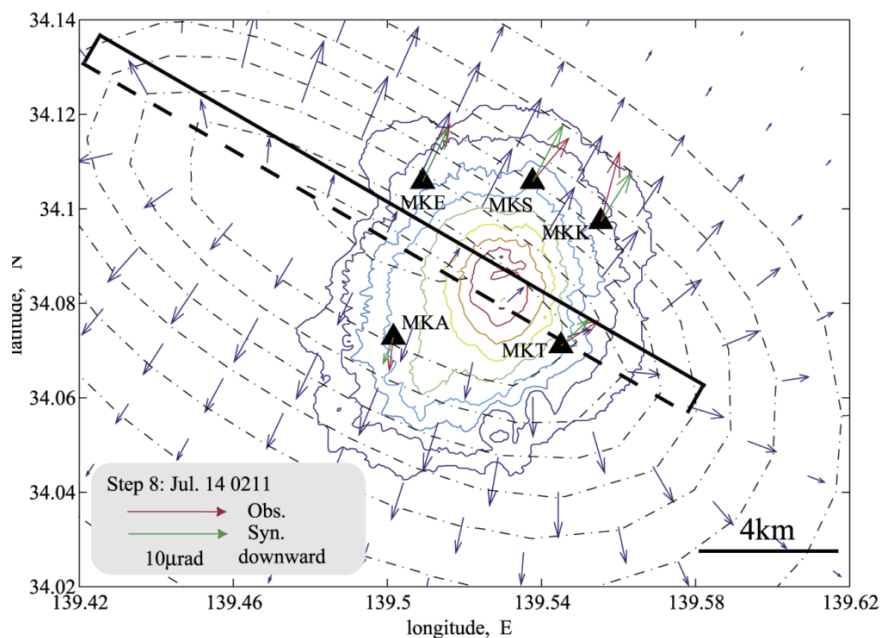


Figure A.9: 三宅島観測点位置. ソースは深さ 6 - 7 km, 走向 N40 - 70 度, 傾斜 20 度で山頂方向に傾くシル状のマグマ溜りを推定している (Fujita et al., 2004, Fig. 7a).

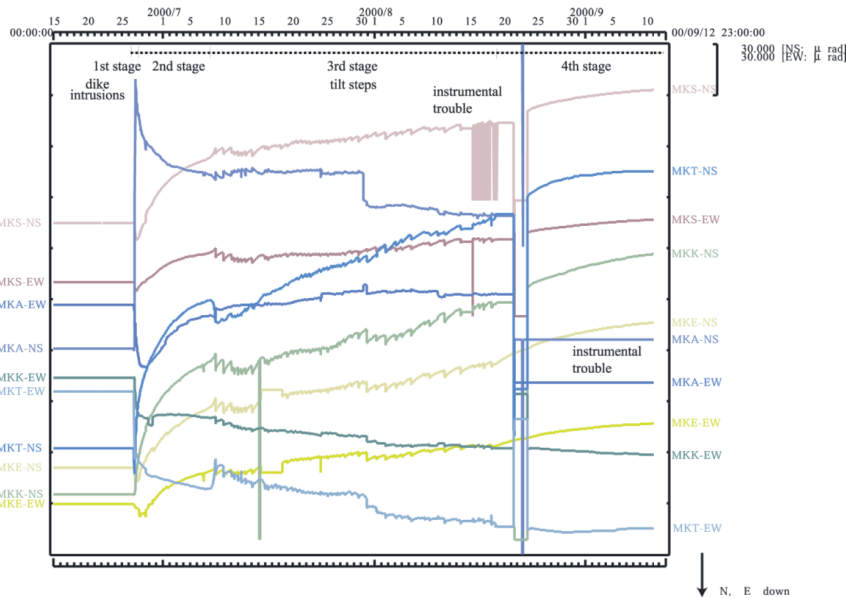


Figure A.10: 2000 年三宅島火山活動期の 5 観測点における傾斜変動記録. Ukawa et al. (2000) によって, 4 つのステージに区分されている. 1. ダイク貫入, 2. 山体収縮, 3. 間欠的な山頂噴火と 46 回のノコギリ波状傾斜変動をともなうカルデラ陥没, 4. 間欠的な山頂噴火とガス放出 (Fujita et al., 2004, Fig. 2).

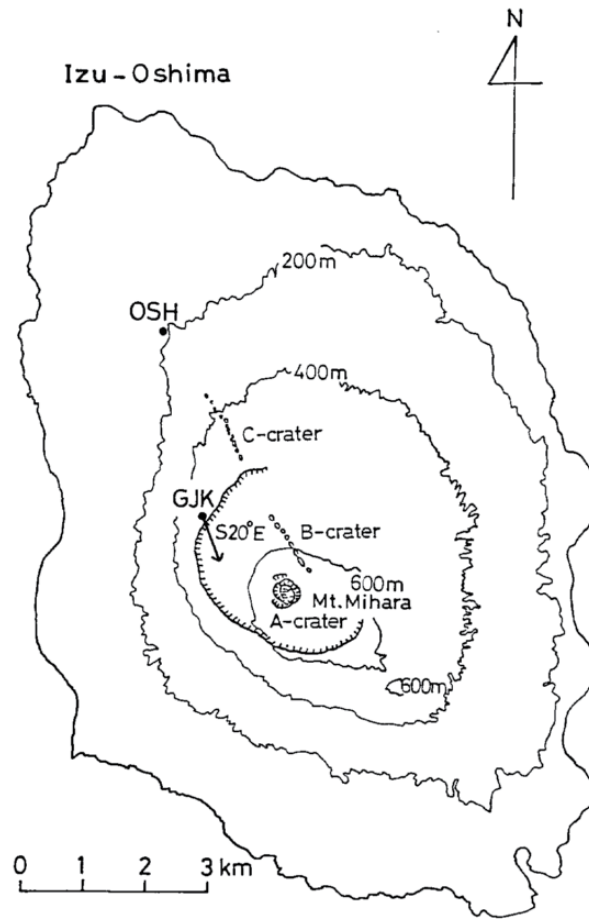


Figure A.11: GJK 傾斜計設置位置 (Fukuyama, 1988, Fig. 1).

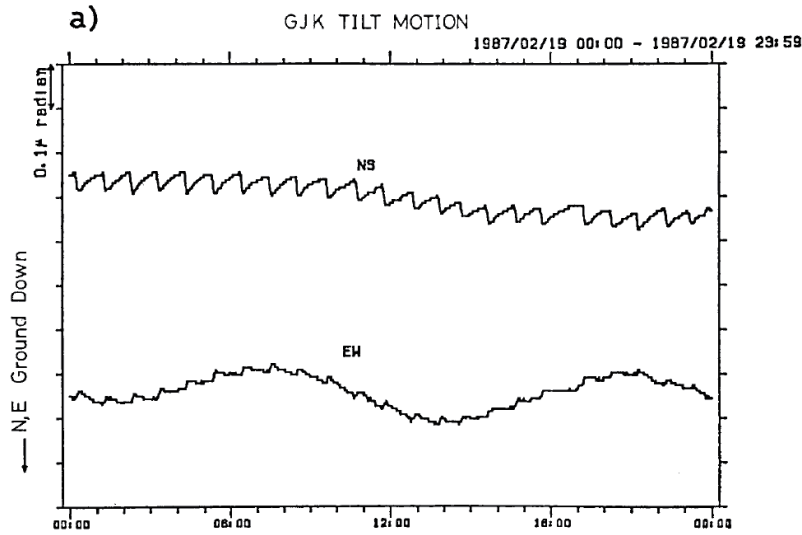


Figure A.12: 1987年2月-3月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動. 火口から水平距離約 1.5 km に設置された傾斜計 (GJK) のデータ. この図では火口下がり傾斜変動が正になるようにプロットされていることに注意する. 変動は直線的で角張っている. 周期も非常に規則的で安定して出現しており, 振幅は約 5×10^{-8} rad である. 数日から1日程度連続して発生している (Fukuyama, 1988, Fig. 2a).

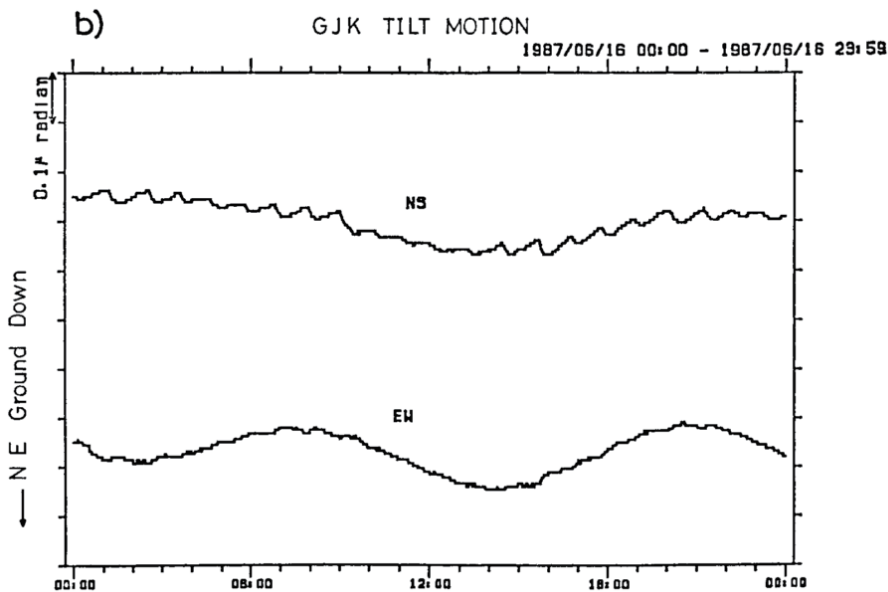


Figure A.13: 1987年4月-7月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動. 波形はやや丸みを帯びて来ている. 連続した期間は1日弱と短くなっている. 連続した変動ごとの振幅のばらつきが認められ, 振幅は $1 \times 10^{-8} \sim 7 \times 10^{-7}$ rad 程度 (Fukuyama, 1988, Fig. 2b).

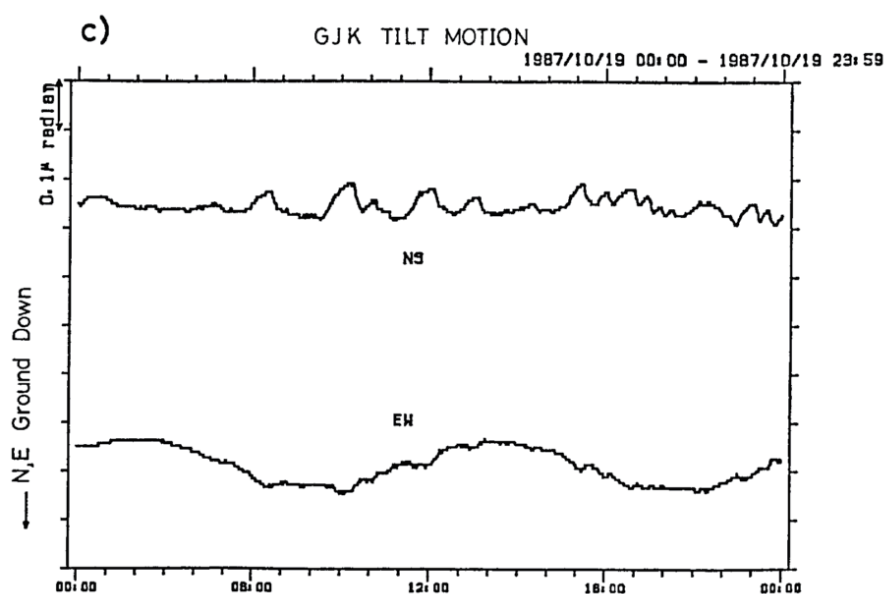


Figure A.14: 1987年8月 - 10月に伊豆大島で観測されたノコギリ波状傾斜変動. 波形はさらに丸みを帯び、サイクル周期も大きくなっている. 個々の変動の振幅は $1 \times 10^{-8} \sim 1 \times 10^{-7}$ rad とかなりばらついている. 継続時間も1日程度のものから数時間程度, 極端なものでは孤立的に発生するものも現れている (Fukuyama, 1988, Fig. 2c).

Appendix B 火山 Lumped parameter model

Wylie (1999) では, マグマの粘性は Dissolved volatile contents, c に依存すると考える. c の時間発展を,

$$\frac{\partial c}{\partial t} + \frac{Q_M}{\pi a_M^2} \frac{\partial c}{\partial z} = -\frac{c}{\tau}, \quad (\text{B.1})$$

と与える. 但し, z は火道内の位置で, 上向きを正とする. τ は揮発性成分がメルトから気泡核へ拡散する時間 (Volatile exsolution decay time). また, Wylie et al (1999) では $\bar{\rho}_M g L_M$ 項は無視している. 代表的値 (Eqs. 3, 4, 5, μ_1 , L_M) と, 代表的 Dissolved volatile contents, c_0 を用いて無次元化して,

$$\frac{\partial c^*}{\partial t_M^*} + Q_M^* \frac{\partial c^*}{\partial z^*} = -\Gamma_M c^*, \quad (\text{B.2})$$

ただし, $\Gamma_M = (\pi a_M^2 L_M) / (Q_M^* \tau)$, すなわち, T_{uM} と τ の比とし, $c = c_0 c^*$ とする. この式を, 火道方向に 0 から 1 まで積分して,

$$\frac{\partial V_d^*}{\partial t_M^*} + Q_M^* [c^*(t_M^*, 1) - c^*(t_M^*, 0)] = -\Gamma_M V_d^*, \quad (\text{B.3})$$

を得る. ただし, $V_d^* = \int_0^1 c^*(t_M^*, z^*) dz^*$ であり, V_d^* は火道内の Total dissolved volatile content. c^* の空間分布は Q_M^* で与えられると仮定して,

$$c^*(t_M^*, z^*) = \exp \left[-\frac{\Gamma_M}{Q_M^*} z^* \right]. \quad (\text{B.4})$$

従って,

$$\frac{\partial V_d^*}{\partial t_M^*} + Q_M^* [\exp(-\Gamma_M/Q_M^*)] = -\Gamma_M V_d^*. \quad (\text{B.5})$$

さらに, 火道内の平均粘性は, Total dissolved volatile content V_d^* によると仮定して,

$$\bar{\mu}_M^* = \exp[\beta(1 - V_d^*)], \quad (\text{B.6})$$

とする. ただし, β はメルトからの脱ガスに対する平均粘性の敏感さを表す無次元パラメータ. すなわち, Wylie (1999) では方程式の振る舞いを左右する $d\bar{\mu}_M/dt_M^*$ は,

$$\frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*} = -\frac{P_M^*}{Q_M^*} \left[\Gamma_M \log \frac{P_M^*}{Q_M^*} - \beta \left\{ \Gamma_M - Q_M^* (1 - e^{-\Gamma_M/Q_M^*}) \right\} \right], \quad (\text{B.7})$$

と与えられる.

Ida (1996) では, 基準となる火道半径を a_0 , 基準となるチャンバー圧力 p_{ch0} をとしたとき, 火道半径 a_M は実効粘性 η_c の火道周囲岩体の粘性変形, すなわち, Pressure perturbation, $p_{ch} - p_{ch0}$ に比例すると仮定し, 火道内マグマの平均粘性 (見かけ粘性) が火道半径によって時間変化すると考えた. すなわち,

$$p_{ch} - \bar{\rho}_M g L_M = \frac{8\bar{\mu}_M L_M}{\pi a_0^4} Q_M = P_G, \quad (\text{B.8})$$

$$\bar{\mu}_M = \mu_1 \left(\frac{a_0}{a_M} \right)^4, \quad (\text{B.9})$$

$$\frac{da_M}{dt} = \frac{a_M (p_{ch} - p_{ch0})}{2\eta_c}. \quad (\text{B.10})$$

ただし, P_G は定数, η_c は Effective viscosity of surrounding rock である.

$a_M = a_0 a_M^*$, $a_0 = 2\sqrt{\mu_1/\eta_c} L_M$, $P_G = P_{uM} P_G^*$, $P_G = P_{uM} P_G^*$ として無次元化すると,

$$P_G^* = P_M^* - G_M = \bar{\mu}_M^* Q_M^*, \quad (\text{B.11})$$

$$\bar{\mu}_M^* = \frac{1}{a_M^{*4}}, \quad (\text{B.12})$$

$$\frac{da_M^*}{dt_M^*} = a_M^*(P_M^* - P_{ch0}^*), \quad (\text{B.13})$$

となる. 結局, 方程式の振る舞いを左右する $d\bar{\mu}_M^*/dt_M^*$ は,

$$\frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*} = -4P_G^* \frac{(P_M^* - P_{ch0}^*)}{Q_M^*}, \quad (\text{B.14})$$

となる.

また, *Maeda* (2000) では, 火道周囲の岩体が粘弾性変形するとして, *Ida* (1996) のモデル, Eq. (B.10) を以下のように拡張した:

$$\frac{da_M}{dt} = \frac{a_M(p_{ch} - p_{ch0})}{2\eta_c} + \frac{1}{2G_r} \frac{d}{dt} \{a_M(p_{ch} - p_{ch0})\}. \quad (\text{B.15})$$

ただし G_r は Rigidity of surrounding rock. 同様に規格化すると,

$$\frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*} = -4 \left(\frac{P_M^* - G_M}{Q_M^*} \right) \frac{P_M^* - P_{ch0}^* + \Theta(Q_{inM}^* - Q_M^*)}{1 - \Theta(P_M^* - P_{ch0}^*)}. \quad (\text{B.16})$$

ただし, $\Theta = P_{uM}/2G_r$ となる.

Barmin et al. (2002) では, マグマが火道上昇中に結晶化し, 粘性が増加すると仮定している. *Nakanishi and Koyaguchi* (2008) は, *Barmin et al.* (2002) の線形安定性解析のため, マグマはマグマ溜りから流出してから, 一定時間 t_V 経過すると, 粘性が μ_1 から μ_2 ($\mu_1 < \mu_2$) に増

加するというモデル化を行なっている。火道内の平均粘性は、マグマの粘性が増加する位置、 x_V の関数になっており、

$$\bar{\mu}_M = \begin{cases} \mu_1 & (x_V > L_M) \\ \frac{\mu_1 x_V + \mu_2 (L_M - x_V)}{L_M} & (x_V < L_M), \end{cases} \quad (\text{B.17})$$

と与えている。

ここで、火道内における高粘性の領域の長さを、 $L_M - x_V = L_V$ と考えると、

$$\bar{\mu} = \begin{cases} \mu_1 & (L_V < 0) \\ \frac{\mu_1 (L_M - L_V) + \mu_2 L_V}{L_M} & (L_V > 0), \end{cases} \quad (\text{B.18})$$

と書き換えることができる。すなわち、火道内の平均粘性は、火道内の高粘性部と低粘性部の平均になっており、高粘性部の長さの関数となっている。高粘性領域が火道内に存在すれば、火道内の平均粘性は、 L_V の関数で与えられ、 L_V が火道内に存在しない場合には、火道内の粘性は一様に μ_1 となる。

L_V は、 x_V を用いて記述できて、

$$L_V = L_M - x_V(t) = L_M - \int_{t-t_V}^t \frac{Q_M(s)}{\pi a_M^2} ds. \quad (\text{B.19})$$

微分すると、

$$\frac{dL_V}{dt} = - \frac{Q_M(t) - Q_M(t - t_V)}{\pi a_M^2}. \quad (\text{B.20})$$

特徴的スケール, および, $\hat{\mu} = \mu_2/\mu_1$ を用いて, $x_V = L_M x_V^*$, $L_V = L_M L_V^*$ とすると,

$$\bar{\mu}_M^* = \begin{cases} 1 & (x_V^* > 1) \\ x_V^* + \hat{\mu}(1 - x_V^*) & (x_V^* < 1), \end{cases} \quad (\text{B.21})$$

$$= \begin{cases} 1 & (L_V^* < 0) \\ 1 - L_V^* + \hat{\mu}L_V^* & (L_V^* > 0), \end{cases} \quad (\text{B.22})$$

$$L_V^* = 1 - x_V^*(t_M^*) = 1 - \int_{t_M^* - t_V^*}^{t_M^*} Q_M^*(s) ds, \quad (\text{B.23})$$

$$\frac{dL_V^*}{dt_M^*} = -\frac{dx_V^*}{dt_M^*} = -Q_M^*(t_M^*) + Q_M^*(t_M^* - t_V^*), \quad (\text{B.24})$$

となり, 結局, 方程式の振る舞いを左右する $d\bar{\mu}_M/dt_M^*$ は,

$$d\bar{\mu}_M/dt_M^* = \begin{cases} 0 & (L_V^* < 0) \\ (\hat{\mu} - 1) \frac{dL_V^*}{dt_M^*} & (L_V^* > 0), \end{cases} \quad (\text{B.25})$$

$$= \begin{cases} 0 & (L_V^* < 0) \\ -(\hat{\mu} - 1)\{Q_M^*(t_M^*) - Q_M^*(t_M^* - t_V^*)\} & (L_V^* > 0), \end{cases} \quad (\text{B.26})$$

と書き下すことができる. すなわち, 火道内平均粘性の時間変化は, 高粘性領域の長さの時間変化に比例している.

台形近似モデルで時間遅れ項を含む Eq. (B.24) を書き換えると,

$$Q_M^*(t_M^* - t_V^*) \simeq -Q_M^*(t_M^*) + \frac{2}{(\hat{\mu} - 1)t_V^*} \left(\hat{\mu} - \frac{P_M^* - \bar{\rho}_M^* G_M}{Q_M^*} \right) \quad (\text{B.27})$$

$$= -Q_M^*(t_M^*) + \frac{2}{(\hat{\mu} - 1)t_V^*} (\hat{\mu} - \bar{\mu}_M^*). \quad (\text{B.28})$$

従って, $L_V^* > 0$ の時, 平均粘性の時間変化は,

$$\frac{d\bar{\mu}_M^*}{dt_M^*} = (\hat{\mu} - 1) \frac{dL_V^*}{dt_M^*} = -2(\hat{\mu} - 1) \left(Q_M^* - \frac{\hat{\mu} - \bar{\mu}_M^*}{\hat{\mu} - 1} \frac{1}{t_M^*} \right). \quad (\text{B.29})$$

Appendix C 茂木モデルを用いた圧力源深さと体積変化量の推定

茂木モデルを仮定すると、地表の変位（鉛直方向, u_z , 動径方向, u_r) は以下のように記述できる

$$\begin{pmatrix} u_r \\ u_z \end{pmatrix} = \frac{k}{(z_g^2 + r_g^2)^{\frac{2}{3}}} \begin{pmatrix} r_g \\ z_g \end{pmatrix} \quad (\text{C.30})$$

ここで, z_g は圧力源の深さ, r_g は観測点までの距離である. k は圧力源の半径 a と圧力変化 Δp_g , 体積変化量 V_g , ポアソン比 ν , 剛性率 μ_G により以下のように表せる.

$$k = \frac{1 - \nu}{\mu_G} a^3 \Delta p_g = \frac{1 - \nu}{\pi} V_g \quad (\text{C.31})$$

火口方向のひずみ (ε_r) と直交方向のひずみ (ε_t) はそれぞれ以下のように記述できる.

$$\varepsilon_r = \frac{\partial u_r}{\partial r_g} = k \frac{z_g^2 - 2r_g^2}{(z_g^2 + r_g^2)^{5/2}} \quad (\text{C.32})$$

$$\varepsilon_t = \frac{u_r}{r_g} = k \frac{1}{(z_g^2 + r_g^2)^{3/2}} \quad (\text{C.33})$$

また, 傾斜変動量 (δ) については以下のように記述される.

$$\delta = \frac{\partial u_z}{\partial r_g} = k \frac{3z_g r_g}{(z_g^2 + r_g^2)^{5/2}} \quad (\text{C.34})$$

火口方向と直交方向のひずみの比 (β) は以下ようになり,

$$\beta \equiv \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_t} = \frac{z_g^2 - 2r_g^2}{z_g^2 + r_g^2} \quad (\text{C.35})$$

深さ圧力源深さ z_g は次のように求められる。

$$z_g = \sqrt{\frac{2 + \beta}{1 - \beta}} r \quad (\text{C.36})$$

また, z_g を用いて, 体積変化量 V_g を以下のように推定する。

$$\Delta V_g = \frac{\pi}{1 - \nu} k = \frac{\pi}{1 - \nu} \frac{(z_g^2 + r_g^2)^{5/2}}{z_g^2 - 2r_g^2} \quad (\text{C.37})$$

Appendix D ハーモニックな微動型空振

単調微動型及びハーモニックな微動型空振の波形の特徴を Fig. D.15 に示す。単調微動型空振は、ゼロ点に対して振幅が対象であるが、ハーモニックな微動型空振は正圧側の振幅が大きい。波形を拡大してみると大きな違いがあり、単調微動型空振では正弦波的な振動であるが、一方でハーモニックな微動型空振の波形は小さいパルス的である。微動型空振に関して、各サイクル毎の振幅とインターバルの関係を Fig. D.16 に示す。単調微動型波形は振幅が変化してもほとんどインターバルは変化しないが、ハーモニックな微動型空振は振幅とインターバルの間に強い相関が見られる。

ハーモニックな微動型空振 (Fig. 93, D.15, D.16) に関しては、2015 年の空振活動において、以下のような特徴を持つ: (1) 爆発イベントの後に引き続いて発生する, (2) 基本周期は 1-2 秒程度である, (3) 個々の波形は小さなパルス的波形である, (4) 周波数が徐々に増加していくような周波数グライディングが見える, (5) 波形がゼロ点に対して非対称であり, 正圧側に振幅が大きい, (6) パルス時間間隔と個々のパルスの振幅がよく比例している。

以上の特徴から, *Lees et al.* (2004) が報告しているような, Chugging にともなう空振ではないかと推察する。Chugging は火道を上昇するガス流に対して, 火口内にたまった噴出物が圧力鍋の調整弁の役割を果たすと考えられている。2017 年の桜島火山活動においても, 溶岩噴泉にともなって Chugging が発生していることが報告されている。Chugging にともなうハーモニックな微動型空振に関して, *Lees et al.* (2004) は以下のように特徴をまとめている: (1) Chugging イベントは, 必ず爆発イベントに引き続いて発生する。爆発の後, 必ず Chugging イベントが発生するわけではない。 (2) ほとんどの場合, 爆発が発生したのち, Chugging イベントが発生するまで, 時間差 (10 - 20 s) がある。 (3) Chugging は規則的に発生し, 基本周期は 0.7 - 1.5 s である。 (4) Chugging にともなう個々のパルスは過渡的な波形であり, 最初の爆発パルスと似たような波形であることもある。 (5) Chugging の振幅は最初の 5 - 15 s で急に大き

くなり, 20 - 50 s かけてゆっくりと小さくなっていく. (6) イベントの終わりにかけて, 基本周波数が上昇していく グライディングがみられる. (7) 波形がゼロ点に対して非対称であり, 負圧側に振幅が大きい. (8) 振幅とイベント時間間隔が比例関係にある.

このうち, (1), (3), (4), (6), (7), (8) の特徴が 2015 年桜島火山活動にともなって発生したハーモニックな微動型空振の特徴と一致している. 一方で, *Lees et al.* (2004) が報告したハーモニックな微動型空振は, 負圧側に振幅が大きい, 今回の波形は正圧側に振幅が大きい波形になっている. 波形の非対称性の違いは, 噴出物のたまり具合, "圧力弁" の解放の仕方, または機器の特性の違いが考えられるが, 本研究の主題からは外れるため, これ以上の考察はここでは行わない.

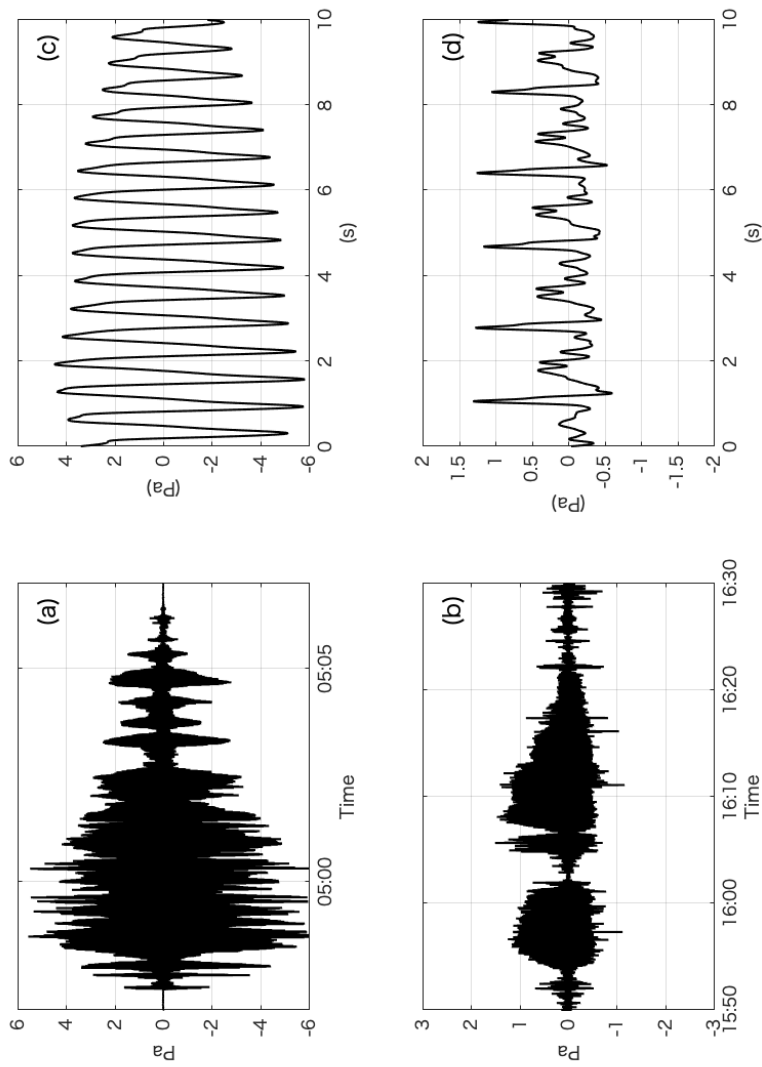


Figure D.15: 微動型空振活動: (a, c) 単調微動型空振, (b, d) ハーモニックな微動型空振

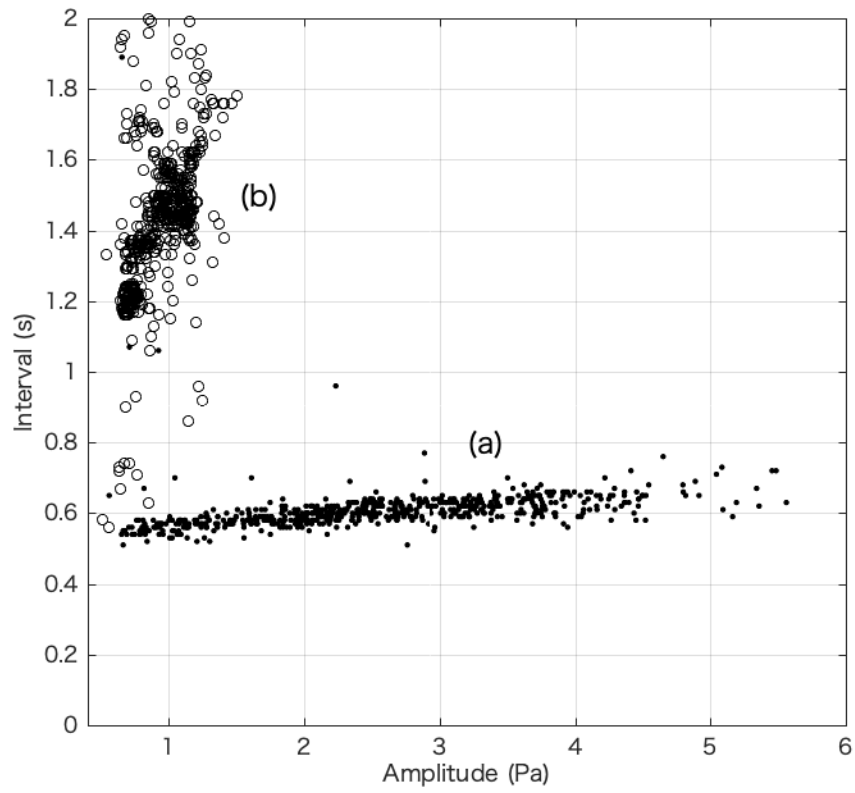


Figure D.16: 微動型空振活動: (a) 単調微動型空振, (b) ハーモニックな微動型空振

謝辞

本研究を進めるにあたり、お世話になった方々に感謝の意を表します。本論文は、東京大学地震研究所火山センターの市原美恵准教授の指導のもとにまとめられました。准教授には、日頃から熱心なご指導、現象を捉える的確なアドバイスをいただき、研究機関を通して筆者との議論に惜しみなく時間を割いていただき、適切な助言を与えていただいたことに深く感謝致します。論文の指導のみならず、研究に対する取り組み方や考え方、実際に手を動かし、フィールドに出る事によって、現象を肌で感じる大切さを学ばせていただきました。

本論文を提出にあたり、主査を引き受けていただきました、東京大学地震研究所の武尾実教授、副査を引き受けていただきました九州大学大学院理学研究院の寅丸敦志教授、東京大学大学院理学系研究科の安藤亮輔准教授、東京大学地震研究所の西田究准教授、市原美恵准教授には、多くの助言をいただくとともに、細部にわたりご指導をいただきました。ここに感謝の意を表します。

東京大学ホームカミングデー 2012 において、本実験の基となった水あめ噴火実験を指導していただいた広島大学大学院総合科学研究科の並木敦子准教授には、火山物理学の基礎、室内アナログ実験を通じた現象理解の基礎を指導していただいたことを感謝致します。市原美恵准教授には、多くの一流の研究者の方々と議論する機会を与えていただきました。中でも、Florence 大学の Maurizio Ripepe 博士、Giorgio Lacanna 博士、ENS de Lyon の Valérie Vidal 博士には、本研究の現象を理解する上で大変有益な御指摘をいただいたことに感謝致します。栗田敬名誉教授（東京大学地震研究所）には、CNRS と JSPS の協力によって開催された日仏合同セミナー（Rheovolc 2014, 2015）への参加の機会を与えていただいたことに感謝致します。このセミナーでは、INGV の Antonio Costa 研究員、ENS de Lyon の Sebastien Manneville 教授、ISTerre の Alain Burgisser 研究員、九州大学の寅丸敦志教授、東北大学の奥村聡准教授、静岡大学の石橋秀巳准教授、大阪大学の大槻道夫准教授をはじめとする、ソフトマターと火山物

理の最先端の研究者の方々と有益な議論を重ねることができました。海洋研究開発機構の桑野修研究員には、装置制作の初期段階から設計・強度等細かいアドバイスをいただきました。実験の数値モデル、及び数値システムの理解に関しては、鹿児島大学の秦重史准教授との議論を通して、大幅に改良することができ、理解を深めることができました。地震研究所の西田准教授には、時系列解析、画像解析手法に関して、多くの助言をいただきました。地震研究所火山センターの武尾実教授、大湊隆雄准教授、青木陽介助教、前野深准教授、及川純助教をはじめとする火山物理セミナーの教員、学生の方々には日頃からセミナーにおいて火山学の基礎を学ぶとともに、多くの貴重な意見をいただきました。地震研究所の清水久芳准教授には、本論文全体の構成や意義について、議論を通して多くの助言をいただきました。学会発表、学内発表を通して、地震研究所の小屋口剛博教授、鈴木雄治郎准教授、東北大学の小園誠史准教授には、数値モデルに関しての的確なアドバイスをいただきました。火山研究人材育成コンソーシアム構築事業では、東北大学の西村太志教授をはじめとする教員、学生の方々のフィールドワークや議論を通して、火山学に関する幅広い考え方を学ぶことができました。また、コンソーシアム事業の一環としてインターンシップを受け入れていただいた防災科学技術研究所の棚田俊收総括主任研究員、藤田英輔総括主任研究員、上田英樹主任研究員、小澤拓主任研究員、三輪学央主任研究員、長井雅史特別研究員、黒川愛香特別研究員、山田大志特別研究員、入山宙特別研究員には、今まで触れることがなかった解析手法を学ばせていただき、本研究に関して多くのアドバイスをいただきました。

京都大学防災研究所火山活動研究センター桜島観測所の井口正人教授、為栗健助教には、桜島観測記録の補正及び提供をしていただき、助言をいただきました。東京大学地震研究所の綿田辰吾准教授には、桜島における空振記録のデータを提供していただきました。九州大学の相澤広記准教授には、桜島火口カメラの映像を提供していただきました。

実験装置制作にあたっては、地震研究所技術部技術開発室の内田正之氏、金子秋男氏、浦

野幸子氏に図面の書き方から実際の加工までを通して大変お世話になりました。高速ビデオカメラの技術的指導, 画像解析は株式会社フォトロンの桑原譲二氏に御指導いただきました。有限会社岸本工業様には卓越したアクリル切削加工技術によって, 本実験装置の要である透明継ぎ手を制作していただきました。また, 東京大学地震研究所の小田原順子氏をはじめとする, 研究事務支援室のみなさまには, 各種事務手続きをサポートしていただき, 円滑に研究を進めることができました。以上の方々に, この場を借りて深く感謝の意を表します。

最後に, これまで私を応援し続けてくれた家族, どんなときでも明るく励まし続けてくれた妻 香織, 息子 航に心から感謝します。

本研究は日本学術振興会 (JSPS) 科研費 No. 15K13561, JSPS 特別研究員奨励費 No. 16J06324 の助成を受けたものです。

References

- Aizawa, K., C. Cimarelli, M. A. Alatorre-IbargüenGoitia, A. Yokoo, D. B. Dingwell, and M. Iguchi (2016), Physical properties of volcanic lightning: Constraints from magnetotelluric and video observations at Sakurajima volcano, Japan, *Earth and Planetary Science Letters*, 444, 45–55, doi:10.1016/j.epsl.2016.03.024.
- Akagawa, K. (1974), 気液二相流, 253 pp., コロナ社.
- Anderson, K., M. Lisowski, and P. Segall (2010), Cyclic ground tilt associated with the 2004–2008 eruption of Mount St. Helens, *Journal of Geophysical Research*, 115, B11,201, doi:10.1029/2009JB007102.
- Aoki, Y. (2016), Recent Progress of Volcano Deformation Studies, *Bulletin of the Volcanological Society of Japan*, 61(2), 311–344.
- Azzopardi, B., L. Pioli, and L. Abdulkareem (2014), The properties of large bubbles rising in very viscous liquids in vertical columns, *International Journal of Multiphase Flow*, 67, 160–173, doi:10.1016/j.ijmultiphaseflow.2014.08.013.
- Barmin, A., O. Melnik, and R. Sparks (2002), Periodic behavior in lava dome eruptions, *Earth and Planetary Science Letters*, 199, 173–184, doi:10.1016/S0012-821X(02)00557-5.
- Blackburn, E. A., L. Wilson, and R. S. J. Sparks (1976), Mechanisms and dynamics of strombolian activity, *Journal of the Geological Society*, 132(4), 429–440, doi:10.1144/gsjgs.132.4.0429.
- Capponi, A., J. Taddeucci, P. Scarlato, and D. M. Palladino (2016), Recycled ejecta modulating Strombolian explosions, *Bulletin of Volcanology*, 78(2), 13, doi:10.1007/s00445-016-1001-z.

- Chen, C.-W., H.-F. Huang, S. Hautmann, I. S. Sacks, A. T. Linde, and T. Taira (2018), Resonance oscillations of the Soufrière Hills Volcano (Montserrat, W.I.) magmatic system induced by forced magma flow from the reservoir into the upper plumbing dike, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 350, 7–17, doi:10.1016/j.jvolgeores.2017.11.020.
- Chouet, B., N. Hamisevicz, and T. R. McGetchin (1974), Photoballistics of volcanic jet activity at Stromboli, Italy, *Journal of Geophysical Research B: Solid Earth*, 79(32), 4961–4976, doi:10.1029/JB079i032p04961.
- Coffey, T. (2008), Soda Pop Fizz-ics, *The Physics Teacher*, 46(8), 473–476, doi:10.1119/1.2999062.
- Costa, A., R. Sparks, G. Macedonio, and O. Melnik (2009), Effects of wall-rock elasticity on magma flow in dykes during explosive eruptions, *Earth and Planetary Science Letters*, 288(3-4), 455–462, doi:10.1016/j.epsl.2009.10.006.
- Dalton, M. P., G. P. Waite, I. M. Watson, and P. A. Nadeau (2010), Multiparameter quantification of gas release during weak Strombolian eruptions at Pacaya Volcano, Guatemala, *Geophysical Research Letters*, 37(9), doi:10.1029/2010GL042617.
- De' Michieli Vitturi, M., A. B. Clarke, A. Neri, and B. Voight (2013), Extrusion cycles during dome-building eruptions, *Earth and Planetary Science Letters*, 371-372, 37–48, doi:10.1016/j.epsl.2013.03.037.
- Del Bello, E., S. Lane, M. James, E. Llewellyn, J. Taddeucci, P. Scarlato, and A. Capponi (2015), Viscous plugging can enhance and modulate explosivity of strombolian eruptions, *Earth and Planetary Science Letters*, 423, 210–218, doi:10.1016/j.epsl.2015.04.034.

- Delle Donne, D., M. Ripepe, G. Lacanna, G. Tamburello, M. Bitetto, and A. Aiuppa (2016), Gas mass derived by infrasound and UV cameras: Implications for mass flow rate, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 325, 169–178, doi:10.1016/j.jvolgeores.2016.06.015.
- Den Doelder, C., R. Koopmans, J. Molenaar, and A. Van de Ven (1998), Comparing the wall slip and the constitutive approach for modelling spurt instabilities in polymer melt flows, *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 75(1), 25–41, doi:10.1016/S0377-0257(97)00081-5.
- Deus, H. M., E. Bolacha, C. Vasconcelos, and P. E. Fonseca (2010), Analogue modelling to understand geological phenomena, in *Proceedings of the GeoSciEd VI*, January, doi:10.13140/2.1.4544.3845.
- Divoux, T., V. Vidal, F. Melo, and J. C. Géminard (2008), Acoustic emission associated with the bursting of a gas bubble at the free surface of a non-Newtonian fluid, *Physical Review E - Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, 77(5), 1–7, doi:10.1103/PhysRevE.77.056310.
- Dobran, F. (1992), Nonequilibrium flow in volcanic conduits and application to the eruptions of Mt. St. Helens on May 18, 1980, and Vesuvius in AD 79, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 49(3-4), 285–311, doi:10.1016/0377-0273(92)90019-A.
- Druitt, T. H., et al. (2002), Episodes of cyclic Vulcanian explosive activity with fountain collapse at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, *Geological Society, London, Memoirs*, 21, 281–306, doi:10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.13.
- Fee, D., M. Garcés, M. Patrick, B. Chouet, P. Dawson, and D. Swanson (2010a), Infrasonic harmonic tremor and degassing bursts from Halema'uma'u Crater, Kilauea Volcano, Hawaii, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 115(11), 1–15, doi:10.1029/2010JB007642.

- Fee, D., M. Garces, and A. Steffke (2010b), Infrasound from Tungurahua Volcano 2006-2008: Strombolian to Plinian eruptive activity, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 193(1-2), 67–81, doi:10.1016/j.jvolgeores.2010.03.006.
- Fee, D., S. R. McNutt, T. M. Lopez, K. M. Arnoult, C. A. Szuberla, and J. V. Olson (2013), Combining local and remote infrasound recordings from the 2009 Redoubt Volcano eruption, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 259, 100–114, doi:10.1016/j.jvolgeores.2011.09.012.
- Fee, D., P. Izbekov, K. Kim, A. Yokoo, T. Lopez, F. Prata, R. Kazahaya, H. Nakamichi, and M. Iguchi (2017), Eruption mass estimation using infrasound waveform inversion and ash and gas measurements: Evaluation at Sakurajima Volcano, Japan, *Earth and Planetary Science Letters*, 480, 42–52, doi:10.1016/j.epsl.2017.09.043.
- Fontaine, F. R., G. Roult, L. Michon, G. Barruol, and A. Di Muro (2014), The 2007 eruptions and caldera collapse of the Piton de la Fournaise volcano (La Réunion Island) from tilt analysis at a single very broadband seismic station Fabrice, *Geophysical Research Letters*, 41, 2803–2811, doi:10.1002/2014GL059691.
- Fujita, E., M. Ukawa, and E. Yamamoto (2004), Subsurface cyclic magma sill expansions in the 2000 Miyakejima volcano eruption: Possibility of two-phase flow oscillation, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 109(B4), doi:10.1029/2003JB002556.
- Fukuyama, E. (1988), Saw-Teeth-Shaped Tilt Change Associated with Volcanic Tremor at the Izu-Oshima Volcano, *Bulletin of the Volcanological Society of Japan*, 33, S128–S135.
- Gaudin, D., et al. (2017), Integrating puffing and explosions in a general scheme for Strombolian-

- style activity, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, pp. 1860–1875, doi:10.1002/2016JB013707.
- Genco, R., and M. Ripepe (2010), Inflation-deflation cycles revealed by tilt and seismic records at Stromboli volcano, *Geophysical Research Letters*, 37(12), doi:10.1029/2010GL042925.
- Gerst, A., M. Hort, R. C. Aster, J. B. Johnson, and P. R. Kyle (2013), The first second of volcanic eruptions from the Erebus volcano lava lake, Antarctica-Energies, pressures, seismology, and infrasound, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(7), 3318–3340, doi:10.1002/jgrb.50234.
- Goto, A., and J. B. Johnson (2011), Monotonic infrasound and Helmholtz resonance at Volcan Villarrica (Chile), *Geophysical Research Letters*, 38(6), 1–5, doi:10.1029/2011GL046858.
- Gurioli, L., L. Colo', A. J. Bollasina, A. J. L. Harris, A. Whittington, and M. Ripepe (2014), Dynamics of Strombolian explosions: Inferences from field and laboratory studies of erupted bombs from Stromboli volcano, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(1), 319–345, doi:10.1002/2013JB010355.
- Hagerty, M. T., S. Y. Schwartz, M. A. Garcés, and M. Protti (2000), Analysis of seismic and acoustic observations at Arenal Volcano, Costa Rica, 1995-1997, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 101(1-2), 27–65, doi:10.1016/S0377-0273(00)00162-1.
- Hewitt, G. F., and N. S. Hall-Taylor (1970), *Annular two-phase flow*, 310 pp., Pergamon Press.
- Hotta, K., M. Iguchi, and T. Tameguri (2016a), Rapid dike intrusion into Sakurajima volcano on August 15, 2015, as detected by multi-parameter ground deformation observations, *Earth, Planets and Space*, 68(1), doi:10.1186/s40623-016-0450-0.

- Hotta, K., M. Iguchi, T. Ohkura, and K. Yamamoto (2016b), Multiple-pressure-source model for ground inflation during the period of high explosivity at Sakurajima volcano, Japan - Combination analysis of continuous GNSS, tilt and strain data -, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 310, 12–25, doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.11.017.
- Ichihara, M. (2016), Seismic and infrasonic eruption tremors and their relation to magma discharge rate: A case study for sub-Plinian events in the 2011 eruption of Shinmoe-dake, Japan, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, pp. 1–18, doi:10.1002/2016JB013246.
- Ida, Y. (1996), Cyclic fluid effusion accompanied by pressure change: Implication for volcanic eruptions and tremor, *Geophysical Research Letters*, 23(12), 1457–1460, doi:10.1029/96GL01325.
- Iga, K., and R. Kimura (2007), Convection driven by collective buoyancy of microbubbles, *Fluid Dynamics Research*, 39(1-3), 68–97, doi:10.1016/j.fluidyn.2006.08.003.
- Iguchi, M. (2012), Prediction of Volume of Volcanic Ash Ejected from Showa Crater of Sakurajima Volcano, Japan, *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 55 B, 169–175.
- Iguchi, M. (2013), A Method for Monitoring of Discharge Volume of Volcanic Ash by Using Volcanic Tremor, *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 56, 2–6.
- Iguchi, M., H. Yakiwara, T. Tameguri, M. Hendrasto, and J. I. Hirabayashi (2008), Mechanism of explosive eruption revealed by geophysical observations at the Sakurajima, Suwanosejima and Semeru volcanoes, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178(1), 1–9, doi: 10.1016/j.jvolgeores.2007.10.010.
- Iguchi, M., A. Yokoo, and T. Tameguri (2010), Intensity of Volcanic Explosions at Showa Crater of Sakurajima Volcano, *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 53B(53), 233–240.

- Iguchi, M., T. Tanegyri, Y. Ohta, S. Ueki, and S. Nakao (2013), Characteristics of Volcanic Activity at Sakurajima Volcano's Showa Crater During the Period 2006 to 2011, *Bulletin of the Volcanological Society of Japan*, 58(1), 115–135, doi:10.18940/kazan.58.1_115.
- Iguchi, M., H. Nakamichi, T. Tameguri, K. Hotta, and T. Sonoda (2018), Seismicity and Ground Deformation Associated with Fountain Lava at Sakurajima, *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 61, 2–7.
- Ishihara, K. (1990), Pressure sources and induced ground deformation associated with explosive eruptions at an andesitic volcano : Sakurajima volcano, Japan, in *Magma Transport and Storage*, pp. 335–356, Wiley.
- Iverson, R. M., et al. (2006), Dynamics of seismogenic volcanic extrusion at Mount St Helens in 2004-05, *Nature*, 444(7118), 439–443, doi:10.1038/nature05322.
- James, M., S. Lane, B. Chouet, and J. Gilbert (2004), Pressure changes associated with the ascent and bursting of gas slugs in liquid-filled vertical and inclined conduits, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 129(1-3), 61–82, doi:10.1016/S0377-0273(03)00232-4.
- James, M. R., S. J. Lane, and B. A. Chouet (2006), Gas slug ascent through changes in conduit diameter: Laboratory insights into a volcano-seismic source process in low-viscosity magmas, *Journal of Geophysical Research*, 111, doi:10.1029/2005JB003718.
- Jaupart, C., and C. J. Allègre (1991), Gas content, eruption rate and instabilities of eruption regime in silicic volcanoes, *Earth and Planetary Science Letters*, 102(3-4), 413–429, doi:10.1016/0012-821X(91)90032-D.
- Jaupart, C., and S. Vergnolle (1989), The generation and collapse of a foam layer at the

roof of a basaltic magma chamber, *Journal of Fluid Mechanics*, 203, 347, doi:10.1017/S0022112089001497.

Johnson, J. B. (2003), Generation and propagation of infrasonic airwaves from volcanic explosions, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 121(1-2), 1–14, doi:10.1016/S0377-0273(02)00408-0.

Johnson, J. B., and J. M. Lees (2000), Plugs and chugs - seismic and acoustic observations of degassing explosions at Karymsky, Russia and Sangay, Ecuador, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 101(1-2), 67–82, doi:10.1016/S0377-0273(00)00164-5.

Kakac, S., and B. Bon (2008), A Review of two-phase flow dynamic instabilities in tube boiling systems, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 51(3-4), 399–433, doi:10.1016/j.ijheatmasstransfer.2007.09.026.

Kanno, Y. (2016), 気液互相スラグ流にみられるノコギリ波状圧力変動～火山振動系の理解に向けて, *Master Thesis, University of Tokyo, Japan*.

Kanno, Y., and M. Ichihara (2018), Sawtooth wave-like pressure changes in a syrup eruption experiment: implications for periodic and nonperiodic volcanic oscillations, *Bulletin of Volcanology*, 80(8), 65, doi:10.1007/s00445-018-1227-z.

Kim, K., and J. M. Lees (2011), Finite-difference time-domain modeling of transient infrasonic wavefields excited by volcanic explosions, *Geophysical Research Letters*, 38(6), 2–6, doi:10.1029/2010GL046615.

Kozono, T., and T. Koyaguchi (2012), Effects of gas escape and crystallization on the complexity

- of conduit flow dynamics during lava dome eruptions, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(8), 1–18, doi:10.1029/2012JB009343.
- Kumagai, I., A. Davaille, K. Kurita, and E. Stutzmann (2008), Mantle plumes: Thin, fat, successful, or failing? Constraints to explain hot spot volcanism through time and space, *Geophysical Research Letters*, 35(16), 1–5, doi:10.1029/2008GL035079.
- Kurita, K., I. Kumagai, and A. Davaille (2008), An Invitation to Kitchen Earth Sciences, an Example of MISO Soup Convection Experiment in Classroom, *American Geophysical Union, Fall Meeting 2008, abstract*.
- Kurokawa, A. (2016), Understanding Oscillation Phenomena Induced by Non-linear Magma Rheology, Ph.D. thesis, University of Tokyo, Japan.
- Lacanna, G., and M. Ripepe (2013), Influence of near-source volcano topography on the acoustic wavefield and implication for source modeling, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 250, 9–18, doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.10.005.
- Lacanna, G., M. Ichihara, M. Iwakuni, M. Takeo, M. Iguchi, and M. Ripepe (2014), Influence of atmospheric structure and topography on infrasonic wave propagation, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 119(4), 2988–3005, doi:10.1002/2013JB010827.
- Lane, S. J., J. C. Phillips, and G. a. Ryan (2008), Dome-building eruptions: insights from analogue experiments, *Geological Society, London, Special Publications*, 307(1), 207–237, doi:10.1144/SP307.12.
- Lees, J. M., E. I. Gordeev, and M. Ripepe (2004), Explosions and periodic tremor at Karymsky

volcano, Kamchatka, Russia, *Geophysical Journal International*, 158(3), 1151–1167, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02239.x.

Lees, J. M., J. B. Johnson, M. Ruiz, L. Troncoso, and M. Welsh (2008), Reventador Volcano 2005: Eruptive activity inferred from seismo-acoustic observation, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 176(1), 179–190, doi:10.1016/j.jvolgeores.2007.10.006.

Lighthill, J. (1978), *Waves in Fluids*, 504 pp., Cambridge Univ. Press., U. K.

Mader, H. M., M. Manga, and T. Koyaguchi (2004), The role of laboratory experiments in volcanology, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 129(1-3), 1–5, doi:10.1016/S0377-0273(03)00228-2.

Mader, H. M., E. W. Llewellyn, and S. P. Mueller (2013), The rheology of two-phase magmas: A review and analysis, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 257, 135–158, doi:10.1016/j.jvolgeores.2013.02.014.

Maeda, I. (2000), Nonlinear visco-elastic volcanic model and its application to the recent eruption of Mt. Unzen, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 95(1-4), 35–47, doi:10.1016/S0377-0273(99)00120-1.

Malkin, A. Y., A. V. Semakov, and V. G. Kulichikhin (2010), Self-organization in the flow of complex fluids (colloid and polymer systems): Part 1: Experimental evidence, *Advances in Colloid and Interface Science*, 157(1-2), 75–90, doi:10.1016/j.cis.2010.04.002.

Mason, R., A. Starostin, O. Melnik, and R. Sparks (2006), From Vulcanian explosions to sustained explosive eruptions: The role of diffusive mass transfer in conduit flow dynamics, *Journal of*

- Volcanology and Geothermal Research*, 153(1-2), 148–165, doi:10.1016/j.jvolgeores.2005.08.011.
- 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, *Geophysical Research Letters*, 36(8), L08,303, doi:10.1029/2008GL036486.
- Melnik, O., and R. S. Sparks (2005), Controls on conduit magma flow dynamics during lava dome building eruptions, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(2), 1–21, doi:10.1029/2004JB003183.
- Miwa, T., N. Geshi, and H. Shinohara (2013), Temporal variation in volcanic ash texture during a vulcanian eruption at the sakurajima volcano, Japan, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 260, 80–89, doi:10.1016/j.jvolgeores.2013.05.010.
- Mujin, M., M. Nakamura, and A. Miyake (2017), Eruption style and crystal size distributions: Crystallization of groundmass nanolites in the 2011 Shinmoedake eruption, *American Mineralogist*, 102(12), 2367–2380, doi:10.2138/am-2017-6052CCBYNCND.
- Muramatsu, D., K. Aizawa, A. Yokoo, M. Iguchi, and T. Tameguri (2018), Estimation of Vent Radii from Video Recordings and Infrasound Data Analysis: Implications for Vulcanian Eruptions from Sakurajima Volcano, Japan, *Geophysical Research Letters*, doi:10.1029/2018GL079898.
- Nakanishi, M. (2006), An analysis of unsteady one-dimensional conduit model for lava dome eruption, Ph.D. thesis, The University of Tokyo, Japan.
- Nakanishi, M., and T. Koyaguchi (2008), A stability analysis of a conduit flow model for lava dome

- eruptions, *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 178(1), 46–57, doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.01.011.
- Nishida, K., and M. Ichihara (2016), Real-time infrasonic monitoring of the eruption at a remote island volcano using seismoacoustic cross correlation, *Geophysical Journal International*, 204(2), 748–752, doi:10.1093/gji/ggv478.
- Nishimura, T., M. Ichihara, and S. Ueki (2006), Investigation of the Onikobe geyser, NE Japan, by observing the ground tilt and flow parameters, *Earth, Planets and Space*, 58(6), e21–e24, doi:10.1186/BF03351967.
- 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, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 103(B10), 23,839–23,862, doi:10.1029/98JB01122.
- Ozawa, M., S. Nakanishi, S. Ishigai, Y. Mizuta, and H. Tarui (1979), Flow Instabilities in Boiling Channels : Part 1 Pressure Drop Oscillation, *Bulletin of JSME*, 22(170), 1113–1118, doi:10.1299/jsme1958.22.1113.
- Patrick, M. R., A. J. L. Harris, M. Ripepe, J. Dehn, D. A. Rothery, and S. Calvari (2007), Strombolian explosive styles and source conditions: insights from thermal (FLIR) video, *Bulletin of Volcanology*, 69(7), 769–784, doi:10.1007/s00445-006-0107-0.
- Pioli, L., B. Azzopardi, C. Bonadonna, M. Brunet, and A. Kurokawa (2017), Outgassing and eruption of basaltic magmas: The effect of conduit geometry, *Geology*, 45(8), G38,787.1, doi:10.1130/G38787.1.

- Ripepe, M., E. Marchetti, C. Bonadonna, A. J. L. Harris, L. Pioli, and G. Ulivieri (2010a), Monochromatic infrasonic tremor driven by persistent degassing and convection at Villarrica Volcano, Chile, *Geophysical Research Letters*, 37(15), doi:10.1029/2010GL043516.
- Ripepe, M., S. De Angelis, G. Lacanna, and B. Voight (2010b), Observation of infrasonic and gravity waves at Soufrière Hills Volcano, Montserrat, *Geophysical Research Letters*, 37(19), n/a–n/a, doi:10.1029/2010GL042557.
- Sakai, T., H. Yamasato, and K. Uhira (1996), Infrasound Accompanying C-type Tremor at Sakurajima Volcano, *Bulletin of the Volcanological Society of Japan*, 41, 181–185, doi:10.18940/kazan.41.4_181.
- Sánchez, C., B. Álvarez, F. Melo, and V. Vidal (2014), Experimental modeling of infrasound emission from slug bursting on volcanoes, *Geophysical Research Letters*, 41(19), 6705–6711, doi:10.1002/2014GL061068.
- Scott, D. R., D. J. Stevenson, and J. A. Whitehead (1986), Observations of solitary waves in a viscously deformable pipe, *Nature*, 319(6056), 759–761, doi:10.1038/319759a0.
- Spiel, D. E. (1992), Acoustical Measurements of Air Bubbles Bursting at a Water Surface: Bursting Bubbles as Helmholtz Resonators, *Journal of Geophysical Research*, 97(C7), 11,443–11,452, doi:10.1029/92JC00982.
- Suzuki, Y. J., T. Koyaguchi, M. Ogawa, and I. Hachisu (2005), A numerical study of turbulent mixing in eruption clouds using a three-dimensional fluid dynamics model, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 110(8), 1–18, doi:10.1029/2004JB003460.

- Taitel, Y., D. Bornea, and a. E. Dukler (1980), Modelling flow pattern transitions for steady upward gas-liquid flow in vertical tubes, *AIChE Journal*, 26(3), 345–354, doi:10.1002/aic.690260304.
- Takeo, M., Y. Maehara, M. Ichihara, T. Ohminato, R. Kamata, and J. Oikawa (2013), Ground deformation cycles in a magma-effusive stage, and sub-Plinian and Vulcanian eruptions at Kirishima volcanoes, Japan, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(9), 4758–4773, doi:10.1002/jgrb.50278.
- Takeuchi, S., S. Nakashima, A. Tomiya, and H. Shinohara (2005), Experimental constraints on the low gas permeability of vesicular magma during decompression, *Geophysical Research Letters*, 32(10), 1–5, doi:10.1029/2005GL022491.
- Tamura, Y., T. Sato, M. Ooe, and M. Ishiguro (1991), A procedure for tidal analysis with a Bayesian information criterion, *Geophysical Journal International*, 104(3), 507–516, doi:10.1111/j.1365-246X.1991.tb05697.x.
- Tateo, Y., and M. Iguchi (2009), Ground Deformation Associated with BL-type Earthquake Swarms at Sakurajima Volcano, *Bulletin of the Volcanological Society of Japan*, 54(4), 175–186.
- Ukawa, M., E. Fujita, E. Yamamoto, Y. Okada, and M. Kikuchi (2000), The 2000 Miyakejima eruption: Crustal deformation and earthquakes observed by the NIED Miyakejima observation network, *Earth, Planets and Space*, 52(8), xix–xxvi, doi:10.1186/BF03351659.
- Vergnolle, S., and G. Brandeis (1996), Strombolian explosions: 1. A large bubble breaking at the surface of a lava column as a source of sound, *Journal of Geophysical Research*, 101(B9), 20,433, doi:10.1029/96JB01178.

- Vergnolle, S., and C. Jaupart (1986), Separated two-phase flow and basaltic eruptions, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 91(B12), 12,842–12,860, doi:10.1029/JB091iB12p12842.
- Vergnolle, S., G. Brandeis, and J.-C. Mareschal (1996), Strombolian explosions: 2. Eruption dynamics determined from acoustic measurements, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 101(B9), 20,449–20,466, doi:10.1029/96JB01925.
- Vidal, V., J. C. Géminard, T. Divoux, and F. Melo (2006), Acoustic signal associated with the bursting of a soap film which initially closes an overpressurized cavity: Experiment and theory, *European Physical Journal B*, 54(3), 321–339, doi:10.1140/epjb/e2006-00450-0.
- Vidal, V., M. Ripepe, T. Divoux, D. Legrand, J. C. Géminard, and F. Melo (2010), Dynamics of soap bubble bursting and its implications to volcano acoustics, *Geophysical Research Letters*, 37(7), 1–5, doi:10.1029/2009GL042360.
- Voight, B., R. P. Hoblitt, A. B. Clarke, A. B. Lockhart, A. D. Miller, L. Lynch, and J. McMahon (1998), Remarkable cyclic ground deformation monitored in real-time on Montserrat, and its use in eruption forecasting, *Geophysical Research Letters*, 25(18), 3405–3408, doi:10.1029/98GL01160.
- Wallis, G. B. (1969), *One-dimensional two-phase flow*, 408 pp., McGraw-Hill, New York.
- Whitehead, J. A., and K. R. Helfrich (1991), Instability of flow with temperature-dependent viscosity: A model of magma dynamics, *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 96(B3), 4145–4155, doi:10.1029/90JB02342.
- Wylie, J. J. (1999), Instability of Magma Flow from Volatile-Dependent Viscosity, *Science*, 285(5435), 1883–1885, doi:10.1126/science.285.5435.1883.

- Yamada, T., H. Aoyama, T. Nishimura, M. Iguchi, and M. Hendrasto (2017), Volcanic eruption volume flux estimations from very long period infrasound signals, *Geophysical Research Letters*, 44(1), 143–151, doi:10.1002/2016GL071047.
- Yamada, T., H. Aoyama, and H. Ueda (2018), Relationship between infrasound-derived and buoyancy-derived eruption plume volume estimates, *Bulletin of Volcanology*, 80(9), doi:10.1007/s00445-018-1244-y.
- Yasui, M., M. Takahashi, J. Shimada, D. Miki, and K. Ishihara (2013), Comparative Study of Proximal Eruptive Events in the Large-scale Eruptions of Sakurajima Volcano: An-ei Eruption vs. Taisho Eruption, *Bulletin of the Volcanology Society of Japan*, 58(1), 59–76, doi:10.18940/kazan.58.1_59.
- Yokoo, A. (2012), Infrasound Array Observation at Sakurajima Volcano, *Disaster Prevention Research Institute Annuals*, 55(B), 3–6.
- 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, *Bulletin of Volcanology*, 71(6), 619–630, doi:10.1007/s00445-008-0247-5.
- Yokoo, A., Y. J. Suzuki, and M. Iguchi (2014), Dual Infrasound Sources from a Vulcanian Eruption of Sakurajima Volcano Inferred from Cross-Array Observation, *Seismological Research Letters*, 85(6), 1212–1222, doi:10.1785/0220140047.