



HAL
open science

Le terme source des panaches de téphras : applications radars aux volcans Etna et Stromboli (Italie)

Valentin Freret-Lorgeril

► To cite this version:

Valentin Freret-Lorgeril. Le terme source des panaches de téphras : applications radars aux volcans Etna et Stromboli (Italie). Sciences de la Terre. Université Clermont Auvergne [2017-2020], 2018. Français. NNT : 2018CLFAC057 . tel-02089169

HAL Id: tel-02089169

<https://theses.hal.science/tel-02089169>

Submitted on 3 Apr 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ CLERMONT AUVERGNE

Collegium Sciences Fondamentales

Laboratoire Magmas et Volcans

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

spécialité : Volcanologie

Par

Valentin Freret-Lorgeril

Titulaire du Master 2 Recherche Magmas et Volcans

Le terme source des panaches de téphras : applications radar aux volcans Etna et Stromboli (Italie)

The source term of tephra plumes: radar applications at Etna and Stromboli
volcanoes (Italy)

Thèse dirigée par **Franck Donnadiou** et **Jean-François Lénat**

Soutenue publiquement le 23 novembre 2018

Membres de la commission d'examen :

Pierre Briole	Ecole Normale Supérieure, Paris, France	Rapporteur
Sylvie Vergniolle	Institut de Physique du Globe de Paris, France	Rapporteur
Lucia Gurioli	LMV, Université Clermont Auvergne, France	Examinatrice
Mario Montopoli	ISAC, National Research Council (Italie)	Examinateur
Franck Donnadiou	LMV, Université Clermont Auvergne, France	Directeur de thèse
Jean-François Lénat	LMV, Université Clermont Auvergne, France	Directeur de thèse

Laboratoire Magmas et Volcans

Université Clermont Auvergne

Campus Universitaire des Cézeaux

6 Avenue Blaise Pascal

TSA 60026 - CS 60026

63178 AUBIERE Cedex

Le terme source des panaches de téphras : applications radar aux volcans Etna et Stromboli (Italie)

Les panaches volcaniques de téphras constituent un des aléas volcaniques majeurs. Pour prévoir leur dispersion et les zones d'impacts de leurs retombées, des modèles numériques sont utilisés en opérationnel et basés sur des paramètres éruptifs, regroupés sous la notion de terme source, caractérisant l'émission des panaches. L'ensemble du terme source est cependant difficile à mesurer en temps réel. C'est pourquoi les modèles de dispersion sont souvent basés sur des scénarios d'éruptions passées et utilisent des lois empiriques reliant la hauteur des panaches avec les flux massiques à la source. Cependant, les résultats qui découlent de ces modèles sont peu contraints, moyennés sur la durée des éruptions, et souffrent de larges incertitudes. Dans cette optique, les radars Doppler, capables de sonder l'intérieur des colonnes éruptives avec des échelles spatio-temporelles fines, peuvent fournir des contraintes cruciales sur le terme source des panaches en temps réel. Ce travail de thèse traite des applications de radars volcanologiques dédiés, potentiellement transposables aux radars météorologiques communément utilisés, afin de fournir des paramètres éruptifs à la source des panaches de téphras en surveillance opérationnelle mais également pour contraindre la dynamique des colonnes éruptives et les charges internes des panaches et de leurs retombées.

Une campagne de mesures au volcan Stromboli a permis de montrer les capacités d'un couplage innovant entre un disdromètre optique (Parsivel²) avec un nouveau radar Doppler à onde millimétrique (Mini-BASTA). Grâce à l'excellente résolution spatio-temporelle de Mini-BASTA (12,5 m et 1 s), des figures intermittentes de sédimentation ont été observées dans les retombées de panaches transitoires dilués. Observées également au disdromètre mesurant la vitesse et la taille des retombées, ces figures ont été reproduites en laboratoire grâce à un modèle analogique. Un modèle conceptuel de formation de thermiques de sédimentation inversés est proposé pour expliquer ces figures et implique que les processus menant à une sédimentation irrégulière typique des panaches soutenus et concentrés peuvent s'appliquer à des panaches dilués, y compris ceux issus d'éruptions Stromboliennes normales en régime transitoire. Ensuite, une caractérisation physique d'un grand nombre de particules de cendres échantillonnées à Stromboli a permis de valider les mesures de tailles et de vitesses terminales de chutes par disdromètre sur le terrain et en laboratoire, justifiant par ailleurs son utilisation opérationnelle. À partir de ces contraintes, une loi reliant les concentrations de cendres avec les facteurs de réflectivité calculés a pu être comparée aux mesures radar in situ. Les concentrations internes modale et maximale des panaches de Stromboli sont respectivement autour de $1 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$ et $7,45 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$, largement supérieures au seuil fixé pour la sécurité aérienne. Les concentrations en cendres des retombées s'étalent entre $1,87 \times 10^{-8} - 2,42 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$ avec un mode vers $4 \times 10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$.

Finalement, ce travail de thèse montre les applications opérationnelles du radar UHF VOLDORAD 2B dans le cadre de la surveillance de l'activité de l'Etna. Une méthodologie, applicable à tout radar Doppler, a été développée pour obtenir des flux de masse de téphras en temps réel à partir d'un proxy de masse, uniquement basé sur les vitesses d'éjection et puissances mesurées, calibré avec un modèle de colonne tenant compte de l'influence du vent sur les panaches. La gamme de flux trouvée pour 47 paroxysmes entre 2011 et 2015 s'étend de $2,96 \times 10^4$ à $3,26 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$. À partir d'un autre modèle de colonne éruptive, Plume-MoM, les flux radar ont permis de modéliser des hauteurs des panaches de téphras émis lors de quatre paroxysmes de l'Etna cohérentes avec les observations faites en temps réel par imagerie visible et par radar en bande-X. Cette dernière partie démontre les capacités de VOLDORAD 2B à fournir des paramètres sources quantitatifs viables en entrée des modèles de dispersion dans le cas de futurs paroxysmes à l'Etna. Cependant, la distribution totale de tailles des téphras reste le paramètre le moins contraint en temps réel, et nécessite l'utilisation synergique de capteurs de télédétection complémentaires.

Mots clés : *Panache de téphras ; paramètres sources ; retombées de cendres ; radar Doppler ; disdromètre ; Stromboli ; Etna*

ABSTRACT

The source term of tephra plumes: radar applications at Etna and Stromboli volcanoes (Italy)

Volcanic tephra plumes are one of the major volcanic hazards. To forecast their dispersion and the impact zones of their fallout, the numerical models used in operational monitoring are based on eruptive parameters, called the source term, characterizing the plume emission. Source term parameters are challenging to measure in real time. This is why dispersion models are often based on past eruptive scenarios and use empirical laws that relate plume heights to source mass fluxes. However, the model outputs are not well constrained, averaged over the eruption duration, and suffer from large uncertainties. In this topic, Doppler radars are capable of probing the interior of eruptive columns and plumes at high space-time resolution and can provide crucial constraints on the source term in real time. This thesis deals with applications in operational monitoring of dedicated volcanological radars, potentially transposable to most common meteorological radars, to provide eruptive parameters at the source of tephra plumes but also to constrain the dynamics and internal mass load of eruptive columns, volcanic plumes and their fallout.

A measurement campaign at Stromboli volcano has shown the capabilities of an innovative coupling between an optical disdrometer (Parsivel²) and a new 3-mm wave Doppler radar (Mini-BASTA). Owing to its high spatio-temporal resolution (12.5 m and 1 s), intermittent sedimentation patterns were observed in the fallout of dilute transient plumes typical of normal strombolian activity. These features, also recorded with the disdrometer, measuring the particle settling speeds and sizes, were reproduced in the laboratory using an analog model. A conceptual model for the formation of reversed sedimentation thermals is proposed to explain these features. It implies that processes leading to irregular sedimentation typical of sustained concentrated strong plumes can be applied to dilute weak plumes, including those formed by normal transient Strombolian activity. Then, a physical characterization of a large number of ash particles sampled at Stromboli allowed the validation of particle size and terminal velocity measurements by the disdrometer in the field and in the laboratory, arguing in favor of its operational use. Then, a physical characterization of a large number of ash particles sampled at Stromboli allowed to validate the measurements of size and terminal velocity of falls by disdrometer in the field and in laboratory, justifying also its operational use. From these constraints, a law relating ash concentrations with calculated reflectivity factors was found and compared to in situ radar measurements inside ash plumes and fallout. The modal and maximum internal concentrations of Strombolian plumes are at about $1 \times 10^{-5} \text{ kg m}^{-3}$ and $7.5 \times 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ respectively, well above the threshold for aviation safety. Ash concentrations in the fallout range from 1.9×10^{-8} to $2.4 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$ with a mode at about $4 \times 10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$.

Finally, this thesis work shows operational applications of the UHF VOLDORAD 2B radar for the monitoring of explosive activity at Etna. A methodology, applicable to any Doppler radar, has been developed to obtain tephra mass eruption rates in real time from a mass proxy, based only on measured ejection velocities and power, and calibrated with an eruptive column model taking crosswinds into account. Tephra mass fluxes found for 47 paroxysms between 2011 and 2015 range from 3×10^4 to over $3 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$. Then, tephra plumes heights of four Etna paroxysms were simulated using the eruptive column model Plume-MoM from the radar-derived mass eruption rates and were found consistent with real-time observations made by visible imagery and by X-band radar. This last part demonstrates the capabilities of VOLDORAD 2B to provide quantitative input parameters for dispersion models in the case of future Etna paroxysms. However, the total size distribution of tephra remains the least constrained parameter in real-time, and requires the synergistic use of complementary remote sensing methods.

Keywords: *Tephra plumes; source parameters; ash fallout; Doppler radars; disdrometer; Stromboli; Etna*

REMERCIEMENTS

Depuis mon plus jeune âge, j'ai toujours rêvé de devenir volcanologue. Cette phrase, qui peut sembler aussi puéride qu'attester d'une ambition originale, illustre la chance que j'ai eu tout au long de mon parcours universitaire d'être entouré de gens incroyables que je souhaite remercier du fond du cœur.

Avant tout, j'aimerais remercier la personne sans laquelle tout ce travail n'aurait jamais été fait. Je veux bien sûr parler de **Franck Donnadiou**. Outre la personnalité et l'âme d'un incroyable chercheur, tu as montré une patience à mon égard et une pédagogie qui est à 100% à l'origine de la finalité de ce projet de thèse. Depuis que je suis rentré dans ton bureau avec le souhait de travailler avec toi en Master 1, j'ai eu la chance d'être le stagiaire puis le thésard d'une personne hors du commun. Tu m'as offert la possibilité d'apprendre, de comprendre (*autant que de ne rien piger certaines fois*) et surtout, de me focaliser sur le plus important : la sincérité. Grâce à toi, j'ai énormément voyagé, découvert de nombreuses choses, et j'ai surtout réalisé mon rêve : voir et étudier les volcans. Même si la thèse n'est qu'une étape dans mon but ultime, tu as été et restera l'instigateur de ma réussite, et je ne pourrais jamais assez te remercier pour cela. Je tiens également à remercier **Jean-François Lénat** pour avoir accepté de co-encadrer cette thèse et pour son soutien tout au long de ces trois ans.

Je tiens à remercier l'ensemble des membres du jury ayant accepté de juger ma thèse. Je remercie les rapporteurs, **Sylvie Vergniolle** et **Pierre Briole** et les examinateurs, **Lucia Gurioli** et **Mario Montopoli**.

Je voudrais remercier l'entière des ingénieurs ainsi que des collaborateurs scientifiques avec qui j'ai eu la chance de travailler tout au long de mon cursus et de ma thèse. La science n'avance jamais seule et l'ensemble de mes recherches est fondamentalement basé sur un travail d'équipe essentiel à la réussite d'un bon travail scientifique. Plus particulièrement, je remercie **Claude Hervier** pour tes explications, tes conseils et surtout pour tes blagues dont l'efficacité douteuse a largement contribué à la bonne humeur de notre mission à Stromboli, mais pas que. Merci à **Thierry Latchimy** et **Frédéric Peyrin** avec qui nous avons partagé des moments bien rudes dans des conditions parfois extrêmes : dormir à 5200 m d'altitude par -10°C pour ne citer que ça. Vos conseils ainsi que nos nombreux échanges m'ont permis d'avancer dans ma réflexion et ma compréhension de l'ensemble des capteurs que j'ai utilisé lors de ma thèse. J'accorde une mention spéciale à notre **César** national, el dios del fuego, sans qui la mission à Sabancaya aurait été plus laborieuse qu'un Koh Lanta sur Mars ! Je tenais également à remercier tous les autres : **Patrick Fréville**, **Jean-Paul Vinson**, **Christophe**

REMERCIEMENTS

Caudoux, Julien Delanoë, Mark Jellinek, Johanand Gilchrist, Julia Eychenne, Alessandro Tadini, Mathieu Gouhier, Yannick Guéhenneux, Ariel Provost, Michele Prestifilippo, Sébastien Valade, Corentin Soriaux et surtout **Simona Scollo** qui m'a largement aidé à continuer dans le milieu de la recherche en post-doctorat.

Le travail c'est bien, mais travailler dans un environnement où règne la bonne humeur c'est mieux. C'est pourquoi je tiens à remercier l'ensemble des doctorants du laboratoire Magmas et Volcans sans qui la fête aurait été moins folle. Je ne pouvais pas faire autrement que d'essayer de faire du cas par cas.

Commençons par mes « co-bureau ». Je remercie **Valentin Gegneau** (*obligé de faire une faute !*), mon collègue, la Gueugne, le hipster qui n'en ai pas vraiment un, avec qui nous avons partagé plus de trois ans de recherche, mais également nos doutes, « un peu » de bonheur et surtout pas mal de rigolade ! Pour des raisons éthiques et de censure, je ne te citerai pas intégralement (*à mon grand regret je dois dire*) mais pointerai simplement du doigt tes réponses à mes questions aussi spontanées que piquantes : « - *Valentin ? – Valentin ? – Je peux te poser une question ? – Non. – Merci Valentin.* » #fin de la discussion. Ou encore le fameux : « *Evidemment, on ne peut pas dire que c'est pas non plus comme ci, bon, 18h, balançoire, au revoir* ». Je sais également que même dans le stress de ta soutenance, tu t'es donné à fond pour mon pot de thèse, je t'en remercie infiniment ! Ensuite je remercie **Swetha V**, ma canadienne préférée, qui a dû supporter d'innombrables débordements au-delà de la bienséance au sein de notre bureau mais qui, au final, ne s'en ai jamais vraiment plaint, pas vrai ? Tu as toujours été là pour me faire rire, discuter, et je te remercie avant tout pour tout le bonheur associé aux moments partagés ensemble, dixit « that's what she said ! ».

Passons maintenant au bureau 1.04 abritant **Simon Titi, Alexis Ricci, Damien F.** et anciennement **Nathan I**. J'aurais sans doute de quoi écrire une nouvelle thèse pour vous remercier mais je vais me limiter à quelques mots. Je vous remercie énormément pour le nombre incroyable de bons moments passés ensemble. Que ce soit le langage (*qui a largement déteint sur moi et mon entourage soit dit en passant*) et les délires propres à Simon avec ses tranches tournant souvent à la fissure vers 16h, mais aussi les débordements ponctuels de tous qui me faisaient oublier les tracas du quotidien de thésard. En restant sobre, vous avez contribué à rendre la vie au LMV bien bonne et grâce à ça, ma thèse fut une énorme tranche !

REMERCIEMENTS

Merci à tous les autres étudiants, thésards (*pas ceux du labo uniquement*) et Post-doc : **Taya F., Anne W., Pierre F., Marion G., Claudine I., Loïs M., Natacha S., Captain Obvious P., Luca T., Baraa Q., Nick P., Alejandra G., Quentin D., Cyril A., Rémy P., Julie M., Lydie G., Alexis B., Nellida M., Diégo N., et Jean-Guillaume F.** (*non, toi je n'allais pas t'oublier coquin !*) Merci également à tous les anciens du laboratoire, qui ne sont pas en reste dans cette aventure : **Lola C., Mélo N.-C., Marina V., Marie-Anne A., Vincent C., Corentin C., Julien B., Baptiste H., Gioachino R., Sylvia V., Angélie P.** Vous avez tous été incroyable et merci à tous ceux qui m'ont offert un grand final digne de ce nom.

Je remercie également l'ensemble du personnel administratif et de recherche du LMV. **Cécile S., Sylvaine J., Isabelle R., Nathalie E.** et **Audrey C.**, je vous remercie pour votre efficacité, votre bonne humeur en toute circonstance ainsi que pour votre aide durant tout mon séjour au laboratoire.

Au regard du grand nombre de personnes que j'ai eu la chance de croiser durant ma thèse, il est évident que j'oublie des noms. Je m'en excuse et souhaite malgré tout vous remercier énormément pour votre contribution, de près ou de loin, à mon aventure à Clermont-Ferrand.

Finalement, je tiens à remercier chaleureusement l'ensemble des membres de ma famille. Merci de m'avoir soutenu dans mon rêve depuis le début, il y a fort longtemps. Vous m'avez poussé à ne jamais abandonner mon objectif quel que soit l'obstacle et vous m'avez donné la force de continuer dans mon projet de vie. Je vous remercie d'être venu tous ensemble à ma soutenance, de m'avoir offert un pot mémorable et tout ce dont j'avais besoin.

S'il faut garder le meilleur pour la fin, c'est bien pour te remercier Toi, Anaïs. Ces cinq dernières années, tu as subi avec moi chaque épreuve et chaque doute liés à mon parcours universitaire. Si, à chaque fois, tout s'est bien passé, c'est bien grâce à ton soutien, tes conseils et ta présence. Tu as l'énorme mérite d'avoir supporté mes absences et mon état de fin de thèse. Je te remercie d'avoir toujours été là pour moi.

Table des matières

Résumé.....	iii
Abstract.....	v
Remerciements	vii
<u>Introduction générale</u>	1
<u>Chapitre I : Les panaches volcaniques : dynamique, modélisation et télédétection</u>	7
I.1 Volcanisme explosif, genèse et impacts des panaches volcaniques	8
I.1.1 Les panaches volcaniques : définitions	8
I.1.2 Impacts des téphras volcaniques	10
I.1.3 Génération des téphras et fragmentation magmatique	12
I.1.3.1 Ascension et fragmentation primaire des magmas felsiques visqueux.....	13
I.1.3.2 Ascension et fragmentation des magmas basaltiques	16
I.1.3.3 Génération des cendres	19
I.2 Dynamique et modèles des colonnes éruptives	21
I.2.1 Le terme source des panaches volcaniques.....	21
I.2.2 Dynamique des panaches volcaniques	22
I.2.2.1 Régions dynamiques des panaches forts soutenus.....	22
I.2.2.2 Cas des panaches faibles soutenus.....	26
I.2.2.3 Cas des panaches transitoires	28
I.3 Sédimentation, transport et dispersion des panaches volcaniques	30
I.3.1 Sédimentation des téphras	30
I.3.2 Dispersion des panaches et modélisation	34
I.3.2.1 Intérêt de la modélisation des colonnes éruptives	34
I.3.2.2 Les modèles de dispersion.....	35

I.3.3 Le terme source des panaches par analyses post-éruptives des dépôts de retombées	38
I.3.3.1 Epaisseurs et volumes des dépôts	38
I.3.3.2 Hauteurs des panaches, granulométrie et masses totales	40
I.4 Mesures du terme source par télédétection	43
I.4.1 Mesures infrarouge par satellite	43
I.4.2 Mesures au sol.....	47
I.4.2.1 Imagerie visible et infrarouge.....	48
I.4.2.2 Télédétection Radar	49
I.4.2.3 Détection des cendres par disdromètre	55
I.4.3 Nécessité d'une stratégie multi-méthode et assimilation de données.....	56
<u>Chapitre II : Méthodologie</u>.....	59
II.1 Télédétection par radar Doppler.....	60
II.1.1 Principes théoriques	60
II.1.1.2 Effet Doppler, mesures de vitesse radiale et de distance	61
II.1.1.2 L'équation radar : puissance rétrodiffusée et réflectivité radar	63
II.1.1.3 Mini-Basta : un radar bi-statiques à onde millimétrique	67
II.1.1.4 Les VOLDORADs	70
II.2 Mesures et caractérisation des retombées de cendres	75
II.2.1 Mesures par disdromètre optique : exemple du Parsivel ² (OTT)	75
II.2.2 Détermination des paramètres physiques des cendres	79
II.2.2.1 Distribution de tailles des cendres par tamisage manuel	79
II.2.2.2 Mesure de densité par pycnométrie à eau	81
II.2.2.3 Paramètres morphologiques des cendres par Morphologi G3	83
<u>Chapitre III : Dynamique des panaches des panaches volcaniques faibles et de leurs retombées mesurées par disdromètre optique et télédétection radar</u>.....	87

III.1 Introduction	88
---------------------------------	----

III.2 Thermiques de sédimentation dans les retombées de cendres de panaches faibles stromboliens	90
---------------------------------------------------------------------------------------------------------------	----

Résumé	90
--------------	----

Fingering and Sediment Thermals in Strombolian Ash Fallout

V. Freret-Lorgeril, J. Gilchrist, F. Donnadieu, A.M., Jellinek, J. Delanoë, T. Latchimy, J.P. Vinson, C. Caudoux, F. Peyrin, C. Hervier, S. Valade.

Article en préparation pour le journal Earth and Planetary Science Letter

Abstract.....	93
---------------	----

III.2.1 Introduction	93
----------------------------	----

III.2.2 Methodology	95
---------------------------	----

III.2.2.1 The measurement campaign at Stromboli	95
-------------------------------------------------------	----

III.2.2.2 The optical disdrometer	95
-----------------------------------------	----

III.2.2.3 The 95 GHz Doppler radar	97
------------------------------------------	----

III.2.3 Results	100
-----------------------	-----

III.2.3.1 Intermittent sedimentation from disdrometer records	100
---------------------------------------------------------------------	-----

III.2.3.2 Records from the millimeter-wave radar	102
--------------------------------------------------------	-----

III.2.4 Discussion	105
--------------------------	-----

III.2.4.1 The challenge of comparing disdrometer and radar data	106
-----------------------------------------------------------------------	-----

III.2.4.2 Origin of the sedimentation features	106
------------------------------------------------------	-----

III.2.4.3 Alternative hypotheses for the origin of sedimentation features	114
---------------------------------------------------------------------------------	-----

III.2.5 Conclusions	114
---------------------------	-----

<u>Chapitre IV : Caractérisation physiques des cendres : contraintes sur les mesures de concentration et de vitesses terminales de chute des particules</u>	117
--------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

IV.1 Introduction	118
--------------------------------	-----

IV.2 Contraintes apportées par la caractérisation physique des cendres sur des mesures <i>in situ</i> de leurs vitesses de chute terminales par disdromètre optique	120
----------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------------	-----

Résumé	120
--------------	-----

***In situ* terminal settling velocity measurements at Stromboli volcano: Input from physical characterization of ash.**

V. Freret-Lorgeril, F. Donnadieu, J. Eychenne, C. Soriaux, T. Latchimy.

Article en révision dans Journal of Volcanology and Geothermal Research

Abstract.....	123
IV.2.1 Introduction	124
IV.2.2 Materials and methods	126
IV.2.2.1 Field ash sampling.....	126
IV.2.2.2 Grain-size and morphological analyses.....	127
IV.2.2.3 Ash density measurements	129
IV.2.2.4 The optical disdrometer and particle fall experiments	130
IV.2.2.5 Terminal settling velocity models	131
IV.2.3 Ash characteristics	134
IV.2.3.1 Particle size distribution by mechanical sieving and morpho-grainsizer ...	134
IV.2.3.2 Ash densities	140
IV.2.3.3 Particle shapes.....	141
IV.2.4 Terminal Settling velocities	143
IV.2.4.1 Field measurements.....	143
IV.2.4.2 Laboratory experiments of ash settling velocity	145
IV.2.4.3 Empirical modeling	146
IV.2.5 Discussion	148
IV.2.5.1 Empirical model validation	148
IV.2.5.2 Application of particle shape and disdrometer measurements to radar retrievals	151
IV.2.5.3 Validations and limitations of disdrometer data	153
IV.2.6 Conclusive remarks	154
IV.3 Implications des mesures par disdromètre sur l'estimation des concentrations de cendres des panaches.....	156

IV.3.1 Facteur de réflectivité radar et concentration des cendres : loi Z-C	156
IV.3.2 Contraintes sur les données du Mini-BASTA.....	161
IV.3.3 Conclusions	164
<u>Chapitre V : Mesures par radar Doppler du terme source des panaches de téphras des paroxysmes de l'Etna.</u>	167
V.1 Introduction	168
V.2 Obtention des flux de masses des panaches de téphras nourris par fontaines de lave à l'Etna entre 2011 et 2015 par radar Doppler	170
Résumé	170
<p style="text-align: center;">Mass Eruption Rates of Tephra Plumes During the 2011-2015 Lava fountain Paroxysms at Mt. Etna From Doppler Radar Retrievals V. Freret-Lorgeril, F. Donnadiu, S. Scollo, A. Provost, P. Fréville, Y. Guéhenneux, C. Hervier, M. Prestifilippo, M. Coltelli <i>Article publié dans "Frontiers in Earth Science" : doi:10.3389/feart.2018.00073</i></p>	
Abstract.....	173
V.2.1 Introduction	174
V.2.2 Materials and methods	177
V.2.2.1 The VOLDORAD 2B monitoring system	177
V.2.2.2 Plume top height measurements.....	178
V.2.2.3 The Radar Mass Eruption Rate proxy	179
V.2.3 Results	183
V.2.3.1 Eruption dynamics during Etna's paroxysmal activity	183
V.2.3.2 Plume top height and radar mass proxy.....	188
V.2.3.3 Tephra Mass Load estimates.....	189
V.2.4 Discussion	193
V.2.4.1 Uncertainties and implications on mass load parameters	193
V.2.4.2 Multi-method integration.....	195
V.2.5 Conclusions	198

V.3 Apports complémentaires des spectres Doppler sur la dynamique des fontaines de laves à l'Etna	200
V.3.1 Les vélocigrammes	201
V.3.2 Vitesses de chute et tailles des téphras.....	204
V.4 Apports préliminaires des MERs obtenus avec VOLDORAD 2B dans l'estimation des hauteurs de panaches	212
V.4.1 Démarche	212
V.4.2 Modélisation des hauteurs de colonne avec le modèle Plume-MoM	213
V.4.3 Résultats préliminaires	215
V.4.4 Implications et perspectives	218
V.5 Conclusions	222
<u>Chapitre VI : Conclusions et Perspectives</u>	225
VI.1 Synthèse des résultats	226
VI.1.1 Dynamique de la sédimentation des panaches faibles transitoires.....	226
VI.1.2 Apports la caractérisation des cendres et du couplage radar-disdromètre sur la quantification des paramètres de charges des panaches	227
VI.1.3 Application de VOLDORAD 2B dans la surveillance et la quantification du terme source des panaches de l'Etna	229
VI.2 Perspectives	233
VI.2.1 Dynamique et paramètres de charge totaux dans les panaches, nuages et retombées de téphras	233
VI.2.2 Apports d'une stratégie multi-capteurs intégrant VOLDORAD 2B dans le réseau de surveillance de l'Etna	234
VI.2.3 Contraintes sur la dynamique des fontaines de lave générant des panaches de téphras.....	236
<u>Références bibliographiques</u>	239
Annexe A	261
Annexe B	263
Annexe C	265
Annexe D	267

Introduction générale

Les panaches de téphras font partie des aléas volcaniques majeurs dont les effets peuvent s'étendre sur une échelle très locale à globale. Même d'intensité modérée, ces panaches représentent une menace pour les populations, les infrastructures, l'agriculture ou encore le trafic aérien (Casadevall, 1994 ; Baxter, 1999 ; Spence *et al.*, 2005 ; Horwell & Baxter, 2006 ; Prata & Tupper, 2009 ; Baxter & Horwell, 2015 ; Prata & Rose, 2015 ; Tomašek *et al.*, 2016). Un des enjeux majeurs de la volcanologie moderne est d'être en mesure de fournir des paramètres quantitatifs clés contrôlant le comportement des panaches. Ces paramètres, regroupés sous le nom de terme source, permettent (i) de quantifier la dynamique des éruptions volcaniques explosives, (ii) d'étudier les processus opérant au sein des colonnes éruptives et de leurs retombées au sol. Ils sont donc essentiels pour modéliser la dispersion des panaches dans l'atmosphère ainsi que leurs zones d'impacts liées aux retombées de particules volcaniques au sol. Entre autres, le terme source regroupe la localisation dans l'espace de la source éruptive (cratère, fissure active), le flux de masse à la source du panache ainsi que sa hauteur en fonction du temps, la durée d'émission et la distribution totale de tailles de particules volcaniques émises (Bonadonna *et al.*, 2011, 2015a).

Alors que certains paramètres tels que la hauteur, la durée et la position d'un événement sont relativement faciles à observer, les paramètres de charges internes des colonnes et la taille des particules sont difficilement quantifiables en temps réel et souvent obtenues *a posteriori* en analysant les dépôts de retombées des panaches. Pour pallier ce problème, des lois empiriques ont par exemple été développées afin de lier certains paramètres sources. L'exemple le plus connu concerne les relations hauteurs *vs* flux de masse, couramment utilisées dans l'initialisation des modèles de dispersion (*e.g.* Mastin *et al.*, 2009). Cependant, ces dernières sont susceptibles de mener à de larges sous- ou sur-estimations des paramètres de charge (Bursik, 2001 ; Bursik *et al.*, 2012 ; Woodhouse *et al.*, 2013). Également, parce que l'analyse post-éruptive des dépôts de retombées n'offre souvent qu'une vision partielle du spectre des tailles des particules, les modèles utilisent un pourcentage du MER, défini *a priori*, représentant le partitionnement (*i.e.* proportion) des cendres fines transportées dans l'atmosphère sur de longues distances en raison de leur temps de résidence supérieur, présentant un risque majeur pour le trafic aérien notamment. Par ailleurs, les observatoires de volcans très actifs et surveillés en permanence (*e.g.* l'Etna en Sicile) basent les simulations des modèles de dispersion, utilisées à dessein opérationnel, sur des scénarii d'activités passées (Scollo *et al.*, 2009, 2010, 2013). Malgré tous ces efforts, la crise du volcan Eyjafjallajökull en 2010 a mis en lumière les faibles

contraintes apportées aux paramètres de sortie des modèles de dispersion menant à la fermeture de la quasi-totalité de l'espace aérien européen pendant une semaine. Cet événement fut à l'origine d'un effort scientifique international ayant pour but de développer des méthodes efficaces pouvant rapidement fournir des paramètres précis à injecter dans les modèles de dispersion, notamment par assimilation de données acquises par des capteurs de télédétection en quasi temps-réel. Estimer le terme source en temps réel, même au premier ordre, permettrait de remplacer en entrée des modèles de dispersion les paramètres basés sur des scénarios d'éruptions passées par des paramètres mesurés. Cette percée améliorerait considérablement l'estimation des menaces liées aux panaches de téphras, et donc la mitigation des risques associés, grâce à une ré-évaluation permanente des menaces au cours des éruptions explosives.

Parmi les capteurs à fort potentiel pour ces applications, les RADARs (pour "*Radio Detection And Ranging*") sont capables de sonder l'intérieur des panaches de cendres et d'en retirer des quantités de téphras, qualitativement ou quantitativement par le biais de modèles complémentaires, et avec des résolutions spatio-temporelles fines. Là où la télédétection infrarouge par satellite, largement utilisée dans le cadre d'assimilation de données dans les modèles de dispersion, n'est sensible qu'aux cendres très fines (*i.e.* $< 25 \mu\text{m}$), les radars (*i.e.* en fonction de leur longueur d'onde) peuvent fournir des informations complémentaires essentielles à la source des panaches, dans les colonnes éruptives et au sein des retombées. Ils peuvent ainsi contribuer puissamment à la surveillance opérationnelle et à une compréhension nettement améliorée de leurs processus dynamiques à différentes échelles.

L'objectif principal de ce travail de thèse est d'explorer les capacités à quantifier par télédétection radar les paramètres éruptifs à la source des panaches de téphras, si possible en vue d'applications opérationnelles, mais aussi lors de leur dispersion, et au sein de leurs retombées. Un objectif connexe ultime est de caractériser les processus dynamiques et les interactions entre la colonne, le panache/nuage, et la sédimentation afin d'obtenir une image plus aboutie du transport des cendres dans l'atmosphère jusqu'à leur dépôt. De par leur activité explosive récurrente, leurs dynamismes variés, et leur excellent réseau de surveillance, le Stromboli et l'Etna (Sicile) sont des volcans laboratoires bien adaptés pour éprouver les méthodes de télédétection et la quantification des paramètres extraits de leurs mesures. Les principaux instruments et base de données utilisés dans ce travail font partie du service

d'observation VOLDORAD de l'OPGC, intégré au Service National des Observations en Volcanologie (SNOV) du CNRS-INSU.

Dans un premier temps, cette thèse vise à explorer les applications liées au couplage innovant d'un lidars optique et d'un nouveau radar Doppler à onde continue (*i.e.* 95 GHz) afin de caractériser la dynamique des retombées de panaches Stromboliens faibles. En effet, les éventuels processus de structuration des retombées des panaches, même d'intensité modérée, sont mal contraints dans la nature et posent question quant à leurs effets potentiels sur les dépôts au sol. Dans un deuxième temps, les concentrations internes, que ce soit au sol ou lors de la dispersion des panaches, sont quantifiées à l'aide de contraintes apportées par une caractérisation statistiquement représentative d'échantillons de cendres récoltés au sol et enregistrés par lidars. Dans un dernier temps, une partie de ce travail sera dédiée à l'application d'un radar Doppler UHF (*i.e.* VOLDORAD 2B, bande L) dans l'estimation à haute résolution spatio-temporelle des paramètres éruptifs à la source des panaches de téphras, dans le cadre de la surveillance opérationnelle de l'Etna.

Suite à cette introduction, ce mémoire de thèse est divisé en 6 chapitres principaux :

- Le **Chapitre I** introduit les panaches de téphras volcaniques ainsi que les enjeux et problématiques majeurs associés à leur émission dans l'atmosphère. La dynamique ainsi que la physique des panaches associés aux principaux dynamismes éruptifs sont abordées afin de mettre en évidence la nécessité de mesurer leurs paramètres sources pour les modèles prévisionnistes de dispersion. Ensuite, les principales méthodes de mesure du terme source des panaches abordées dans ce travail de thèse, que ce soit grâce à l'analyse des dépôts au sol ou à la télédétection, sont passées en revue.

- Le **Chapitre II** présente les aspects techniques des différentes méthodes utilisées dans le cadre de cette thèse afin de répondre aux problématiques posées dans le **Chapitre I**. Entre autres, l'utilisation des radars Doppler et leur association aux lidars optiques et aux moyens de caractérisation des paramètres physiques des téphras (*i.e.* tailles, densités et formes) sont traitées.

- Le **Chapitre III** montre des résultats obtenus lors d'une campagne de mesures de télédétection au volcan Stromboli grâce à l'utilisation d'un disdromètre optique au sol couplé à des mesures par radar Doppler. Ce chapitre se focalise sur la caractérisation de la dynamique des retombées associées aux panaches faibles typiques des éruptions Stromboliennes normales.

- Le **Chapitre IV** met en avant les méthodologies d'obtention des tailles, des formes et des densités des cendres. Ces paramètres sont particulièrement utiles pour établir les limites d'application d'un disdromètre météorologique aux observations des tailles et des vitesses de chute terminales des cendres. Dans ce chapitre, des contraintes seront apportées aux données acquises par un prototype de radar Doppler (Mini-BASTA) utilisé dans le cadre de la mission de terrain à Stromboli afin d'estimer des concentrations internes des panaches de cendres ainsi qu'au sein de leurs retombées.

- Le **Chapitre V** est axé sur l'aspect opérationnel de la télédétection radar notamment *via* l'utilisation du radar Doppler VOLDORAD 2B intégré au réseau de surveillance du volcan Etna, l'un des volcans les plus actifs d'Europe. Entre autres, une nouvelle méthodologie d'estimation d'un proxy de la masse détectée par le radar est développée afin de déterminer des flux de masses absolus à la source des panaches de téphras alimentés par fontaines de lave lors d'une cinquantaine de paroxysmes entre 2011 et 2015 à l'Etna. L'applicabilité de cette méthodologie à d'autres radars Doppler utilisés dans un cadre de surveillance volcanique est discutée. Enfin, les flux de masse sont intégrés dans un modèle de colonne dans le but de vérifier leur fiabilité en vue d'obtenir des hauteurs de panaches en temps réel et à haute résolution temporelle.

- le **Chapitre VI** a pour but de synthétiser l'ensemble des résultats obtenus dans le cadre de ce travail de thèse. Sont également discutées les perspectives opérationnelles d'applications radars dans la quantification de paramètres éruptifs à la source tels que les flux de masses, les concentrations internes des panaches et de leurs retombées, mais également l'estimation des vitesses d'éjection des téphras en temps réel. En particulier, la validation de la surveillance volcanique opérationnelle de l'Etna par le radar Doppler VOLDORAD 2B et son potentiel pour fournir des informations quantitatives sur les processus opérant dans les fontaines de lave générant des panaches de téphras sont abordés.

Chapitre I

Les panaches volcaniques : dynamique, modélisation et télédétection

I.1 Volcanisme explosif, genèse et impacts des panaches volcaniques

I.1.1 Les panaches volcaniques : définitions

Les panaches volcaniques émis lors des éruptions explosives font partie des aléas volcaniques majeurs qui peuvent impacter des zones à l'échelle locale à globale. Ces panaches se forment à partir de mélanges turbulents de gaz et de particules volcaniques qui interagissent avec l'atmosphère en incorporant de l'air et qui s'élèvent par flottabilité et convection jusqu'à des hauteurs allant de centaines de mètres jusqu'à la stratosphère (*e.g.* 40 km lors de l'éruption du Tambora en Indonésie en 1815 ; Sparks *et al.*, 1997). Les panaches volcaniques résultent de la *fragmentation* explosive d'un *magma* (*i.e.* une phase liquide silicatée continue comportant du gaz dissous ou sous forme de vésicules et des cristaux en quantité variable) qui produit un ensemble de particules soutenues par une phase gazeuse chaude (*e.g.* fragmentation primaire dans Cashman & Sheu, 2015). Les variabilités des processus de fragmentation sont en partie à l'origine de larges gammes de tailles, de formes et de densités des produits volcaniques (Cashman & Rust, 2016). Ainsi, les *téphras* ou *pyroclastes*, qui définissent toutes les particules volcaniques injectées dans l'atmosphère, sont discriminées selon leurs tailles, sans considération des variations de compositions chimiques (*i.e.* influençant en partie la densité des téphras) ou de formes.

Les *bombes et blocs* sont les téphras de taille supérieure à 64 mm, les *lapilli* ceux compris entre 2 mm et 64 mm, et les *cendres* représentant tous les pyroclastes inférieurs à 2 mm. Finalement, Rose & Durant (2009) ont défini des sous-classes de cendres, basées sur des considérations aérodynamiques et donc en fonction de leurs tailles (**partie I.3**, Bonadonna *et al.*, 1998). Les cendres supérieures à 1 mm sont dites 'grossières' ('*coarse ash*'), celles entre 63 μm et 1 mm 'fines' ('*fine ash*'), et celles < 63 μm 'très fines' ('*very fine ash*').

Il est important de noter que la plupart des panaches volcaniques peuvent soutenir et permettre la dispersion, quoique seulement sur quelques kilomètres, de téphras aisément supérieurs à 2 mm qui ne qualifieraient sensu stricto que les 'panaches de cendres' ('*ash plumes*'). De tels panaches seront donc plus généralement appelés dans cette thèse '*panaches de téphras*'

et/ou 'panaches volcaniques' (voir **Chapitre V**). Alors que les panaches volcaniques sont considérés comme liés à la source d'émission, les *nuages volcaniques* définissent toute composante volcanique aéroportée provenant d'une éruption explosive et associées à une émission qui n'est plus attachée à la source éruptive. Enfin, le terme *nuage de cendres* est une description caractérisant un contenu en cendres (< 2 mm) d'un nuage volcanique. Les panaches et nuages contiennent également toutes sortes de particules fines liquides ou solides regroupées sous le terme d'*aérosols* volcaniques, de taille allant de quelques nanomètres à quelques dizaines de micromètres. A titre d'exemple, SO_2 et H_2S , deux gaz volcaniques, sont capables d'interagir avec l'eau atmosphérique pour former des gouttelettes de sulfate d'hydrogène H_2SO_4 .

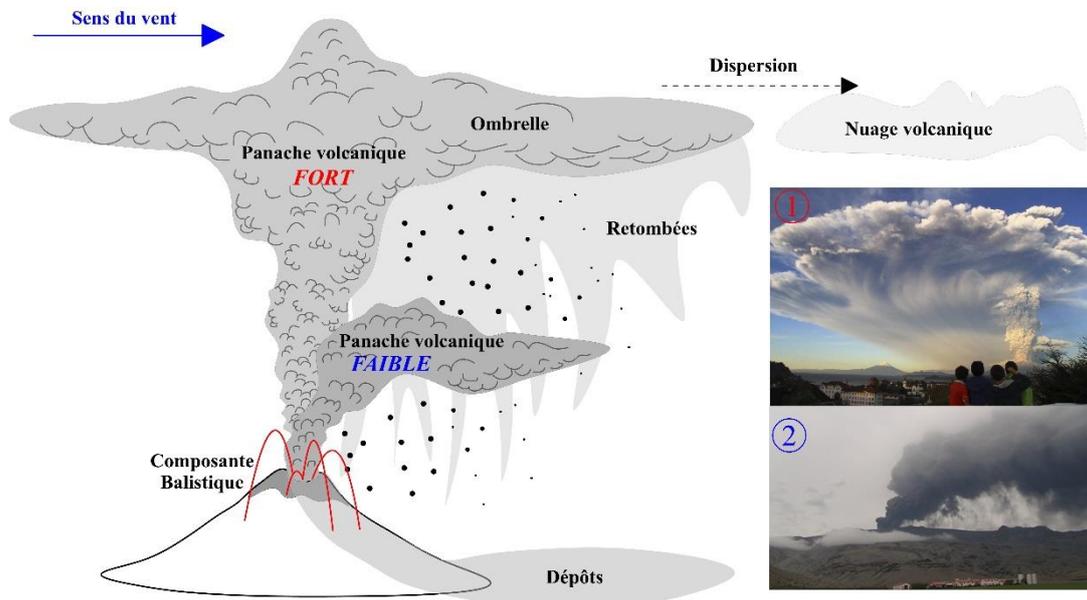


Figure I.1 : Représentation schématique d'un panache faible et d'un panache fort et des termes associés. Inserts : 1) Panache fort lors de l'éruption du Calbuco, Chili en 2015 (Photo : Carlos F. Gutierrez). 2) Panache faible de l'Eyjafjallajökull, Islande en 2010 (Photo : BRGM - Sylvestre Le Roy).

La quasi totalité des types d'activité volcanique, peu importe leurs fréquences, est capable de générer des panaches de téphras. Un des facteurs discriminant les panaches et leurs potentielles interactions avec l'atmosphère est le rapport entre les vitesses des vents horizontaux affectant l'ascension d'un panache et les vitesses d'éjection à la source de ce dernier (Carey & Bursik, 2015). Si le rapport est inférieur à 1, le panache est dit '*fort*' et présente une colonne éruptive sub-verticale qui, lorsqu'elle atteint son niveau de flottabilité neutre avec l'atmosphère, va s'étaler pour former une ombrelle (voir **section I.2.2** et **Figure I.1**). Dans le cas contraire, le panache est dit '*faible*' et est fortement influencé par le vent qui va pencher le panache par simple advection (Carey & Sparks, 1986 ; Bonadonna & Phillips, 2003 ; Costa *et al.*, 2013).

L'effet du vent sur les panaches faibles n'est pas en faveur de la formation d'ombrelle lorsque ces derniers atteignent leur niveau de flottabilité neutre (voir **section I.2.2.2** et **Figure I.1**).

I.1.2 Impacts des téphras volcaniques

L'impact associé aux blocs/bombes à trajectoire balistique concerne généralement les zones proximales d'un édifice volcanique (< 5 km). Les émissions balistiques de bombes denses de plusieurs centimètres de large vont provoquer des dégâts sur (i) des instruments de surveillance, (ii) des biens matériels (*e.g.* voitures, toits de maison) et (iii) peuvent être mortelles pour les personnes. En revanche, l'impact associé aux lapilli et surtout aux cendres concerne différentes échelles. Dans un premier temps, les retombées de cendres peuvent impacter les infrastructures humaines : interruption des réseaux électriques (*e.g.* coupure des lignes avec épaisseur de dépôts > 100 mm), pollution des réserves d'eau à ciel ouvert et/ou de leur système de filtration (Milazzo *et al.*, 2013), effondrement des toits de bâtiments (Spence *et al.*, 2005) ou interférences des réseaux de télécommunication (voir Wilson *et al.*, 2009 et Wilson *et al.*, 2012 pour une revue des impacts des cendres sur les infrastructures et les biens humains).

Outre les biens matériels, les cendres sont largement nocives pour les êtres-vivants. De nombreuses études ont montré que l'inhalation de cendres < 10 µm provoquait des irritations des voies respiratoires supérieures (*i.e.* au niveau de la gorge et du nez) et pouvait exacerber les maladies pulmonaires chroniques comme l'asthme (Horwell & Baxter, 2006 ; Gudmundsson, 2011 ; Baxter & Horwell, 2015 ; Tomašek *et al.*, 2016). L'exposition répétée aux cendres fines peut aussi favoriser l'apparition de complication respiratoires sévères à mortelles dans certains cas (Baxter, 1999 ; Gudmundsson, 2011). Également, l'exposition aux cendres peut provoquer des troubles oculaires notamment par le biais de l'abrasion de la cornée ou s'exprimant par des conjonctivites. Ces impacts biologiques concernent non seulement les hommes mais également le bétail qui peut souffrir à la fois des mêmes impacts, mais également de la pollution de leur nourriture (*e.g.* du foin ou de l'herbe à l'air libre) par les retombées de cendres même modérées. Le risque associé à l'exposition aux cendres concerne également les périodes non éruptives. En effet, une remobilisation des dépôts est possible juste après une éruption par resuspension des cendres dans l'air lié (i) au passage de véhicules ou (ii) tout simplement par l'action du vent jusqu'à des mois après une éruption (Panebianco *et al.*, 2017).

A plus grande échelle, les cendres dispersées dans l'atmosphère ont un impact considérable sur l'aviation civile. Même si aucune perte humaine n'est à répertorier, les incidents liés au passage d'avions dans des panaches et/ou nuages de cendres sont nombreux, coûteux et leur conséquences sont impressionnantes. Par exemple, en 1989, la traversée d'un panache de cendres émis par le Mont Redoubt (Alaska) par un avion de ligne a provoqué l'arrêt de ses quatre moteurs. L'avion s'est posé à Anchorage sans pertes humaines mais le coup de cet incident s'élevait à des millions de dollars (Casadevall, 1994). Pour cause, les cendres volcaniques sont excessivement abrasives, pénètrent dans les systèmes de filtration, provoquent des courts-circuits et peuvent fondre et colmater les réacteurs dont la température interne dépasse celle de fusion des cendres (Casadevall, 1994 ; Prata & Tupper, 2009 ; Prata & Rose, 2015).

Suite à l'éruption du Mont Pinatubo (Philippines) en 1991 ayant causé une quarantaine d'incidents aériens, l'organisation internationale de l'aviation civile a établi la création de 9 centres de surveillances des cendres volcaniques VAACs (*i.e.* 'Volcanic Ash Advisory centers' Mastin *et al.*, 2009 ; Prata & Rose, 2015). Le but des VAACs est d'alerter le trafic aérien en temps-réel de la présence de cendres sur les routes des avions anticipée grâce à des modèles prévisionnistes de transport et de sédimentation des cendres volcaniques (les VATDMs). Pour être initialisés, ces modèles ont besoin de paramètres physiques décrivant la dynamique des panaches à leur source et dans l'atmosphère. De tels paramètres étant initialement difficiles à mesurer en temps-réel, les modèles sont basés sur des approximations physiques et des scénarios d'activités éruptives passées (Scollo *et al.*, 2009, 2011, 2013) menant à des erreurs sur les paramètres de sortie de l'ordre d'un ordre de grandeur (Kaminski *et al.*, 2011).

Un tournant majeur a eu lieu lors de l'éruption du volcan Eyjafjallajökull (Islande) en 2010. En conséquence d'un manque d'observation en temps-réel et de résultats quantitatifs concernant l'impact des cendres sur le trafic aérien, les résultats peu contraints des VATDMs ont forcé la fermeture de la quasi-totalité de l'espace aérien européen pendant une semaine. Le coup économique global de cette éruption s'élève à 5 milliards de dollars américain (Prata & Rose, 2015). Cet événement a permis de mettre en lumière les besoins de contraindre les résultats obtenus *via* les VATDMs (voir **section I.3.2**) pour les éruptions futures. Afin de répondre à cette problématique, les études récentes sont unanimes quant à la nécessité d'utiliser des mesures faites sur le terrain et par télédétection en temps réel (Bonadonna *et al.*, 2011a).

Le dernier grand impact des panaches volcaniques à grande échelle concerne le climat. Les cendres volcaniques ont la possibilité de rester longtemps en suspension dans l'atmosphère, à haute altitude et de couvrir de grande distance autour du globe, voire faire plusieurs fois le tour du globe. A titre d'exemple, les aérosols comme le sulfure d'hydrogène contenu dans les panaches peuvent résider jusqu'à 2-3 ans dans l'atmosphère. Cet aérosol possédant un fort albédo, une forte concentration dans l'atmosphère peut mener à une diminution des températures par réverbération des rayons solaires (Robock, 2015). Par exemple, un refroidissement de l'ordre de 0,5 °C a été observé un an après l'éruption du Mont Pinatubo en 1992 (Parker *et al.*, 1996). En plus d'autres conséquences probables à plus long terme sur le climat (*e.g.* diminution de l'ozone atmosphérique), les effets d'un panache de cendres sur le climat sont généralement rapides. Le sujet de cette thèse traitant principalement des téphras (cendres, lapillis et bombes), les gaz et aérosols volcaniques en général ne seront pas abordés.

I.1.3 Génération des téphras et fragmentation magmatique

Dans cette section, seuls les processus superficiels opérant dans les systèmes magmatiques sont considérés. Avant une éruption, le magma est stocké sous forme de réservoirs (*i.e.* des *chambres magmatiques*) au sein de la lithosphère. Un magma est un ensemble polyphasé composé (i) d'une phase liquide silicatée et polymérisée (*i.e.* réseau de SiO₂), (ii) d'une phase de gaz dissous (*i.e.* des *volatils*), majoritairement composée d'H₂O, de CO₂, de SO₂, de Chlore et de Fluor, qui peut varier en quantité en fonction de la composition chimique du magma ou d'un possible approvisionnement provenant de niveaux plus profonds et (iii) d'une possible phase solide se présentant sous forme de cristaux en suspension dans le liquide. Il est admis que plus un magma est riche en SiO₂, plus sa viscosité est forte. Tous les magmas, de compositions *mafiques* (50% SiO₂) à des compositions acides à 75% SiO₂ (*felsiques*), sont susceptibles d'engendrer la formation de cendres (Leshner & Spera, 2015). Ainsi, tous les contextes volcaniques au niveau global sont capables de produire des éruptions explosives génératrices de panaches de téphras.

Deux grands mécanismes sont supposés être à l'origine des éruptions volcaniques explosives. Le premier est défini par les éruptions dite 'sèches' ou *magmatiques* qui sont essentiellement contrôlées par la quantité de volatils contenus dans le magma, tandis que les éruptions *phréotomagmatiques* ont lieu lorsqu'il y a interaction entre un magma et de l'eau

(Cashman & Sheu, 2015). Par définition, le terme 'explosif' est attribué à la conversion de l'énergie potentielle liée à l'expansion rapide d'un magma en énergie cinétique d'un ensemble composé de gaz et de pyroclastes individuels (Cashman & Rust, 2016). Cette réaction est la définition du processus de fragmentation magmatique.

I.1.3.1 Ascension et fragmentation primaire des magmas felsiques visqueux

D'une manière générale, dans le cas des éruptions magmatiques, les gaz sont considérés comme le moteur de l'ascension et de l'explosivité des magmas (Sparks et al., 1997). En effet, c'est grâce au '*dégazage*' des volatils au cours de son ascension qu'un magma est capable de franchir la surface (Burgisser & Degruyter, 2015). Le terme '*dégazage*', dans ce cas, désigne l'*exsolution* d'un gaz dissout dans le magma passant de l'état de volatil à une phase gazeuse indépendante se présentant sous forme de vésicules. La *nucléation* (*i.e.* la formation) de bulles ainsi que leurs changements de propriétés physiques (*e.g.* tailles, nombres, formes) jouent un rôle majeur dans le comportement rhéologique (*i.e.* la manière dont un matériau se déforme sous contraintes physiques) du magma lors de son ascension jusqu'à la surface (Sparks et al., 1997 ; Leshner & Spera, 2015).

Les éruptions Pliniennes :

La vision idéale de l'ascension d'un magma et de ses transformations en fonction de la profondeur dans un conduit volcanique concerne les éruptions Pliniennes, *i.e.* des régimes éruptifs soutenus et générateurs de panaches de téphras forts (**Figure I.1**). Dans ce cas, l'ascension d'un magma visqueux est considérée comme un processus quasi-stationnaire et engendré par une simple différence de pression entre le réservoir magmatique et l'événement éruptif en surface (Cashman & Sheu, 2015 ; Cioni et al., 2015). Si le dégazage s'opère en système clos, le mélange en ascension subit une décompression liée à la diminution de pression dans le conduit, favorisant ainsi l'exsolution des gaz saturés dans le liquide qui se traduit par la nucléation de bulles (**Figures I.2A et I.2B**). En prenant l'exemple de H₂O comme volatil majeur dans le liquide, son exsolution affecte les propriétés physiques du magma en diminuant sa densité, tout en augmentant sa viscosité (**Figure I.2B**). Les bulles ont la possibilité de grossir, de coalescer et vont former une mousse magmatique qui accélère au fur et à mesure de son ascension, augmentant en conséquence le taux de déformation du mélange (Cashman & Sheu, 2015 ; Dingwell, 1996).

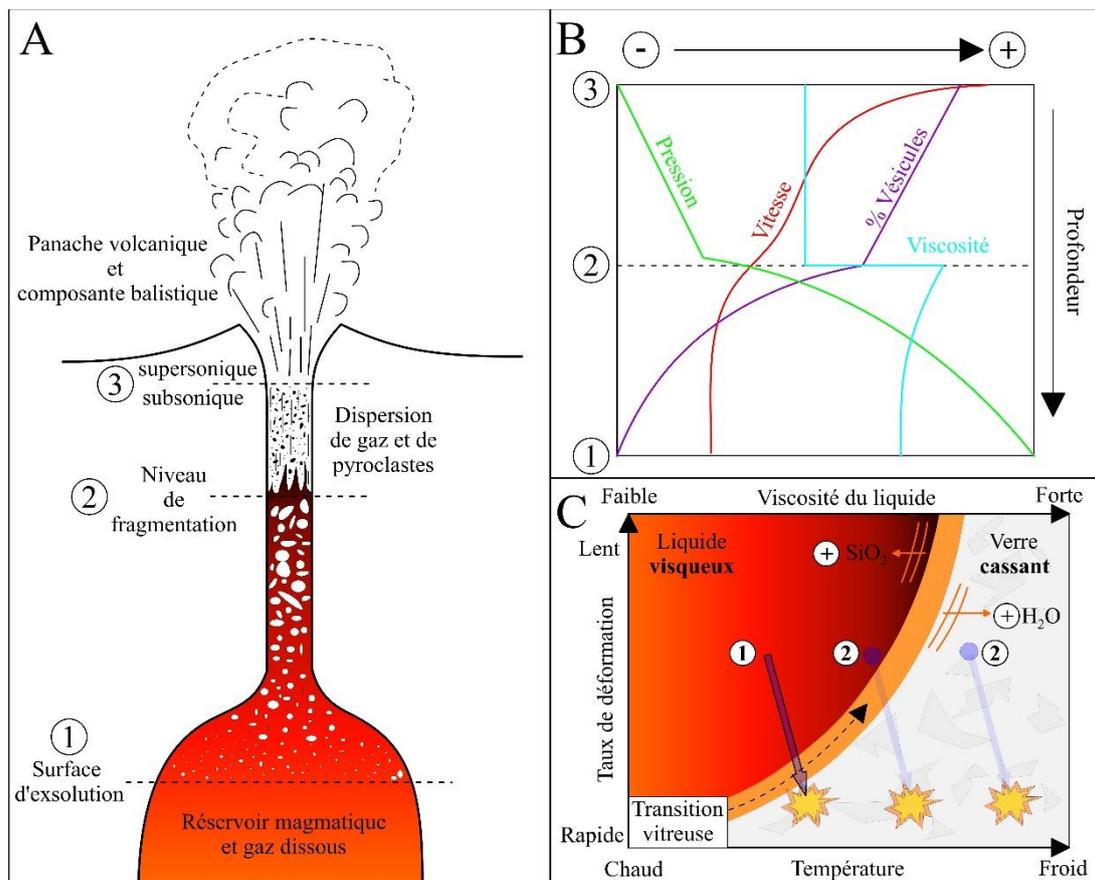


Figure I.2 : A) Coupe schématique d'un système volcanique en éruption allant de son réservoir à sa surface. Figure modifiée d'après Sparks et al. (1997). B) Evolution schématique de la viscosité (ligne bleue), de la vitesse d'ascension (rouge), du pourcentage de vésicules (violette) et la pression (verte) d'un magma visqueux lors de son ascension à partir du niveau d'exsolution (1), son niveau de fragmentation (2) et de son arrivée au cratère (3). L'axe des x est une échelle arbitraire allant du plus faible au plus élevé. Figure modifiée d'après Fisher & Schmincke (1984) et Cioni et al. (2015). C) Représentation de la transition vitreuse en fonction de la température, du taux de déformation et de la viscosité d'un magma. La flèche n°1 correspond au scénario théorique d'une ascension magmatique aboutissant à une fragmentation par rapide accélération. Les cercles bleus (n°2) et les figurés d'explosion reliés par des flèches illustrent des scénarios de fragmentation par décompression rapide. Figure modifiée d'après Dingwell (1996) et Cashman & Sheu (2015).

Dans le cas des magmas visqueux felsiques, plus la vitesse d'ascension augmente, plus le taux de décompression est élevé et la pression dans les bulles est forte. Aux derniers stades de l'ascension dans le conduit, le magma adopte un comportement cassant en conséquence de l'ensemble des processus évoqués précédemment et peut franchir la barrière de la *transition vitreuse*. En d'autres termes, dès lors que cette transition est franchie, le magma ne réagit plus de manière visqueuse aux contraintes liées à l'augmentation du taux de déformation, mais de manière élastique et cassante. Par ailleurs, il est important de noter que plus un magma est

pauvre en volatils dissouts et riche en SiO₂, plus la température et le taux de déformation nécessaires pour franchir la transition vitreuse seront faibles (**Figure I.2C** ; Dingwell, 1996). Ainsi, lorsque la pression dans les bulles excède la force de leur paroi (composée du liquide dégazé, peu dense et cassant), la mousse magmatique va fragmenter de manière explosive en libérant les gaz pressurisés dans les bulles (**Figures I.2A** et cas 1 dans la **Figure I.3A**). En surface, une telle fragmentation est susceptible de produire des panaches volcaniques dits *stratosphériques*, dont les altitudes peuvent atteindre une quarantaine de kilomètres. Dans le conduit, la position du front de fragmentation est contrôlée par la vitesse du magma en ascension (*i.e.* vers le haut) et la vitesse de décompression du magma (*i.e.* vers le bas ; Cashman & Sheu, 2015).

Les éruptions Vulcaniennes :

En réalité, les processus qui opèrent avant la fragmentation magmatique sont bien plus complexes, même en considérant le cas des éruptions Pliniennes. En effet, la représentation classique illustrée par les **Figures I.2A** et **I.2B** met en jeu des processus en système clos. Cependant, lorsque la perméabilité d'un magma visqueux riche en silice (*e.g.* liée à la coalescence des bulles) devient trop élevée avant la fragmentation, les gaz sont capables de quitter la colonne magmatique et de s'échapper vers le haut (*i.e.* dégazage au cratère d'un volcan) ou par la roche encaissante (Gonnermann & Manga, 2007). En conséquence, l'aplomb de la colonne magmatique pourra présenter un bouchon cohérent en sub-surface et/ou un dôme de lave en surface (cas 2 dans la **Figure I.3A**). Dans les deux cas, la présence de ces capsules dégazées et cristallisées, donc hautement visqueuses, tendent à favoriser la surpression de la colonne magmatique. Si la capsule qui scelle le conduit vient à être détruite, soit par surpression sous-jacente liée à un approvisionnement d'un magma riche en vésicule (Wilson, 1980 ; Miwa & Toramaru, 2013), soit par simple déstabilisation gravitaire (*i.e.* effondrement d'un dôme de lave), alors une fragmentation par décompression rapide s'opère et engendre une éruption Vulcanienne (Cashman & Sheu, 2015 ; Clarke *et al.*, 2015 ; Scénarios 2 dans **Figure I.2C**). De telles éruptions sont *transitoires* (*i.e.* la durée est faible à cause des conditions sources impulsives) et génératrices de fortes émissions balistiques et de panaches volcaniques, concentrés en téphras fins mais fondamentalement moins puissants (*i.e.* en terme de magnitude) que les panaches Pliniens. Les éruptions Vulcaniennes sont considérées comme potentiels précurseurs des éruptions Pliniennes ou encore d'éruptions *effusives* (*i.e.* non explosives).

Cependant, les conditions nécessaires pour favoriser ces transitions sont encore mal contraintes (Clarke *et al.*, 2015).

I.1.3.2 Ascension et fragmentation des magmas basaltiques

Tandis que l'ensemble magma-vésicules est capable de remonter à la même vitesse jusqu'à l'évent dans le cas des magmas visqueux (*i.e.* écoulement *homogène* lié à la forte viscosité du liquide ; **Figure I.3A**), une ségrégation entre les vésicules et le magma est possible dans des magmas basaltiques peu visqueux d'une composition chimique et d'un contenu en volatil donnés (Taddeucci *et al.*, 2015). Ainsi l'écoulement dans de tels magmas n'est plus homogène mais dit *hétérogène*. En fonction de la quantité de gaz mise en jeu dans l'ascension d'un magma basaltique, le dynamisme explosif en surface pourra s'exprimer par des éruptions Stromboliennes, Hawaïennes, voire Pliniennes (voir la revue de Vergnolle & Gaudemer, 2015).

Les explosions stromboliennes :

Typiquement, les éruptions Stromboliennes correspondent à des explosions transitoires de poches de gaz sous pression arrivant au contact d'une surface libre entre le magma et l'air (Blackburn *et al.*, 1976 ; Wilson, 1980). A une certaine profondeur dans le conduit, l'ascension des bulles va s'accélérer drastiquement, emportant avec elles le magma sus-jacent. Ainsi, la fragmentation explosive du magma s'opère quand la vitesse d'ascension devient critique et déstabilise la phase liquide (Namiki & Manga, 2008).

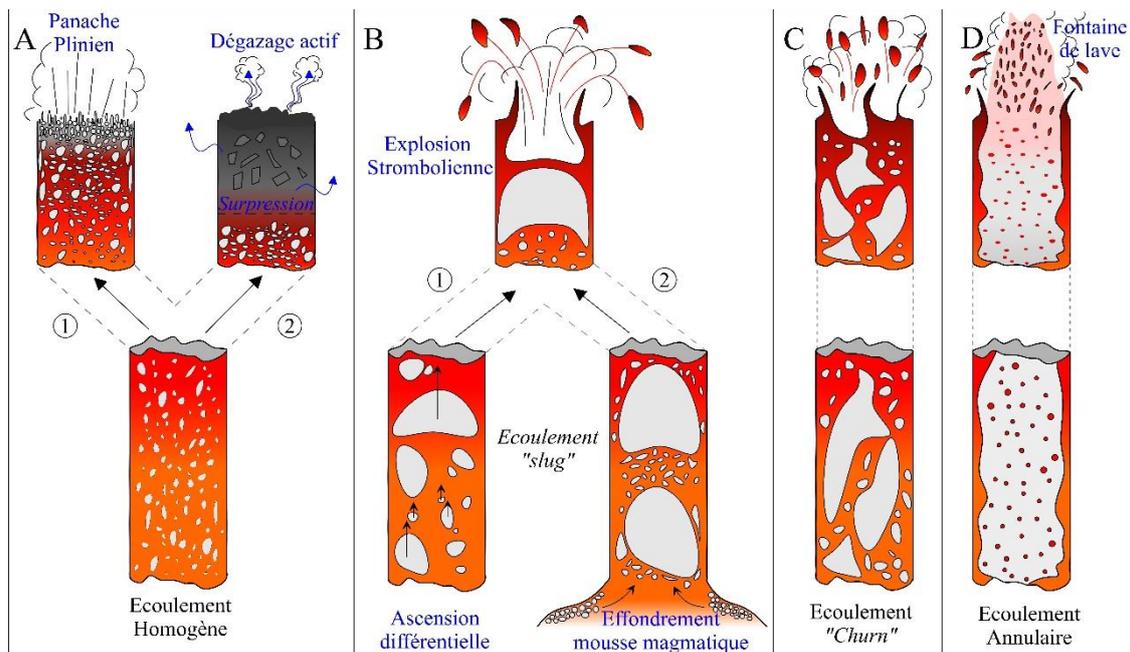


Figure I.3 : Représentation des grands types d'écoulement au sein des conduits éruptifs. **A)** Ecoulement homogène d'un magma visqueux riche en silice (Figures modifiées d'après Wallis (1969). Cas 1 : Eruption Plinienne liée à la fragmentation d'une mousse magmatique par rapide accélération. Cas 2 : Formation d'une capsule dégazée et cristallisée à l'aplomb de la colonne magmatique. La destruction de cette capsule s'exprimera par une éruption Vulcanienne liée à une fragmentation par rapide décompression. **B)** Dans le cas des magmas basaltiques peu visqueux, l'ascension des bulles est découplée de celle du magma et favorise leur coalescence menant à la formation de slug soit par ascension différentielle (cas 1) ou par effondrement d'une mousse magmatique (cas 2). Figure modifiée d'après Parfitt & Wilson (1995) et Jaupart & Vergniolle (1989). **C)** Ecoulement de type 'churn' lors de la coalescence et de la destruction de bulles au cours de leur ascension. **D)** Ecoulement annulaire lié à l'ascension d'un magma basaltique riche en gaz menant à un régime de fontaine de lave en surface. Figure modifiée d'après Wallis (1969) et Vergniolle & Jaupart (1986).

Deux modèles existent pour expliquer de telles éruptions. Le premier décrit l'ascension différentielle de bulles au sein du magma en fonction de leurs tailles (cas 1 dans la **Figure I.3B**). Ainsi, les grosses bulles montant plus vite auront l'occasion de rencontrer des bulles plus petites permettant leur coalescence. Dans le cas de vitesses d'ascension lentes du magma, la coalescence des bulles peut permettre la formation d'une large bulle unique : un *slug* (Parfitt & Wilson 1995 ; Pering *et al.*, 2015), dont l'explosion en surface sera décrite comme une explosion Strombolienne dite *normale*. Le deuxième modèle d'occurrence du dynamisme Strombolien implique l'effondrement d'une mousse magmatique au-dessus du niveau d'exsolution des volatils, soit au niveau de discontinuités structurales d'un conduit, soit au toit d'un réservoir magmatique (Jaupart & Vergniolle, 1988 ; Parfitt, 2004 ; Taddeucci *et al.*, 2015 ; Vergniolle & Gaudemer, 2015 ; cas 2 dans la **Figure I.3B**). Selon ce modèle, une telle mousse se déstabiliserait lorsque que son épaisseur dépasse un seuil critique et le temps nécessaire à son

effondrement permettrait d'expliquer l'aspect transitoire et répétitif des phases éruptives Stromboliennes (Jaupart & Vergnolle, 1988 ; Vergnolle & Ripepe, 2008). Finalement, les bulles ont la possibilité de coalescer mais également de se fragmenter avant d'atteindre la surface. Ainsi, un écoulement dit '*churn*' pourra présenter des poches de gaz multiples et irrégulières susceptibles d'atteindre la surface de manière rapprochée (**Figure I.3C**). Cet écoulement expliquerait la pulsativité des éruptions Stromboliennes (Ulivieri *et al.*, 2013 ; Taddeucci *et al.*, 2015) et l'augmentation de la vigueur des éruptions explosives basaltiques.

En termes de produits éruptifs, les éruptions Stromboliennes sont également capables de produire des panaches volcaniques (Chouet *et al.*, 1974 ; Ripepe *et al.*, 1993 ; Harris & Ripepe, 2007 ; Patrick *et al.*, 2007 ; Gurioli *et al.*, 2013). Outre les fragments de magma grossiers (*i.e.* bombes et blocs) provenant de la destruction de la paroi des bulles en surface et adoptant des trajectoires balistiques (*i.e.* éruption de type 1 ; Patrick *et al.*, 2007), la phase gazeuse libérée par les bulles peut transporter des téphras plus fins allant des lapilli aux cendres (*i.e.* éruption de type 2 ; Patrick *et al.*, 2007). Bien qu'une fragmentation intense soit généralement une composante mineure du régime Strombolien (Self *et al.*, 1974 ; Walker, 1973), des panaches de cendres peuvent se former par fragmentation secondaire (i) de produits d'éruptions antérieures retombant dans l'évent (Cashman & Sheu, 2015 ; Patrick *et al.*, 2007) ou (ii) quand la viscosité du magma augmente à cause d'une quantité de cristaux élevée à l'aplomb de la colonne magmatique (Taddeucci, 2002, 2004 ; Taddeucci *et al.*, 2015 ; Valentine *et al.*, 2005). Dans le dernier cas, si l'alimentation en magma et en gaz augmente (Viccaro *et al.*, 2014, 2015), le dynamisme éruptif pourra passer au stade *Strombolien violent* producteur de panaches de cendres pouvant atteindre plusieurs kilomètres d'altitude (Taddeucci *et al.*, 2015). Enfin, à Stromboli, certaines explosions peuvent être majeures et qualifiées de 'paroxysmes' impliquant l'éjection de bombes/blocs sur plusieurs kilomètres de distance des cratères actifs associée à l'émission de panaches de cendres pouvant atteindre 4 km d'altitude (*e.g.* cas du paroxysme du 5 avril 2003 ; Harris & Ripepe, 2007 ; Ripepe & Harris, 2008 ; Gurioli *et al.*, 2013). Plusieurs origines ont été proposées pour expliquer de telles explosions majeures (Vergnolle & Gaudemer, 2015) notamment (i) la formation d'un slug anormalement volumineux (Del Bello *et al.*, 2012) ou encore par l'ascension rapide d'un magma basaltique primitif pauvre en cristaux mais riche en gaz (Bertagnini *et al.*, 2011 ; Vergnolle & Gaudemer, 2015).

Le dynamisme Hawaïen :

Le modèle de Jaupart & Vergnolle (1988) prédit également qu'une mousse magmatique peut s'effondrer entièrement sous certaines conditions. Dans ce cas, si les vitesses d'ascension des gaz dans le conduit sont dix fois plus fortes que celles du liquide, le processus de coalescence n'est pas assez efficace pour former un écoulement 'slug' ou 'churn'. Le mélange forme un écoulement dit 'annulaire' essentiellement composé de petites bulles de gaz et de fragments de magma (Houghton & Gonnermann, 2008). En surface, un tel processus donne naissance à des fontaines de lave (*i.e.* dynamisme *Hawaïen* ; **Figure I.3D**).

La discrimination des dynamismes éruptifs devient problématique dès lors qu'une éruption peut présenter plusieurs 'style éruptifs' en même temps ou successivement (Sparks et al., 1997). Les éruptions Pliniennes, par exemple, sont souvent définies comme des régimes soutenus mais présentent généralement des phases d'activité allant du dynamisme Vulcanien transitoire à une activité effusive (Cioni *et al.*, 2015). Il est donc important de noter que chaque processus mentionné précédemment n'est pas exclusif à un seul dynamisme éruptif. En ce sens, les magmas basaltiques sont également capables de produire des éruptions Pliniennes soutenues. A la manière des magmas visqueux, de telles éruptions peuvent être associées (i) à une fragmentation cassante lorsque ces magmas sont suffisamment riches en microcristaux (Taddeucci *et al.*, 2004), (ii) lorsque la colonne magmatique présente un large nombre de bulles très petites (Vergnolle & Gaudemer, 2015) ou (iii) à de grands événements d'effondrement de flancs (Coltelli *et al.*, 1998).

I.1.3.3 Génération des cendres

Tous les dynamismes éruptifs dans n'importe quel contexte géologique sont capables de produire des panaches volcaniques. Néanmoins, il a été démontré que la taille des téphras et la génération des cendres sont largement dépendantes du type de dynamisme et des conditions d'une éruption (Rust & Cashman, 2011). Il est admis que plus la fragmentation magmatique est intense et plus l'énergie d'une éruption est forte. Ainsi, en comparant les distributions granulométriques totales obtenues par échantillonnage de dépôts de téphras venant d'éruptions de dynamismes différents, Rust & Cashman (2011) ont montré que plus une éruption était forte, plus les tailles des grains étaient petites (**Figure I.4**). Cette observation s'explique par le fait

que la formation de petites particules (*i.e.* ayant des aires surfaciques importantes) nécessite une énergie élevée (Cashman & Sheu, 2015).

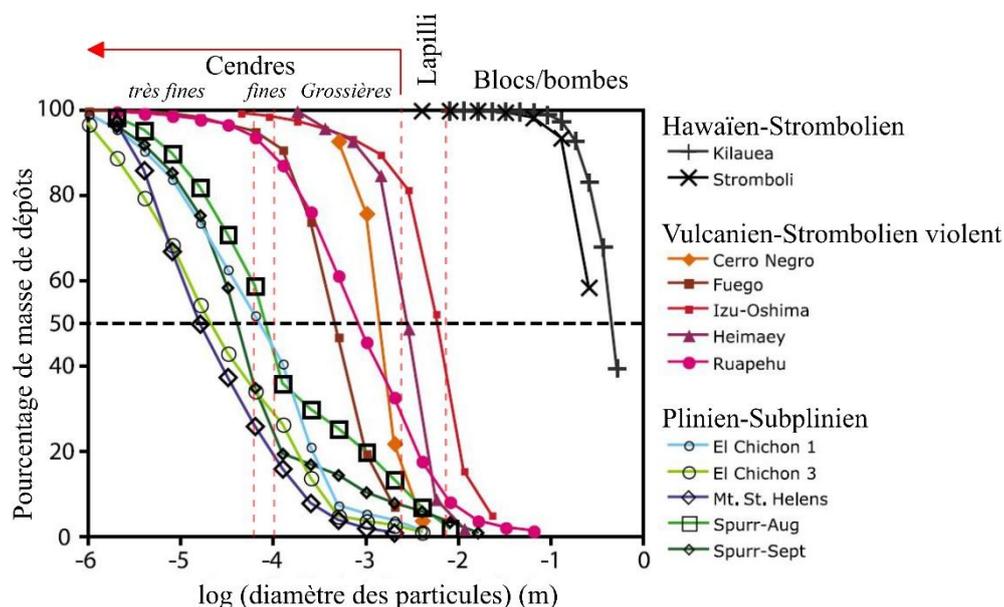


Figure I.4: Pourcentages des masses de dépôts d'éruptions Pliniennes à Hawaïennes en fonction de la taille des téphras (échelle logarithmique). La ligne en pointillé indique les valeurs médianes de chaque distribution granulométrique. Les limites de classes des téphras sont indiquées par les pointillés verticaux rouges. Figure modifiée d'après Rust & Cashman (2011). Les données utilisées sont également listées dans Rust & Cashman (2011).

Ainsi, du dynamisme Plinien aux dynamismes éruptifs basaltiques (*i.e.* en tant que cas extrêmes de la gamme d'explosivité des magmas), la proportion de cendres dans les dépôts de retombées est sensée diminuer ou être inexistante dans certains cas. Cependant, la **Figure I.4**, biaisée par le jeu de données utilisé par Rust & Cashman (2011), n'illustre pas la possibilité de produire des cendres lors d'éruptions Stromboliennes ou à fontaines de lave.

Suite à la fragmentation primaire du magma, la taille des pyroclastes peut diminuer continuellement avant ou après leur sortie de l'événement éruptif par fragmentation secondaire (Cashman & Sheu, 2015 ; Cashman & Rust, 2016). Un tel mécanisme pourrait expliquer la forte production de cendres fines liée à l'abrasion des pyroclastes (Dufek & Manga, 2008) dans les écoulements pyroclastiques formés lors des effondrements de dôme et/ou des colonnes éruptives (Sparks *et al.*, 1978).

Finalement, dans le cas des éruptions phréatomagmatiques, la fragmentation par trempe rapide lors d'une interaction eau-magma est particulièrement favorable à la génération de cendres fines (Liu *et al.*, 2015a).

I.2 Dynamique et modèles des colonnes éruptives

En sortie de l'événement éruptif, le mélange gaz-particules qui constitue les panaches volcaniques interagit avec l'atmosphère en fonction de leurs caractéristiques physiques respectives. Cette partie illustre la dynamique des différents types de panaches volcaniques allant de leur source à leur altitude maximale.

I.2.1 Le terme source des panaches volcaniques

Pour comprendre, décrire et modéliser la dynamique des panaches volcaniques, il est nécessaire de mesurer les paramètres physiques à la source de leur émission. Le 'terme source' est donc défini comme l'ensemble des paramètres sources d'une éruption (ESPs dans Bonadonna *et al.*, 2015a) et regroupe : la masse totale émise (TEM ou *Total Erupted Mass*, en kg) et le flux de masse à la source éruptive (MER ou *Mass Eruption Rate*, en kg s^{-1}), la hauteur du panache, la localisation spatiale de l'événement, la durée de l'éruption et la distribution totale des tailles de particules (TGSD ou *Total Grain Size Distribution*) (**Figure I.5**). Ces observables volcanologiques du terme source constituent également la base (*i.e.* en tant que paramètres d'entrée) de tous les modèles qui prédisent le comportement des colonnes éruptives mais également leur dispersion dans l'atmosphère. Les paramètres sources sont néanmoins difficiles à estimer en temps réel et leurs mesures souffrent généralement de grandes incertitudes (Bonadonna *et al.*, 2015a).

Historiquement, de nombreuses études ont utilisé les paramètres sources pour caractériser la taille et la dynamique des éruptions explosives. Par exemple, la magnitude et l'intensité sont caractérisées par la TEM et le MER d'une éruption (Walker, 1980 ; Carey & Sparks, 1986 ; Sparks *et al.*, 1997 ; Bonadonna & Phillips, 2003). Également, la hauteur d'un panache de cendres est contrôlée par sa flottabilité dans l'atmosphère, résultant du transfert thermique entre les particules issues de la fragmentation avec l'air ambiant incorporé dans la colonne éruptive. Ainsi, il a été démontré que la hauteur était mathématiquement corrélée (i) aux MERs (voir **Partie I.2.2**) dans le cas des panaches de cendres émis lors d'éruptions Pliniennes historiques majeures (Sparks *et al.*, 1997) et (ii) à la distribution de taille des particules (Cashman & Rust, 2016).

Cependant, et non seulement dans le cas des panaches faibles, les propriétés physiques de l'atmosphère telles que la vitesse du vent, l'humidité, la densité, ou encore la température en fonction de l'altitude, influence fortement la dynamique des panaches volcaniques. En conséquence, des lois empiriques de hauteur *vs* flux ainsi que des modèles ont été développés afin de prédire l'influence de l'atmosphère sur le comportement des panaches (Morton *et al.*, 1956 ; Sparks *et al.*, 1997 ; Bursik, 2001 ; Degruyter & Bonadonna, 2012 ; Folch, 2012). La suite de cette partie décrit la dynamique des panaches et leur interaction avec l'atmosphère en utilisant, de manière simplifiée, les grandes idées développées grâce à la mécanique des fluides, la modélisation analogique et numérique.

I.2.2 Dynamiques des panaches volcaniques

Typiquement, si un fluide est injecté dans un autre de même densité, alors le mouvement du premier se fera par quantité de mouvement (*i.e.* par '*momentum*'). En revanche, si le premier fluide a une densité différente, alors son mouvement sera contrôlé *in fine* par sa flottabilité. D'après Sparks *et al.* (1997), ces deux prérequis sont la base de la compréhension du comportement des panaches de cendres et vont en partie définir leurs différentes régions dynamiques lors de leur ascension (voir revue de Woods, 1998).

I.2.2.1 Régions dynamiques des panaches forts et soutenus

Région du jet :

A la sortie de l'évent, l'ascension d'une colonne éruptive soutenue est principalement contrôlée par pure inertie liée à la vitesse d'éjection du mélange dense gaz/pyroclastes fourni par la fragmentation (Sparks *et al.*, 1997). En base d'un panache, le mélange est émis sous forme d'un jet turbulent (**Figure I.5**). L'importance de l'inertie d'une telle mixture et de sa turbulence est quantifiée par le nombre de Reynolds Re :

$$Re = \frac{uL}{\mu_a}, \quad (I.1)$$

u et L étant la vitesse et la longueur caractéristique du jet et μ_a sa viscosité dynamique (Carazzo & Jellinek, 2012 ; Sparks *et al.*, 1997). Pour les jets verticaux, u et L sont liées à la vitesse

d'éjection à la source (Carazzo & Jellinek, 2012). Si $Re > 10^4$, le mélange est totalement turbulent. Cependant, même si un panache est dense, turbulent et émis à des vitesses comprises entre 100 et 300 $m s^{-1}$, sa simple inertie et flottabilité négative (Sparks *et al.*, 1997) ne lui permettront d'atteindre que quelques km au-dessus de la source éruptive. La vitesse d'ascension d'un panache diminuant rapidement par gravité et avec l'altitude, un autre phénomène doit être invoqué pour expliquer les altitudes stratosphériques des panaches forts observées dans la nature (Woods, 1998).

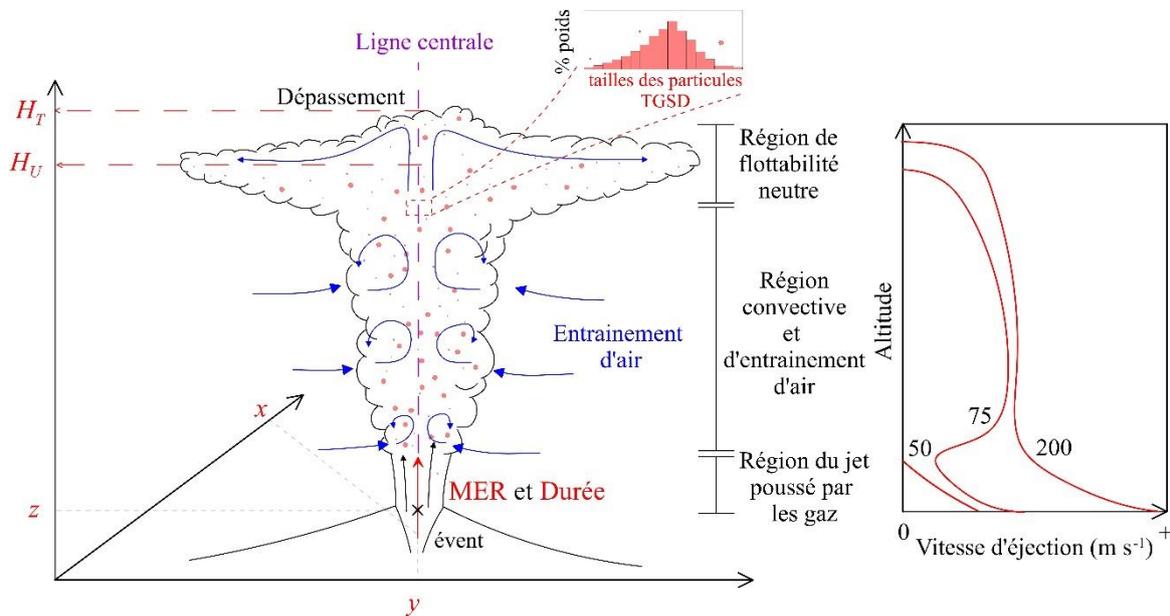


Figure I.5 : Schéma global d'un panache de téphras fort et de ses régions dynamiques. Les paramètres sources éruptifs sont indiqués en rouge. Insert : Variation de la vitesse d'ascension d'un panache en fonction de son altitude pour trois valeurs de vitesse d'éjection (échelle arbitraire). Figures modifiées d'après Bursik & Woods (1991) et Sparks *et al.* (1997).

Morton *et al.* (1956) ont modélisé pour la première fois l'effet de l'entraînement d'air sur la dynamique d'une colonne éruptive. En effet, la turbulence du jet favorise l'apparition de volutes (*i.e.* des tourbillons) dont l'effet sera d'incorporer l'air ambiant au sein du panache (**Figure I.5**) et de diminuer sa vitesse d'ascension. Le modèle de Morton *et al.* (1956) introduit les notions de conservation de masse, de volume et de flottabilité d'un panache. Ces auteurs considèrent que, pour une hauteur donnée, le taux d'entraînement de l'air est proportionnel à la vitesse d'ascension moyenne du panache (Sparks *et al.*, 1997). Cette proportionnalité est définie par le coefficient d'entraînement d'air. Dans le cas des mélanges fortement turbulents, le transfert de chaleur des particules vers l'air incorporé est efficace. Ainsi, l'air est chauffé, la densité du panache diminue avec l'altitude (**Figure I.5**) de sorte que la quantité de mouvement,

initialement ultra-dominante, cède progressivement le pas aux autres forces contrôlant son ascension, en particulier la flottabilité.

Finalement, dans le cas de vitesses d'éjection faibles à la source (*e.g.* 50 m s^{-1}) ou quand le rayon du conduit augmente par simple abrasion liée à l'activité éruptive, la vitesse d'ascension du panache peut devenir nulle avant que la colonne ait incorporé suffisamment d'air pour engager une convection (*i.e.* une flottabilité positive). En conséquence, la colonne s'effondre et forme des écoulements de densité pyroclastiques PDCs (Carey & Bursik, 2015 ; Dellino *et al.*, 2014 ; Sparks *et al.*, 1997).

Région convective :

Lorsque la densité du panache devient plus faible que celle de l'atmosphère, son ascension est contrôlée par flottabilité et convection (**Figure I.5**; Carey & Bursik, 2015). Cette région représente la majeure partie d'une colonne éruptive pouvant atteindre des dizaines de kilomètres dans l'atmosphère et dont le rayon augmente au fur et à mesure que l'air y est entraîné.

La vitesse d'ascension dans la région convective dépend de la vitesse d'éjection à la source qui joue un rôle fondamental dans le comportement de la colonne. Dans le cas d'une émission à 200 m s^{-1} à partir d'un événement de faible rayon, la vitesse d'ascension décroît rapidement dans la zone de jet. Ensuite, la vitesse d'ascension par flottabilité ralentit lentement jusqu'au niveau de flottabilité neutre du panache (**Figure I.5**). Dans le cas de plus faibles vitesses d'éjection et d'un rayon d'événement supérieur, la vitesse diminue rapidement dans la zone de jet et le taux d'entraînement d'air est faible (Morton *et al.*, 1956). Ainsi, dans la partie convective, le taux d'ascension lié aux forces de flottabilité est plus élevé que le taux d'addition de masse dans le panache par entraînement d'air (Sparks *et al.*, 1997). Ceci mène à une accélération de la vitesse d'ascension dans la partie convective définie comme un comportement de superflottabilité (Bursik & Woods, 1991 ; Woods & Bursik, 1991).

En marge des processus d'entraînement, la hauteur maximum atteinte par un panache peut augmenter grâce à l'intervention d'autres paramètres physiques. Par exemple, Woods (1993) a suggéré que l'humidité de l'atmosphère jouait un rôle majeur dans la dynamique d'ascension d'un panache. En effet, la chaleur fournie par la condensation de l'eau incorporée,

diminuant la densité du milieu, peut permettre aux petits panaches d'atteindre des hauteurs plus élevées qu'en milieu sec (Degruyter & Bonadonna, 2012 ; Suzuki & Koyaguchi, 2013 ; Woodhouse *et al.*, 2013). Également, la fragmentation secondaire des téphras dans la colonne peut diminuer la taille des particules et favoriser le transfert de chaleur vers l'air incorporé. Ceci mène à un possible renforcement de la convection du panache et une augmentation de la hauteur maximale (Cashman & Sheu, 2015).

Enfin, les PDCs sont aussi susceptibles de former des panaches de cendres soutenus. Ces panache dits co-pyroclastiques vont se former par inversement de flottabilité aux seins des PDCs par (i) incorporation d'air, (ii) diminution de densité par dilution et (iii) sédimentation des particules au cours de l'écoulement, engageant ainsi une ascension convective du mélange gaz/particules (Woods & Wohletz, 1991 ; Druitt, 1998 ; Sparks *et al.*, 1997 ; Engwell & Eychenne, 2016).

Région de flottabilité neutre :

Lorsque la densité d'un panache devient égale à celle de l'atmosphère, il atteint un niveau dit de flottabilité neutre à une altitude notée H_U (**Figure I.5**). Au delà, une ascension est toujours possible par inertie et la densité du panache peut de nouveau surpasser celle de l'atmosphère, considérée comme stratifiée (Sparks *et al.*, 1997). La colonne atteint donc une hauteur maximale H_T se présentant sous la forme d'un sommet pénétrant ou de dépassement (Carey & Sparks, 1986 ; **Figure I.5**). Entre H_U et H_T , la colonne éruptive s'étale latéralement vers le bas en tant qu'un courant de gravité turbulent, formant un nuage d'ombrelle (Sparks, 1986 ; Woods, 1988).

Cette région dynamique est importante à observer et à modéliser puisqu'elle définit fondamentalement la hauteur à laquelle un panache fort va être dispersé par advection atmosphérique. Wilson *et al.* (1978) et Settle (1978) ont montré que cette hauteur était reliée au flux thermique à la source. Cependant, il est maintenant connu que l'effet des particules solides entraînées dans le panache et celui de l'atmosphère doivent être considérés (Sparks, 1986). C'est pourquoi des approximations simples reliant des observables volcanologiques 'faciles' à mesurer et/ou à estimer ont été développées. Les lois les plus connues ont été proposée par Sparks *et al.* (1997) et Mastin *et al.* (2009). Elles relient le MER à la source et les hauteurs

maximales H_T de panaches émis lors d'une trentaine d'éruptions historiques et correspondent respectivement à :

$$H_T = 1.67Q^{0.259} \quad (\text{I.2})$$

et

$$H_T = 2.00Q^{0.241}, \quad (\text{I.3})$$

où Q est le flux de masse volumique ($\text{m}^3 \text{s}^{-1}$) émis à la source d'un événement éruptif.

Les exposants 0.259 et 0.241 sont en accord avec le paradigme posé par Morton *et al.* (1956) mais également Sparks *et al.* (1997) qui stipulent que la relation de dimensionnement existant entre H_T et Q (ou MER en kg s^{-1}) doit faire intervenir un exposant théoriquement égal à 0.25. Ainsi, ce type de loi permet de contourner non seulement les difficultés de mesure des paramètres physiques influençant la dynamique des panaches, mais également le paramétrage complexe des processus ayant lieu depuis leur source jusqu'à leur hauteur maximale. En conséquence, de telles lois sont régulièrement utilisées par des observatoires volcanologiques afin d'estimer grossièrement les MERs en temps réel et de manière opérationnelle. Ensuite les modèles de dispersion, à l'instar des VATDMs utilisés par les VAACs, utilisent en entrée un faible pourcentage du MER déterminé empiriquement, représentant uniquement la fraction de téphras effectivement transportée dans l'atmosphère à l'échelle régionale. En revanche, les prévisions données par de telles lois empiriques ne sont pas viables ou représentatives lorsqu'il s'agit des panaches faibles et transitoires car la hauteur atteinte est hautement sensible aux variations de MER à la source, aux effets associés aux particules et à l'atmosphère (Carey & Bursik, 2015).

I.2.2.2 Cas des panaches faibles soutenus

Comme mentionné précédemment, quand la vitesse d'éjection à la source d'un panache est largement inférieure à celle des vents atmosphériques, un panache penché (dit 'faible') se forme et est dispersé selon le champ de vent (Sparks *et al.*, 1997), atteignant son niveau de flottabilité plus rapidement et donc une hauteur moins élevée que dans des conditions sans vent. Plus précisément, la discrimination du caractère fort ou faible des panaches se fait *via* le nombre sans dimension suivant :

$$\Pi = \frac{\overline{NH}}{1.8\overline{v}} \left(\frac{\alpha}{\beta} \right)^2. \quad (\text{I.4})$$

H est la hauteur du panache au-dessus de l'évent; \overline{N} et \overline{v} sont respectivement la fréquence de flottabilité (*i.e.* la stratification en densité du fluide en s^{-1}) et la vitesse du vent (m s^{-1}) moyennes au cours de l'ascension, α est le coefficient d'entraînement radial (*i.e.* l'entraînement lié au frottement entre la colonne et l'air ambiant), et β est le coefficient d'entraînement lié au vent (Sparks *et al.*, 1997 ; Degruyter & Bonadonna, 2012 ; Bonadonna *et al.*, 2015b ; Aubry *et al.*, 2017). Au contraire des panaches forts (*i.e.* $\Pi \gg 1$), les panaches faibles (*i.e.* $\Pi \ll 1$) garderont une forme de 'nuage' étiré sous le vent à leur altitude maximale (**Figure I.6**). En effet, leurs caractéristiques dynamiques ne leur permettent pas de se réorganiser en ombrelle dans leur partie supérieure (Carey & Bursik, 2015).

Les études récentes concernant le comportement des panaches se sont focalisées sur l'effet du vent dans la détermination des hauteurs atteintes par les panaches faibles. Dans un premier temps, l'incorporation d'air par entraînement est efficace dans les panaches faibles, augmentant largement leur dilution au cours de l'ascension. Ainsi, là où l'**Equation I.2** corrélait relativement bien les hauteurs aux MERs des panaches forts, les résultats concernant les observations associées aux panaches faibles sont moins fiables (voir **Chapitre V**) : pour un MER équivalent, les panaches faibles atteindront des hauteurs inférieures à leurs homologues forts (Degruyter & Bonadonna, 2012 ; Degruyter & Bonadonna, 2013 ; Woodhouse *et al.*, 2013 ; Suzuki & Koyaguchi, 2015). Dans un deuxième temps, Degruyter & Bonadonna (2013) ont modélisé l'action de vents forts sur l'émission de panaches soutenus. Ces auteurs ont conclu que les vents avaient tendance à diminuer les risques associés aux panaches de cendres, que ce soit en termes d'effondrement de colonne (*i.e.* production d'écoulements de densité pyroclastiques) ou de hauteurs maximales atteintes plus faibles.

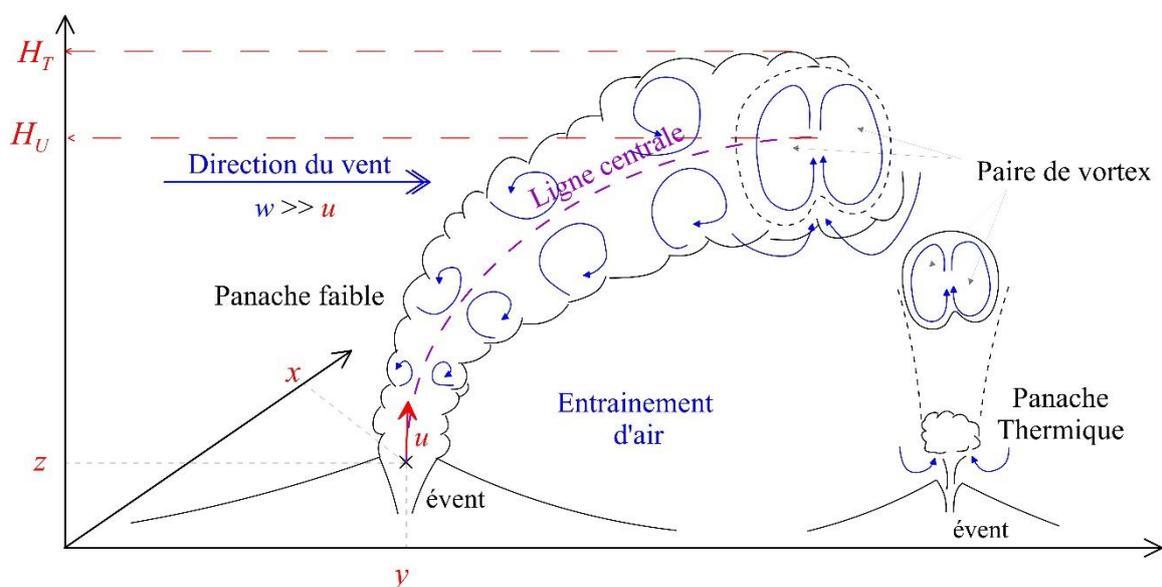


Figure I.6 : Schémas d'un panache faible soutenu, s'inclinant dans la direction du vent (de vitesse w) et d'un panache thermique transitoire.

D'un point de vue dynamique, le diamètre caractéristique des tourbillons formés par l'entraînement de l'air au sein des panaches faibles est au maximum égal au rayon de la colonne. La dynamique de ses tourbillons penchés par les vents se caractérise par la formation d'une double vorticité au milieu de laquelle se produit une forte ascendance (Sparks *et al.*, 1997 ; **Figure I.6**). Si le rapport des vitesses caractéristiques entre le vent horizontal et l'ascension verticale initiale du panache est compris entre 2 et 8, alors les deux vortex pourront s'éloigner et le panache subira une bifurcation lors de sa dispersion (Ernst *et al.*, 1994). Dans le cas de grands cisaillements de vent en fonction de l'altitude, les panaches faibles pourront également former des lobes de directions de dispersion différentes (Carey & Bursik, 2015). Il est également commun d'observer par imagerie satellitaire le découplage de la dispersion des cendres et du gaz SO_2 suivant différentes altitudes et direction, à l'instar de l'éruption de la Voragine à l'Etna le 3 décembre 2015 (service HOTVOLC de l'Observatoire de Physique du Globe de Clermont-Ferrand <http://hotvolc.opgc.fr>).

I.2.2.3 Cas des panaches transitoires

Les panaches transitoires sont émis lorsque l'émission à la source éruptive est quasi-instantanée ou du moins de durée limitée par rapport à la durée d'ascension du panache. En particulier, lorsque le temps d'émission est largement inférieur au temps qu'un panache met

pour atteindre son niveau de flottabilité neutre, le panache se présente sous la forme d'un thermique discret (Sparks *et al.*, 1997). Ces thermiques sont typiquement émis lors des éruptions Stromboliennes et Vulcaniennes faibles (Clarke *et al.*, 2015). La dynamique de tels panaches dépend principalement de (i) la température et la vitesse d'éjection du thermique, (ii) du gradient de densité entre l'air et le thermique et (iii) de son volume à la source (Turner, 1979 ; Sparks *et al.*, 1997). Au cours de son ascension, un panache thermique va former un vortex annulaire souvent défini comme ayant la forme de tore ('*donut*' ; Turner, 1979). Une coupe transversale d'un tel panache à son niveau de flottabilité neutre présente les mêmes caractéristiques dynamiques qu'un panache faible s'il est dispersé par les vents (*i.e.* formation d'une paire de vortex ; **Figure I.6**).

I.3 Sédimentation, transport et dispersion des panaches volcaniques

I.3.1 Sédimentation des téphras

Les propriétés physiques des téphras ainsi que leur aérodynamisme constituent une des notions critiques dans la compréhension et la modélisation de la dispersion des cendres et des téphras (Folch, 2012). D'une manière générale, les téphras les plus gros et denses vont rapidement retomber de manière balistique dans les zones proximales des édifices (*i.e.* entre 1 et 5 km). A l'origine, les trajectoires des balistiques étaient considérées comme indépendantes de la dynamique des colonne éruptives (Self *et al.*, 1980). Cependant, plusieurs observations de terrains ont mis en évidence des distances de trajet extrêmes notamment à l'Etna où des bombes d'au moins 20 cm ont été retrouvées à 5 km du Nouveau Cratère Sud-Est le 23 novembre 2013 (Andronico *et al.*, 2015). En ce sens, de' Michieli Vitturi *et al.* (2010) ont montré, par le biais d'un modèle Lagrangien (voir **section I.3.2**), que les panaches pouvaient servir de fluides porteurs des balistiques de tailles pluricentimétriques à métriques, augmentant drastiquement leur distance d'impact de l'ordre de 70% par rapport aux trajectoires ne considérant pas cet effet.

Les cendres et certains lapilli ont la possibilité d'être transportés dans un panache et de retomber à plusieurs dizaines voire centaines de kilomètres de la source éruptive. Le temps de résidence des particules au sein d'un panache ou d'un nuage de cendres est contrôlé par leurs vitesses de chute terminales (Bonadonna *et al.*, 2015b ; Bagheri & Bonadonna, 2016a). Par exemple, les temps de résidence de téphras supérieurs à 1 mm et de ceux inférieurs à 1 mm sont respectivement de 1-30 min et supérieurs à 30 min (Prata & Rose, 2015). Finalement, le temps de résidence des cendres fines peut varier entre quelques heures à plusieurs jours.

Quand une particule chute, elle accélère par gravité jusqu'à ce que la somme des forces agissant sur elle soit nulle (Bagheri & Bonadonna, 2016a). En d'autres termes, la particule atteint une vitesse constante nommée 'vitesse de chute terminale' lorsque les forces de frottement, qui s'opposent à son mouvement dans l'air, deviennent égales aux forces de gravité (Sparks *et al.*, 1997 ; Coltelli *et al.*, 2008 ; Alfano *et al.*, 2011). Dans les modèles de colonnes et de dispersion qui considèrent les panaches comme des mélanges multiphasiques, la vitesse

de chute terminale des particules est un paramètre clé qui définit la perte de masse des panaches au cours du temps, de leur ascension et/ou de leur dispersion (Costa *et al.*, 2006 ; Pfeiffer *et al.*, 2005 ; Folch, 2012) et le taux de sédimentation au sol.

La vitesse de chute terminale dépend de la taille, de la forme et de la densité des téphras qui présentent une large gamme de valeurs possibles dans la nature. Par conséquent, dans un souci de simplification, les particules sont souvent considérées comme sphériques pour calculer leurs vitesses *via* l'équation suivante (Wilson & Huang, 1979 ; Sparks *et al.*, 1997) :

$$V_T = \sqrt{\frac{4 D_{CE} g (\rho - \rho_a)}{3 C_D \rho_a}}, \quad (\text{I.5})$$

où V_T est la vitesse de chute terminale d'une particule (m s^{-1}), D_{CE} est le diamètre équivalent d'une sphère ayant le même volume que la particule (m), g est l'accélération gravitationnelle (m s^{-2}), ρ_a et ρ sont les densités respectives de l'air et de la particule et C_D est le coefficient de traînée ('*drag coefficient*' ; sans dimension).

C_D dépend de la taille et de la forme de la particule mais aussi du régime qu'adopte le fluide (*e.g.* l'air) autour de la particule. Ce régime est défini par le nombre de Reynolds Re (Alfano *et al.*, 2011). Re est le rapport des forces inertielles d'une particule sur les forces visqueuses du fluide dans lequel elle chute :

$$Re = \frac{\rho_a D_{CE} V_T}{\mu_a}. \quad (\text{I.6})$$

Dans le cas des particules sphériques, les relations C_D - Re sont maintenant bien connues et les valeurs que prennent V_T ont été estimées empiriquement en fonction du régime d'écoulement par Kunii & Levenspiel (1969) :

En régime laminaire pour $Re < 0.4$:

$$V_T = \left(\frac{g \rho d^2}{18 \mu} \right). \quad (\text{I.7})$$

En régime intermédiaire avec Re compris entre 0,4 et 500 :

$$V_T = d \left(\frac{4g^2 \rho^2}{255 \mu \rho_a} \right)^{\frac{1}{3}}. \quad (\text{I.8})$$

En régime turbulent pour $Re > 500$:

$$V_T = \left(\frac{3.1g \rho d}{\rho_a} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (\text{I.9})$$

Toutes les relations considérant des particules sphériques offrent des solutions analytiques faciles à implanter dans les modèles de colonne et de dispersion (Alfano *et al.*, 2011). Cependant, l'interaction entre un fluide et une particule en fonction de Re peut être non linéaire et complexe. C'est pourquoi l'hypothèse de particules irrégulières considérées comme sphériques n'est raisonnable qu'en régime de sédimentation laminaire (Bonadonna & Costa, 2010). Les téphras étant naturellement irréguliers, les forces aérodynamiques de traînée ('*drag forces*') sont supérieures à celles s'appliquant sur des particules sphériques. Ainsi, de nombreuses études empiriques, concernant les estimations de C_D et de Re , ont tenté d'apporter des solutions mathématiquement faciles à implanter dans les modèles. Haider & Levenspiel (1989) ont été les premiers à déterminer une forme empirique générale du C_D pour des particules sphériques et non sphériques :

$$C_D = \frac{24}{Re} (1 + A Re^B) + \frac{C Re}{Re + D}. \quad (\text{I.10})$$

Pour des particules sphériques : $A=0.1806$, $B=0.6459$, $C=0.4251$, $D=6880.95$. Pour des disques tombant horizontalement : $A=0.1806$, $B=0.6459$, $C=0.4251$, $D=6880.95$ (Haider & Levenspiel, 1989). Néanmoins, cette relation reste très approximative face aux variations possibles des formes des particules. Des relations C_D - Re faisant intervenir un paramètre de forme caractérisant les 3 dimensions des particules ont donc été proposées (Wilson & Huang, 1979 ; Ganser, 1993 ; Dellino *et al.*, 2005 ; Bagheri & Bonadonna, 2016a, 2016b ; Dioguardi *et al.*, 2017, 2018 ; voir **Chapitre IV**). Ces dernières lois permettent d'expliquer et de prédire la chute de particules irrégulières dans les retombées de téphras. Toutes ces lois sont basées sur l'hypothèse d'une chute individuelle des particules favorisant leur ségrégation lors de leurs retombées.

Il est communément admis, grâce à l'étude des dépôts post-éruptifs, que la taille des téphras qui sédimentent d'un panache diminue avec la distance à la source éruptive (Walker, 1973 ; Pyle, 1989). Dans le cas des cendres très fines, leurs vitesses de chute terminales comprises entre 10^{-1} et 10^{-3} m s⁻¹ sont théoriquement en faveur de temps de résidence pouvant aller de quelques jours à plusieurs semaines (Rose *et al.*, 2003 ; Rose & Durant, 2011). Cependant, de tels cendres peuvent être retrouvées dans les dépôts volcaniques proche d'un événement, là où leur temps de résidence théorique ne leur permettrait pas de chuter (Bonadonna *et al.*, 2015a). Le processus d'agrégation des cendres a souvent été exclusivement invoqué pour expliquer les observations de telles retombées proximales fines. En effet, les cendres fines ont la capacité de se lier facilement *via* des interactions complexes (Durant & Rose, 2009). La présence d'eau liquide dans la colonne éruptive est considérée comme la principale condition en faveur de l'agrégation (Sparks *et al.*, 1997), tandis que la présence de glace tendrait à rendre ce processus moins efficace (Costa *et al.*, 2010 ; Bonadonna *et al.*, 2015b). Une fois formés, les agrégats de cendres fines, d'une densité souvent comprise entre 100 et 1000 kg m⁻³ (Taddeucci *et al.*, 2011 ; Bonadonna *et al.*, 2015a) vont avoir des vitesses de chute terminales supérieures à celle d'une cendre fine individuelle (Lane *et al.*, 1993). Quasi systématiquement, les agrégats ne survivent pas à l'impact au sol. Les rares observations de leur chute ont montré que non seulement l'agrégation augmentait la proportion de cendres fines dans les dépôts proximaux, mais qu'elle aggravait considérablement le taux de sédimentation des panaches de cendres (Taddeucci *et al.*, 2011).

L'agrégation n'est cependant pas le seul processus à expliquer la chute de cendres fines dans les zones proximales des édifices éruptifs. Les retombées de téphras sous les panaches se font régulièrement sous forme de rideaux, de '*fingers*' ou de mammatus (Durant *et al.*, 2009 ; Carazzo & Jellinek, 2012 ; Manzella *et al.*, 2015). Ces figures, décrites comme des instabilités gravitaires descendantes, attestent d'une chute groupée des particules liée (i) à l'interaction entre le panache avec l'atmosphère mais également (ii) aux propriétés physiques du mélange particulaire (Del Bello *et al.*, 2017). Elles se forment principalement au niveau de la couche limite de densité particulaire ('*Particle Boundary Layer*') entre la base du panache et l'atmosphère sous-jacente et favoriserait (i) la chute précoce de cendres fines (Carazzo & Jellinek, 2013), (ii) de larges augmentations locales du taux de sédimentation (Durant *et al.*, 2009) et (iii) l'agrégation des téphras fins (Scollo *et al.*, 2017). Les études expérimentales récentes se sont également focalisées sur l'effet de la taille, de la fraction volumique des

particules et des interactions particules-particules favorisant la formation d'instabilités gravitaires. En effet, Del Bello *et al.* 2017 et Scollo *et al.* (2017) ont montré que la vitesse de chute terminale d'une particule individuelle ou d'un finger pouvait augmenter lorsque la taille et/ou la fraction volumique d'un milieu en cendres augmentaient localement. De la même manière, si la concentration en cendres est trop élevée, les collisions entre particules peuvent favoriser un ralentissement de la chute du mélange (Del Bello *et al.*, 2017).

Enfin, il semblerait que des paramètres extrinsèques à la dynamique éruptive et aux conditions atmosphériques soient en mesure d'agir sur la sédimentation des panaches volcaniques. C'est le cas du relief d'un édifice éruptif (Sparks *et al.*, 1997), de la topographie et de la nature du terrain au-dessus duquel un panache/nuage est dispersé. En effet, les variations de reliefs sous les panaches sont capables de favoriser des turbulences atmosphériques verticales sur plusieurs kilomètres d'altitudes favorisant les processus de sédimentation liés à (i) l'agrégation, (ii) la formation d'hydrométéores et (iii) l'apparition de couches limites particulières (Le Pennec *et al.*, 2012 ; Watt *et al.*, 2015 ; Eychenne *et al.*, 2017).

La sédimentation des téphras n'est donc pas un processus linéaire et dépend à la fois des propriétés physiques des particules, mais également de toutes les interactions possibles particules-particules, particules-fluide et celles avec la topographie. Ce constat met en lumière le besoin de mesurer et d'intégrer ses paramètres dans des modèles afin de mieux contraindre les processus de sédimentation et de dispersion des panaches volcaniques.

I.3.2 Dispersion des panaches et modélisation

I.3.2.1 Intérêt de la modélisation des colonnes éruptives

Outre les grandes lois empiriques et d'échelle simplistes existant entre le MER et les hauteurs des panaches observés dans la nature, l'obtention des paramètres sources des colonnes éruptives ainsi que leur compréhension, en fonction du large spectre de processus affectant leur dynamique, nécessite l'utilisation de modèles. En termes d'échelle spatio-temporelle, les modèles de colonnes éruptives sont à distinguer des modèles de transports et de sédimentation (VATDMs) des panaches de cendres (Bonadonna *et al.*, 2015b). En effet, les premiers vont servir à prévoir la distribution des paramètres massiques et de la distribution de tailles des particules en fonction de l'ascension d'un panache jusqu'à son altitude maximale. Les deuxièmes

vont prévoir la trajectoire d'un nuage de cendres dans l'atmosphère ainsi que la perte de masse associée à la sédimentation des particules lors de leur dispersion. L'intérêt des modèles de colonne réside dans le fait que leurs paramètres de sortie sont, en fin de compte, les paramètres d'entrée nécessaires pour initialiser les VATDMs.

Comme évoqué précédemment, les modèles de colonne ont besoin de deux grands types de paramètres d'entrée : (i) le terme source et (ii) des variables météorologiques (Sparks *et al.*, 1997 ; Folch, 2012 ; de' Michieli Vitturi, 2015, 2016). A titre d'exemple, Plumeria (Mastin, 2007), Plume MoM (de' Michieli Vitturi *et al.*, 2015) et FPLUME (Folch *et al.*, 2016) sont des modèles de colonne. En complément de la liste des paramètres sources évoqués précédemment, d'autres variables doivent être contraintes pour modéliser une colonne éruptive. En particulier, les conditions initiales complémentaires sont : le rayon du panache, la vitesse du mélange et sa température, la fraction massique de gaz ainsi que la densité des particules (Bonadonna & Phillips, 2003 ; de' Michieli Vitturi, *et al.*, 2015, 2016). Ces derniers paramètres, indépendants du MER, jouent également un rôle majeur dans la modélisation de l'effondrement des colonnes éruptives (Degruyter & Bonadonna, 2013). Finalement, les paramètres atmosphériques sont souvent paramétrés par le biais d'observations journalières par radiosondage et/ou de modèles atmosphériques standards fournissant le champ de vent, la densité de l'air et sa température, la pression, l'humidité, des indications sur la présence de précipitations, etc. (Gill, 1982 ; Sparks *et al.*, 1997 ; Folch, 2012). Les modèles atmosphériques les plus sophistiqués sont généralement contraints par des mesures *in situ* et leurs résultats, disponibles en ligne, sont réactualisés tous les 3 à 12 heures. L'atmosphère et surtout les champs de vents sont cruciaux pour estimer la hauteur d'un panache en fonction du MER et inversement. En effet, Woodhouse *et al.* (2013) ont montré que la non prise en compte de l'atmosphère dans les modèles de colonne tendait à diminuer dramatiquement les estimations des paramètres de charges éruptifs dont le MER.

I.3.2.2 Les modèles de dispersion

Les modèles de dispersion sont utilisés pour (i) reproduire des éruptions passées, (ii) prévoir la trajectoire d'un panache/nuage de cendres dans l'atmosphère et les zones d'impact des retombées dans un cadre opérationnel et (iii) prévenir des risques associés. Il existe trois grands types de modèles : les modèles à une dimension (1D) considèrent que les téphras sont dispersés en un courant de gravité au niveau de flottabilité neutre du panache. Ces modèles sont

principalement utilisés pour évaluer la sédimentation proximale d'un panache de cendres et les zones d'impact des retombées (Bonadonna *et al.*, 2015a). Les modèles 2D vont faire intervenir l'advection par le vent en fonction de l'altitude, la diffusion par turbulence ainsi que la sédimentation du panache en tant que moteur de sa dispersion. Ils sont utilisés en opérationnel pour produire des cartes de risques associés aux retombées à long terme et également pour modéliser de manière inverse la dispersion distale des téphras (Costa *et al.*, 2009 ; Folch, 2012 ; Bonadonna *et al.*, 2015a). Les modèles numériques 3D, quant à eux, calculent la concentration de téphras dans l'atmosphère ainsi que leurs retombées au sol permettant d'établir des cartes de masses des dépôts. En opérationnel, les modèles 3D utilisent des formulations Lagrangiennes en considérant les panaches comme des paquets de téphras dispersés le long de lignes prédéfinies (Schwaiger *et al.*, 2012). Historiquement, le faible besoin en ressources informatiques de tels modèles leur permet d'être utilisés facilement (*i.e.* avec un temps de calcul raisonnable) par les VAACs en cas d'éruption forte d'un panache de cendres. A titre d'exemple, les modèles HYSPLIT (Draxler & Hess, 1998), Puff (Searcy *et al.*, 1998), NAME (Jones *et al.*, 2007 ; Beckett *et al.*, 2015) sont des modèles Lagrangiens (Schwaiger *et al.*, 2012). Les modèles Eulériens, quant à eux, calculent directement la masse de dépôts en fonction du temps ainsi que la concentration de téphras dispersés en chaque point du domaine considéré. Ces modèles ont l'avantage d'être plus précis que leurs homologues Lagrangiens lorsqu'il s'agit de quantités de cendres faibles. Les modèles ATHAM (Oberhuber *et al.*, 1998 ; Herzog *et al.*, 2003) et FALL3D (Armienti *et al.*, 1988 ; Costa *et al.*, 2006, 2009 ; Folch *et al.*, 2009 ; Folch, 2012) sont des exemples connus de modèles Eulériens dont l'avancement des ressources en calcul favorise de plus en plus leur utilisation en opérationnel (Schwaiger *et al.*, 2012).

Le terme source des modèles de dispersion est un terme dit 'effectif' caractérisé par la distribution de masse des téphras en fonction de leurs tailles le long de la ligne centrale théorique d'un panache, allant de sa base à son altitude maximale (ligne pointillée violette dans les **Figures I.5** et **I.6**). Les modèles appliquent des équations de conservation de cette distribution de masse pour reproduire l'advection, la diffusion et la sédimentation d'un panache (Suzuki; 1983 ; Armienti *et al.*, 1988 ; Bonadonna *et al.*, 2005 ; Bonadonna *et al.*, 2015a). Ces équations de conservation dépendent du style éruptif et donc de la libération de masse à la source (Bonadonna *et al.*, 2005). Cette libération de masse est généralement estimée *via* les lois d'échelle exposées précédemment. Par exemple, les VAACs utilisent principalement l'équation de Mastin *et al.* (2009) pour retrouver les MERs à la source en fonction de la hauteur mesurée

d'un panache, déterminés après analyse des dépôts (voir **section I.3.3**) ou déterminée par analyses probabilistes (e.g. Diagrammes de Voronoï ; '*Voronoi Tessellation method*' de Bonadonna & Houghton, 2005).

Les modèles de dispersion étant de plus en plus complexes, ils souffrent d'autant plus des problèmes qu'apportent les simplifications des processus physiques agissant sur les panaches. A titre d'exemple, les hauteurs ont une importance critique dans la dispersion des cendres par les vents mais leur estimation souffre généralement de très fortes incertitudes et de différences non négligeables entre les méthodes employées pour les mesurer (Tupper *et al.*, 2009 ; Bursik *et al.*, 2012). Egalement, les interactions complexes air-particules et particules-particules mènent à reconsidérer l'estimation des vitesses de chute terminales des retombées sous l'hypothèse de chutes individuelles. En particulier, lorsque les paramètres sources sont bien contraints, les modèles sont capables de reproduire avec précisions les processus de sédimentation et de dispersion des panaches (Scollo *et al.*, 2010 ; Bonadonna *et al.*, 2011a ; Scollo *et al.*, 2017). Cependant, les différences entre les résultats des modèles et les observations de terrains peuvent atteindre 150% (Scollo *et al.*, 2008 ; Scollo *et al.*, 2017). D'une part, négliger les processus d'agrégation des cendres fines tend à surestimer leur concentration distale et sous-estimer leur proportion dans les dépôts proximaux. Ce fut le cas lors de l'éruption de l'Eyjafjallajökull en Islande (2010) lors de laquelle les observations de terrain et par télédétection satellite ne concordaient pas avec les paramètres de sortie des modèles de dispersion (Rose & Durant, 2011 ; Stohl *et al.*, 2011). Ainsi, les modèles les plus sophistiqués comme FALL3D, intègrent désormais l'agrégation comme processus de sédimentation secondaire (Scollo *et al.*, 2008 ; Costa *et al.*, 2010 ; Folch *et al.*, 2010). D'autre part, les retombées en groupe par instabilité gravitaire faussent également les solutions des équations de conservation utilisées par les modèles, en sous-estimant l'impact des variations locales du taux de sédimentation des panaches.

I.3.3 Le terme source des panaches par analyses post-éruptives des dépôts de retombées

I.3.3.1 Epaisseurs et volumes des dépôts

Typiquement, la manière la plus simple de déterminer la proportion de téphras émis lors d'une éruption ainsi que leurs tailles est d'échantillonner leurs dépôts au sol (Pyle, 2016). En effet, lors de la dispersion d'un panache, les téphras retombent et s'accumulent sous forme de dépôts dont les propriétés (*i.e.* physiques et géométriques) dépendent de l'activité éruptive, de la hauteur des panaches et des conditions météorologiques (Bonadonna & Costa, 2013). Ainsi, Pyle (1989) a montré qu'il existait un lien entre l'amincissement des dépôts de retombées et la racine carrée de l'aire A de leurs isopaques (*i.e.* lignes d'épaisseurs égales dans les dépôts). Sur un graphique 'épaisseur vs \sqrt{A} ' (Eychenne, 2012), les points tendent à s'aligner selon des segments qui peuvent être liés par une loi exponentielle (**Figure I.7A** ; Pyle, 1989), en puissance (**Figure I.7B** ; Bonadonna *et al.*, 1998 ; Bonadonna & Houghton, 2005) ou par une fonction de Weibull (Bonadonna & Costa, 2012). L'intégration de ses lois le long des différents segments permet de déterminer empiriquement le volume des dépôts. Les changements de pente associés aux différents segments traduisent supposément un changement de régime d'écoulement lors de la sédimentation des téphras. Comme montré précédemment, la taille des particules qui chutent et leur Re diminuent, globalement, depuis les zones de sédimentation proximales à distales. A partir de ce postulat et des observations de terrain, Bonadonna *et al.* (1998) ont attribué les lois de vitesses de chute individuelles de Kunii & Levenspiel (1969) (**Equations I.7-I.9**) à chaque segment exponentiel des graphiques 'épaisseur vs \sqrt{A} ' pour modéliser les observations de terrain.

Ainsi, dans le cas des dépôts de retombées des éruptions les plus fortes (sub-Pliniennes à Plinienne) et bien conservés, quatre segments sont généralement présents. Le premier définit la chute des téphras provenant directement des bords des colonnes éruptives (*e.g.* des blocs/bombes ou des lapilli à trajectoire balistique) et les trois autres sont définis par les trois régimes d'écoulements précédemment évoqués (Bonadonna *et al.*, 1998).

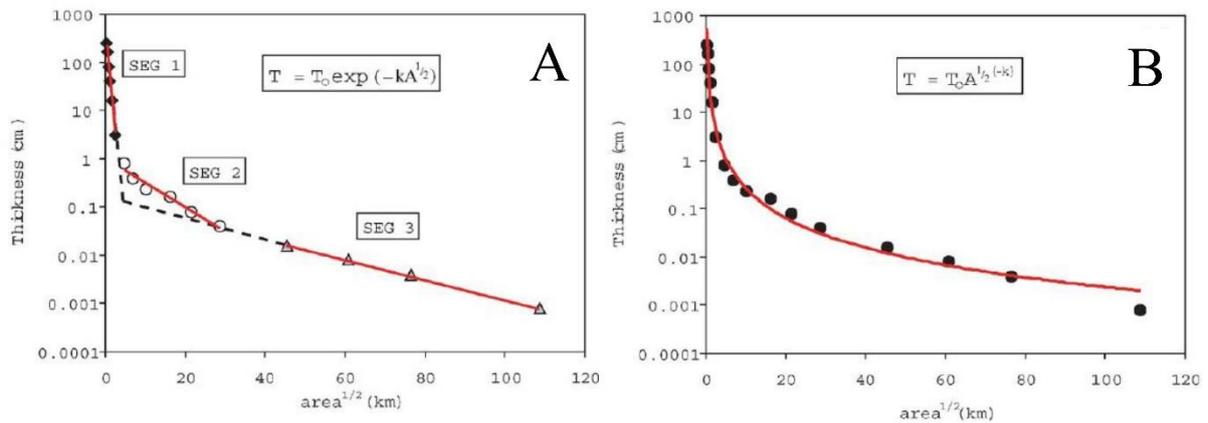


Figure I.7 : Graphiques semi-log de l'épaisseur des dépôts de l'éruption sub-Plinienne du Ruapehu (Nouvelle Zélande) en 1996 en fonction de la racine carrée de l'aire de leurs isopaques. Les segments rouges (Seg 1 à 3) représentent les résultats de la loi exponentielle empirique de Pyle (1989) (A) et la courbe rouge représente la loi en puissance de Bonadonna & Houghton (2005) (B). Figures modifiées d'après Bonadonna & Houghton (2005).

Pour que l'estimation du volume de téphras émis à partir de l'analyse des dépôts soit viable, ces derniers doivent présenter au moins quatre segments exponentiels (Bonadonna *et al.*, 1998). Cependant, ce prérequis n'est généralement pas rempli pour les dépôts anciens ou provenant d'éruptions faibles car (i) les dépôts proximaux formant le premier segment peuvent être enterrés par des produits éruptifs postérieurs à leur retombée, (ii) les téphras distaux peuvent sédimenter dans l'océan ou les mers (Engwell *et al.*, 2014), (iii) certaines parties du dépôt peuvent ne pas être préservées au cours du temps et (iv) plus les dépôts sont loin de leur source éruptive, moins leur temps de conservation est grand (Pyle, 2016). Dans ce cas, Bonadonna & Houghton (2005) ont montré que la loi en puissance exposée **Figure I.7B** était une alternative raisonnable pour l'obtention des volumes des dépôts d'une éruption. En revanche, ces mêmes auteurs ont mis en lumière l'incertitude associée à l'estimation de volumes de dépôts de panaches faibles et/ou mal échantillonnés. A titre d'exemple, si la partie proximale et/ou distale d'un dépôt n'est pas échantillonnée (*i.e.* présence de moins de trois segments), alors l'application de la loi en puissance nécessite des bornes d'intégration non connues afin de calculer un volume de téphras fini, augmentant l'incertitude sur son estimation. En conséquence, pour chaque loi utilisée, il est communément admis que les volumes estimés correspondent à des valeurs minimales qui ne reflètent généralement pas la totalité des dépôts de retombées (Daggitt *et al.*, 2014 ; Pyle, 2016).

I.3.3.2 Hauteurs des panaches, granulométrie et masses totales

Un des autres aspects de l'analyse des dépôts post-éruptifs réside dans l'obtention de la distribution totale des tailles de grains (TGSD) ainsi que de la hauteur des panaches afin d'obtenir les TEMs et MERs des éruptions passées. En ce sens, Pyle (1989) a proposé une constante de décroissance bt (km) qui caractérise la distance à laquelle l'épaisseur du dépôt a diminué de moitié. Ce paramètre est corrélé à la hauteur des panaches et peu dépendant de la TGSD (Bonadonna *et al.*, 1998). Cependant, il est connu depuis longtemps que la hauteur des panaches peut être corrélée aux distributions de tailles des particules dans les dépôts. En effet, la granulométrie d'un dépôt étant le témoin de la fragmentation (Walker, 1973) et des processus de dispersion d'un panache (voir **sections I.1.3.3 et I.3.1**), les variations de taille des téphras au sol permettent d'estimer la hauteur du panache ainsi que la vitesse du vent. Carey & Sparks (1986) ont proposé un modèle se basant sur l'obtention de cartes d'isoplèthes (*i.e.* courbes de tailles maximales de grains identiques) qui relie la taille d'une particule ayant sédimentée avec une hauteur de panache correspondante. A partir de ce modèle, Pyle (1989) introduit une relation empirique entre la hauteur d'un panache au niveau de flottabilité neutre (H_U dans **Figure I.5 et I.6**) et un paramètre b_c (km) correspondant à la distance à laquelle la taille maximale des téphras a diminué de 50% dans le dépôt. Enfin, Pyle (1989) a proposé le rapport b_c/b_t pour quantifier le taux de fragmentation de Walker (1973) permettant d'identifier le style éruptif associé à un dépôt de retombées. Plus récemment, Bonadonna & Costa (2013) ont proposé une nouvelle classification des styles éruptifs basée non seulement sur l'analyse des dépôts, mais également sur les différentes gammes possibles de MERs et de hauteurs des panaches de téphras.

La plupart des modèles et techniques cités précédemment souffrent énormément des moyens et des hypothèses utilisés pour échantillonner les dépôts de retombées. Dans un premier temps, tandis que toutes les techniques développées pour obtenir les ESPs à partir des dépôts restent viables pour les éruptions les plus fortes et soutenues, leurs résultats sont hautement discutables concernant les panaches faibles et les éruptions transitoires notamment à cause de la forte variabilité de leur paramètres source en fonction du temps (Bonadonna & Costa, 2013; voir **Chapitre V**). Dans un deuxième temps, la TGSD obtenue dans un dépôt n'est souvent que le reflet de la stratégie d'échantillonnage qui peut différer d'une étude à l'autre. La représentativité des échantillons liée à leur nombre est également une source d'erreur

considérable pour les estimations de hauteurs des panaches, des TEMs/MERs et des TGSDs (Andronico *et al.*, 2014a ; Bonadonna *et al.*, 2015a). A titre d'exemple, les modèles de Carey & Sparks (1986) et de Pyle (1989) sont généralement utilisés pour obtenir les MERs des éruptions. Si la durée d'une éruption est connue, alors la connaissance du volume totale des dépôts, de leurs granulométries et des propriétés physiques des grains (Bonadonna *et al.*, 1998) permet d'obtenir une masse totale de téphras (TEM). Le rapport entre la TEM et la durée de l'éruption donne le MER. L'hypothèse essentielle pour un tel calcul est de considérer l'émission comme soutenue, hors cela n'est généralement pas le cas (Andronico *et al.*, 2014a, 2014b). Egalement, ces modèles basés sur l'étude des dépôts ne prennent pas en compte les variations du taux de sédimentation liées à toutes les interactions possibles entre le panache et son environnement, ni les variations possibles du flux de masse à la source. L'atmosphère, la topographie et les conditions à la source ayant des effets sur les processus de sédimentation vont par conséquent impacter les propriétés des dépôts. Par exemple, des maximums secondaires de masse ou de tailles de grains peuvent être observés dans les dépôts dans le cas d'éruptions dont au moins 30% de la TEM correspondent à des cendres fines favorisant le processus d'agrégation (Rose & Durant, 2009 ; Bonadonna *et al.*, 2015b). De tels maximums peuvent également être liés à la topographie du terrain et son influence sur la colonne d'air sus-jacente (Watt *et al.*, 2015 ; Eychenne *et al.*, 2017). Finalement, l'utilisation des lois de Kunii & Levenspiel (1969) par Bonadonna *et al.* (1998) pour expliquer les lois d'amincissement des dépôts semble être une source d'erreur supplémentaire en raison de la présence quasi-systématique d'instabilités gravitaires sous les panaches de cendres. De plus, ces lois s'appliquent sous l'hypothèse de particules sphériques et il est maintenant bien connu que cette hypothèse est également source d'erreur au regard des variétés de formes et de densités que peuvent prendre les téphras. En effet, les caractéristiques physiques des particules ont effet non-négligeable sur les estimations de leurs vitesses de chute et donc de la perte de masse d'un panache lors de sa dispersion (Riley *et al.*, 2003 ; Coltelli *et al.*, 2008 ; Alfano *et al.*, 2011 ; Beckett *et al.*, 2015 ; Pardini *et al.*, 2016 ; voir **Chapitre IV**).

En réalité, il existe un lien génétique fort entre les observations des dépôts sur le terrain et les modèles qui ont fondamentalement été développés afin de les reproduire. La dynamique des panaches ainsi que leur dispersion et le transport des téphras dans l'atmosphère ont souvent été modélisés grâce aux apports conjoints des modèles numériques, analogiques ou des études de terrain. Bien que l'échantillonnage des dépôts soit un processus essentiel dans la

caractérisation d'une activité éruptive, le terme source des panaches apporté par les analyses post-éruptives et les lois empiriques associées souffre de larges incertitudes à cause de toutes les raisons évoquées précédemment. Cependant, au-delà de ces incertitudes de mesures, les études des dépôts sont chronophages et ne peuvent donc pas être utilisées à des fins opérationnels. Une alternative a été proposée par Scollo *et al.* (2009, 2010, 2013) pour utiliser les dépôts de retombées mais également les observations de hauteurs des panaches pour établir des scénarios éruptifs probabilistes à intégrer dans des modèles de dispersion à visée opérationnelle. Ces scénarios souffrent cependant des mêmes incertitudes liées aux stratégies d'échantillonnage et aux hypothèses intrinsèques aux calculs des ESPs à partir des dépôts post-éruptifs.

La dernière grande incertitude des méthodes exposées dans cette section concerne les dépôts proximaux, les cendres fines (*i.e.* ayant un temps de résidence long dans l'atmosphère), mais également les variations temporelles des ESPs. D'une part, les blocs/bombes et les lapillis retombant sur les cônes éruptifs sont souvent difficilement accessibles en raison de leur préservation (Bonadonna & Houghton, 2005) ou de l'accessibilité du terrain (Andronico *et al.*, 2014a ; Bonadonna *et al.*, 2015a, 2015b). Cette proportion des dépôts représente en générale une partie majeure de la masse émises de façon explosive (Andronico *et al.*, 2014a, 2014b ; Pyle, 2016 ; Spanu *et al.*, 2016 ; voir **Chapitre V**). D'autre part, la partie distale des dépôts associés à un panache dispersé en nuage de cendres n'est que très rarement échantillonnée. Bien que cette partie ne représente que quelques pourcents du TEM d'une éruption, elle reste problématique à cause (i) du temps de résidence des cendres fines et très fines dans l'atmosphère (Pyle, 2016), (ii) de leur fraction massique large allant de 5 à 30% selon la composition du magma d'origine (Rose & Durant, 2009) et (iii) de leur impact sur le trafic aérien. Ces observations montrent que les modèles de colonnes, de dispersion et de transport des panaches ont besoin d'observations à distance capables de quantifier en temps-réel ce qui est souvent moyenné dans les dépôts (Bonadonna *et al.*, 2015b). En effet, les éruptions explosives, peu importe leur dynamisme, peuvent être des processus à apparence soutenue, mais cachent systématiquement un aspect transitoire, ou pulsatile, et/ou tout du moins variable dans le temps. Là où les dépôts ne reflètent qu'une somme de l'ensemble des processus opérant dans les panaches, les moyens de télédétection (satellite, radar, imagerie au sol, etc.) offrent une vision spatio-temporelle de la dynamique et peuvent fournir tout ou partie du terme source des panaches de téphras.

I.4 Mesures du terme source par télédétection

Les capteurs de télédétection sont maintenant largement utilisés dans les observatoires volcanologiques tant pour leurs capacités à détecter en temps réel les émissions volcaniques explosives que pour leurs sensibilités complémentaires à des gammes restreintes de la TGSD. En effet, suivant la cible à détecter, ses propriétés physiques, morphologiques et dynamiques vont influencer le choix du capteur de télédétection optimum, en particulier le domaine du spectre électromagnétique dans lequel il travaille (**Figure I.8**). On distinguera la télédétection active de la télédétection passive qui définit le mode de détection d'un capteur. Un capteur passif va détecter une cible par le biais d'un rayonnement étranger au capteur tandis qu'un capteur actif va illuminer une cible et enregistrer le signal renvoyé par cette dernière (Ricketts, 2016).

Cette partie n'a pas pour but de fournir une liste exhaustive des techniques de télédétection des téphras mais de présenter des exemples de capteurs utilisés dans cette thèse, parmi les plus couramment utilisés en opérationnel pour l'obtention des paramètres éruptifs à la source des panaches et dans leur suivi en quasi temps-réel.

I.4.1 Mesures infrarouge par satellite

La dispersion des panaches de cendres dans l'atmosphère se déroule fréquemment sur des distances de dizaines à centaines, voire des milliers de kilomètres. Dans cette optique, la télédétection par satellite est certainement l'un des moyens les plus efficaces pour détecter, mesurer, et suivre l'évolution d'un nuage de cendres large et de sa dispersion en fonction du temps (Mackie, 2016). L'avantage des capteurs embarqués sur plateforme satellite réside dans leurs larges gammes de longueurs d'onde λ (*i.e.* allant des Ultra Violets aux Micro ondes; **Figure I.8**), de résolutions spatiales et temporelles. En fonction de l'objet à étudier, un compromis doit être recherché entre la résolution de la mesure en temps ou dans l'espace. Les capteurs embarqués sur les satellites à orbite polaire (altitudes comprises entre 200-1000 km) couvrent la totalité de la surface du globe avec une grande résolution spatiale (*i.e.* entre 250 m et 1 km), au détriment d'une bonne résolution temporelle (peu de mesures en un point donné par jour). A titre d'exemple, MODIS (pour '*Moderate-Resolution Imaging Spectroradiometer*') fait partie de ces capteurs notamment embarqué sur les satellites Terra (de la NASA) et Aqua

(de l'EOS pour 'Earth Observing System'). Ceux embarqués sur les satellites géostationnaires offriront des mesures jusqu'à 5-15 min pour une résolution spatiale faible (*i.e.* > 3 km). C'est le cas du capteur SEVIRI (pour 'Spinning Enhanced Visible and Infrared Imager') embarqué sur le satellite MSG ('Meteosat Seconde Generation').

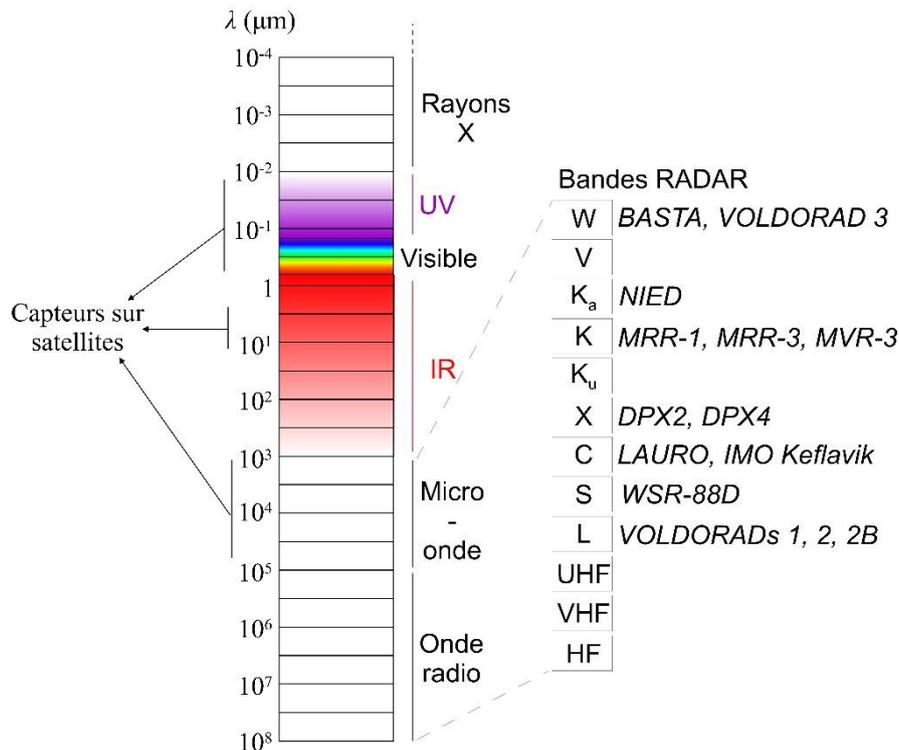


Figure I.8 : Spectre des longueurs d'onde électromagnétiques allant des Rayons X (10^{-4} μm) aux ondes radios (100 m). Les bandes de fréquences couramment utilisées en télédétection radar sont mises en avant et associées à différents radars utilisés pour la détection des téphras (voir revues de Marzano *et al.*, 2013 et Hort & Scharff, 2016).

Les capteurs infrarouge (IR ; **Figure I.8**) mesurent les radiations provenant de la surface de la Terre et de l'atmosphère après leur passage dans l'atmosphère. Typiquement utilisés dans le cadre de l'estimation des volumes d'émission des éruptions effusives (Harris *et al.*, 1997 ; Harris *et al.*, 2011 ; Gouhier *et al.*, 2012 ; Guerrieri *et al.*, 2015), ils sont également capables de détecter les téphras dans l'atmosphère. En particulier, les cendres volcaniques absorbent fortement les radiations IR dans une bande de λ comprise entre 8.5 et 12 μm (Clarisse & Prata, 2016). Elles seront donc détectées *via* leur bandes d'extinction qui se trouvent dans un domaine spectral où l'atmosphère est quasi-transparente et absorbe peu le rayonnement IR (*i.e.* fenêtre atmosphérique infrarouge entre 8 et 13 μm ; Clarisse & Prata, 2016). Les nuages de cendres dilués lors de leur dispersion sont indétectables dans le domaine du visible et souvent mélangés avec les nuages météorologiques, ces derniers étant également détectables dans l'IR (Prata,

2009). Ainsi, la télédétection IR peut être utilisée pour discriminer les téphras volcaniques des autres particules en suspension dans l'atmosphère, qu'elles soient d'origine météorologique (*e.g.* de l'eau et/ou de la glace) ou lithologique (*e.g.* du sable). Dans ce but, des algorithmes de discrimination ont été développés (voir la revue de Prata, 2009). Ces algorithmes utilisent différentes longueurs d'ondes mesurées par des capteurs passifs dit large-bande ('*broad-band*') voire multispectrales (*i.e.* la gamme de longueurs d'onde détectée est large par rapport à l'épaisseur des bandes d'absorption individuelles). La méthode la plus connue consiste à utiliser la différence de températures de brillances des cendres dans les bandes à 10.8 et 11.9 μm ('*Brightness Temperature Difference*' ou 'BTD' ; Prata, 1989). En effet, entre ces deux bandes, les cendres ne renvoient pas le même signal IR menant à une différence de température négative. Cette même différence avec l'eau ou la glace est positive. Cette technique qualitative de discrimination des cendres est actuellement utilisée par les VAACs (Prata, 2009) et les services d'observation comme HOTVOLC (capteur SEVIRI) de l'OPGC. Cependant, des corrections doivent être appliquées à cette méthode notamment lorsque (i) les cendres sont entourées de glace diminuant dramatiquement la possibilité de les discriminer (Rose *et al.*, 1995a), (ii) quand de la vapeur d'eau est mélangée aux cendres (**Figure I.9A** ; Prata & Grant, 2001 ; Corradini *et al.*, 2008) et (iii) lorsque les nuages détectés sont mélangés avec d'autres particules solides en suspension dans l'atmosphère tel que du sable (Prata, 2009).

La hauteur des nuages de cendres peut également être estimée à partir des données IR par satellite. Un exemple de méthode est la procédure '*Cloud Top Temperature*' (Prata & Grant, 2001). Elle est basée sur la comparaison entre la température de brillance moyenne à 11 μm des pixels les plus opaques d'un nuage de cendres (*e.g.* les plus concentrés) avec un profil de température atmosphérique obtenu par radiosondage (Corradini *et al.*, 2016 ; **Figure I.9B**). Cette procédure considère les nuages de cendres comme étant en équilibre thermique avec l'atmosphère. Cependant, comme le montre la **Figure I.9B**, dans le cas des panaches entre 10 et 20 km d'altitude, l'homogénéité des profils de températures dans l'atmosphère peut rendre cette méthode difficilement exploitable car engendrant de très larges erreurs sur les hauteurs atteintes par les panaches (Prata & Grant, 2001).

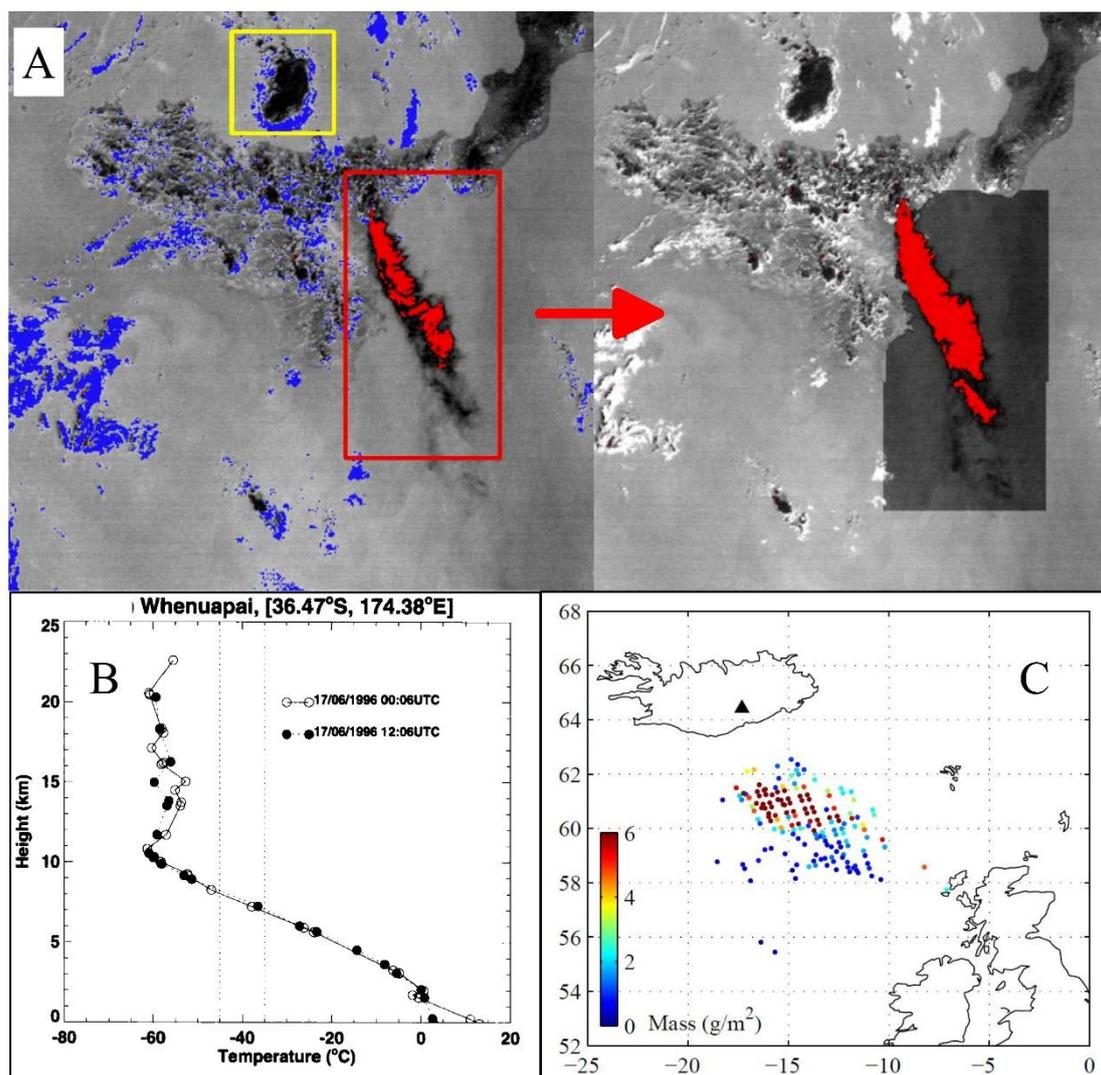


Figure I.9 : A) Imagerie satellite MODIS lors de l'éruption de l'Etna le 24 novembre 2006. Panneau de gauche : les couleurs bleue et rouge représentent des nuages météorologiques et le panache de cendres respectivement discriminés par la méthode BTM. Les pixels non discriminés (météorologiques ou volcaniques) sont mis en avant par les rectangles jaune et rouge. Panneau de droite : discrimination totale des cendres après correction de la vapeur d'eau. B) Exemple de Profil de température en fonction de l'altitude obtenu par radiosondage atmosphérique lors de l'éruption du Ruapehu (Nouvelle Zélande) le 17 juin 1996. C) Carte de masse de cendres fines (échelle de couleurs) du panache de l'Eyjafjallajökull en 2010 obtenue à partir des observations de la sonde IASI le 23 mai 2011. Figures modifiées d'après Corradini et al. (2008), Prata & Grant (2001), Clarisse & Prata (2016).

La télédétection IR nécessite l'utilisation de modèles pour quantifier ses observations. Wen & Rose (1994) et Prata & Grant (2001) ont ainsi développé la méthode dite '*split-window*' permettant d'estimer la taille des particules détectées, l'opacité d'un nuage ainsi que ses paramètres de charge, en modélisant le transfert radiatif des cendres vers le satellite. L'équation du transfert radiatif a pour but d'estimer la totalité du signal IR que le satellite détecte après que le signal ait traversé la totalité de l'atmosphère. Associée à cette équation, la Théorie de rétrodiffusion de Mie (1908), qui définit la manière dont une onde électromagnétique interagit

avec une particule en fonction de ses propriétés physiques (voir **Chapitre II**), renseigne sur les tailles des cendres détectées en fonction de la longueur d'onde utilisée. L'intégration des différents pixels d'une image satellite contenant des cendres permet alors de déterminer les paramètres de charge d'un panache/nuage (**Figure I.9C**) mais également une distribution de taille des particules.

Malgré son avantage pour traquer la dispersion des nuages de cendres, la grande limite de la télédétection IR par satellite réside dans la gamme de taille des particules à laquelle elle est sensible. En effet, il est maintenant admis que la discrimination des tailles de particules n'est pas possible au-delà de 20-25 μm (Prata & Grant, 2001; Clarisse & Prata, 2016). Ainsi, à cause de leur sensibilité, les paramètres de charges estimés par satellite peuvent être inférieurs à 2 ordres de grandeurs des masses totales retrouvées au sol (Rose & Mayberry, 2000 ; Clarisse & Prata, 2016). Également, les particules sont considérées comme sphériques dans l'application de la Théorie de Mie. Cette hypothèse, associée aux autres approximations concernant l'atmosphère et les paramètres physiques des téphras, mènerait à une incertitude des paramètres de charges obtenus par satellite de l'ordre de 50% (Kylling *et al.*, 2014 ; Clarisse & Prata, 2016). Ceci revêt une importance particulière dès lors que les paramètres qui sont extraits des données satellites sont communément intégrés en entrée des modèles de dispersion utilisés par les VAACs (Scollo *et al.*, 2009, 2014). Ces modèles souffrant déjà de larges incertitudes, les données satellites doivent être couplées et/ou contraintes par d'autres mesures, par exemple par télédétection au sol.

I.4.2 Mesures au sol

La télédétection au sol à l'avantage de présenter des capteurs relativement proches des événements éruptifs. Leurs résolutions spatiales et temporelles (*i.e.* respectivement de centaines de m à quelques cm, et d'une dizaine de minutes à moins d'une seconde) permet aux capteurs au sol de mesurer et de quantifier la dynamique fine des processus éruptifs. Les capteurs communément utilisés par les observatoires, dans le cadre de la surveillance des édifices volcaniques, couvrent des bandes de fréquences restreintes mais s'étalant sur une large gamme du spectre électromagnétique. Ainsi, ils sont sensibles à toutes les tailles de pyroclastes émis lors des éruptions volcaniques explosives et leurs mesures permettent de quantifier les paramètres sources éruptifs des panaches de téphras.

I.4.2.1 Imagerie visible et infrarouge

La télédétection par caméras visible et IR que ce soit par vidéo ou par photographie a été largement utilisée pour déterminer les masses et les tailles des pyroclastes émis lors des éruptions Stromboliennes du volcan Stromboli (Chouet *et al.*, 1974; Blackburn *et al.*, 1976; Ripepe *et al.*, 1993). En appliquant des hypothèses sur la forme et la densité des particules, le comptage des pyroclastes incandescents permet d'estimer leur volume et d'étudier leur dynamique une fois éjectés. Plus récemment, de nouvelles méthodes ont été développées pour obtenir les paramètres sources éruptifs de telles explosions soit en sortie de l'événement (Harris *et al.*, 2012 ; Barnie *et al.*, 2015 ; Bombrun *et al.*, 2015) ou à partir du signal thermique de l'ensemble des pyroclastes une fois retombés au sol (Harris *et al.*, 2013a). Les caméras IR sont sensibles au cycle jour/nuit dans le cadre de la détection conjointe des cendres et des balistiques. La nuit, les pyroclastes incandescents sont visibles contrairement aux cendres qui se refroidissent plus rapidement, tandis que la journée, les cendres sont mieux détectées que les pyroclastes. Ce problème a été résolu par la création d'une nouvelle génération de caméra IR dites 'FLIR' ('*Forward Looking Infra Red*') permettant la discrimination des différents styles d'éruptions Stromboliennes (Patrick *et al.*, 2007).

La détection des cendres par IR au sol a été largement développée par Prata & Bernardo (2009) *via* une caméra utilisant des filtres spectraux pour discriminer le gaz des cendres (*i.e.* caméra Cyclops). Ces auteurs ont dès lors appliqué les mêmes méthodes que celles employées avec les capteurs sur satellite pour discriminer les panaches de cendres et quantifier leurs paramètres de charges (*i.e.* méthode BTD et équation de transfert radiatif; Prata, 1989; Wen & Rose, 1994; Prata & Grant, 2001). Finalement, les caméras thermiques peuvent également être utilisées pour estimer les volumes des panaches de cendres (Valade *et al.*, 2014) et leurs champs de vitesses superficiels (Tournigand *et al.*, 2017).

Les caméras IR et visible sont largement utilisées en opérationnel par les observatoires volcanologiques soit pour surveiller un édifice volcanique, soit à dessein de recherche. Un exemple concret concerne l'Institut Nationale de Géophysique et de Volcanologie (INGV) – Osservatorio Etneo qui a déployé un système de caméras pour détecter les paroxysmes à fontaines de lave de l'Etna (Behncke *et al.*, 2006 ; Behncke, 2009). Calvari *et al.* (2011) ont développé une méthode permettant de retrouver à la fois les hauteurs des fontaines de lave des paroxysmes, mais également les flux de masse de pyroclastes à la source par imagerie IR.

Finalement, Scollo *et al.*, 2014 ont développé une méthode d'obtention des hauteurs des panaches de cendres mesurables par le réseau de caméra visible.

Cependant, là où les capteurs embarqués sur satellite regardent les parties diluées des panaches, les caméras visible et thermiques au sol mesurent leurs sources, denses et opaques à de telles longueurs d'ondes. Sans hypothèses préalables, les résultats quantitatifs obtenus vont surtout caractériser les enveloppes superficielles des panaches sans rendre compte de leur dynamique et charge interne. Egalement, ces méthodes dépendent considérablement des conditions météorologiques. Ainsi, l'utilisation de la télédétection RADAR, qui permet de sonder l'intérieur des panaches en temps réel dans toutes conditions météorologiques (voir **section I.4.2.3**), est une méthode puissante et complémentaire tant les mesures radar quantitatives peuvent contraindre les données IR et visible, et inversement. Elle est encore sous-utilisée en volcanologie et fait l'objet de cette thèse.

I.4.2.2 Télédétection Radar

Les RADARs (RADio Detection And Ranging) sont des capteurs de télédétection actifs. Leur principe de détection est basé sur l'émission dans un faisceau conique d'une onde électromagnétique qui, lorsqu'elle rencontre une cible, est en partie réfléchi et détecté en retour par l'instrument. En d'autres termes, une particule n'a pas besoin d'émettre de radiation pour être détectée par un radar. L'amplitude du signal reçu est proportionnelle au nombre et à la taille des particules détectées. Les longueurs d'ondes utilisées par les radars varient de quelques dizaines de cm à quelques mm (**Figure I.8**). Ces longueurs d'onde définissent des bandes de fréquences de référence correspondant à des fenêtres d'atténuation atmosphérique. Ainsi, des bandes L à W (**Figure I.8**), les radars utilisés pour sonder les jets volcaniques sont sensibles à des gammes restreintes de la TGSD allant des blocs/bombes aux cendres fines. Egalement, les radars utilisent l'effet Doppler en mesurant la différence entre la fréquence de l'onde émise (*i.e.* connue) et la fréquence de l'onde renvoyée par une cible. Ce décalage en fréquence permet de calculer la composante radiale (*i.e.* dans l'axe du faisceau radar) de vitesse de la cible (voir **Chapitres II, III et V**). Ainsi, en plus de renseigner sur la quantité de téphras en fonction du temps, les radars donnent des estimations des vitesses caractéristiques des zones sondées. La distance entre la cible détectée et le radar peut être estimée grâce à une modulation de la fréquence d'émission (radars FM-CW) ou à une émission pulsée (voir **Chapitre II**). Ainsi,

les faisceaux radar sont généralement décomposés en volume d'épaisseurs théoriques connues appelées '*portes*' qui permettent, par exemple, d'estimer l'épaisseur des colonnes éruptives.

Les premières mesures radar de panaches de cendres ont été faites *via* l'utilisation opportuniste de radars dits 'météorologiques' (revues par Donnadieu, 2012; Hort & Scharff, 2016). Ces radars ont la possibilité de scanner leur environnement à 360° et à différentes élévations leur permettant de sonder les panaches de cendres en trois dimensions. Ainsi, dans les années 80 et 90, différentes études ont montré la possibilité d'obtenir les paramètres de charge interne de larges panaches forts (*e.g.* panache du Mont Spurr en 1992 en Alaska ; Harris & Rose, 1983) mais également leurs hauteurs (*e.g.* colonnes éruptives du Mont Saint Helens en 1980 et 1982 ; Harris *et al.*, 1981 ; Rose *et al.*, 1995b). Depuis, de tels radars ont permis de documenter de nombreuses éruptions, comme à l'Hekla (Islande) en 2000 (Lacasse *et al.*, 2004), au Grimsvötn (Islande) en 2004 (Marzano *et al.*, 2010a, 2013 ; **Figure I.10A**) et en 2011 (Marzano *et al.*, 2013 ; **Figure I.10B**), à l'Eyjafjallajökull en 2010 (Mereu *et al.*, 2015), au Calbuco (Vidal *et al.*, 2017) et bien d'autres volcans (revue par Hort & Scharff, 2016). Généralement associés aux agences météorologiques nationales, les radars météorologiques sont utilisés en opérationnel (*e.g.* le radar bande X 'DPX4' à Catane en Sicile ; Vulpiani *et al.*, 2011 ; Marzano *et al.*, 2013 ; Montopoli *et al.*, 2016 ; **Figure I.8**) et peuvent couvrir de grandes distances d'échantillonnage (*i.e.* > 400 km).

L'utilisation des radars météorologiques fixes souffre cependant de nombreuses limitations. D'une part, avec des longueurs d'onde allant de ~ 3 mm (bande W) à ~ 10 cm (bande S ; Marzano *et al.*, 2010b), les radars initialement conçus pour détecter les nuages météorologiques discriminent difficilement les cendres au sein de nuages de pluie et/ou de glace (Marzano *et al.*, 2006a) ; lorsqu'elles sont disponibles, les observables polarimétriques s'avèrent particulièrement utiles dans ce contexte. D'autre part, comme le montre la **Figure I.10A**, un événement éruptif peut se situer à des centaines de kilomètres de la position du radar, celle-ci ayant généralement été choisie sur d'autres critères que la proximité d'un volcan. Dans ces conditions : (i) leur résolution spatiale est faible et ne permet pas de mesurer la dynamique interne des panaches et (ii) la courbure de la Terre ou la présence d'une chaîne de montagne (*i.e.* présence d'une zone d'ombre) ne permettent généralement pas d'imager les premiers kilomètres de la colonne d'un panache lointain (**Figure I.10C**) (Lacasse *et al.*, 2004). Ainsi, les radars météorologiques sont surtout dédiés au sondage des parties supérieures des colonnes

convectives, fournissant des informations quantitatives sur les nuages de cendres fines grâce à l'utilisation de modèles microphysiques (Marzano *et al.*, 2006b). Le DPX4, situé à 30 km de l'Etna, fait office d'exception et est capable de sonder des émissions explosives proche de leur source, malgré une résolution temporelle faible égale à 10 minutes (Marzano *et al.*, 2013) caractéristique des radars météorologiques scannant.

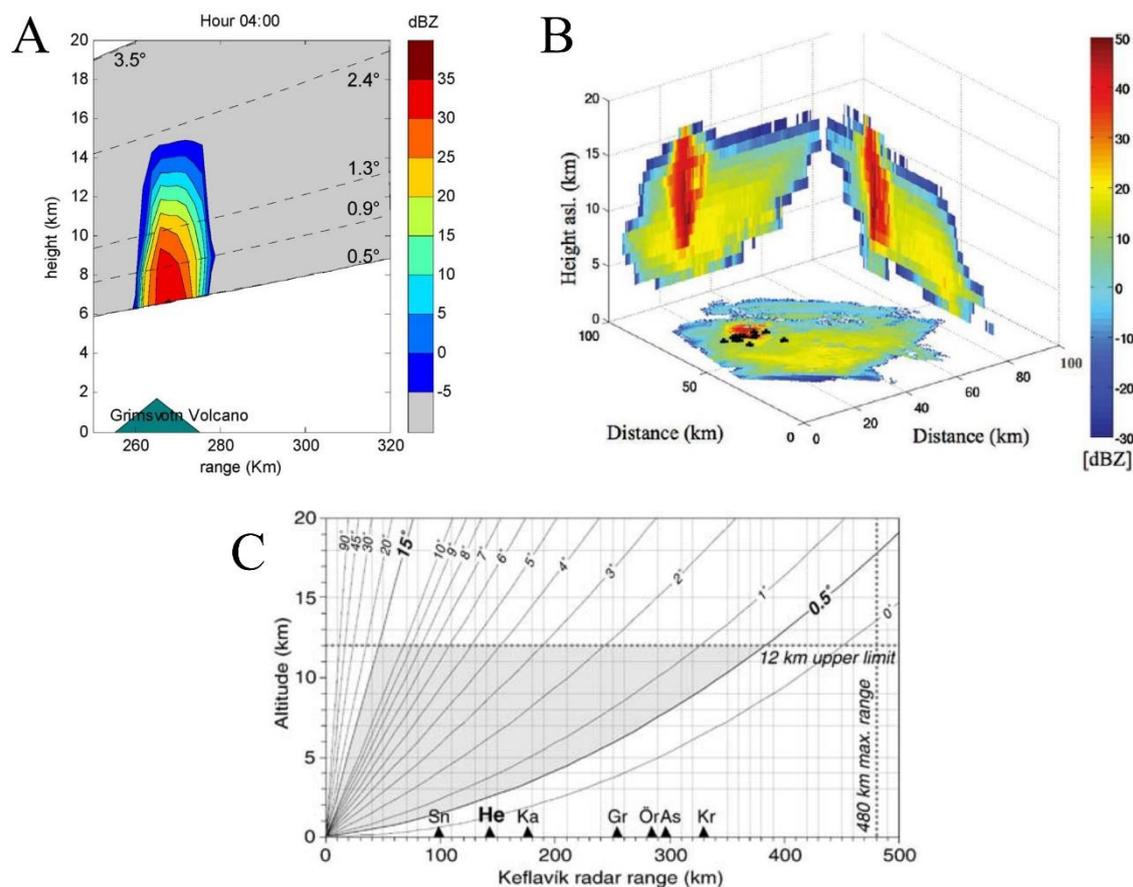


Figure 1.10 : A) Scan horizontal (i.e. altitude en fonction de la distance) par radar en bande C (situé à Keflavik en Islande) de la colonne éruptive du Grimsvötn en 2004. L'échelle de couleur correspond au facteur de réflectivité radar (en échelle logarithmique dBZ), indicateur de la concentration en cendres. B) Observation 3D par radar en bande X du panache de cendres du Grimsvötn en 2011. Les points noirs correspondent à la localisation d'impacts d'éclairs volcaniques. C) Représentation des différentes élévations du faisceau du radar en Bande C de Keflavik. Les volcans Shæfellsjökull, Hekla, Katla, Grimsvötn, Öraefajökull, Askja et Krafla sont indiqués. Figures modifiées d'après Marzano *et al.* (2010a, 2013) et Lacasse *et al.* (2004).

La technologie Radar ayant largement prouvé son efficacité dans la détection des émissions volcaniques explosives, de nouveaux types de radars Doppler ont vu le jour afin de répondre aux limitations des radars météorologiques en termes de résolution spatio-temporelle et de mesures à la source. Afin d'estimer les paramètres éruptifs au plus proche de la source

d'émission volcaniques, des radars volcanologiques transportables ont été conçus pour sonder les jets et leurs vitesses d'éjection quasiment en sortie des conduits éruptifs.

Les premières mesures volcaniques par radar transportable ont été effectuées à Stromboli en 1996 par un radar commercial FM-CW (*'Frequency-Modulated Continuous-Wave'*) à onde centimétrique (le MRR-1, Metek ; Hort & Seyfriedt, 1998 ; Seyfried & Hort, 1999 ; **Figure I.8**). Ce radar était une version modifiée d'un radar commercialisé mesurant la vitesse de chute et la taille des gouttes de pluies (*i.e.* le *'Micro Rain Radar'* ou 'MRR'). Des vitesses d'éjection moyennes faibles de l'ordre de 10 à 13 m s⁻¹ avaient alors été enregistrées (**Figure I.11A**). En 2000, des vitesses d'éjection jusqu'à 70 m s⁻¹ ont été mesurées à Stromboli par une version améliorée du MRR-1 (*i.e.* le MVR-3 pour *'MeTek Volcano Radar'* dans Hort *et al.*, 2003), notamment en termes de vitesses maximales mesurables (voir **Chapitre II**). Des sondages par plusieurs MVRs approximativement de la même cible ont également été expérimentés (i) pour déterminer la géométrie d'explosions Stromboliennes à l'Erebus (Gerst *et al.*, 2008), (ii) à but de surveillance des instabilités de dômes de lave du Mérapi en Indonésie (Vöge *et al.*, 2005, 2008 ; Hort *et al.*, 2006 ; Vöge & Hort, 2009) et (iii) pour étudier la dynamique explosive des dômes de lave des volcans Santiaguito au Guatemala et Colima au Mexique (Scharff *et al.*, 2012, 2014, 2015).

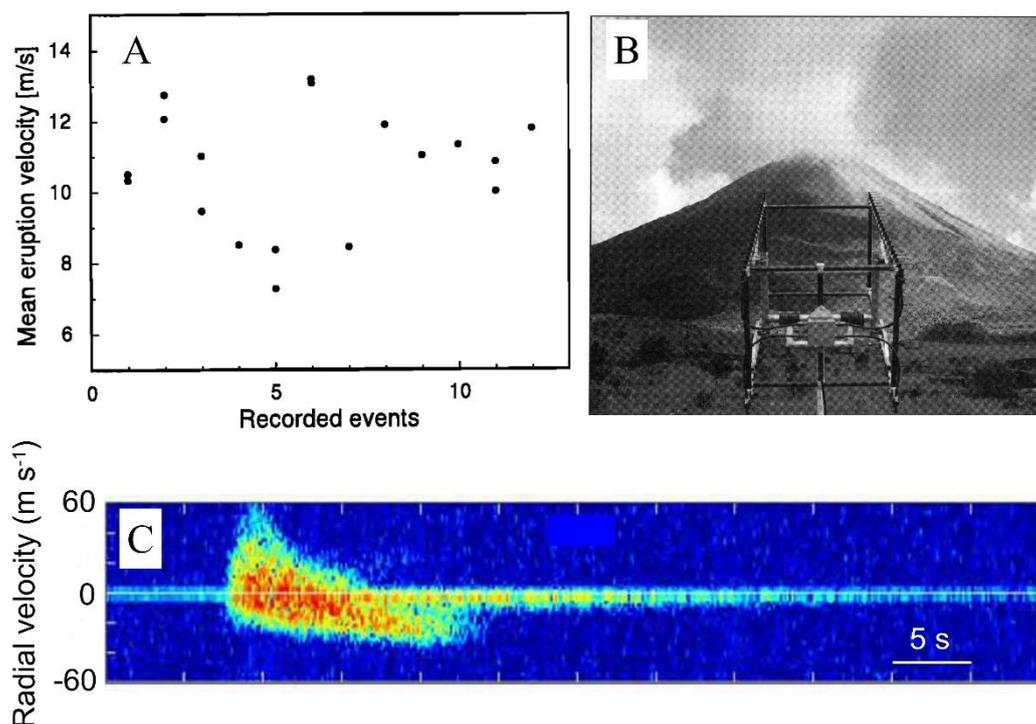


Figure I.11 : A) Vitesses moyennes d'éjection obtenues par radar en bande K (MRR-1) à Stromboli en 1996. B) Photographie de l'antenne radar de VOLDORAD 2 en face de visant le sommet de l'Arenal (Costa Rica). C) Vélodigramme (Vitesses Doppler en fonction du temps) montrant la signature Doppler des émissions balistiques suivies par une queue de signal représentant le passage d'un panache de téphras dans le faisceau de VOLDORAD 2 à l'Arenal. Figures modifiées d'après Hort & Seyfried (1998), Donnadiou *et al.* (2005), Valade & Donnadiou (2011).

Par ailleurs, les VOLDORADs (Volcano Doppler Radars) sont des radars à onde pulsée ayant été spécifiquement développés à dessein volcanologique. Grâce à leurs résolutions temporelle jusqu'à 0.05 s, une résolution en vitesse de l'ordre de 0.9 m s⁻¹ et avec leur longueur d'onde de 23.5 cm (bande L ; **Figure I.8**), les VOLDORADs offrent la possibilité de sonder l'intérieur de jets volcaniques denses et d'étudier la dynamique fine des éruptions explosives violentes par toutes conditions météorologiques. En octobre 1998 et 2001, VOLDORAD 1 et 2 ont permis de mesurer les vitesses verticales d'éjection d'éruptions stromboliennes fortes à l'Etna comprises entre 80-90 m s⁻¹ (Dubosclard *et al.* 1999) et 160 m s⁻¹ (Dubosclard *et al.*, 2004). En 2001, Donnadiou *et al.* (2003, 2005) ont utilisé l'excellente résolution temporelle de VOLDORAD pour mettre en lumière une pulsativité de l'ordre de 5 s dans l'alimentation des jets éruptifs avec des vitesses verticales jusqu'à plus de 300 m s⁻¹. Ces mêmes auteurs ont montré qu'il existait un lien temporel entre les vitesses Doppler et les variations d'amplitudes du trémor volcanique. A partir de ces mêmes signaux éruptifs, Gouhier & Donnadiou (2008) ont développé une méthode d'inversion du signal de puissance pour estimer des masses émises lors d'éruptions Stromboliennes. Cette méthode utilise la Théorie de rétrodiffusion de Mie (voir

Chapitre II) pour modéliser le signal radar à partir de distributions théoriques de tailles des éjectas. Enfin, Valade & Donnadiou (2011) et Valade *et al.* (2012), en utilisant les spectres Doppler enregistrés par VOLDORAD 2 (**Figure I.11B**) lors d'explosions du volcan Arenal (Costa Rica), ont pu montrer que les VOLDORADs étaient capables de discriminer la dynamique des éjections balistiques de celles des panaches de téphras *via* l'utilisation de vélocigrammes (**Figure I.11C** et voir **Chapitre V**). En se servant de la même technique, Scharff *et al.* (2015) ont mis en lumière la pulsativité dans l'émission des éruptions volcaniennes des volcans Santiaguito et Colima.

Finalement, les VOLDORADs sont utilisés à but de surveillance de l'activité des volcans Popocatépetl (*i.e.* VOLDORAD 1 ; Donnadiou *et al.*, 2012) et Etna (*i.e.* VOLDORAD 2B ; Donnadiou *et al.*, 2016b ; voir **Chapitre V**). Un autre radar UHF de l'OPGC (VOLDORAD 2), utilisé lors de huit campagnes de mesures, est déployable en cas de crise. Un radar Doppler complémentaire, adapté d'un prototype de radar nuage du LATMOS (Delanoë *et al.*, 2016), a récemment été développé en 2018 et testé au volcan Sabancaya (Pérou). Ce dernier nommé VOLDORAD 3 travaille en bande W (3.2 mm) et est dédié à la détection des cendres.

Les radars sont donc des capteurs de télédétection de choix dans l'optique de mesurer les jets volcaniques et les panaches de cendres avec des résolutions temporelles et spatiales très grandes. En comparaison des moyens aéroportés ou sur plateforme satellite, la portabilité des radars volcanologiques permet de mesurer directement à la source des éruptions même d'intensité faible à modérée. Cependant, leurs mesures doivent également être contraintes notamment en termes de PSDs détectées. En effet, les signaux radar, en fonction de leur longueurs d'onde, sont sensibles au nombre de particules détectées mais surtout à leurs tailles (voir **Chapitre II**). C'est pourquoi une stratégie de mesures en synergie avec d'autres capteurs et des modèles physiques est désormais essentielle à une validation croisée des résultats qui, seule, permettra de paramétrer plus précisément le terme source issu des données de télédétection radar et d'améliorer la surveillance opérationnelle. Il s'agit d'ailleurs d'un objectif majeur de programmes de recherche actuels comme EUROVOLC.

I.4.2.3 Détection des cendres par disdromètre

Un des points critiques de l'analyse des dépôts post-éruptifs est que les PSDs qui en sont issues renseignent difficilement sur les processus de sédimentation en fonction du temps. Cependant, la façon dont les panaches perdent de la masse par sédimentation lors de leur dispersion est un processus qui doit être mesuré et contraint pour améliorer les résultats des VATDMs, mais aussi pour mieux appréhender les processus de sédimentation et leurs liens génétiques avec la dynamique du panache parent, ou encore trouver une loi universelle de vitesse de chute terminale des particules en fonction des conditions dynamiques et des observables. Dans cette optique, les disdromètres sont des capteurs particulièrement utiles à l'échantillonnage des cendres et encore sous utilisés en volcanologie. Initialement conçus pour – et utilisés en météorologie, ces instruments détectent le nombre de particules en chute en mesurant leur taille et leur vitesse de chute (Löffler-Mang & Joss, 2000). Leur capacité à distinguer les hydrométéores en fonction de leur taille et leur vitesse a justifié leur utilisation météorologique quasi-systématique en complément de la télédétection radar sur le terrain.

En volcanologie, la première mesure de vitesse de chute des retombées de cendres par disdromètre a été faite par Scollo *et al.* (2005) à l'Etna en 2002. Ces auteurs ont utilisé un disdromètre radar (bande X) du nom de Pludix (exemple dans la **Figure I.12A**) capable de détecter des téphras entre 0.5 mm et quelques centimètres chutant entre 0 et 16 m s⁻¹. Cette étude mettait en évidence des spectres continus de vitesses de chute et une variabilité pour une même taille de téphra. Ceci était considéré comme preuve de la présence d'agrégation des particules ou du passage d'instabilités gravitaires affectant les vitesses de chutes terminales des retombées.

Lors de l'éruption de l'Eyjafjallajökull, Bonadonna *et al.*, 2011b ont également utilisé un Pludix pour mesurer les vitesses de chute des particules (**Figure I.12B**). A partir de ces mesures et d'échantillonnage sur le terrain (**Figure I.12A**), ces auteurs ont déterminé les tailles des retombées à partir des lois empiriques de vitesse de chute (Bonadonna *et al.*, 1998) et du modèle de rétrodiffusion développé par Gouhier & Donnadieu (2008).

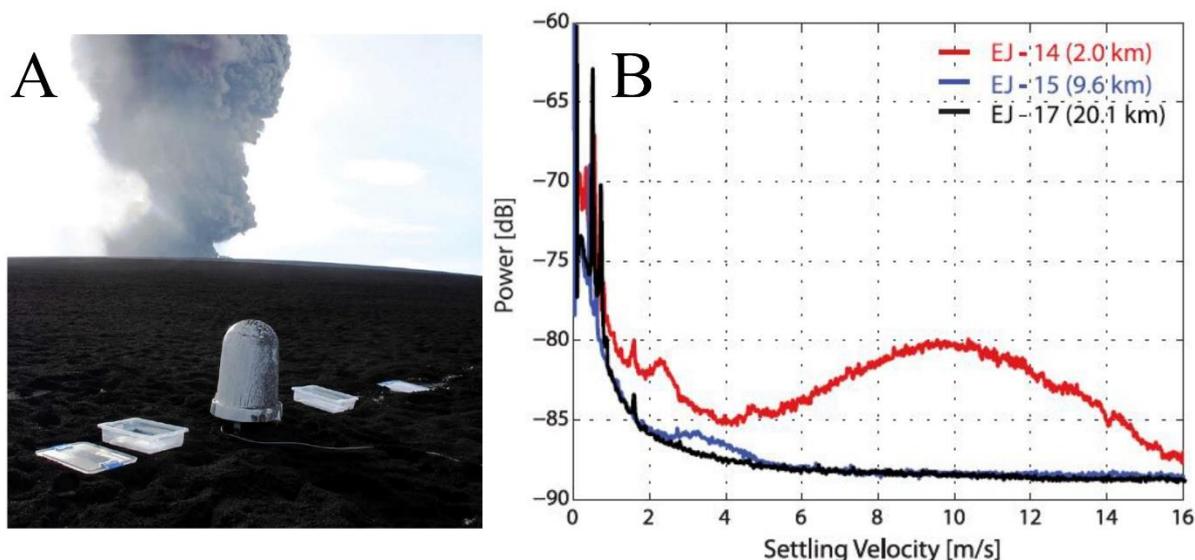


Figure I.12 : A) Photographie d'un disdromètre radar (Pludix) près de la bouche éruptive de l'Eyjafjallajökull en mai 2010. Deux collecteurs sont positionnés de part et d'autre de l'instrument pour échantillonner les retombées. B) Résultats de vitesses de chute obtenus par Pludix les 14, 15 et 17 mai 2010. La puissance du signal radar ('Power' en dB) est proportionnelle à la quantité et la taille des particules. Figures modifiées d'après Bonadonna et al. (2011b).

D'autres types de disdromètres détectent les particules tombant au travers d'un faisceau laser. A titre d'exemple, les Parsivel¹ et Parsivel² (*i.e.* construits par OTT) sont capables de détecter directement la taille, le nombre et les vitesses de chutes des particules (voir **Chapitres II III et IV**). Basés simplement sur le temps de passage des particules dans le faisceau laser et son extinction, les données obtenues par disdromètre laser ne sont pas censées avoir besoin de modèles ou de lois empiriques pour être exploitées (Löffler-Mang & Joss, 2000 ; Tokai et al., 2014). Cependant, la plupart des disdromètres actuels ne sont pas encore capables de détecter les cendres fines et très fines et ne fournissent donc qu'une vision partielle des retombées proximales. Seul le ASHER développé dans le cadre du programme européen FUTUREVOLC peut mesurer les particules de 90 microns à 4 mm (13 classes de 0.5 phi) avec une résolution temporelle de 30 s. Sans échantillonnages et analyses complémentaires, les disdromètres seuls ne fournissent aucune information sur les formes et les densités des particules qui jouent un rôle majeure dans leur vitesse de chute.

I.4.3 Nécessité d'une stratégie multi-méthode et assimilation de données

Tout au long de cette partie consacrée à la télédétection des téphras, il a été largement suggéré que chaque technique permettant le paramétrage d'une partie du terme source des

panaches bénéficiait d'avantages significatifs souvent accompagnés d'inconvénients majeurs. Tout d'abord, chaque capteur de télédétection est sensible à une gamme de la TGSD. L'infrarouge détecte les cendres très fines $< 25 \mu\text{m}$ mais manque de pénétration au sein des colonnes. Les radars, en fonction de leur longueurs d'onde, peuvent détecter des téphras fins $< 100 \mu\text{m}$ (bande W et X) jusqu'à des bombes/blocs de plusieurs dizaines de centimètres (*e.g.* les VOLDORADs UHF). Les disdromètres mesurent la chute de cendres $> 100 \mu\text{m}$. Ainsi, l'utilisation exclusive d'un seul capteur rend impossible l'obtention de paramètres de charge contraints sans passer par le biais de modèles et d'hypothèses, et par des approximations sur les particules (*e.g.* formes et densité uniques, etc. ; Bonadonna *et al.*, 2011b ; Corradini *et al.*, 2016). En effet, la plupart des techniques modélisant les mesures faites par télédétection considèrent que les particules sont sphériques. C'est le cas pour l'IR satellite et l'équation de transfert radiatif (Wen & Rose, 1994 ; Prata & Grant, 2001). Toutes les approximations sur les PSDs peuvent mener à des incertitudes de l'ordre de 60% sur les paramètres de charge dérivés de la télédétection (Prata & Prata, 2012). En revanche, pour les radars, le modèle Volcanic Ash Radar Retrieval (Marzano *et al.*, 2006a) a été développé et utilise la théorie de rétrodiffusion de Mie et des approximations sur la forme des PSDs (*e.g.* loi de Weibull ou Gamma) et des particules (*e.g.* rapports d'aspects ; Marzano *et al.*, 2012 ; Vulpiani *et al.*, 2016).

L'utilisation des capteurs au sol en complément de l'échantillonnage des téphras (Walker, 1973 ; Carey & Sparks, 1986 ; Pyle, 1989) et de la télédétection par satellite offrent des informations qualitatives et quantitatives de meilleure qualité sur la source des panaches (Harris *et al.*, 2013b) mais aussi au cours de leur dispersion. Bonadonna *et al.* (2011b) ont par exemple couplé les données proximales obtenues par disdromètre radar et les informations distales extraites d'un capteur IR embarqué sur satellite pour fournir une TGSD des cendres à l'Eyjafjallajökull. Également, Corradini *et al.* (2016) ont utilisé la télédétection IR par satellite et un radar scannant en bande X (DPX4) pour traquer la dispersion d'un panache à l'Etna (*i.e.* paroxysme du 23 novembre 2013) et obtenir ses paramètres de charges internes. Tupper *et al.* (2009) ont montré l'importance du couplage des données radar, visible et par satellite pour diminuer les erreurs sur les estimations de hauteurs des panaches. Enfin Maki *et al.* (2016) ont utilisé des disdromètres pour déterminer des lois concentration en cendres vs réflectivité radar pour des panaches du Sakurajima (Japon), en comparaison de mesures simultanées de plusieurs radars travaillant à des fréquences différentes (*i.e.* en bande K_a et X).

Les capteurs de télédétection utilisés en synergie offrent la possibilité de contraindre les données de chacun et/ou d'apporter des informations complémentaires sur le terme source des panaches. Les **Chapitres III** et **IV** de ce travail de thèse s'inscrivent dans cette problématique. Un couplage innovant de radars Doppler en bande W (*i.e.* mini-BASTA et VOLDORAD 3 ; **Figure I.8**) avec un lidars et de l'échantillonnage au sol est en effet utilisé pour (i) étudier la dynamique fine et les paramètres de charge interne des panaches de cendres (Freret-Lorgeril *et al.*, *en préparation*) et (ii) apporter des contraintes sur les mesures de vitesses de chute terminales (*i.e.* un des paramètres cruciaux pour les VATDMs) et sur les données radar par caractérisation des paramètres physiques des cendres (Freret-Lorgeril *et al.*, *en révision*).

Finalement, un consensus s'est progressivement établi après la crise de l'Eyjafjallajökull en 2010 sur la nécessité d'intégrer les paramètres éruptifs issus des données de télédétection dans les modèles de dispersion (Bonadonna *et al.*, 2011a, 2015). Comme cité précédemment, à cause des erreurs associées aux lois hauteurs *vs* flux ou aux approximations sur les processus physiques opérant dans les colonnes et les nuages de cendres (*e.g.* sédimentation de particules sphériques et individuelles ; Beckett *et al.*, 2015), les paramètres d'entrée et de sortie des VATDMs sont associés à un niveau d'incertitude non négligeable. Les avancées technologiques en télédétection offrent une gamme complète de capteurs pouvant (i) mesurer la dynamique interne des panaches et de leur sédimentation, (ii) caractériser leur charge particulaire, (iii) surveiller l'activité volcanique en opérationnel et (iv) apporter en temps réel tous les paramètres sources éruptifs nécessaires à l'initialisation des modèles de colonne et de dispersion (Bonadonna *et al.*, 2011a). Le **Chapitre V** de cette thèse rentre dans cette optique avec, comme illustration, l'obtention possible des MERs en quasi temps-réel des paroxysmes de l'Etna par radar Doppler en bande L, contraints par données visible, en bande X, et IR par satellite (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018) et leur intégration dans un modèle de colonne afin de vérifier leur fiabilité (**Chapitre V**).

Chapitre II

Méthodologie

II.1 Télédétection par radar Doppler

II.1.1 Principes théoriques

Les radars Doppler sont des capteurs de télédétection active qui émettent une onde électromagnétique de longueur d'onde λ connue *via* une antenne qui concentre cette onde dans un faisceau conique. Typiquement, les radiations d'antenne radar ne sont pas isotropes. En effet, l'énergie de l'onde émise par un radar est maximale dans l'axe du faisceau, et décroît de part et d'autre de cet axe en formant un lobe *principal*. Par conséquent, l'ouverture théorique d'un faisceau radar correspond à l'angle où la puissance du signal émise P_r a diminué de moitié (*i.e.* écart angulaire à -3 dB ; **Figure II.1A**). Il est important de noter que l'anisotropie de la radiation d'une antenne engendre la présence de lobes d'énergie dits *secondaires*, radiant beaucoup moins d'énergie (émission et réception) que le lobe principal (*e.g.* Boccia *et al.*, 2010). A titre d'exemple, si un radar vise la source d'un cratère éruptif, ces lobes seront généralement responsables d'échos de sol.

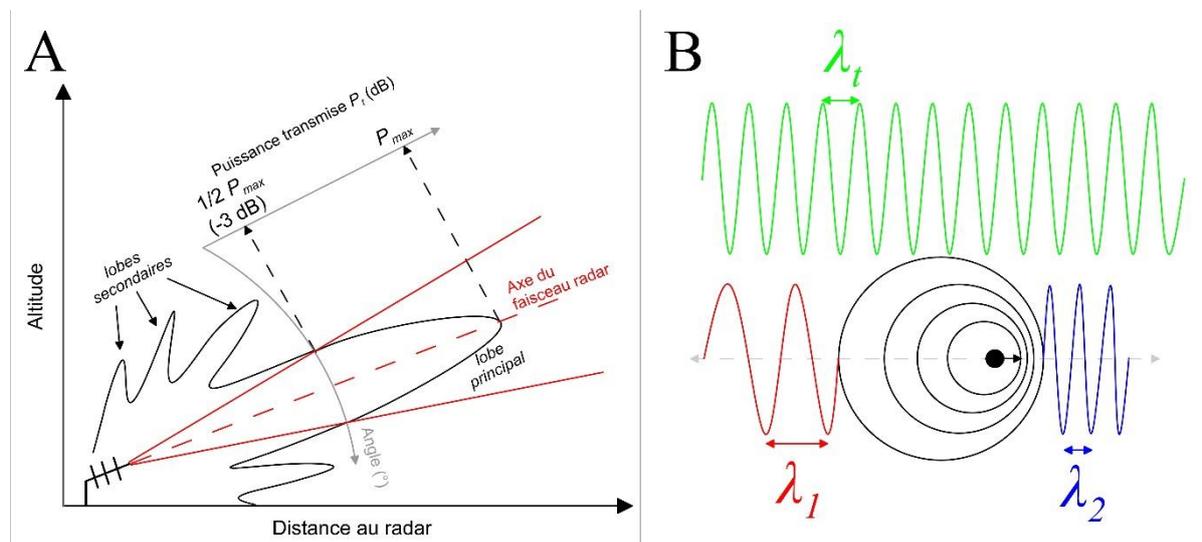


Figure II.1 : **A)** Représentation latérale schématique d'un faisceau radar (lignes pleines rouges) montrant les radiations d'une antenne radar. Dans l'axe du faisceau (tirets rouges), le lobe principal s'étend de part et d'autre de la direction d'émission/réception maximale de puissance (P_{max}) jusqu'à $1/2 P_{max}$, délimitant l'angle d'ouverture du faisceau radar à -3dB. La présence de lobes secondaires est susceptible d'engendrer des échos (notamment de sol) dans le signal radar. **B)** Représentation de l'effet Doppler. Lorsqu'une particule détectée s'éloigne ou s'approche d'un radar, la longueur d'onde du signal reçu augmente (λ_1) ou diminue (λ_2) vis à vis de la longueur de l'onde porteuse transmise (λ_t).

Lorsque des cibles traversent le faisceau, elles diffusent dans différentes directions l'énergie de l'onde électromagnétique émise par l'instrument. Une petite partie de cette énergie

est renvoyée (rétrodiffusée) vers l'antenne et l'écho peut être détectée par le radar. Les radars Doppler fournissent deux grands types de paramètres. Premièrement, la puissance rétrodiffusée P_r dépend fortement des propriétés physiques des particules (*i.e.* leurs diamètres D et leurs formes et rugosités), de leurs propriétés diélectriques et des caractéristiques du radar, notamment sa longueur d'onde. Lorsque $D \geq \lambda/4$, P_r est une fonction complexe qui varie non linéairement avec D , et est décrite par la théorie de rétrodiffusion de Mie (Mie, 1908 ; Gouhier & Donnadieu, 2008). En revanche, lorsque $D < \lambda/4$, le signal rétrodiffusé varie selon l'approximation de Rayleigh et P_r est proportionnelle à D^6 . Le deuxième grand paramètre est la composante radiale de vitesse v_r des particules selon l'axe du faisceau radar. Ce paramètre est proportionnel à la différence de fréquence entre les ondes reçues et émises par le radar.

II.1.1.2 Effet Doppler, mesures de vitesse radiale et de distance

Fondamentalement, il existe deux grands types de radars. Les premiers émettent une onde électromagnétique par pulse de durée τ (*i.e.* radar pulsé), tandis que les seconds émettent une onde en continu (CW pour "*continuous wave*"), notamment modulée en fréquence (FM-CW pour "*frequency-modulated continuous wave*").

Les radars pulsés sont capables de déterminer la distance à laquelle se trouve une cible par simple calcul du temps d'un aller-retour de l'onde renvoyée vers l'instrument. Sachant que l'onde voyage à la vitesse de la lumière (c), la résolution radiale d'un radar (*i.e.* la distance dite *ambigüe*; Sauvageot, 1992) est égale à $c\tau/2$, τ étant la durée du pulse. Aussi, la distance maximale dite *non ambigüe* est égale à $cT_r/2$, T_r étant le temps de répétition d'un pulse. Puisque les cibles sont généralement distribuées spatialement au sein d'un faisceau radar, ce dernier est décomposé en volumes sondés, ou *portes*, dont la résolution selon l'axe du faisceau est communément égale à la distance non ambigüe.

Les radars CW sont, quant à eux, capables de déterminer uniquement la vitesse radiale d'une particule en mouvement dans le faisceau par simple différence de fréquence entre l'onde émise et l'onde reçue grâce à l'effet Doppler (**Figure II.1B**). Lorsque l'onde émise est continue et modulée en fréquence, les radars sont dits 'FM-CW' et sont capables de déterminer également la distance les séparant des cibles détectées.

Un radar pulsé peut être dit Doppler lorsque le traitement du signal reçu fait intervenir la différence de phase $\varphi(t)$ entre ce signal et le signal émis. En effet, lorsqu'une particule est en mouvement dans une porte, elle est capable d'interagir avec plusieurs pulses. Le signal associé à chaque pulse en fonction du temps $S_r(t)$ peut s'écrire sous la forme suivante :

$$S_r(t) = A \cos[\omega_0 t + \varphi(t)], \quad (\text{II.1})$$

avec A l'amplitude du signal reçu, ω_0 la fréquence angulaire (pulsation), $\varphi(t)$ la phase et t le temps.

Entre deux pulses, le contenu fréquentiel ne change pas mais la phase varie proportionnellement à la vitesse de cette particule. A cause de la périodicité du signal émis, le taux de changement de $\varphi(t)$ est également périodique, de pulsation $\omega_d = 2\pi f_d = d\varphi/dt$. Sa fréquence Doppler notée f_d correspond au décalage Doppler après transformée de Fourier (Hort & Scharff, 2016). Ainsi, d'après Sauvageot (1992), la phase du signal peut s'écrire sous la forme suivante :

$$\varphi(t) = -\frac{4\pi r(t)}{\lambda}, \quad (\text{II.2})$$

$r(t)$ étant la distance de la cible détectée au temps t . Le décalage de fréquence lié à l'effet Doppler peut alors s'écrire :

$$\omega_d = 2\pi f_d = -\frac{4\pi}{\lambda} \frac{dr}{dt}, \quad (\text{II.3})$$

le rapport dr/dt correspondant à la vitesse radiale d'une particule.

Enfin, d'après l'**Equation II.3**, le lien entre la fréquence Doppler et la vitesse radiale d'une particule est défini par :

$$f_d = -\frac{2v_r}{\lambda}. \quad (\text{II.4})$$

L'**Equation II.4** indique que lorsqu'une particule se rapproche d'un radar, sa vitesse radiale est négative. Dans le cas contraire où la particule s'éloigne, sa vitesse radiale est positive.

Un traitement similaire, dans le domaine fréquentiel, est automatiquement utilisé par les radars FM-CW afin de déterminer les vitesses radiales. En effet, les radars FM-CW émettent une onde continue dont la fréquence augmente au cours du temps et décroît rapidement formant des *rampes* fréquentielles successives. Comme pour les radars pulsés, le déphasage entre le signal émis et reçu permet d'estimer les vitesses radiales. Cependant, un traitement supplémentaire (*i.e.* une transformée de Fourier) doit être appliqué au signal reçu afin d'estimer le décalage de fréquence supplémentaire lié à la distance entre une cible et le radar (Delanoë *et al.*, 2016 ; Hort & Scharff, 2016). En FM-CW, la résolution en distance est liée à la bande passante de la modulation en fréquence et la résolution en vitesse à la durée d'échantillonnage de la rampe de fréquence.

Les deux grands types de radars ont leurs avantages et inconvénients respectifs. A titre d'exemple, l'émission d'une onde en continue des radars FM-CW favorise de faibles puissance d'émission, consommation et encombrement. Dans le cas d'un radar pulsé, le pulse d'onde est émis sur une très courte durée (microseconde) à haute énergie et implique une consommation plus élevée et un encombrement plus gênant pour la transportabilité. La résolution en vitesse et en distance des FM-CW sont également indépendantes l'une de l'autre (voir Hort & Scharff, 2016 ; et **section II.1.1.3**). Cependant, la résolution en vitesse d'un radar FM-CW est généralement plus faible que celle des radars pulsés. Les radars pulsés ont généralement des vitesses maximales supérieures (plusieurs centaines de m s^{-1} pour les VOLDORADs UHF), mieux adaptées à la détection d'éjections pyroclastiques proche de leur source. Leur résolution en distance, couramment de l'ordre de la centaine de mètres (60 à 220 m dans le cas des VOLDORADs UHF ; voir **section I.1.1.4**), reste relativement faible en comparaison de celles des radars FM-CW, couramment d'une à quelques dizaines de mètres (12,5 à 100 m pour VOLDORAD 3 ; FM-CW à 95 GHz).

II.1.1.2 L'équation radar : puissance rétrodiffusée et réflectivité radar

Dans le cas de la détection d'une seule particule, P_r est simplement proportionnelle à la section rétrodiffusante de la cible notée σ (Sauvageot, 1992). Dans le cas d'un ensemble de cibles de tailles différentes, comme c'est le cas en volcanologie, on émet l'hypothèse que le faisceau radar est rempli d'un large nombre de réflecteurs présents simultanément dans un même volume, et avec une distribution homogène et aléatoire. Dans ces conditions, l'équation

radar décrivant le lien entre la puissance moyenne reçue par le radar P_r , les propriétés du radar et des cibles détectées, s'écrit sous la forme :

$$\bar{P}_r = \left(\frac{P_t \lambda^2 G_t G_r \theta_0 \phi_0 c \tau L_r}{1024 \pi^2 \ln 2} \right) L^2 \frac{\eta}{r^2}, \quad (\text{II.5})$$

P_t est la puissance émise par le radar, G_t et G_r sont les gains des antennes émettrices et réceptrices (*i.e.* radars dits bi-statiques), respectivement. A noter que lorsqu'un radar possède une seule antenne émettrice/réceptrice, l'instrument est dit monostatique et $G_t = G_r$. ϕ_0 et θ_0 sont les angles horizontaux et verticaux du faisceau à -3 dB à une distance r . L_r et L (dB km⁻¹) sont les atténuations de l'onde causées respectivement par l'épaisseur finie de la bande passante du détecteur et par l'atmosphère lors d'un aller-retour entre l'antenne et la cible rétro-diffusante. Enfin, le terme η est la réflectivité radar (m⁻¹) et ne caractérise que la cible indépendamment des caractéristiques du radar ; elle correspond à la somme des sections rétro-diffusantes des particules individuelles notée σ_i (m²) par unité de volume :

$$\eta = \frac{1}{V} \sum_v \sigma_i. \quad (\text{II.6})$$

Cette équation peut également s'écrire sous la forme :

$$\eta = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} \sigma_i(D) N(D) dD, \quad (\text{II.7})$$

avec $N(D)$ la densité numérique de particules en m⁻¹ m⁻³.

Or, dans le domaine d'approximation de Rayleigh (*i.e.* $D < \lambda/4$), la section rétro-diffusante d'une particule de diamètre donné, notée $\sigma_i(D)$, peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_i(D) = \frac{\pi^5}{\lambda^4} \left| \frac{m^2 - 1}{m^2 + 2} \right| D^6. \quad (\text{II.8})$$

Le terme normé et regroupant les indices de réfraction complexe m dans l'**Equation II.8** désigne la constante diélectrique complexe $|K|^2$ des réflecteurs :

- pour l'eau liquide $|K|_w^2 = 0,93$
- pour la glace $|K|_i^2 = 0,176$.

La constante diélectrique peut varier en fonction de la température et de la composition des particules. Les valeurs mentionnées ci-dessus pour l'eau et la glace sont indépendantes de tout changement de température (Sauvageot, 1992).

- Pour les cendres $|K|_{ash}^2 = 0,39$.

Cette valeur a été déterminée par de nombreuses études impliquant des cendres de compositions allant de 50 à 75% de SiO₂ et pour des fréquences radar entre 4 et 110 GHz (Campbell & Ulrichs, 1969 ; Adams *et al.*, 1996 ; Oguchi *et al.*, 2009 ; Rogers *et al.*, 2011). Ces études ont d'ailleurs montré que la valeur de 0,39 était une estimation raisonnable pour une large gamme de fréquences radar et compositions des téphras en SiO₂.

En combinant les **Equations II.7** et **II.8**, la réflectivité radar devient :

$$\eta = \frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D) D^6 dD. \quad (\text{II.9})$$

Le facteur de réflectivité radar Z (en mm⁶ m⁻³) est l'intégrale : $Z = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D) D^6 dD$. Il est

important de noter que cette équation n'est valable que pour des particules sphériques vérifiant l'approximation de Rayleigh. En raison des larges variations possibles des valeurs de réflectivité, Z est généralement écrit sous forme logarithmique avec Z (dBZ) = 10Log₁₀(Z(mm⁶ m⁻³)).

Ainsi, on peut écrire :

$$\eta = \left(\frac{\pi^5}{\lambda^4} |K|^2 \right) Z (m^6 . m^{-3}). \quad (\text{II.10})$$

Pour que Z soit en mm⁶ m⁻³ (avec D en mm), η en m⁻¹, et λ en m, alors il suffit de diviser le terme à droite de l'**Equation II.10** par 10¹⁸.

Finalement, en simplifiant l'**Equation II.5** et en la combinant avec l'**Equation II.10**, P_r peut s'écrire sous la forme générale :

$$P_r = C_r L^2 \frac{\pi^5}{\lambda^4 r^2} |K|^2 Z. \quad (\text{II.11})$$

Cette dernière équation démontre que la puissance du signal reçu par un radar est proportionnelle au facteur de réflectivité radar Z , l'ensemble des autres paramètres étant connu. Cependant, P_r dépend des caractéristiques techniques du capteur utilisé et ne peut donc pas servir de moyen de comparaison entre radars même s'ils mesurent les mêmes particules. C'est pourquoi on utilise généralement Z qui ne caractérise que les réflecteurs et ne dépend que de la distribution de tailles des cibles détectées, indépendamment des caractéristiques du radar.

Un aspect crucial à propos de Z est que la plupart des signaux mesurés par radars Doppler, notamment météorologiques, sont étalonnés sur la signature caractéristique de l'eau liquide. A cause de la constante diélectrique moins élevée des cendres, la réflectivité des cendres mesurée avec un radar étalonné sur de l'eau liquide apparaîtrait sous-estimée. La concentration en cendres, par rapport à des gouttes d'eau de taille similaire, serait donc sous-évaluée également. Pour cette raison, le facteur de réflectivité d'un radar météorologique calibrée avec la constante diélectrique de l'eau doit être corrigé en renormalisant sa valeur avec la constante diélectrique des cendres :

$$Z_{ash} = \frac{|K_w|^2}{|K_{ash}|^2} Z. \quad (\text{II.12})$$

En échelle logarithmique, et en tenant compte des valeurs respectives de constantes diélectriques de l'eau liquide et des cendres, on peut écrire :

$$Z_{ash}(\text{dBZ}) = Z(\text{dBZ}) + 3.77(\text{dB}) \quad (\text{II.13})$$

La suite de cette partie est consacrée à la description des deux radars principalement utilisés dans le cadre de ce travail de thèse : le prototype radar FM-CW Mini-BASTA (et son équivalent volcanologique récemment développé VOLDORAD 3) et le radar UHF VOLDORAD 2B. Les paramètres de ces radars ainsi que leurs caractéristiques principales sont évoqués dans les grandes lignes afin de présenter leurs avantages et les objectifs de leur utilisation.

II.1.1.3 Mini-BASTA : un radar bi-statique à onde millimétrique

Le radar Doppler mini-BASTA est un radar FM-CW ("*Frequency Modulated Continuous Wave*") miniaturisé à partir de son homologue BASTA développé récemment par le Laboratoire Atmosphères, Milieux, Observations Spatiales ("*Bistatic radar System for Atmospheric Studies*" ; Delanoë *et al.*, 2016). Sa longueur d'onde est de 3,2 mm (*i.e.* fréquence de 94.95 GHz ; Bande W ; voir **Chapitre I**). Ce radar a été conçu à l'origine pour détecter les nuages de glace et d'eau liquide ainsi que le brouillard et les faibles précipitations grâce à l'utilisation de 3 modes différents possédant des résolutions distinctes (*i.e.* modes 12,5 m, 25 m et 100 m ; voir **Tableau II.1**). L'avantage d'utiliser une onde continue est que la puissance de transmission nécessaire est moindre que celle des radars pulsés de sorte que l'encombrement (poids, taille) plus réduit le rend transportable et surtout moins coûteux. L'onde émise est également modulée en fréquence. En effet, comme le montre la **Figure II.2**, une onde de fréquence F est émise par une antenne en continu et modulée selon une valeur centrale notée F_0 . Ceci forme des rampes de fréquences variant entre $F_0 - \Delta F$ et $F_0 + \Delta F$. L'écho renvoyé par une cible vers le radar est simultanément mesuré en continu par l'antenne réceptrice et présente un décalage temporel avec le signal émis. La distance D entre la cible détectée et le radar correspond donc à $D = T_p \times c / 2$, avec T_p étant le décalage temporel entre le signal émis et le signal reçu.

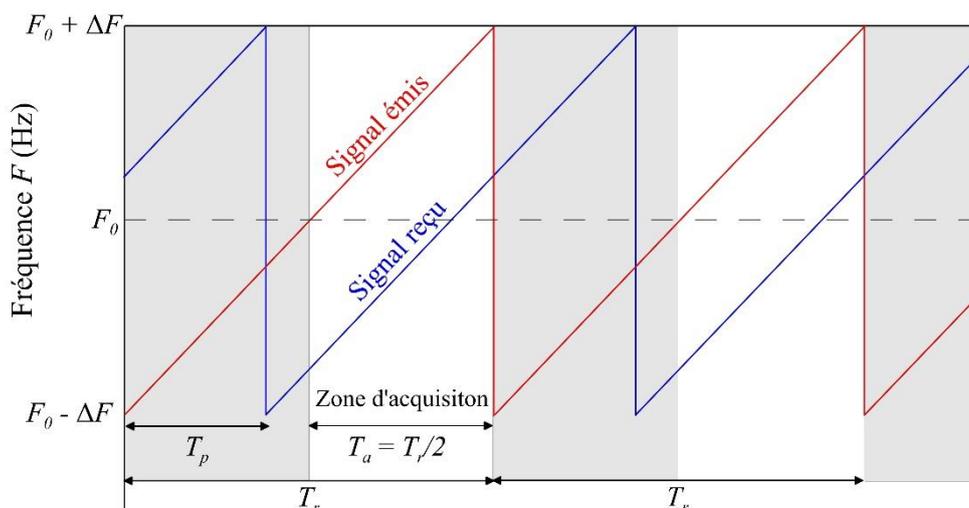


Figure II.2 : Principe d'émission FM-CW. Une onde est émise en continu (ligne rouge) et modulée sous la forme de rampes de fréquences F centrées sur une valeur centrale F_0 et variant de $\pm \Delta F$. Le signal reçu des particules détectées (ligne bleu) est décalé en temps (T_p). L'acquisition et le traitement du signal se font à un temps T_a à la moitié du temps de répétition entre deux rampes ($T_a = T_r/2$).

Dans le cas de Mini-BASTA, l'acquisition et le traitement du signal associé à chaque rampe débute au temps $T_a = T_r/2$. L'avantage de débiter à la moitié du temps de répétition est d'éviter de prendre en compte d'éventuels artéfacts induisant des discontinuités de fréquences (e.g. pouvant potentiellement augmenter le bruit de fond du signal). A partir des signaux illustrés par la **Figure II.2**, la distance non ambiguë D_a de Mini-BASTA se calcule avec l'équation suivante :

$$D_a = T_a \frac{c}{2}. \quad (\text{II.14})$$

Egalement, la vitesse non ambiguë correspondant à la vitesse maximale V_{\max} enregistrée grâce à la fréquence utilisée correspond à :

$$V_{\max} = \frac{c}{4F_0 T_r}. \quad (\text{II.15})$$

Finalement, à partir de la variation de fréquence de chaque rampe, la résolution en distance selon l'axe du faisceau est déterminée par :

$$dr = \frac{c}{2 \times 2\Delta F}. \quad (\text{II.16})$$

Les pentes de variation fréquentielle $2\Delta F$ associées aux trois modes de Mini-BASTA sont différentes, conduisant à des résolutions propres à chacun des modes (**Tableau II.1**). Le radar offre la possibilité de passer successivement d'un mode à l'autre en temps-réel. La résolution temporelle du radar avec un seul mode (par exemple 1 s) double par conséquent avec deux modes (2 s), et triple (3 s) avec trois modes. Le gain en sensibilité apporté par l'augmentation de la largeur radiale des portes est donc contrebalancé par la baisse de résolution spatiale (*i.e.* augmentation du volume sondé), et aussi temporelle si plusieurs modes sont acquis simultanément.

Tableau II.1 : Caractéristiques des différents modes de BASTA et Mini-BASTA

Mode du radar (résolution des portes)	12,5 m	25 m	100 m	symboles
Distance non ambiguë (m)	6000	12000	12000	D_a
Vitesse non ambiguë (m s^{-1})	9.87	4.935	4.935	V_{\max}
Temps de répétition des rampes (μs)	80	160	160	T_r
Temps d'analyses des rampes (μs)	40	80	80	T_a
Fréquentielle centrale et variations (MHz)	90 ± 12	90 ± 6	90 ± 1.5	$F_0 \pm \Delta F$

De la même manière que pour les radars Doppler pulsés, le signal reçu par le radar nécessite d'être traité afin d'obtenir P_r et v_r . Ce traitement est entièrement décrit dans l'étude de Delanoë *et al.* (2016).

Il existe deux méthodes de calibrage des radars. Un étalonnage *intrinsèque* nécessite de connaître toutes les variables associées aux composants internes du radar afin de calibrer la puissance et/ou la réflectivité mesurée (**Equation II.5** et **II.11**). Une telle calibration dite *intrinsèque* n'est cependant pas triviale dès lors que le budget de puissance totale, lié aux différents composants du radar, est difficile à estimer avec précision. Une méthode plus courante consiste à étalonner directement les réflectivités avec celles d'autres instruments déjà calibrés à l'aide de longues séries temporelles et d'analyses statistiques des mesures. Une autre alternative est d'utiliser des cibles de référence pour calibrer *extrinsèquement* le signal. Dans le cas de Basta et Mini-Basta, les radars ont été calibrés sur le site expérimental du SIRTA (Site Instrumental de Recherche par Télédétection Atmosphérique, en France) grâce à la détection (i) de réflecteurs métalliques et (ii) de gouttelettes d'eau liquide durant un épisode de pluie faible (Delanoë *et al.*, 2016). Connaissant la section rétro-diffusante théorique du réflecteur triédrique métallique, il est possible de calibrer la puissance brute du signal en facteur de réflectivité radar absolu (**Equations II.7-II.10**), en normalisant avec la constante diélectrique de l'eau pour les radars météorologiques. En complément, le radar fut couplé à un pluviomètre mesurant le taux

de pluie à quelques mètres de sa position. La comparaison des différentes mesures a donc permis de calibrer Z.

Un prototype radar Mini-BASTA a été utilisé lors d'une campagne de mesures au volcan Stromboli en 2015 dans l'optique de tester la faisabilité des investigations des cendres aux fréquences extrêmes et de quantifier la charge massique des panaches de cendres in situ (**Chapitre III et IV**). C'est la première fois en Volcanologie que des cendres sont étudiées à 95 GHz. Avec $\lambda=3.2$ mm, Mini-BASTA est particulièrement sensible aux cendres fines à grossières et permet donc de sonder non seulement l'intérieur des colonnes éruptives, plus chargées et avec des téphras plus grossiers, mais également des parties plus diluées du panache qui se développe plus en hauteur, le nuage (partie distale) ou de leurs retombées, et d'en estimer la charge interne en cendres moyennant quelques contraintes sur la distribution des tailles.

II.1.1.4 Les VOLDORADs

Les VOLDORADs pour VOLcano DOppler RADars sont des radars Doppler volcanologiques développés par l'Observatoire de Physique du Globe de Clermont-Ferrand (OPGC) pour mesurer les produits des éruptions volcaniques explosives. Le service d'observation VOLDORAD de l'OPGC (Resp. F. Donnadieu), intégré au sein du Service National des Observations en Volcanologie (SNOV), a pour vocation les développements instrumentaux dédiés à l'étude et au suivi des éruptions explosives, de constituer des bases de données référencées (Donnadieu *et al.*, 2015) mises à libre disposition de la communauté scientifique, et le déploiement sur le terrain en cas de crise volcanique. L'OPGC dispose de trois radars VOLDORADs UHF, adaptés de radars profileurs de vent, et depuis 2017 d'un quatrième radar scannant FM-CW à onde millimétrique pour le suivi des cendres (VOLDORAD 3). VOLDORAD 1 fut le premier prototype de radar Doppler UHF conçu exclusivement à but volcanologique et testé avec succès à l'Etna en 1998, où des mesures inédites de vitesse d'éjection ont pu être réalisées (Dubosclard *et al.*, 1999, 2004). Ce radar est maintenant installé au Mexique dans le cadre de la surveillance du volcan Popocatepetl (Donnadieu, 2012) en collaboration avec le CENAPRED et l'UNAM. La seconde version (VOLDORAD 2), plus compacte et avec des algorithmes plus performants, fut utilisée à l'Etna en 2001 (Donnadieu *et al.*, 2003, 2005 ; Gouhier, 2008 ; Donnadieu, 2012 ; Gouhier & Donnadieu, 2008, 2010, 2011), au Yasur en 2008 (Donnadieu *et al.*, 2012), à l'Arenal en 2004,

2005, 2009 (Donnadiu *et al.*, 2011 ; Valade & Donnadiu, 2011 ; Valade, 2012 ; Valade *et al.*, 2012), et à Stromboli en 2012 (Harris *et al.*, 2013b ; Chevalier & Donnadiu, 2015). VOLDORAD 2B (*i.e.* clone du VOLDORAD 2) est installé à l'Etna depuis 2009 et est intégré au réseau de surveillance de l'Institut Nationale de Géophysique et de Volcanologie de Catane INGV-CT (Donnadiu *et al.*, 2016b ; Freret-Lorgeril *et al.*, 2018). Un chapitre de ce travail de thèse étant focalisé sur les applications de ce radar, la suite de cette section développe particulièrement ses caractéristiques techniques.

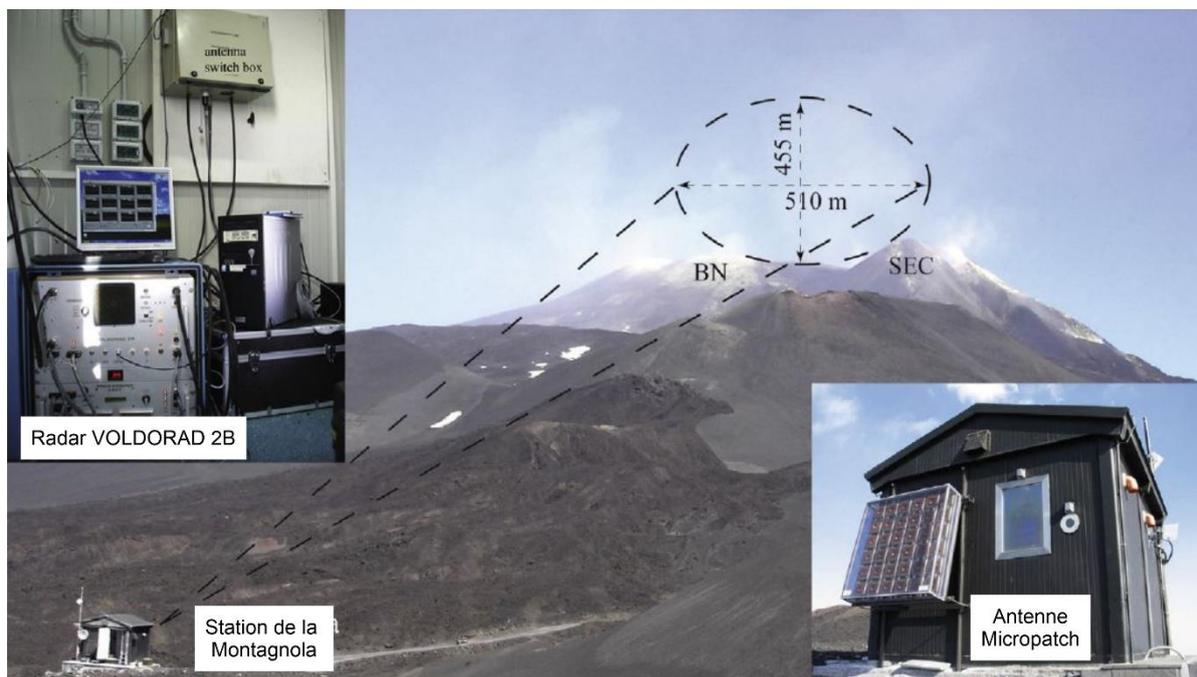


Figure II.3 : Panneau de gauche) photographie de l'unité radar de VOLDORAD 2B et de son ordinateur de contrôle dans la station de la Montagnola. Panneau central) Photographie de la station d'observation face aux cratères sommitaux de l'Etna en 2009 (SEC : Cratère Sud-Est; BN : Bocca Nuova). Les limites du faisceau radar à -3dB sont représentées par les lignes en pointillé. Panneau de droite) Photographie de l'antenne micropatch visant au-dessus de la source des cratères sommitaux. Figure modifiée d'après Donnadiu *et al.*, 2016b.

VOLDORAD 2B (UHF), comme ces prédécesseurs, est un radar portatif mono-statique, associé à une antenne dite "micropatch" (Boccia *et al.*, 2010), et positionnée à la station d'observation de l'INGV-CT de La Montagnola. Cette station est située à 2610 m (a.s.l.), à 3 km au sud des cratères sommitaux de l'Etna (**Figure II.3**). Le radar fonctionne avec une puissance de crête de 60W soit $P_t \approx 34$ W en sortie, une longueur d'onde $\lambda = 23,5$ cm correspondant à une fréquence d'émission $f_t = 1.274$ GHz (*i.e.* bande L ; voir **Chapitre I**) permettant des mesures par toutes conditions météorologiques. Sa longueur d'onde le rend particulièrement sensible et adéquat à la détection de matériaux volcaniques grossiers tels que

des lapilli, des blocs ou des bombes, abondants à proximité de la source d'émission explosive. L'angle d'ouverture du faisceau associé à l'antenne micropatch est d'environ 9° en azimut et en élévation. VOLDORAD 2B, dans sa configuration actuelle à l'Etna, émet des pulses de $1 \mu\text{s}$ (τ) toutes les $100 \mu\text{s}$ (T_r). La résolution des portes du faisceau est donc de 150 m et sa distance maximale non ambiguë atteint pratiquement 15 km.

Durant les $100 \mu\text{s}$ d'écoute (T_r), le signal radar est traité en temps réel le long de 11 portes couvrant un champ de 1650 m au-dessus des cratères, allant de 3135 m à 4785 m dans l'axe du faisceau (**Chapitre V**). Depuis décembre 2013, deux portes supplémentaires ont été rajoutées à partir de 2835 m du radar. Au-dessus des cratères, les résolutions verticale et horizontale des portes sont de l'ordre de 455 et 510 m, respectivement (**Figure II.3**). Les caractéristiques techniques de VOLDORAD 2B sont regroupées dans le **tableau II.1** et plus de détails sont disponibles dans Donnadiu *et al.* (2016b).

Tableau II.1 : Caractéristiques techniques principales de VOLDORAD 2B

Paramètres	symboles	Valeurs
Fréquence transmise (GHz)	f_t	1.274
Longueur d'onde (m)	λ	0.23
Puissance transmise (W)	P_t	34
Durée d'un pulse (s)	τ	1×10^6
Temps de répétition (s)	T_r	100×10^6
Résolution des portes (m)	$c \tau/2 = dr$	150
Nombre de portes		13
Distance d'observation (m)	L	2835 - 4735
Résolution en vitesse (m s^{-1})		3.1
Vitesse non ambiguë maximale (m s^{-1})		98,1
Temps d'échantillonnage (s)	dt	0,22
Nombre de cohérentes	N_c	6
Nombre d'incohérentes	N_{inc}	3

Toute l'information spectrale est calculée en temps-réel par transformée de Fourier à partir du signal acquis par VOLDORAD 2B (toutes les 0.23 s) et les paramètres de puissance (P_r) et vitesse radiale (v_r) sont enregistrés dans des fichiers chaque minute sous forme de spectres Doppler pour chaque porte du faisceau (**Figure II.4**).

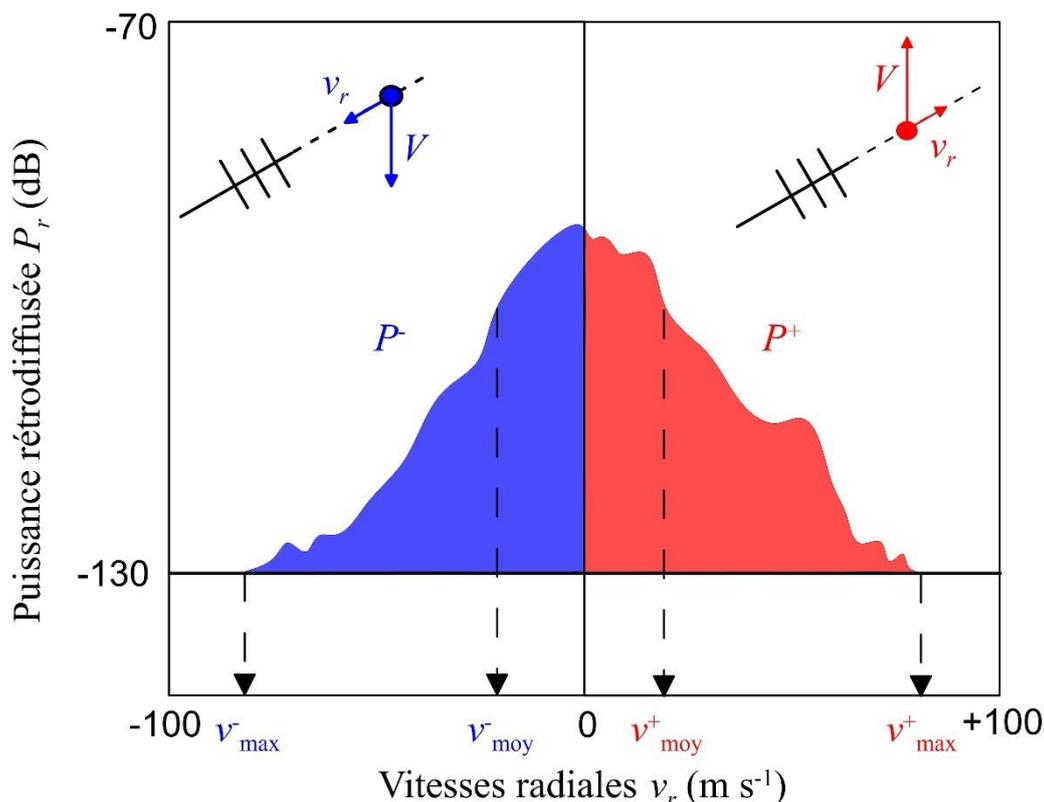


Figure II.4 : Représentation schématique d'un spectre Doppler lors d'une éruption. La puissance reçue (P_r) varie en fonction de la vitesse radiale v_r des particules s'approchant (P^-) et s'éloignant (P^+) du radar. Les spectres sont utilisés pour déterminer les vitesses radiales moyennes et maximales v_{moy} et v_{max} de l'ensemble des cibles détectées. Pour chaque partie du spectre est schématisée en insert la composante horizontale de vitesse correspondant à l'éjection (rouge) ou la chute (bleue) des téphras.

Ces spectres représentent la densité spectrale de puissance, *i.e.* la distribution des puissances rétrodiffusées en fonction des 64 classes de vitesses Doppler (31 négatives, 1 nulle, 32 positives). Dans le cas de VOLDORAD 2B, un spectre Doppler est obtenu à partir de l'intégration dite "*cohérente*" dans le domaine temporel d'un nombre N_c d'échos reçus par le radar au cours du temps. Ce nombre fixe la vitesse radiale maximale non ambiguë (*i.e.* mesurable par le radar sans repliement) :

$$V_{max} = \frac{\lambda}{4N_c T_r} \quad (\text{II.17})$$

Avec $N_c = 6$, la vitesse radiale maximale de 98.1 m s^{-1} s'avère suffisante d'après l'expérience des paroxysmes passés et de l'angle de visée ($14,9^\circ$). En considérant le nombre de raies de vitesses positives et/ou négatives ($n = 31$ et 32 , respectivement), la résolution en vitesse (*i.e.* l'espacement des classes de vitesse) est d'environ 3.1 m s^{-1} .

Les paramètres radar de puissance et vitesse (maximum, moyenne) peuvent ensuite être calculés à partir des parties négative (particules avec une composante de mouvement vers le radar) et positive (particules s'éloignant) du spectre, ou pour sa totalité. De ce fait, les vitesses radiales maximales, *i.e.* v_{\max}^+ et v_{\max}^- , et les vitesses moyennes, *i.e.* v_{moy}^+ et v_{moy}^- , sont déterminées. Connaissant l'angle de visée du faisceau ($14,9^\circ$ vers le haut), et sous l'hypothèse de trajectoires particulières essentiellement verticales, les vitesses d'éjection de téphras et leurs vitesses de chute, peuvent être calculées à partir des composantes radiales de vitesses (**Figure II.4**; voir **Chapitre V**). Finalement, le calcul des puissances associées aux cibles s'approchant et s'éloignant du radar à l'intérieur de chaque porte, respectivement notées P^- et P^+ , se fait respectivement par l'intégration des P_r pour chaque raie de vitesse entre $[v_{\max}^- \text{ et } v_r = 0]$ et $[v_r = 0 \text{ et } v_{\max}^+]$.

Grâce à sa haute résolution temporelle, sa capacité à détecter les téphras en toutes conditions météorologiques, VOLDORAD 2B peut permettre de quantifier en temps réel plusieurs paramètres éruptifs clés à proximité de la source des éruptions explosives sommitales de l'Etna. Ce radar et ses applications scientifiques et opérationnelles à l'Etna sont au cœur du **Chapitre V**.

Finalement, VOLDORAD 3 est le dernier radar de l'OPGC spécifiquement développé pour l'étude des panaches de cendres sur la base des radars BASTA et Mini-BASTA (95 GHz), en collaboration avec le LATMOS qui les a conçus. Sensible aux cendres de par sa longueur d'onde (3.2 mm), il est muni d'un positionneur lui offrant la possibilité de scanner en trois dimensions l'intérieur des panaches et des nuages de cendres. Ce radar est le premier instrument transportable de ce type principalement dédié à la volcanologie. Une campagne de validation des mesures a d'ailleurs été menée en mai-juin 2018 au volcan Sabancaya au Pérou (collaboration avec l'OVI INGEMMET et l'Université de Colombie Britannique, Vancouver, Canada) où un large éventail de configurations a pu être testé sur un grand nombre de panaches (Donnadieu *et al.*, 2018).

II.2 Mesures et caractérisation des retombées de cendres

II.2.1 Mesures par disdromètre optique : exemple du Parsivel² (OTT)

Le facteur de réflectivité fourni par les radars Doppler est un paramètre crucial étant donné qu'il renseigne sur la quantité de téphras contenue dans les panaches volcaniques. Cependant, l'avantage qu'ont les radars à pouvoir sonder l'intérieur des colonnes peut s'avérer limité dès lors qu'aucune information sur la distribution de taille des téphras (PSD) n'est disponible en temps réel. À la manière des campagnes météorologiques, l'utilisation de radars de suivi des téphras peut être couplée avec celle de disdromètres. Dans ce but, nous avons testé l'application d'un disdromètre météorologique optique Parsivel² développé par OTT (**Figure II.5A**) pour échantillonner les chutes de cendres associées à l'émission de panaches faibles lors de la campagne de mesures à Stromboli.

Le principe du Parsivel² est simple : un émetteur (*i.e.* une diode) envoie un laser ($\lambda = 780 \text{ nm}$) d'une surface de 54 cm^2 et d'une hauteur de 1 mm vers un récepteur qui convertit le signal lumineux en tension électrique (**Figure II.5B**). Le passage d'une ou plusieurs particules au travers du laser provoque une extinction partielle qui est mesurée par le récepteur. Ce dernier convertit et traite en temps réel le signal lumineux en tension, permettant ainsi de mesurer l'amplitude de l'extinction ainsi que sa durée (**Figure II.C**). L'amplitude permet d'estimer le diamètre de la particule en chute et la durée de passage détermine sa vitesse de chute (**Figure II.C**). À la base, le Parsivel était conçu pour détecter des flocons de neige dont la durée de passage dans le faisceau ne descendait pas en dessous de 2 ms (Löffler-Mang & Joss, 2000). L'amplitude d'extinction du faisceau associée à des particules chutant plus rapidement (*e.g.* des gouttes de pluies, de la grêle ou des cendres) a été calibrée par Löffler-Mang & Joss (2000). Ces auteurs ont donc fait chuter des particules de diamètres connus en laboratoire pour calibrer les mesures faites par disdromètre.

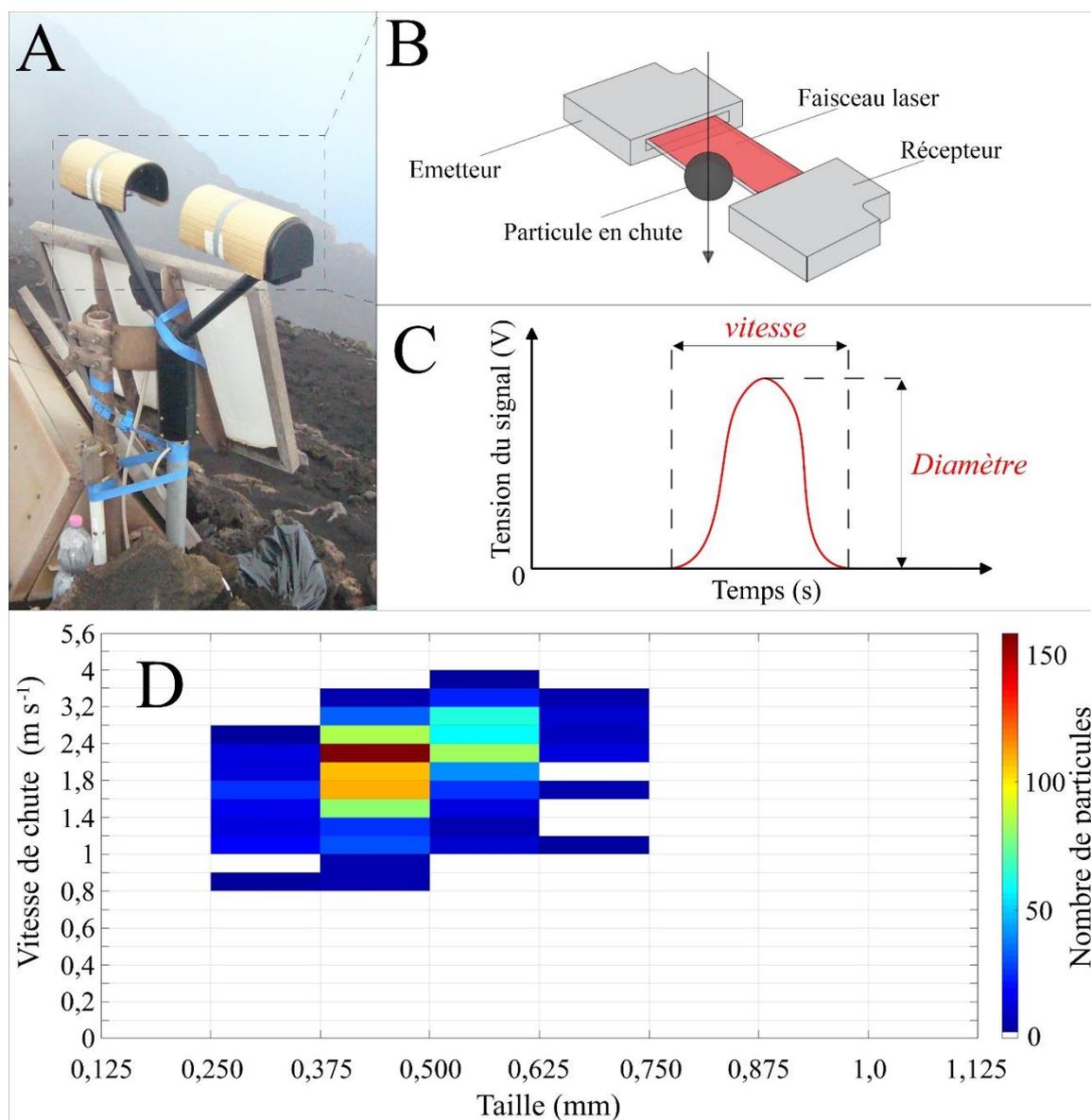


Figure II.5 : **A)** Photographie d'un Parsivel² localisé à Stromboli durant la campagne de mesure en 2015 où les capteurs sont protégés par des cartons (Photo : Thierry Latchimy). **B)** Représentation schématique d'une particule chutant au travers du faisceau laser du disdromètre. **C)** Tension du signal du disdromètre traitée en fonction du temps. La courbe rouge correspond au passage d'une particule au sein du faisceau : sa durée et son amplitude permettent d'estimer la vitesse de chute v_i et le diamètre D_i de cette particule. **D)** Nombres de particules (échelle de couleurs) en fonction de leurs tailles et de leurs vitesses de chute mesurées par le Parsivel² à Stromboli le 3 Octobre 2015 entre 14:05:02 et 14:07:12 (TU).

Ainsi, le Parsivel² classe les particules qui chutent dans 32 intervalles de tailles et de vitesses prédéfinis, définissant les résolutions variables en vitesse et en taille (voir **Annexe A**). Les vitesses minimales et maximales mesurables vont de 0 à 22.4 $m s^{-1}$ avec des résolutions décroissantes de $\pm 0,05$ à $\pm 1,6 m s^{-1}$. Le disdromètre peut distinguer des tailles de retombées

allant de 0.250 mm à 26 mm avec des résolutions décroissante de $\pm 0,063$ à $\pm 1,5$ mm. Les données du disdromètre se présente sous la forme de graphiques du nombre de particules détecté en fonction de leur taille et de leur vitesse de chute (**Figure II.5D**). Ce capteur est donc parfaitement dédié à la détection de cendre grossières et de lapilli fins. Il est important de noter que les deux premières classes de tailles (0- 0,125 et 0,125-0.250 mm) définies par OTT, ne sont pas utilisées et fixent une limite inférieure de détection du Parsivel² à 0.250 mm (voir **Figure II.5D**).

En plus de ces paramètres, le disdromètre calcule la densité numérique de particules par classe de taille $N(D)$ ($\text{m}^{-3} \text{m}^{-1}$) au cours du temps grâce à l'équation suivante :

$$N(D) = \frac{n}{v(D)S\Delta t dD}, \quad (\text{II.18})$$

avec n , le nombre de particules détectées dans la classe de taille considérée pendant la durée d'acquisition Δt (=10 s), de vitesse $v(D)$ et de diamètre compris dans l'intervalle dD (résolution de la classe de diamètre). S est la surface du faisceau laser égale à 0.0054 m^2 ($18 \times 30 \text{ cm}$).

Par définition, le nombre total de particules par unité de volume traversant le faisceau laser pendant un temps d'acquisition s'écrit :

$$N_t = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D)dD. \quad (\text{II.19})$$

D'après l'**Equation II.18**, on peut écrire :

$$N_t = \frac{n}{v(D)S\Delta t}. \quad (\text{II.20})$$

Or, en approximant à des particules sphériques, on peut définir la masse M (kg) de particules détectées à chaque pas de temps comme :

$$M = n \frac{\pi \rho_{ash}}{6} D^3, \quad (\text{II.21})$$

avec ρ_{ash} la densité des cendres.

A partir de cette dernière équation, M devient :

$$M = \frac{\pi}{6} D^3 N_i \rho_{ash} v(D) S \Delta t \quad (\text{II.22})$$

Par conséquent, les mesures par disdromètre permettent de fournir la masse totale M_{tot} (kg) des cendres détectées avec :

$$M_{tot} = \frac{\pi \rho_{ash}}{6} S \Delta t \int_{D_{min}}^{D_{max}} N(D) D^3 dD v(D). \quad (\text{II.23})$$

A partir de cette équation, le flux de sédimentation F_S ($\text{kg m}^2 \text{s}^{-1}$) peut se calculer avec :

$$F_S = \frac{M_{tot}}{S \Delta t} = \frac{\pi \rho_{ash}}{6} \int_{D_{min}}^{D_{max}} N(D) D^3 dD v(D). \quad (\text{II.24})$$

Finalement, une concentration de cendres C_{ash} (kg m^{-3}) en fonction du temps peut être déterminée avec l'équation suivante :

$$C_{ash} = \frac{M_{tot}}{S v(D) \Delta t} = \frac{\pi \rho_{ash}}{6} \int_{D_{min}}^{D_{max}} N(D) D^3 dD. \quad (\text{II.25})$$

Ainsi, l'utilisation du disdromètre sur le terrain permet de fournir des informations quantitatives sur la sédimentation issue des panaches de cendres avec une résolution temporelle relativement fine, *i.e.* $\Delta t = 10$ s. Puisque l'appareil mesure la taille et le nombre des particules qui chutent, il permet alors d'obtenir directement un facteur de réflectivité radar Z_{ash} . En émettant l'hypothèse que le disdromètre observe une distribution de taille de cendres au sol équivalente à celle observée dans les airs par Mini-BASTA, alors les Z_{ash} dérivés du Parsivel², associés aux concentrations calculées (**Equation II.25**), peuvent être confrontés aux Z du radar. Cette comparaison permet d'estimer les concentrations de cendres à partir des données mesurées *in situ* dans les panaches ou les retombées par le Mini-BASTA. Ce sujet est évoqué dans le **Chapitre IV**.

Enfin, les vitesses de chute des cendres fournies par le disdromètre sont une autre information essentielle. Comme mentionné dans le **Chapitre I**, la vitesse de chute terminale

des cendres est un paramètre clé pour modéliser la perte de masse des panaches lors de leur dispersion *via* l'utilisation des VATDMs (Bonadonna & Phillips, 2003 ; Pfeiffer, *et al.*, 2005 ; Costa *et al.*, 2006, 2009 ; Folch, 2012). Des échantillons de retombées ont été prélevés au sol à côté de la position du disdromètre afin de caractériser leur forme, leur densité, et leur taille pour modéliser les valeurs individuelles de vitesse de chute terminale (voir **Chapitre III** et **IV**), les comparer avec les mesures du disdromètre, et s'assurer que les cendres détectées tombaient bel et bien à leur vitesse terminale sur le terrain.

II.2.2 Détermination des paramètres physiques des cendres

II.2.2.1 Distribution de tailles des cendres par tamisage manuel

En complément de l'utilisation du disdromètre sur le terrain, des échantillons de retombées ont été prélevés dans le but de déterminer leur PSDs. Il est important de noter que les cendres proviennent de zones proximales de sédimentation et ne correspondent donc pas à des TGSDs, les particules fines distales, bien qu'en abondance limitée à Stromboli, n'étant pas représentées. En revanche, la proximité entre la zone d'échantillonnage et le disdromètre permet de vérifier les mesures faites par ce dernier sur les cendres. Dans ce travail de thèse, six échantillons principaux de cendres de Stromboli ont été analysés. Une des manières les plus simples d'obtenir une PSD est de séparer des populations de tailles de grain par le biais d'un tamisage manuel. Cette méthode est peu coûteuse et rapide à mettre en œuvre.

Un tamis est composé d'une maille quadrillée métallique dont la taille (*i.e.* le côté de chaque espace de la maille) est censée déterminer la taille minimale des grains restant au sein du tamis. Les mailles des tamis sont classées selon une gamme de taille en échelle Φ . Cette échelle détermine le diamètre minimal d'une population avec $D = 2^{-\Phi}$. Ces gammes ainsi que leur Φ correspondant sont indiqués dans le **Tableau II.2**. Les tamis utilisés lors de cette thèse permettent de séparer des fractions granulométriques de cendres tous les $1/2 \Phi$ et $1/4 \Phi$.

Tableau II.2 : Gammes de tailles des particules tamisées selon l'échelle Φ .

$1/2 \Phi$	Gamme de taille (μm)	$1/4 \Phi$	Gamme de taille (μm)
-1	2000-2800	-1,25	2380-2800
		-1	2000-2380
-0.5	1400-2000	-0,75	1680-2000
		-0,5	1400-1680
0	1000-1400	-0,25	1180-1400
		0	1000-1180
0.5	710-1000	0,25	850-1000
		0,5	710-850
1	500-710	0,75	600-710
		1	500-600
1.5	355-500	1,25	425-500
		1,5	355-425
2	250-355	1,75	300-355
		2	250-300
2.5	180-250	2,25	212-250
		2,5	180-212
3	125-180	2,75	150-180
		3	125-150
3.5	90-125	3,25	112-125
		3,5	90-112
4	63-90	3,75	75-90
		4	63-75

Pour tamiser un échantillon, les cendres sont versées dans une colonne composée de différents tamis dont la maille augmente avec la hauteur de la colonne. Le tamisage manuel peut se faire également tamis par tamis pour s'assurer que les grains retenus dans chacun d'entre eux sont bien triés, et que plus aucune particule ne passe par la maille inférieure. Ensuite, chaque fraction granulométrique est pesée avec une microbalance dont la précision est de l'ordre 10^{-4} g. Une telle précision est nécessaire lorsque les quantités d'échantillons prélevées sur le terrain sont faibles, ce qui est le cas à Stromboli (*i.e.* masses totales d'échantillons comprises entre 0,0607 et 25,2298 g). Finalement, connaissant la masse totale de chaque échantillon avant le tamisage, il est facile d'obtenir le pourcentage de masse de chaque fraction granulométrique. Ceci mène à une estimation rapide de la PSD en masse de tous les échantillons de cendres.

A cause des larges écarts de taille de grain au $1/2 \Phi$, les PSDs en masse obtenues par tamisage sont très faiblement résolues (*i.e.* écarts allant de 27 μm à 800 μm pour les fractions entre 4 Φ et -1 Φ , respectivement). C'est pourquoi un second tamisage au $1/4 \Phi$ a été opéré sur chacun des échantillons pour réduire les gammes de distribution au sein de chaque fraction granulométrique.

II.2.2.2 Mesure de densité par pycnométrie à eau

La densité des cendres est un paramètre physique intervenant dans la plupart des modèles empiriques de vitesse terminale de chute. Par conséquent, dans le but de comparer les résultats issus de tels modèles avec les mesures faites par disdromètre, les densités de chaque fraction granulométrique de cendres échantillonnées au sol mais également au disdromètre ont été déterminées par pycnométrie à eau. En complément, ces densités servent à estimer les paramètres massiques des retombées observées au disdromètre grâce aux **Equations II.23 à II.25**.

Le principe de la pycnométrie à eau est basé sur la poussée d'Archimède. Une population de cendres de masse m_i est introduite dans un volume d'eau connu. La simple différence de masse entre l'échantillon et l'eau permet de déterminer sa densité moyenne notée ρ_i . Dans le cas de particules comprises entre 4 et -1Φ , la tension de surface de l'eau est considérée comme suffisamment forte pour l'empêcher de pénétrer à l'intérieur des aspérités que peuvent présenter les cendres (*e.g.* liées à leur porosité). Pour que cette hypothèse soit vérifiée, il faut que les particules soient séchées dans une étuve avant d'être incorporées dans l'eau (Eychenne, 2012 ; Eychenne & Le Penec, 2012). Ainsi, les densités obtenues correspondent à la densité dite "*d'enveloppe*" des particules qui représente la masse des particules divisée par leur volume dit "*solide*" et le volume lié à leur porosité.

Protocole expérimental :

Pour commencer, le pycnomètre est un flacon en verre borosilicate avec un bouchon goulot. Ce bouchon présente une jauge qui renseigne sur un volume précis du pycnomètre. Avant chaque utilisation, le pycnomètre doit être nettoyé précautionneusement puis séché afin d'éviter toute dérive de sa masse liée à la présence de particules étrangères (*e.g.* poussières, matières grasses, etc.). Les différentes étapes du protocole de mesures sont schématisées dans la **Figure II.6**.

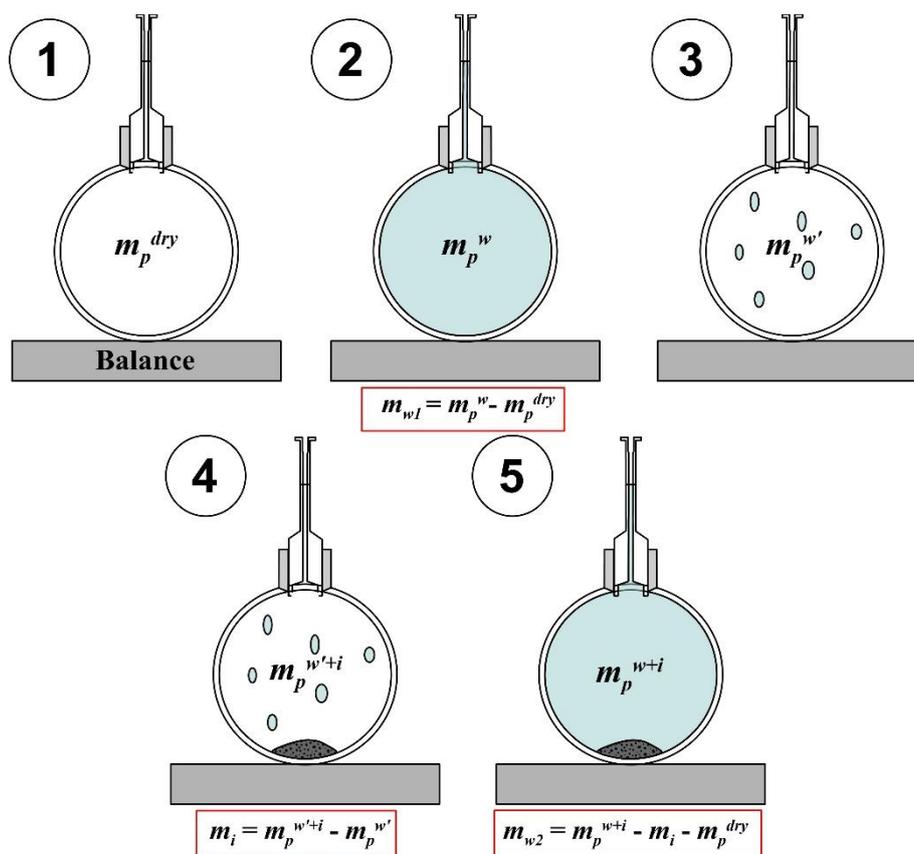


Figure II.6 : Etapes de mesures des différentes masses nécessaires au calcul d'une densité de cendres par pycnométrie à eau (cf. texte).

La masse du pycnomètre à vide et sec m_p^{dry} est mesurée dans un premier temps (étape 1 dans la **Figure II.6**). Cette masse est mesurée avant chaque analyse d'un nouvel échantillon afin de s'assurer que la balance ne subit aucune dérive. La deuxième étape consiste à remplir le pycnomètre avec de l'eau dégazée. Cette eau est utilisée car sa densité est considérée comme étant égale à 1000 kg m^{-3} . Lorsque l'on rebouche le pycnomètre, le liquide remonte dans le bouchon et dépasse la jauge de référence. Le surplus est donc enlevé à l'aide d'une seringue. La masse du pycnomètre rempli d'eau m_p^w est mesurée. Une nouvelle fois, cette masse est mesurée pour vérifier l'absence de dérive de la balance. A partir des deux premières masses, la masse d'eau m_{w1} peut être calculée avec l'équation suivante :

$$m_{w1} = m_p^w - m_p^{dry} . \quad (\text{II.26})$$

La troisième étape consiste à vider le pycnomètre et à mesurer une nouvelle fois sa masse à cause de l'humidité restante (*i.e.* présence de gouttelettes d'eau). Cette masse est notée $m_p^{w'}$. La fraction granulométrique d'intérêt est ensuite insérée dans le pycnomètre. La masse de la

fraction i de l'échantillon notée m_i est calculée (Etape 4 dans la **Figure II.6**) en faisant la différence entre la masse du pycnomètre humide ($m_p^{w'+i}$) et celle contenant l'échantillon ($m_p^{w'}$):

$$m_i = m_p^{w'+i} - m_p^{w'}. \quad (\text{II.27})$$

La dernière étape consiste à répéter l'étape 2 en ajoutant de l'eau dégazée dans le pycnomètre contenant m_i . La masse d'eau qu'il faut pour remplir le pycnomètre, notée m_{w2} , correspond à :

$$m_{w2} = m_p^{w+i} - m_p^{dry} - m_i. \quad (\text{II.28})$$

Finalement, la densité de l'échantillon de cendres insérée dans le pycnomètre peut se calculer grâce au rapport suivant :

$$\rho_i = \frac{m_i}{m_{w1} - m_{w2}} \times 1000, \quad (\text{II.29})$$

ρ_i étant la densité moyenne en kg m^{-3} de la fraction de cendres i .

Afin de quantifier les possibles variations de densité pour un même échantillon, causées par des raisons intrinsèques et extrinsèques à la méthode de mesure (*e.g.* propreté de l'analyse, dérive de la balance, présence de poussières dans l'environnement de travail, etc.), les mesures de densité ont été répétées deux à trois fois pour chaque fraction granulométrique.

II.2.2.3 Paramètres morphologiques des cendres par Morphologi G3

Instrument et principe de mesure :

Le Morphologi G3 (noté G3 par la suite) est un analyseur optique développé par Malvern. Son avantage est qu'il permet d'imager la taille et la forme d'un grand nombre de particules individuelles (*i.e.* allant d'une dizaine à quelques centaines de milliers) pour des temps d'analyses de 10 minutes à plusieurs heures. La machine est reliée à un ordinateur sur lequel un logiciel permet de fixer les paramètres du protocole de mesure du G3 et d'effectuer un prétraitement des données. Le but d'utiliser un tel instrument est, d'une part, de connaître les PSDs individuelles à haute résolution de chaque fraction granulométrique obtenue par tamisage manuel et, d'autre part, de renseigner sur les formes des cendres.

L'instrument est composé de trois grandes unités (**Figure II.7A**) :

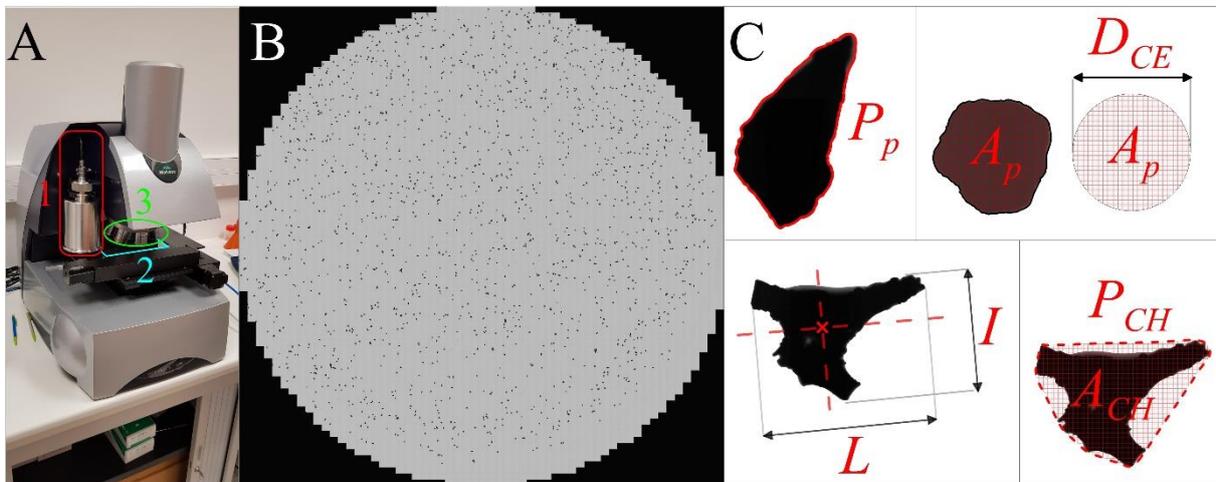


Figure II.7 : A) Photographie du Morphologi G3™. L'échantillon est installé dans une cartouche et dispersé au sein d'une chambre en cloche (1) sur une plaque de verre (2). Suivant les configurations de l'analyse, six objectifs différents peuvent être utilisés (3). B) Exemple d'une vue synoptique d'un échantillon dispersé (fraction de cendres entre 150-180 μm , i.e. 2.75 Φ). C) Représentation des grandes longueurs caractéristiques des cendres utilisées dans le cadre de cette thèse.

1) L'unité de dispersion de l'échantillon (SDU) contient une cartouche dans laquelle est déposé l'échantillon de cendres. A cause du trop grand nombre de particules présentes dans une fraction granulométrique, seul un volume connu d'échantillon est prélevé grâce à des cuillères de volumes standardisés. Du fait des distributions granulométriques de chaque fraction liées aux gammes des tamis, l'échantillon doit être homogénéisé dans un pilulier avant d'en prélever une partie. En effet, chaque analyse au G3 se fait sous l'hypothèse que la population imagée est représentative de la fraction granulométrique globale. Une fois la cartouche vissée, une impulsion d'air vient disperser l'échantillon à l'intérieur d'une cloche (i.e. la chambre d'échantillon). L'opérateur définit le temps de l'impulsion, sa pression, et le temps de repos afin que la dispersion soit la plus efficace possible. Un exemple de dispersion d'un échantillon de cendres est illustré par la **Figure II.7B**.

2) Grâce à la cloche, toutes les particules présentes dans la cartouche sont dispersées de manière circulaire sur une plaque de verre de 180 \times 110 mm. Cette plaque est montée sur un ensemble de platines motorisées ayant la capacité de faire varier la position de l'échantillon dispersé selon des axes X, Y et Z. Une source lumineuse vient ensuite éclairer les particules par le bas (i.e. une illumination *diascopique*).

3) La dernière unité est composée d'un ensemble de six optiques (*i.e.* $\times 1$, $\times 2.5$, $\times 5$, $\times 10$, $\times 20$ et $\times 50$) reliés à une caméra digitale d'une résolution de 5 Megapixels. Les tailles des cendres de Stromboli étant principalement situées entre 10 et 2000 μm , la plupart des analyses faites durant ce travail de thèse ont été opérées avec l'optique $\times 5$ (Leibrandt & Le Pennec, 2015). Les images obtenues avec cette optique ont une résolution d'environ 3,3 $\text{pixel}/\mu\text{m}^2$ (Eychenne, 2012). Avant de lancer l'analyse, l'opérateur a le choix de configurer une procédure d'opération standard (SOP) avec laquelle il peut fixer tous les paramètres optiques (*e.g.* l'aire de scan, le nombre d'objectifs et leur focus, etc.). Le focus est généralement fait sur le centre de la gamme de taille analysée. Lors d'une analyse, la zone fixée par l'opérateur est entièrement scannée et une photo est prise entre chaque mouvement des platines. Dans le cas d'échantillons hétérogènes ayant des gammes de tailles dispersées (*e.g.* échantillons non tamisés), l'opérateur peut choisir d'utiliser plusieurs objectifs consécutifs ainsi que différents focus à chaque prise d'image. Cette contrainte est évitée par le tamisage préalable des cendres au $1/4 \Phi$, rendant les gammes de tailles suffisamment étroites. Le logiciel de traitement d'images dispose d'un algorithme de réassemblage des particules potentiellement coupées entre deux prises d'images. Enfin, l'illumination diascopique permet à la caméra d'observer la projection en deux-dimensions de chaque particule. A la fin de l'analyse, le logiciel compile toutes les images de l'aire de scan en un fichier et une image (**Figure II.7B**) servant au post-traitement des données.

Le post-traitement des données consiste principalement en un tri des particules (i) mal recomposées, (ii) floues, ou encore (iii) mal dispersées, et formant des ensembles comptant pour une seule particule du point de vue du logiciel. Après avoir trié à l'œil les particules, toutes les informations morphologiques relatives à chacune d'elles sont regroupées sous la forme de tableaux de données. En complément, il est possible d'exporter les images pixélisées de chaque cendre afin d'effectuer des traitements d'images complémentaires à celui du logiciel.

Longueurs caractéristiques des particules :

Chaque particule est représentée par une image pixélisée. Un seuillage automatique, fait par le logiciel du G3 ou manuellement par l'opérateur, permet de discriminer le fond de l'image en blanc et la particule opaque en noir. A partir de ces images, les paramètres morphologiques et les tailles des cendres sont automatiquement calculés à partir de leurs longueurs caractéristiques (**Figure II.7C**).

Tout d'abord, l'aire en pixel A_p et le périmètre P_p sont définis grâce aux images. L'aire permet de calculer le diamètre équivalent circulaire (D_{CE}) correspondant au diamètre d'un cercle d'aire équivalente à A_p . Ensuite, le logiciel calcule les aires A_{CH} et périmètres P_{CH} des enveloppes convexes ("*convex hull*") des particules. Ces termes correspondent aux valeurs associées à un polygone convexe contenant tous les pixels d'une particule. L'axe majeur d'une particule correspond à sa longueur maximale passant par son barycentre. L'axe mineur est perpendiculaire à l'axe majeur et passe également par le barycentre de la particule. Finalement, ces deux dernières mesures permettent d'identifier les longueurs L et les axes intermédiaires I des particules, l'axe le plus court étant supposé normal au plan d'analyse optique. L et I correspondent aux plus grandes distances entre deux points de P_p formant une droite parallèle à l'axe majeur et à l'axe mineur, respectivement.

Toutes les longueurs caractéristiques évoquées précédemment sont la base du calcul des principaux paramètres de forme présents dans la littérature. Que ce soit pour (i) modéliser les vitesses de chute terminales, (ii) distinguer différents style éruptifs à partir de dépôts de retombées ou (iii) contraindre les données de capteurs de télédétection, les paramètres de formes des cendres sont importants à quantifier. Une attention particulière est portée à l'utilisation de ces paramètres dans le **Chapitre IV**.

Chapitre III

**Dynamique des panaches volcaniques
faibles et de leurs retombées mesurées par
disdromètre optique et télédétection radar**

III.1 Introduction

Comme mis en évidence dans les chapitres précédents, deux des objectifs majeurs de la volcanologie actuelle sont (i) la quantification des paramètres sources éruptifs des panaches de cendres, même d'intensité modérée, mais également (ii) de contraindre les processus dynamiques lors de leur dispersion et de leurs retombées en fonction du temps. Outre l'utilisation de modèles numériques et analogiques pour décrire le comportement des panaches et leur sédimentation, les mesures faites par télédétection ont largement montré leurs capacités à fournir des paramètres quantitatifs clés, à des échelles spatio-temporelles variées, pour contraindre la dynamique et la charge des panaches de cendres. Par exemple, la télédétection infrarouge par satellite permet d'obtenir des hauteurs, des masses et des concentrations de cendres fines (*i.e.* < 20-25 μm) des nuages dispersés dans l'atmosphère (Wen & Rose, 1994 ; Prata & Grant, 2001 ; Prata, 2009 ; Clarisse & Prata, 2016 ; Corradini *et al.*, 2016 ; et références associées). La télédétection radar, quant à elle, permet de sonder l'intérieur des colonnes éruptives, proche de leurs sources mais aussi leurs retombées proximales. Contrairement aux capteurs embarqués sur satellite, les radars Doppler, en fonction de leur longueur d'onde de travail, permettent de renseigner sur les quantités et les tailles des téphras détectés (Marzano *et al.*, 2006a, 2006b ; Gouhier & Donnadieu, 2008 ; Marzano *et al.*, 2012) et sur leurs vitesses d'ascension ou de chute (Montopoli *et al.*, 2016) avec des résolutions spatio-temporelles fines.

L'objectif de ce chapitre s'inscrit dans la problématique associée à l'estimation de la charge particulaire des panaches et aux fréquentes observations de rideaux, de fingers et de mammatus sous les panaches de cendres concentrés, attestant de processus de retombées intermittents et peu contraints dans la nature (Durant *et al.*, 2009 ; Carazzo & Jellinek, 2012 ; Manzella *et al.*, 2015). Bonadonna *et al.*, 2002 ; Manzella *et al.*, 2015). Ces figures de sédimentation sont considérées comme résultant d'instabilités gravitaires des panaches liées aux différentes interactions physiques inter-particules ou entre l'atmosphère et le panache (Carazzo & Jellinek, 2012 ; Del Bello *et al.*, 2017). Comme mentionné dans le **Chapitre I**, les instabilités gravitaires sont susceptibles de favoriser la chute précoce de cendres fines dans les zones proximales d'un événement éruptif (Manzella *et al.*, 2015 ; Scollo *et al.*, 2017). Les mesurer en temps-réel par télédétection pourrait permettre de contraindre leur formation ou, au premier ordre, de comprendre leur comportement. Cependant, il existe encore très peu de mesures précises à

l'intérieur des panaches permettant de confronter les observations sur le terrain et les résultats obtenus par les modèles analogiques de formation de ces instabilités (Carazzo & Jelinek, 2012 ; Scollo *et al.*, 2017). Dans cette optique, l'utilisation de radars dédiés à la détection des cendres peut permettre d'apporter des contraintes cruciales grâce à leur capacité à sonder à distance l'intérieur des panaches et leurs retombées avec une très haute résolution spatio-temporelle.

Ce chapitre met en lumière des résultats obtenus lors de la campagne de mesures au volcan Stromboli (Italie) citée dans les chapitres précédents. C'est grâce à un couplage innovant en Volcanologie entre un lidars (i.e. le Parsivel² ; OTT) et un radar à onde millimétrique (i.e. mini-BASTA ; Delanoë *et al.*, 2016) que de nouvelles figures de sédimentation ont pu être observées. Cette seconde partie est présentée sous la forme d'un article en préparation pour le journal *Earth and Planetary Science Letter* (Freret-Lorgeril *et al.*, *in prep*).

III.2 Thermiques de sédimentation dans les retombées de cendres de panaches faibles stromboliens

Cette partie correspond à un article en préparation pour le journal Earth and Planetary Science Letters.

Résumé

La première partie de cette thèse a débuté avec une campagne de mesures à Stromboli en octobre 2015. Cette campagne avait pour but d'étudier la dynamique interne ainsi que le terme source de panaches de cendres dits faibles (inclinés par le vent) grâce à l'utilisation de capteurs couvrant une gamme étendue du spectre électromagnétique. En particulier, un nouveau prototype de radar à onde millimétrique (Mini-BASTA du LATMOS, 95 GHz), utilisé pour la première fois en volcanologie, a montré son efficacité pour la détection et le suivi des cendres. Un disdromètre optique, permettant en parallèle de mesurer la vitesse de chute ainsi que la taille des particules en sédimentation, a été utilisé pour contraindre les données obtenues par le radar.

Dans un premier temps, 96% des retombées détectées par le disdromètre montrent des figures de sédimentation séparées de 20 à 60 s et caractérisées par des variations de distribution de tailles de particules, avec des concentrations maximales de retombées proximales de l'ordre de 681 mg m^{-3} . De telles concentrations proximales sont 340 fois supérieures à la limite de tolérance pour l'aviation (*i.e.* 2 mg m^{-3}). Les distributions de tailles des retombées sont comprises entre 0,230 et 0,805 mm avec des modes constants entre 0,345-0,460 mm, et sont en accords avec les vitesses de chutes mesurées entre 1,4 et 2 m s^{-1} .

Les données radar révèlent également des figures irrégulières caractérisées par des facteurs de réflectivité élevés au sein des retombées et séparées de 30 à 50 s. Ces figures de sédimentations sont de l'ordre de 80 m d'épaisseur et présentent des concentrations relatives jusqu'à 4 fois supérieures aux concentrations des retombées. Les vitesses d'ascension d'un des panaches parents de ces retombées montrent des pics espacés de 3 à 5 s par imagerie infrarouge. De tels périodes sont très courtes par rapport aux temps qui sépare les figures de sédimentation ($> 30 \text{ s}$). Ainsi, ces figures semblent provenir soit d'une auto-structuration thermodynamique

des panaches de cendres près de la source, soit d'interactions avec l'atmosphère (*i.e.* profil de vent), ou les deux.

Afin de tester ces hypothèses, un modèle analogique simple a été utilisé en laboratoire afin de reproduire la formation de telles figures. Il semblerait qu'elles proviennent de la chute d'un mélange de particules (*i.e.* en groupe) entraînant le fluide ambiant et formant des 'thermiques' de sédimentation, à la manière de la structuration d'un panache thermique mais dirigé vers le bas. Ce modèle de formation de 'thermiques' inversés permet d'expliquer les variations locales de concentrations dans les figures de sédimentation, compatible avec l'effet combiné d'un vent horizontal, mais également leur espacement dans le temps et en distance. De telles variations de concentrations de cendres à petite échelle, même dans des panaches d'intensité faible à modérée, peuvent (i) avoir des impacts notables sur les risques associés aux chutes de cendres (*e.g.* pour le trafic aérien) mais pourraient également (ii) remettre en cause les interprétations faites à partir de l'analyse de dépôts anciens, si de cette structuration des retombées s'accompagne de variations dans les distributions de tailles des particules.

Fingering and Sediment Thermals in Strombolian Ash Fallout

**V. Freret-Lorgeril¹, J. Gilchrist², F. Donnadieu^{1,3}, A.M., Jellinek², J. Delanoë⁴,
T. Latchimy³, J.P. Vinson⁴, C. Caudoux⁴, F. Peyrin³, C. Hervier³, S. Valade⁵.**

*¹Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et
Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France*

*²Department of Earth, Ocean and Atmospheric Sciences, British Columbia
University, Canada*

*³Université Clermont-Auvergne, CNRS, UMS 833, OPGC, F-63177 Aubière,
France*

*⁴Laboratoire ATmosphère, Milieux, et Observations Spatiales (LATMOS),
Guyancourt, France*

⁵Dipartimento di Scienze della Terra, Università di Firenze, Firenze, Italy

Article en préparation pour le journal Earth and Planetary Science Letters

Abstract

A millimeter-wave Doppler radar and an optical disdrometer were used to characterize ash fallout from weak short-lived plumes of Stromboli volcano. 96% of the disdrometer proximal fallout records highlight phases of increased sedimentation rate 20-60 s apart characterized by particle size distribution variations with bulk concentrations up to 681 mg m^{-3} . Such maximal concentrations are up to 340 times higher than the threshold for aviation safety (*i.e.* 2 mg m^{-3}). Particle size distributions are in the range of 0.230 to 0.805 mm with a mode at $0.350 \pm 0.058 \text{ mm}$, consistent with measured settling velocities of 1.4 to 2 m s^{-1} . Radar data also reveal multiple trends of higher reflectivity inside the ash fallout interspersed by 30 to 50 s. These sedimentation features are about 80 m wide and have relative ash concentrations up to three times higher than the bulk concentration. Plume ascent velocities inferred from thermal infrared imagery shows temporal peaks interspersed by 3 to 5 s. Such periods are short in comparison with the time interval between each sedimentation features. Thus, the structuration seem to originate either from thermodynamic early self-structuration of the plume and/or from atmospheric interactions. Simple analog experiments performed in a water tank allowed us to reproduce the formation of such features with a constant crossflow velocity. Those features appear to generate from falling particle cloud mixture entraining the ambient fluid and forming sediment thermals. This model of sediment thermal allows us to explain the local concentration variations in the sedimentation pattern and their space-time trends. Such small-scale ash concentration variations may have implications on ash fallout-related hazards and may challenge the interpretation of ancient deposits if particle size distribution variations are also involved.

Keywords: volcanic plume; ash fallout; ash finger; sediment thermal, Doppler radar, optical disdrometer

III.2.1 Introduction

Ash plumes and clouds produced by explosive volcanic eruptions, such as the 2010 Eyjafjallajökull event, can disrupt air travel and affect infrastructure and surrounding human populations (Horwell & Baxter, 2006; Wilson *et al.*, 2012). A key approach to anticipate the dispersal of ash clouds released into the atmosphere is to measure their source parameters,

which are then used as inputs for Volcanic Ash Transport and Dispersion models (VATDMs) used in forecasting ash impact areas (Bonadonna *et al.*, 2011a; Folch, 2012; Mastin *et al.*, 2009). Such parameters include the mass eruption rate (MER), plume heights, eruption duration, the Total Grain Size Distributions (TGSD) and the vent location. VATDMs are mostly based on scenarios from past eruptions (Scollo *et al.*, 2009, 2010, 2013) or a calculation of mass load estimates from post-eruption deposit analyses (Bonadonna *et al.*, 1998, Bonadonna & Houghton, 2005; Bonadonna & Costa, 2012, 2013; Andronico *et al.*, 2014a; and references therein). However, many studies have shown that ash sedimentation is not regular along plume dispersion; in, *e.g.*, Mount Saint Helens in 1980 (Carazzo & Jellinek, 2012), Soufrière Hills volcano in 1997 (Bonadonna *et al.*, 2002) and Eyjafjallajökull in 2010 (Manzella *et al.*, 2015). These features may lead to non-continuous ash deposition and fine ash sedimentation close to the eruption source. Thus, it is of main importance to understand the processes at the origin of these sedimentation features, whose the dynamics have been mainly studied through empirical and/or analog modeling (Carazzo & Jellinek, 2012; Manzella *et al.*, 2015; Del Bello *et al.*, 2017; Scollo *et al.*, 2017). In natural cases, among the most suitable techniques to measure and bring constraints on such sedimentation features are remote sensors dedicated to ash detection.

In this study, we use a novel millimeter-wave (95 GHz) Doppler radar together with an optical disdrometer to characterize ash fallout at Stromboli. Our results show that sedimentation is intermittent, occurring in discrete pulses that are advected downwind (*i.e.* forming sediment 'thermals'). Evidence from sustained tephra plumes (Durant *et al.*, 2009; Carazzo & Jellinek, 2012, 2013; Manzella *et al.*, 2015; Scollo *et al.*, 2017) suggests that such spatial and temporal variations in sedimentation rate are hence not specific to short-lived Strombolian plumes but may be a generic feature of volcanic tephra plumes. This sedimentation features may have implications on ash fallout-related hazards and may challenge the interpretation of grain size variations observed in ancient deposits and the retrieval of source mass load parameters.

In Section 2, we present the methodology for identifying and characterizing the sedimentation pulses observed during a remote sensing campaign carried out at Stromboli volcano in 2015. In section 3, we show the combined radar and disdrometer results and the inferred underlying dynamics is discussed. In section 4 we discuss the implications of such an intermittent sedimentation inside volcanic plume-related ash fallout before concluding in section 5.

III.2.2 Methodology

III.2.2.1 The measurement campaign at Stromboli

The remote sensing experiment took place from the 28th of September 2015 to the 4th of October 2015 and first aimed at retrieving various physical properties of ash plumes, especially the mass loading parameters. We used a complementary set of dm-, cm- and mm-wave radars recording in different bands of the electromagnetic spectrum and a disdrometer for ash fallout (Donnadieu *et al.*, 2016a). The eruptive activity was weak, producing mostly weak ash-dominated eruptions (type 2 of Patrick *et al.*, 2007) characterized by dilute ash plumes preceded or not by ballistic emission from the SW and Central craters (**Figure III.1C**). In this context, the volcanic activity offered an opportunity to detect ash plumes with the multi-sensor package. We focus here on results from a millimeter-wave Doppler radar (95 GHz), used for the first time in volcanic context, to monitor volcanic ash plumes, as well as the optical disdrometer Parsivel² and analyses of ground deposit samples (**Figure III.1A** and **III.1B**). During 39 hours of acquisition, 359 explosions were recorded by at least one sensor, of which 181 were recorded by the millimeter-wave radar and 26 by the optical disdrometer. Importantly, the geometry of the instrument locations did not allow for simultaneous measurement of the same fallout event as the wind was either blowing the fallout towards the radar or towards the disdrometer.

III.2.2.2 The optical disdrometer

The disdrometer Parsivel² designed by OTT uses a 780 nm wavelength laser beam emitted by a transmitter to a receiver converting the light signal into a voltage signal. The laser sheet surface is equal to 54 cm². The laser obscuration time is used to determine the settling velocity of falling particles, while the absorption amplitude leads to the particle size (Löffler-Mang & Jürg, 2000). It was set up next to Pizzo Sopra La Fossa at nearly 900 m a.s.l. and 370 m NE of the SW crater (**Figure III.1B**), recording the proximal ash fallout with a time resolution of 10 s. In addition, ash samples were collected next to the disdrometer and analyzed with a morpho-grainsizer Morphologi G3[®] (see **Chapter II** and **IV**). On average, ash particles have their major axes and medium axes equal to 0.79 and 1.09 times their circle-equivalent diameter (D_{CE}), respectively (see **Chapter IV**; Freret-Lorgeril *et al.*, *under review*). Assuming particles fall parallel to their minor axis, the disdrometer measured D_{CE} with a minimum value

of 0.230 mm instead of 0.25 mm in our case (Freret-Lorgeril *et al.*, *under review*). The particle detection resolution (i.e. the disdrometer size classes) is equal to 0.115 mm in D_{CE} .

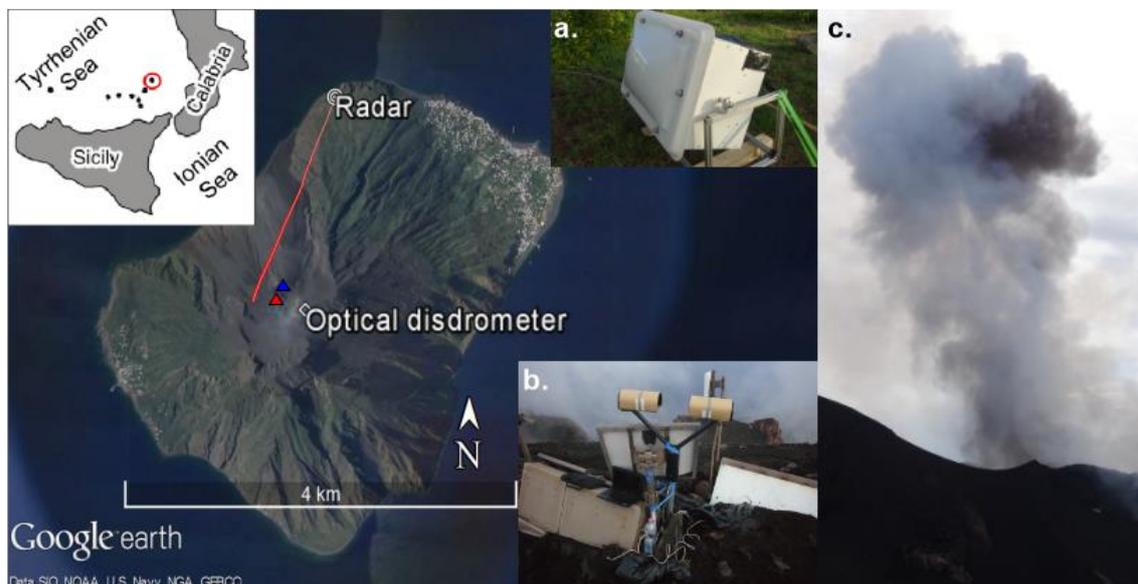


Figure III.1: Instrument setup over Stromboli Island. **A)** 95 GHz radar at Punta Labronzo (100 m a.s.l.) 2.1 km from the vents in slant distance (red line: radar beam direction). **B)** Disdrometer near Pizzo Sopra La Fossa at 900 m a.s.l., 350-450 m ESE of the summit craters (SW crater; red triangle; NE Crater; blue triangle). **C)** Photograph of a SW crater ash plume.

By integrating particle numbers over the range of measured particle D_{CE} , ash concentrations C_{ash} (kg m^{-3}) can be calculated:

$$C_{ash} = \frac{\pi \rho_{ash}}{6} \int_{D_{min}}^{D_{max}} N(D_{CE}) D_{CE}^3 dD_{CE}, \quad (\text{III.1})$$

where $N(D_{CE})$ is the particle number density ($\text{m}^{-3} \text{mm}^{-1}$) of a size class crossing the beam, dD_{CE} (m) is the diameter class width, and $\rho_{ash} = 2739 \pm 50 \text{ kg m}^{-3}$ the average ash particle density measured by water pycnometry (Freret-Lorgeril *et al.*, *under review*).

Then, we can verify that particles have reached their terminal velocities with:

$$V_T = \sqrt{D_{CE} \frac{4g(\rho_{ash} - \rho_{air})}{3\rho_{air}C_D}}, \quad (\text{III.2})$$

where V_T is the terminal settling velocity (m s^{-1}), g is the gravitational acceleration (m s^{-2}), and ρ_{air} is the air density equal to 1.12 kg m^{-3} at 900 m a.s.l. and 10°C . Finally, C_D is the drag coefficient calculated using the equations of Ganser (1993), considered as the most accurate

model for non-spherical isometric particles (Bagheri & Bonadonna, 2016a, 2016b; Chhabra *et al.*, 1999). C_D mostly depends on particle sphericity (Riley *et al.*, 2003), which is determined in laboratory using the morpho-grainsizer (Freret-Lorgeril *et al.*, *under review*). By combining settling velocities and PSDs as a function of time, disdrometers provide a unique opportunity to measure temporal variations in ash plume sedimentation longer than the temporal resolution.

III.2.2.3 The 95 GHz Doppler radar

The millimeter-wave Doppler radar is a compacted version from the prototype of Bistatic Radar System for Atmospheric Studies (BASTA; Delanoë *et al.*, 2016), using smaller antennas (30 cm wide). It was located at Punta Labronzo (**Figure III.1A**), about 2 km NNE from Stromboli summit craters. The radar beam (0.8° wide) aimed at an area 100 m above the SW crater. Particle radial (along-beam) velocity components v_r and reflectivity factors Z are measured inside each probed volume of the beam as a function of time and range with resolutions of 2 s and 12.5 m, respectively (See **Table III.1**).

Table III.1: Millimeter-wave radar parameters during the measurement campaign.

Radar Parameter	12.5 m Mode	25 m Mode
Wavelength λ (frequency)	3.2 mm (95 GHz)	
Beam aperture (3 dB)	0.8°	
Range resolution	12.5 m	25 m
Elevation/Azimuth resolutions at Crater slant distance (2.1 km)	35 m	
Time resolution	1 s (single mode) - 2 s (switching modes)	
Target crater (location, range)	SW Crater (Punta Labronzo, 2.1 km from summit)	
Maximum velocities	$\pm 9.87 \text{ m s}^{-1}$	$\pm 5 \text{ m s}^{-1}$

Radial velocities $v_r < 0$ characterize particles with a motion component toward the radar, as expected for vertical fallout crossing the upward inclined beam. The maximum non-ambiguous velocity is 9.87 m s^{-1} in the 12.5 m mode used in this study. When detecting ash fallout, it is possible to estimate the settling velocity of detected particles from their radial velocities. Indeed, under the assumption of no vertical winds, the V_T can be estimated from the beam elevation angle ($\theta = 21.4^\circ$) and the range-time slope v_p of a sedimentation pattern crossing the radar beam. However, the vertical motion of a settling particle towards the radar is a combination of its V_T and the effects of horizontal winds towards the radar. Despite no wind data were obtained during the measurement campaign, we can estimate individual V_T under geometrical consideration thanks to the radar beam geometry (**Figure III.2**).

Figure III.2 shows each measurable velocity component related to a sedimentation pattern inside the radar beam. Under trigonometric considerations, the unknown wind velocity v_w can be estimate with $v_p \cos \theta$. Additionally, the horizontal velocity component v_{tot} of the settling pattern is equal to $|v_r|/\cos \theta$. Actually, v_{tot} is the sum of the horizontal wind velocity v_w and the horizontal velocity of the wind-drifted ash fallout noted v_a . Hence, we can calculate the corresponding radial component velocity of the fallout $v_{r,a}$ in the radar beam with:

$$v_{r,a} = |v_r| - v_p \cos^2 \theta, \quad (\text{III.3})$$

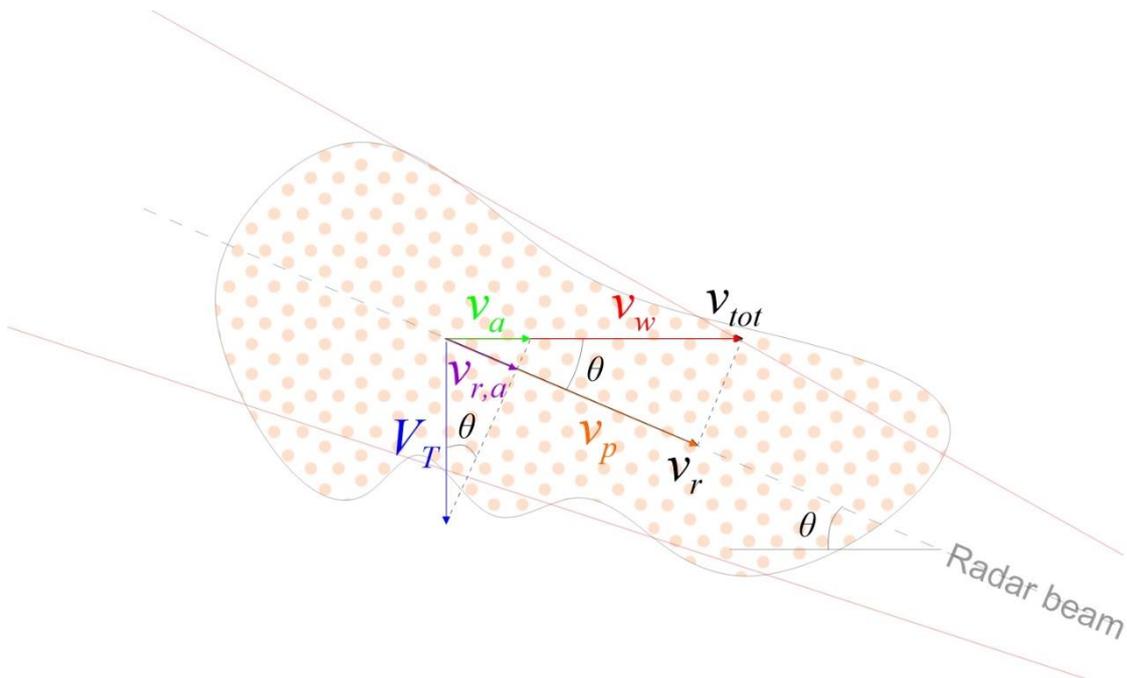


Figure III.2: Schematic representation of the radar-inferred velocities according to the radar beam geometry. v_p is the range-time slope-derived velocity of the pattern derived from reflectivity time series. v_{tot} is the horizontal velocity of the recorded pattern derived from its internal radial velocity v_r . v_w is the wind velocity. v_a and $v_{r,a}$ correspond to the horizontal and the radial velocity component related only to ash particles, respectively. The settling velocity V_T of particles in a fallout pattern is then calculated using **Equation III.4**.

Finally, the vertical component of $v_{r,a}$ leads to the settling velocity of the ash particles V_T :

$$V_T = \frac{|v_r| - v_p \cos^2 \theta}{\sin \theta}, \quad (\text{III.4})$$

Using this equation leads to consider an equal settling velocity for all particles contained in the fallout.

The radar reflectivity factor, Z characterizes the quantity of targets crossing the radar-beam and can be calculated with the sixth moment of the particle size distribution (Sauvageot, 1992):

$$Z = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D)D^6 dD, \quad (\text{III.5})$$

where Z is in $\text{mm}^6 \text{m}^{-3}$, $N(D)$ is the particle number density ($\text{mm}^{-1} \text{m}^{-3}$), D is the particle size in mm and dD is the size range of particle classes used (e.g. 0.1 mm from disdrometer classes). Z is often expressed in logarithmic units (dBZ) as:

$$Z(\text{dBZ}) = 10 \times \text{Log}_{10}(Z(\text{mm}^6 \text{m}^{-3})), \quad (\text{III.6})$$

Strictly, **Equations III.5** and **III.6** are valid if particles are homogeneously distributed spheres with diameters less than $\lambda/4$ (assumptions of Rayleigh scattering; Gouhier & Donnadieu, 2008), which is the case for ash from Stromboli. Hence, the theoretical maximum particle size that justify the use of **Equations III.5** and **III.6** is equal to 800 μm . In addition, depending on (i) the background noise of the radar signal, which increases as a function of the distance from the radar, and (ii) the number of particles, the millimeter-wave radar is largely able to detect ash with sizes lower than 63 μm (*i.e.* fine ash particles; Rose & Durant, 2009).

Assuming that the PSD inferred from disdrometer proximal ground measurements is comparable to that inside the plume targeted by the radar, measured radar reflectivity factors can be compared to disdrometer-derived Z and independently estimated ash concentrations (**Equations III.1; Chapitre IV**). This provides a powerful tool to monitor ash concentrations inside ash plumes and fallout, with sufficient time resolution and sensitivity to quantify their dynamics and sedimentation processes.

III.2.3 Results

III.2.3.1 Intermittent sedimentation from disdrometer records

During the field campaign, the optical disdrometer detected up to 24 fallout events associated with single ash plume emissions blown toward the instrument by a favorable wind direction. For example, **Figure III.3** shows a time series of five sedimentation events recorded

by the disdrometer on October 3, 2015 between 12:35:02 and 14:50:02 UTC. In each event, the number of falling ash particles shows peaks, called here pulses. These variations of the sedimentation rate are present in 96% of the 24 ash fallout events well-recorded by the disdrometer.

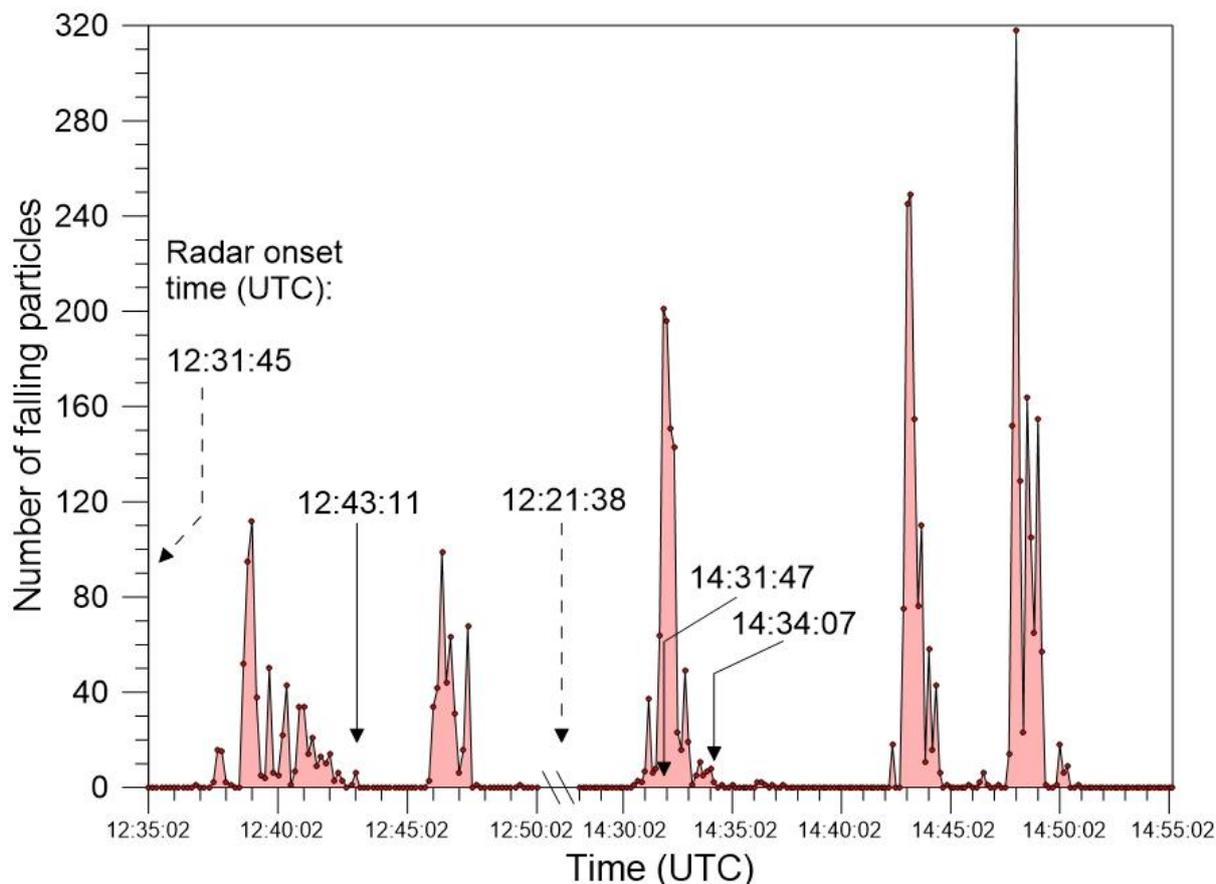


Figure III.3: Time series of the number of falling particles detected by the optical disdrometer on October 3, 2015 between 12:35:02-12:50:02 UTC and 14:25:02-14:50:02 UTC. The arrows show the onset times of the ash plumes rising above the vent detected by the radar, i.e. a few seconds after the start of each explosion. The fallout are recorded several minutes afterwards.

Figure III.4 presents another 8 min-long fallout of 2,514 detected ash particles on October 3, 2015 between 09:49 and 09:59 UTC, originating from an ash plume emitted 7 minutes before at 09:41:52 UTC. The PSD (**Figure III.4A**) is extremely sorted, mainly ranging from 0.230 mm (Class 1) to 0.690 mm (Class 4) with few particles of up to 0.920 mm and a modal value between 0.345 and 0.460 mm (Class 2). Settling velocities (**Figure III.4C**) range between 0.7 m s^{-1} and 3.2 m s^{-1} with modal values of 1.4 to 2 m s^{-1} . These are consistent with maximum settling velocities from Ganser's equations of 1.8 to 2.4 m s^{-1} for Class 2 particles using a measured sphericity of 0.75 and average sizes between the longest and the b-axes of particles (see **Chapter IV**). All detected fallout events display well-sorted patches of settling

velocities as a function of particle size similar to **Figure III.4C**. The number of ash particles crossing the laser beam within the sampling interval, *i.e.* the sedimentation rate and thus the calculated reflectivity factor, displays significant fluctuations affecting all size classes (**Figure III.4B**). In **Figure III.4B**, 6 pulses of up to 145 particles occur with variations of 98% in the maximum amplitude. The sedimentation can be divided into at least two main phases (*i.e.* 4 min 40 s and 3 min 10 s, respectively) separated by a 20 s interval with very few detected particles. Successive pulses within each sedimentation phase occur at intervals of 20 to 60 s, meaning that the sedimentation rate decreases for perhaps less than 10 s to one minute before increasing again.

Overall, there is significant variation of the PSD through time but with no clear pattern, possibly due to the limited size class and time resolutions. Z values computed from disdrometer data vary from -22.44 to +10.50 dBZ for this event (**Figure III.4B**) giving average and maximum ash concentrations (**Equation III.1**) of 0.37×10^{-4} and 1.22×10^{-4} kg m⁻³, respectively. More generally, the records of ash fallout show relatively constant PSD modes of 0.403 ± 0.058 mm comprising on average 46% of the detected particles (45 to 1,261) and a sparse coarse tephra with maximum D_{CE} of 6 ± 0.5 mm. The maximum ash concentration inferred from Z values on the whole set of disdrometer data is up to 6.8×10^{-4} kg m⁻³, a value which is 340 times greater than the aviation industry safety threshold of 2 mg m⁻³.

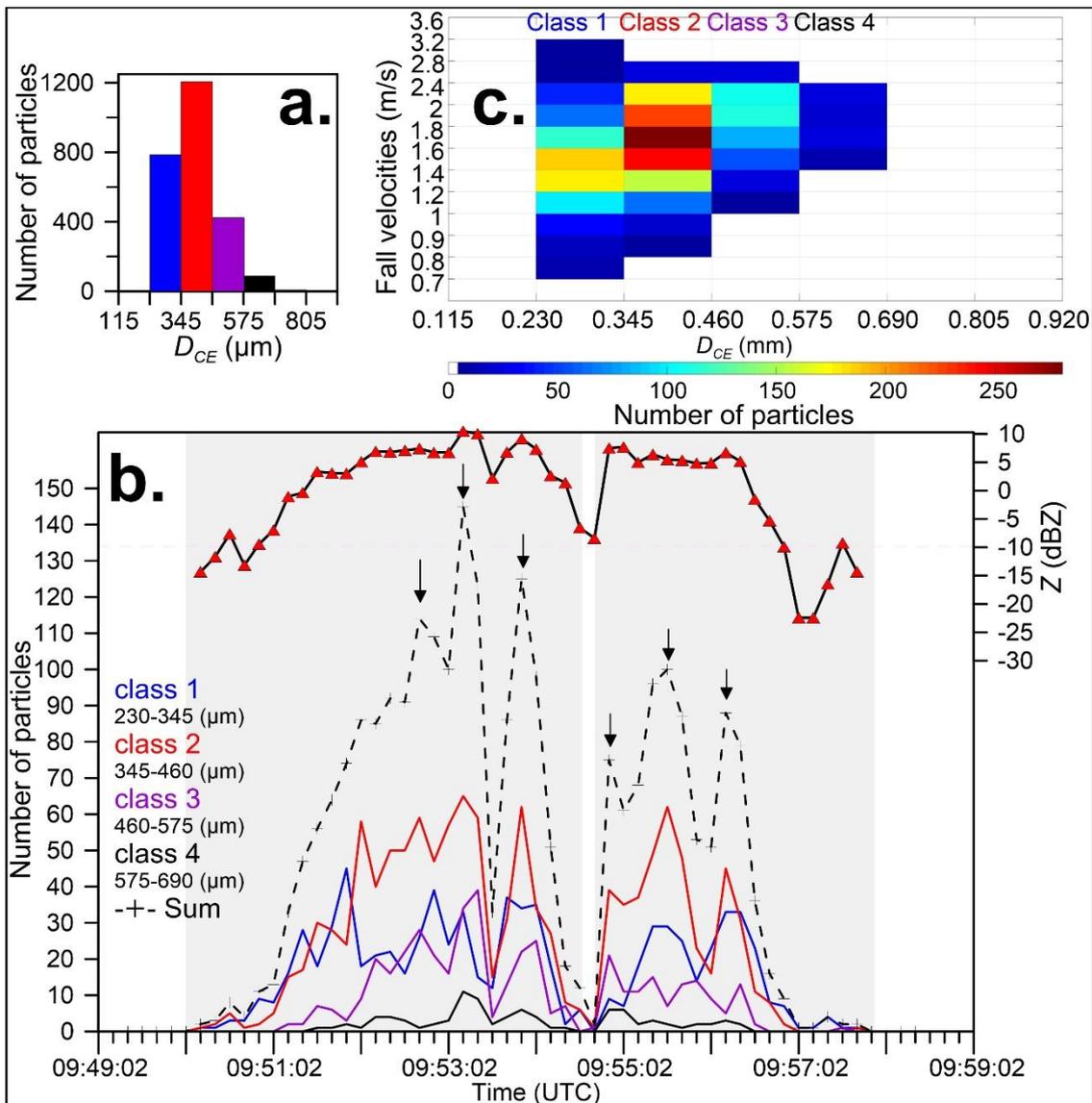


Figure III.4: A) Disdrometer-derived PSD of the ash fallout event between 09:49:02 and 09:59:02 UTC on Oct. 3 2015. Each sized class (± 0.05 mm) is color-coded. B) Temporal series of particle number of each class (colored lines), the total number of particles (dashed crossed line) and calculated reflectivity factor Z (red triangles; purple dashed line: instrument background signal). The grey areas and the black arrows represent the two sedimentation phases and the 6 fallout pulses, respectively. C) Patch of particle number (colored bar) with settling velocities measured by the disdrometer as a function of circle-equivalent diameters (D_{CE}).

III.2.3.2 Records from the millimeter-wave radar

On October 2 and 3 2015, moderate winds were heading north at low altitude, then west at the crater level and north over increasing altitude. This allowed the radar to record 15 ash fallout events and their parent ash plumes over ~ 2100 m range from above the vent to the radar location at Punta Labronzo, as shown in **Figure III.5**. The recorded ash fallout does not appear

to be homogeneous along plume dispersion toward the millimeter-wave radar; in fact, it shows organized range-time trends with slopes that are lower than the slope of the whole fallout.

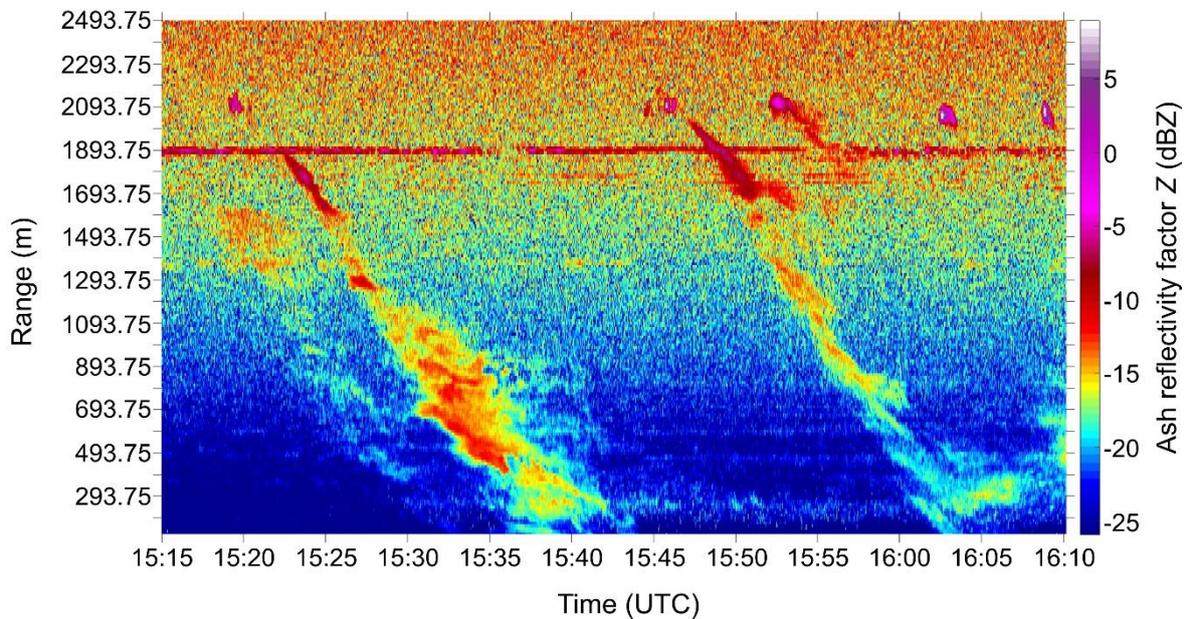


Figure III.5: Ash reflectivity factor (Z) time series recorded on October 2 2015 (15:15 - 16:10 UTC) as a function of time (x -axis) and along-beam slant distance (y -axis: range). Five ash plumes are visible at crater distance (2100 m) while two significant ash fallout are tracked over 2 km toward the radar location over time.

Figure III.6 focuses on the sedimentation features occurring within the first kilometer from the SW Crater. The parent ash plume, which drifted to the north, was recorded at slant distances of 2069-2119 m. As in **Figure III.5**, the time-range reflectivity factor measurements of the plume show ash-induced Z variations split into two phases. The first 20 s-long impulsive phase shows the ash plume reaching 100 m above the vent at 14:26:44 UTC, initially < 50 m wide, widening up to 150 m in the N-S direction 16 seconds after the detection start time (**Figure III.6A**). A maximum of 16.52 dBZ is reached in the bin at 2081 m 12 s after the onset. The following 158 s-long decrease in reflectivity until 14:29:42 UTC marks the ash plume removal from the beam (*i.e.* by wind, sedimentation and/or rising). Radial velocities (v_r) in the emitted plume alternate in time between negative and positive values with a period of 24 s between the first and second yellow bands (see white arrows top left **Figure III.6B**) and 40 seconds between the second and third yellow bands. Hence, the plume internal velocities and reflectivity variations do not appear correlated.

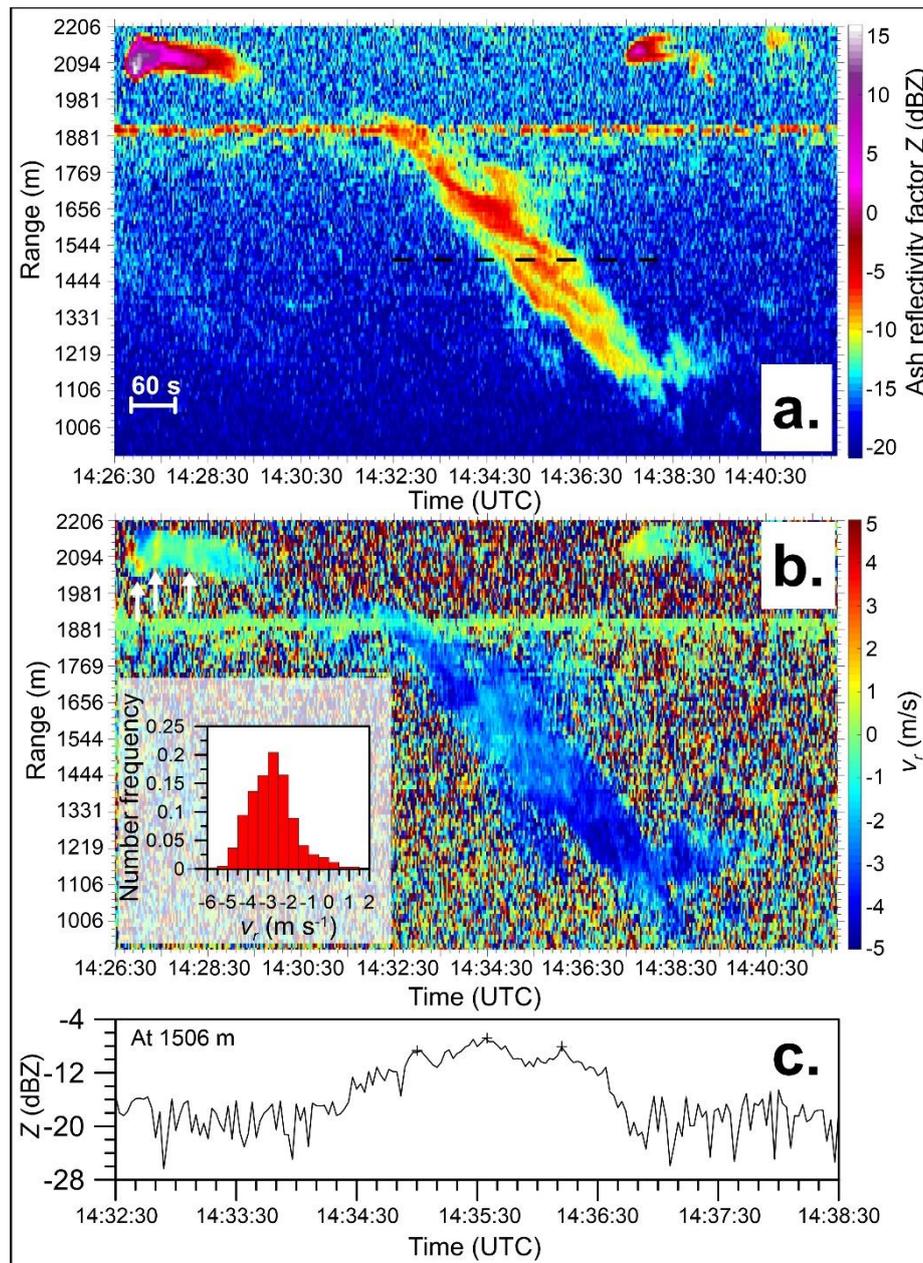


Figure III.6: Time series of measured ash radar reflectivity factors Z (A) and radial velocities (B) as a function of along-beam distance (y-axis) for an ash plume (at 2100 m and about 14:26 UTC on Oct. 2 2015) and its 10 min-long fallout recorded between 2000 and 1000 m from the radar. White arrows indicate pattern of positive Doppler velocities in the emission. Inset: Histogram of Doppler (along-beam) velocities (filtered with threshold $Z > -13$ dBZ) inside the whole sedimentation pattern. Doppler velocities mainly range between -5 to 1.5 m s⁻¹ with a mode between -3 and -2.5 m s⁻¹. C) Range-corrected Z-profile across the three main sedimentation features (peaks marked by crosses) at 1506 m from the radar between 14:32:30 and 14:38:30 UTC (black dashed line in A).

After 123 s without strong radar signal, ash is detected again at 14:31:45 at lower altitude in downwind bins (994-1944 m). The signal is weaker ($Z < -4$ dBZ) and the detected ash pattern width increases from 100 to 300 m from 14:33:30 UTC to 14:34:45. Its slope indicates an average speed of -2.3 m s⁻¹ towards the radar. This signal, lasting 7-8 minutes, is interpreted as

ash fallout from the previously described feeder plume which mostly drifted to the north, i.e. by winds blowing towards the radar.

Striking features of the sedimentation pattern include successive space-time trends of higher reflectivity from -14.23 to -4.72 dBZ, 25-100 m thick (typically 50 m), with higher reflectivity factors in the center that appear nearly 160 s after the fallout is detected. At least three trends are clearly observed for about 5 minutes but subtler, shorter secondary trends can be found. At 14:35:07 UTC, the radar records three main reflectivity peaks at different distances, with relatively constant intervals of about 85 m (80 to 95 m) and 30 to 50 s (time profile in **Figure III.6C**). These continuous trends are later found to cross the beam at closer range, showing relatively constant along-beam displacement speeds but different among the trends. In summary, the global ash plume sedimentation is segmented in multiple sedimentation features coming from a seemingly non-pulsated emission, as suggested from the feeder ash plume reflectivity factors (**Figure III.5** and **Figure III.6A**).

The Doppler velocity measurements of ash fallout provide high resolution data in space and time of the particle velocities within the radar beam. Crucially, these velocities are marked only by negative velocities within the range -1 and -5 m s⁻¹ (Inset in **Figure III.6B**) with an abrupt increase in overall v_r from < -3 m s⁻¹ to -0.7 m s⁻¹ around 14:34:00 UTC and a return to < -3 m s⁻¹ at 1400 m from the radar around 14:36:30. The horizontal component of the range-time slope of the whole fallout pattern in **Figure III.6A** corresponds to a horizontal wind $v_w = 2.1$ m s⁻¹. From the horizontal component of the fallout pattern's internal modal v_r in the range -2.5 to -3 m s⁻¹ (inset in **Figure III.6B**), a modal radial velocity $v_{r,a}$ between -0.51 and -0.83 m s⁻¹ is found for the ash fallout. Assuming no vertical winds, the corresponding V_T is 1.39 to 2.28 m s⁻¹ (**Equation III.3**), indicating particle sizes between 0.17 and 0.24 mm (**Equation III. 2**).

III.2.4 Discussion

Pulses in the sedimentation rate recorded proximally on the ground in time series from the disdrometer (**Figures III.3** and **III.4**), along with distinct features in the time series of radar reflectivity data over a range of 150 to 2000 m from the vent (**Figures III.5** and **III.6**) are evidence that ash sedimentation from the October 2015, Strombolian emissions can be heterogeneous in space and time. The intermittent nature of the sedimentation we observed with

both instruments is consistent and assumed to be related to the same mechanism. In the following discussion, we investigate the origin of these sedimentation events.

III.2.4.1 The challenge of comparing disdrometer and radar data

Before comparing the PSD measured by the disdrometer to that detected in the fallout targeted by the radar, several limitations must be considered. First, the PSD measured by the disdrometer only represents the fraction of the PSD falling at a specific distance from the crater and has a lower detection limit of 230 μm . In addition, large particles may also fallout before reaching the disdrometer. The disdrometer had a lower sampling limit that may lead to underestimate the total ash concentration. Second, inferring particle settling velocities, and therefore particle sizes, from Doppler velocities is complicated by mixture effects such as hindered settling (Del Bello *et al.*, 2017). Direct conversion of the modal v_r results into particle sizes ranging from 170-240 μm , which is less than the modal sizes for the PSD measured by the disdrometer, 345-460 μm , as expected. However, if particles fall as a mixture, the mixture will fall at a faster velocity than the particle settling velocity, indicating that v_r is not only a function of particle settling velocity and wind velocity (Bush *et al.*, 2003). This effect leads to an overestimation of particle sizes targeted by the radar. Thus, whereas the disdrometer provides a crude upper bound for the PSD falling through the radar beam, the radar Doppler velocities have the potential to overestimate particle sizes if mixture effects are important. Bearing in mind these issues, we proceed nevertheless.

III.2.4.2 Origin of the sedimentation features

Potential contributions to sedimentation pulses include the temporal dynamics the emission at the vent, ambient winds and internal multiphase fluid dynamics within the ash fallout. Any proposed model of the origin of the sedimentation pulses must be able to explain the following observations based on the disdrometer and radar data:

1. Intermittent structures in space and time (wavelength and period of 80-95 m and 30-50s, respectively)
2. The increase in size over time of the initial sedimentation pulses detected in **Figure III.5** and **Figure III.6A**
3. The emergence of periodic structure > 120 s after the fallout is detected

4. The vertical component of modal and extreme values of v_r detected in the fallout
5. The abrupt change in v_r from $< -3 \text{ m s}^{-1}$ up to -0.7 m s^{-1} within the fallout after 14:33:30 in **Figure III.6B**
6. The return to $v_r < -3 \text{ m s}^{-1}$ after 14:36:30

In the following sections, we will discuss each potential driver of the sedimentation pulses, in turn, and assess the extent to which their dynamics explain the list of principal observations. For this discussion of potential driving mechanisms, we assume that the wind is horizontal, from the crater to the radar site, and has a constant velocity. Consequently, we can estimate the wind velocity as the horizontal component of the overall time-range slope for the fallout in radar reflectivity data (**Figure III.6A**), *e.g.* 2.1 m s^{-1} .

Source dynamics: emission behavior and early thermodynamic structuration

The first potential driver of the sedimentation pulses is the exit behavior and thermally driven overturning of the emitted ash cloud. PSDs measured by the disdrometer look similar in mode and extrema among events suggesting no significant change in eruptive style, as observed in the field. Although explosive volcanic eruptions, no matter their size and nature, are commonly pulsated (Ripepe *et al.*, 1993; Donnadieu, 2012; Scharff *et al.*, 2015; Chevalier & Donnadieu, 2015), the reflectivity of the ascending ash plume detected by the radar (**Figure III.6A**) does not show a pulsated behavior during the emission. While the ascending ash plume does not show pulsated behavior in **Figure III.6A**, it does show an alternating pattern of positive and negative Doppler velocities in **Figure III.6B** (see white arrows top left of this **Figure**). First, this non-correlation between Z and v_r (**Figure III.6A** and **III.6B**) suggests that particle concentrations are not primarily controlled by the plume's internal kinetic structuration at this distance from vent. Indeed, the time evolution in reflectivity suggests a decrease in ash emission and thus concentration inside the plume whereas velocities reflect the kinetic structure of the plume and the formation of eddies interacting with the atmosphere. We interpret the alternating velocity pattern as a measure of the ash plume's large scale eddy overturn time during which ambient air is entrained into the plume. The period of overturning (24-40 s) encompasses the 35 s period between peaks representing the sedimentation features in **Figure III.6C**. While this provides evidence that early thermally driven overturning of the ash plume might be initiating the formation of the sedimentation pulses, it also implies that the sedimentation features should form by the time the fallout is detected since at least nine

overturns of the cloud have occurred. Instead, the sedimentation pulses develop > 120 s after the fallout is detected, suggesting that another mechanism developing over a longer timescale is responsible for creating the pulses.

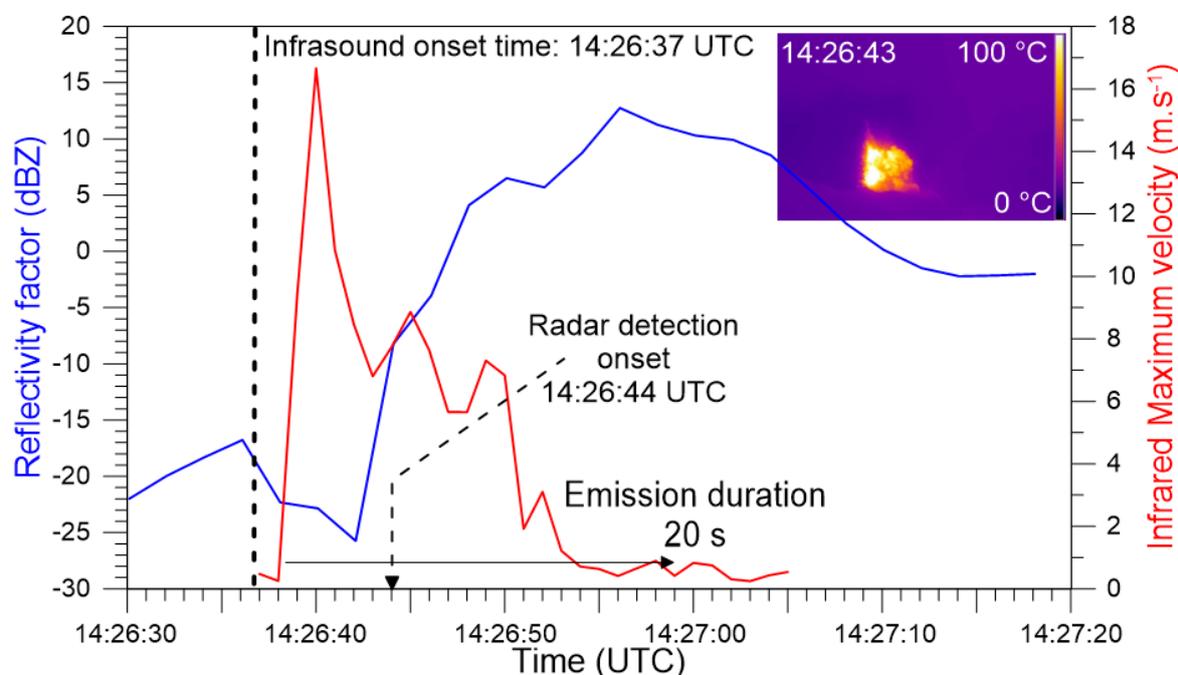


Figure III.7: Jet front velocities (red line) inferred from infrared imagery for the explosion on Oct. 3, 2015 (temperature snapshot at 14:26:43; University of Firenze's monitoring network). Velocities indicate a pyroclastic emission lasting at least 20 s, during which the ash plume rises above the vent. Infrasound onset at 14:26:37.7 (dashed line) suggests an explosion start 1.3 s beforehand (sensor-source distance of 450 m), i.e. about 7 s ahead of the plume detection by the radar higher up (reflectivity, blue line).

In addition, maximum ascent velocities were measured immediately above the vent (i.e. SW Crater) from 1 s-resolution thermal imagery during the event shown in **Figure III.7**. The explosion starts with incandescent ballistic projections marked by high temperatures (> 100 °C) for about 10 s with jet front upraise velocities peaking up at 16 m s^{-1} 2 s after the onset, and is accompanied by the development of an ash plume. The following velocity drop reflects the decrease in mass flux at the source with 3 periodic small-amplitude peaks every 3 to 5 s, coming from ascending thermal plume fronts. The inter-pulse period is very short compared to the sedimentation feature timescales (> 30 s), recorded over several hundred meters at proximal range (< 1 km).

For this reason, we favor the origin of the sedimentation pulses as coming either from wind-controlled cloud structuration, structuration due to internal multiphase fluid dynamics within the fallout, or a combination of both processes.

External dynamics: ambient wind

The work done on the ash plume by the ambient wind is a potential external driver of the sedimentation pulses present in **Figure III.5** and **III.6A**. The 150 m diameter emitted ash cloud is subjected to a wind velocity of 2.1 m s^{-1} resulting in a wind-driven overturn time of 48 s, which is less than the 150 s between detection of the emission and the fallout. This implies that the emitted ash cloud has been accelerated to the background wind velocity and that at least 3 wind-driven overturns of the cloud have occurred by the time fallout is detected. Similar to the thermally driven overturning scenario, if the pulses are a direct result of wind overturning the cloud, they should emerge before the fallout is detected, yet they emerge 120 s after the fallout has been detected and persist up to three times longer than the time scale for wind overturning.

However, upon closer inspection of the total reflectivity of the fallout as it grows in size, the effect of wind cannot be fully ruled out. To assess the change in reflectivity density in the fallout, we divide the total reflectivity of the fallout by its width at each instance in time ($Z^*(t)$) and normalize it to that of the parent plume (Z_0^*). Indeed, the growth in width coupled with a decrease in reflectivity factor of the first sedimentation pulse occurs one wind overturn time after it is detected, as seen in **Figure III.8**. This may imply that the sedimentation feature is a particle cloud falling as a mixture and that the wind controls the mixing and volumetric growth of this cloud due to entrainment of ambient air. Another potential role of a 2.1 m s^{-1} horizontal wind velocity is that if it blows the sedimentation features across the radar beam (spaced 80 m horizontally apart) this gives a period of 38 s, which is within the observed 30-50 s period from **Figure III.6C** and supports the assumption of a 2.1 m s^{-1} wind velocity. So while wind acceleration of the emitted cloud may not be directly responsible for generating the sedimentation features, the data suggests that wind still plays a role in their eventual formation and advection through the radar beam.

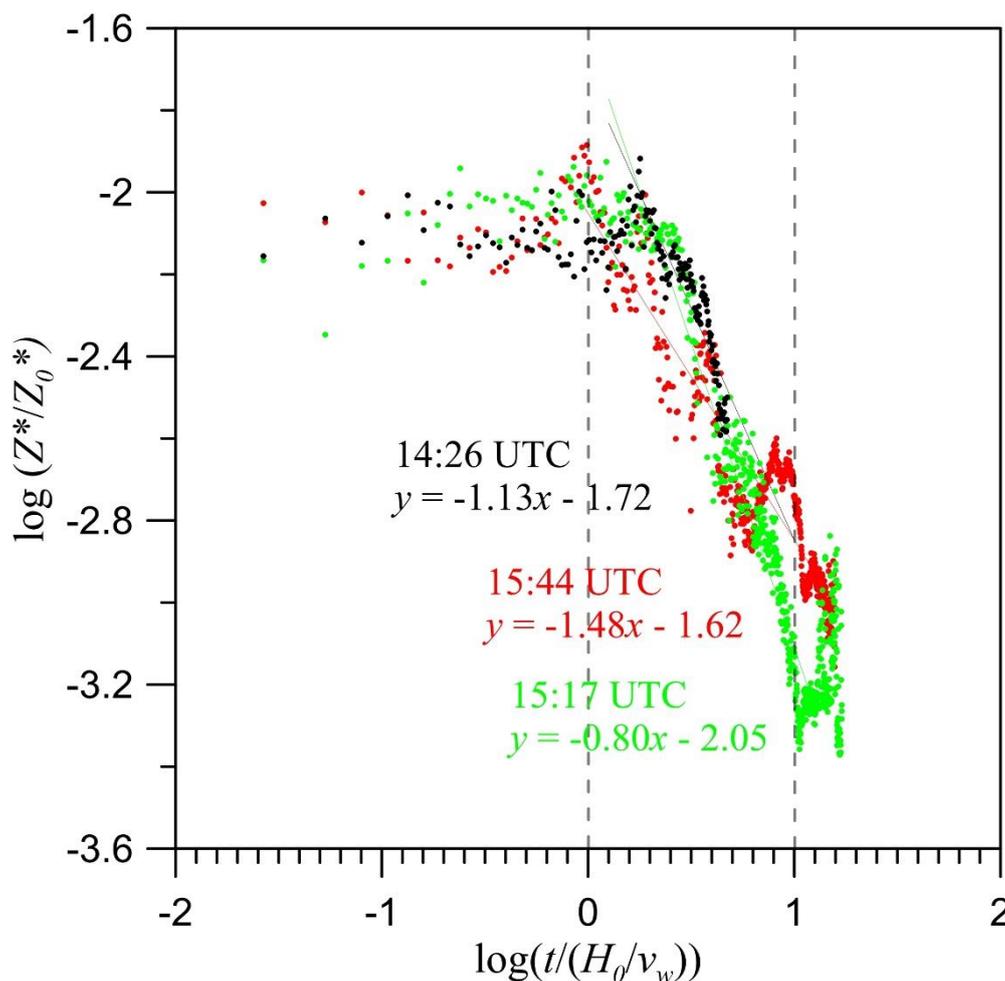


Figure III.8: Log-Log plot of the normalized reflectivity ratio (Z^*/Z_0^*) as a function of the normalized wind time $t/(H_0/v_w)$. 0 on x-axis means one wind overturn time. is the time after the fallout pattern are detected and H_0 is the width of the parent plumes where the maximum reflectivity is detected in **Figure III.5** and **III.6A**. The three events recorded by the radar the 02 October afternoon: at 14:26 UTC (black dots), 15:17 UTC (green dots) and 15:44 UTC (red dots) show a decrease in normalized reflectivity factor for which linear regression curves and their equations are given.

Internal dynamics: rolls, fingering and sediment thermals

If the sedimentation pulses in **Figure III.5** and **III.6A** are not caused by the initial acceleration due to wind, but the continued role of wind is suggested by the data, then internal multiphase fluid dynamics will be considered next. Based on the observation of counter-rotating rolls, Particle Boundary Layers (PBLs), ash fingers and sediment thermals in volcanic clouds and laboratory experiments, we suggest that the fallout features represent ash fingers transforming into sediment thermals (Ernst *et al.*, 1994; Bush *et al.*, 2003; Carazzo & Jellinek, 2012; Suzuki & Koyaguchi, 2013; Scollo *et al.*, 2017).

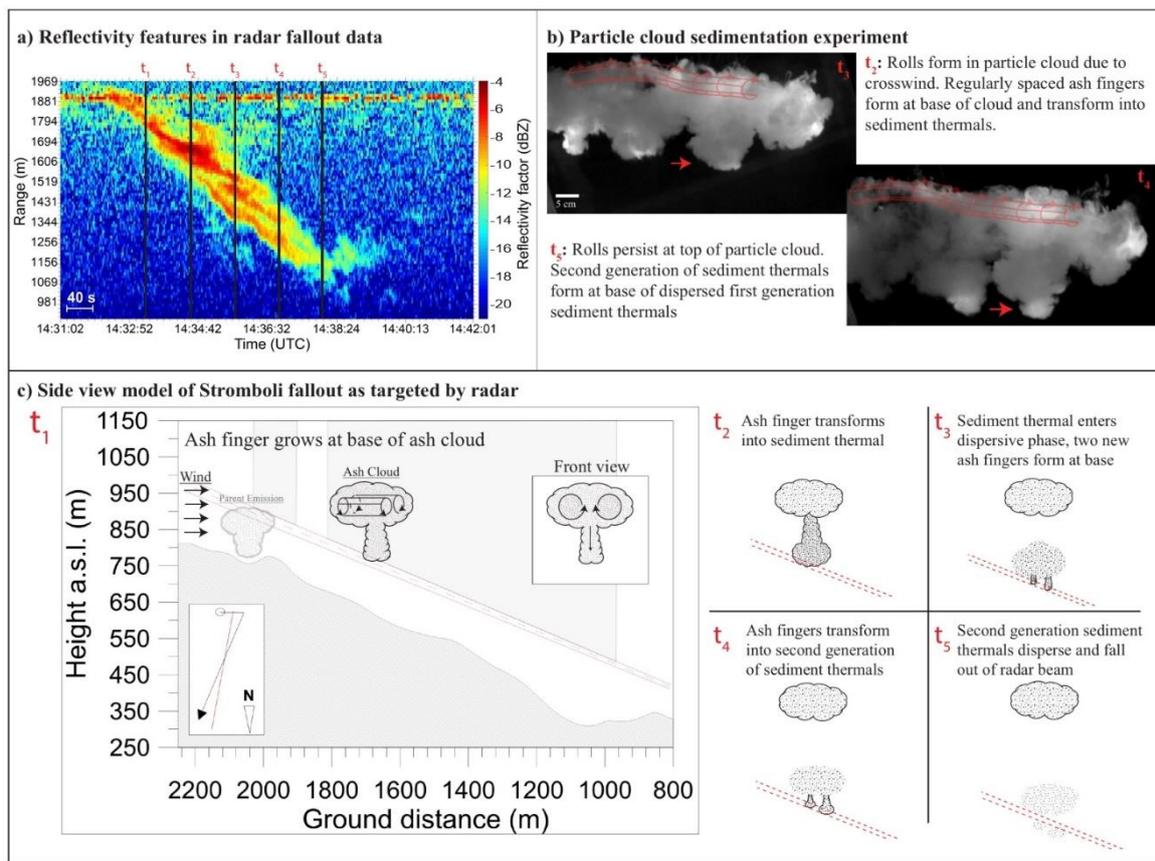


Figure III.9: **A)** Zoomed view of sedimentation pulses in Fig. 6a with white bars representing five instances in time (t_1 - t_5). **B)** Photo of polydisperse particle cloud experiment exhibiting regularly spaced fingers transforming into sediment thermals. Crossflow is from left to right, nearside counter-rotating roll indicated at top in red and sediment thermals indicated by red arrows. t_3 and t_4 correspond to instances in b), which represent the first and second generation of sediment thermals, respectively. **C)** Model sketches of fallout behavior at each instance in time corresponding to the white bars in a) with radar beam in red. t_1 shows side and front views of ash cloud with arrows indicating flow direction for counter-rotating rolls and initial finger instability, as well as grey cloud above vent representing parent emission. t_2 - t_5 show side view of first and second generation evolution of finger and sediment thermals (Ernst et al., 1994; Bush et al., 2003; Carazzo & Jellinek, 2012; Suzuki & Koyaguchi, 2013; Scollo et al., 2017).

To test this hypothesis and gain qualitative understanding of the fallout dynamics at Stromboli, we conduct simple experiments dropping a hot mixture of 30, 190, 225 and 2000 μm diameter silica particles in water with a constant crossflow velocity to form a particle cloud. **Figure III.9A** shows an instance in this experiment in which counter-rotating rolls induced by the crossflow develop along with regularly spaced ash fingers below. The fingers transform into sediment thermals with overturning heads and retain the regular spacing of the fingers. Their velocity decreases soon after forming, indicating a transition into their dispersive phase as individual particle settling begins to take over. Before they fully disperse, a second generation of smaller sediment thermals form at their base and repeat the sediment thermal

evolution at a smaller scale. The second generation of sediment thermals disperses and the dispersed clouds of both generations continue to settle to the tank floor at the terminal settling velocity of the modal particle size (0.03 m s^{-1} and $200 \text{ }\mu\text{m}$ respectively).

We construct a model in **Figure III.9** using these experimental observations supported by the results of previous studies (references therein) and the field observations presented in this study. **Figure III.9A** zooms in on the sedimentation pulses in **Figure III.6A** with five marked instances, which correspond to the five model sketches in **Figure III.9C**. The sketches depict the formation of ash fingers evolving into sediment thermals at the base of the Strombolian ash cloud over time, as seen by the radar beam. The crosswind induces counter-rotating rolls in the ash cloud (see inset in **Figure III.9C**, t_1), which have been observed in nature and numerical models of volcanic and smokestack plumes (Fanaki, 1975; Ernst *et al.*, 1994; Suzuki & Koyaguchi, 2013). The development of the counter-rotating rolls in the particle cloud enhances the delivery of particles to its base, where a PBL begins to form (Carazzo & Jellinek, 2012; Scollo *et al.*, 2017). As the PBL forms, a gravitational instability grows into a descending finger, which transforms into a sediment thermal (**Figure III.9C**, t_2 ; see also figures 3, 5, 6 and 9 in Scollo *et al.*, 2017). Initially, fingers and sediment thermals fall at a higher velocity than the terminal settling velocities of the particles within, but they eventually disperse due to entrainment of ambient fluid by their overturning heads (**Figure III.9C**, t_3). While they approach their dispersive phase, they decelerate to the terminal settling velocity of the particles as individual particle settling takes over (Bush *et al.*, 2003). Before fully dispersing, PBLs grow at the base of the first generation of sediment thermals, yielding a second generation of fingers and sediment thermals (**Figure III.9C**, t_3 - t_4). Both generations of sediment thermals eventually disperse and exit the radar beam (**Figure III.9C**, t_5).

This model is able to explain the list of observations made from the data at the beginning of this section:

1. The fingering origin of sediment thermals explains the periodic structure in space and time of the sedimentation pulses
2. The volumetric growth and dilution of sediment thermals due to entrainment agrees with the observed increase in size and decrease in reflectivity density of the initially detected sedimentation pulses in **Figure III.5**, **III.6A**, **III.7**, respectively

3. The growth of a second generation of fingers explains the emergence of periodic sedimentation structure after the first sedimentation pulse is detected
4. The dispersal of sediment thermals leads to individual particle settling, which is captured by the radar and can explain the modal v_r in the fallout corresponding to a smaller size range of particles than that detected by the disdrometer. The faster fall velocity of sediment thermal mixtures v_s the terminal settling velocity of the particles that compose them can explain the extreme values of $v_r, < -3 \text{ m s}^{-1}$ detected in the fallout. This would correspond to a particle size of 0.24 mm targeted by the radar without the influence of mixture effects, but could actually correspond to a smaller particle size with the influence of mixture effects.
5. Overturning motions in the head of the first generation sediment thermal explain the abrupt increase of v_r within the fallout from $< -3 \text{ m s}^{-1}$ to values as high as -0.7 m s^{-1} (indicating motion towards from the radar) occurring after 14:34:30 in **Figure III.6B**.
6. The fall velocity of the second generation of sediment thermals gives rise to v_r reaching values $< -3 \text{ m s}^{-1}$ again later in the fallout

It is important to note several challenges for the ash fingering/sediment thermal model in the context of this data set. First, the modal value of the PSD measured at the disdrometer (0.345 - 0.460 mm) and the modal value derived from v_r (0.17-0.24 mm) are both above the maximum particle size that permits the formation of fingers (0.125 mm, Scollo *et al.*, 2017). However as in the near-source ash plume, there is no obvious correlation between Z and v_r in the fallout, suggesting that reflectivity variations in the fallout do not result from significant fluctuations of the PSD mode (controlling the measurement of v_r) but mainly from differences in ash concentration, with possible fluctuating contributions from relative amounts of finer particles. Hence, the mode of the true PSD expected in the intermittent sedimentation figures may fall below the critical size of Scollo *et al.* (2017), as it is expected to be shifted towards finer particles. Second, the ash concentration derived from the disdrometer measurements, 0.681 g m^{-3} , is below the minimum concentration required (1 g m^{-3}) for the development of gravitational instabilities (Carazzo & Jellinek, 2012; Manzella *et al.*, 2015), but this derived concentration only sets a lower limit for the emitted cloud as previously discussed. The true ash concentration will be higher, potentially spanning the empirically constrained lower range of ash concentrations conducive to the formation of fingers (Carazzo & Jellinek, 2012; Manzella *et al.*, 2015). Even if the minimum ash concentration derived from the disdrometer does indeed

reflect the true ash concentration, locally concentrated PBLs above 1 g m^{-3} may still form as particles settle to the base of the cloud. If the observed pulses correspond to previously described ash fingers resulting from gravitational instabilities, this is a novel observation of such phenomena in nature at very low ash concentrations from weak volcanic plumes.

III.2.4.3 Alternative hypotheses for the origin of sedimentation features

The data allows for alternative hypotheses for the origin of the sedimentation pulses and three will be considered here. First, instead of one sediment thermal giving rise to a second generation of multiple sediment thermals, second and third sediment thermals may fall directly from the parent cloud and through the radar beam later than the first sediment thermal. Second, if there is a horizontal component of the wind perpendicular to the radar beam, this could be responsible for advecting ash fingers or sediment thermals through the radar beam at different times, explaining why reflectivity features do not all appear at the same time. This could rule out the multi-generational behavior of sediment thermals, but maintain the first generation with an overturning head to explain the abrupt change in v_r after 14:34:30 in **Figure III.6B**. Third, if there is a vertical gradient in wind velocity, this can induce turbulence that causes heterogeneities in the fallout to form. However, it is not clear why the sedimentation features would persist for a long duration in the presence of such turbulent mixing, which tends to homogenize heterogeneities in a mixture. Further hypotheses should be explored and tested against currently available datasets for weak ash plumes.

III.2.5 Conclusions

The innovative multi-sensor campaign carried out at Stromboli was an endeavor to measure ash plumes with a 95 GHz Doppler radar and an optical disdrometer. Our new observations at high space-time resolution of ash fallout show that ash sedimentation from volcanic plumes even at low ash concentration can be a non-homogeneous phenomenon developing structure during fallout through internal multiphase fluid dynamics. Thus, no matter the size of a tephra plume or its source conditions, areas of higher concentration in ash fallout could form over the extent of plume dispersion, even for dilute and short-lived weak ash plumes coming from normal Strombolian activity. The sedimentation pulses are characterized by increases at short temporal and spatial scales of ash concentration in the fallout (by a factor of

3) and sedimentation rate, which could differ from the averaged outputs of ash dispersion models, and augment hazards related to aviation and to ash accumulation rate on the ground. While we favor ash fingering leading to sediment thermals (Bush *et al.*, 2003), more observations are needed to confirm this mechanism. Estimates of the particle size distribution across the sedimentation features are also needed for comparison with minimum particle size and ash concentration that allow for gravitational instabilities as predicted by experiments (Carazzo & Jellinek, 2012; Scollo *et al.*, 2017). If the variation in PSD recorded by the disdrometer also reflects a variation across the sedimentation features, it should be recorded physically in the deposits, as suggested by the physics of sediment thermal (Bush *et al.*, 2003). This might then be misinterpreted in terms of changing eruptive source conditions (*e.g.* mass eruption rate), atmospheric conditions, or plume dynamics, while this is instead the effect of the internal multiphase fluid dynamics in the sedimentation. This puts a new focus on fallout dynamics and may require us to revisit ancient deposits of large eruptions. As these sedimentation features could occur for a wide range of eruptive activity, future studies should aim at further unraveling their origin and the full extent of the role of wind in their formation.

Chapitre IV

**Caractérisation physique des cendres :
contraintes sur les mesures de
concentrations et de vitesses terminales de
chute des particules**

IV.1 Introduction

L'étude de la sédimentation des panaches faibles et dilués émis lors d'explosions Stromboliennes a permis de mettre en évidence la capacité qu'ont les disdromètres et les radars Doppler à visualiser à des échelles fines les processus dynamiques à l'œuvre dans les retombées de cendres. De plus, les résultats obtenus par disdromètre optique ont pour but de contraindre les mesures radar faites dans les panaches, que ce soit à proximité de leur source ou plus loin lors de leur dispersion. En revanche, la validation des paramètres éruptifs quantifiés à l'aide du disdromètre lors d'une application volcanologique nécessite une caractérisation physique complète des particules détectées, bien différentes des hydrométéores pour lequel ce type d'instrument a été conçu.

Le disdromètre est capable de renseigner non seulement sur les PSDs et les taux de sédimentation en fonction du temps, mais aussi sur la distribution des vitesses de chute des cendres en fonction de leurs tailles. Ces mesures sur le terrain doivent cependant être contraintes dès lors qu'aucune estimation des vents n'a été faite durant la campagne de mesures à Stromboli. Or, outre le fait que le vent affecte fortement la dispersion d'un panache, le chapitre précédent a montré qu'il influence également fortement la manière dont les cendres retombent au sol (*i.e.* possible origine des thermiques inversés de sédimentation). Egalement, les variations de tailles et de formes des cendres jouent un rôle prépondérant dans la dynamique des retombées pour les cendres grossières (Dioguardi *et al.*, 2018). Notamment, la considération de la forme des particules, dans les modèles empiriques, tend à diminuer les valeurs de vitesses terminales de chute des particules initialement considérées sphériques (Sparks *et al.*, 1997 ; Bonadonna & Phillips, 2003 ; Bonadonna *et al.*, 2011a, 2015b ; Beckett *et al.*, 2015 ; et références associées) et à augmenter leur temps de résidence dans l'atmosphère (*e.g.* Saxby *et al.*, 2018). En outre, la forme et la taille contrôlent l'agencement d'une particule vis à vis de sa direction de chute (Bagheri & Bonadonna, 2016a, 2016b). Dans cette optique, les échantillons prélevés au sol près du disdromètre peuvent préciser, de façon statistique, les paramètres de taille, de forme, de rugosité.

Dans ce chapitre, une méthodologie de caractérisation des tailles, des formes et de la densité des particules collectées est développée afin d'apporter des contraintes sur les données obtenues par disdromètre, que ce soit en termes de PSDs ou concernant les vitesses de chute

mesurées. Les données du disdromètre sur le terrain sont en particulier comparées aux résultats de chutes de cendres effectuées en laboratoire et aux modèles de vitesse de chute terminale nécessitant des informations précises sur les formes des particules. Valider les vitesses obtenues par disdromètre justifierait leur utilisation en temps réel dans un but de surveillance d'un volcan actif, et apporterait par ailleurs des contraintes aux lois de vitesse de chute à implanter dans les modèles de dispersion pour affiner leurs prévisions. D'autre part, ces contraintes, associées à la validation des tailles de cendres observées sur le terrain permettraient de raffiner les paramètres de charges (*i.e.* les masses, concentration et taux de sédimentation) dérivés de tels instruments pour comparer et valider les mesures faites par d'autres capteurs de télédétection (*e.g.* les radars Doppler utilisés en opérationnel). La première partie de ce chapitre est présentée sous la forme d'une publication soumise dans la revue *Journal of Volcanology and Geothermal Research*.

IV.2 Contraintes apportées par la caractérisation physique des cendres sur des mesures *in situ* de leurs vitesses de chute terminales par disdromètre optique.

Cette partie correspond à un article soumis à Journal of Volcanology and Geothermal Research (Freret-Lorgeril et al., en révision).

Résumé

La vitesse terminale de chute des cendres est un paramètre important pour contraindre la dynamique interne et la dispersion des panaches et nuages de cendres volcaniques. De plus, ces vitesses permettent d'étudier les relations existant entre les panaches et leurs dépôts de retombées, à partir desquels les paramètres éruptifs à la source sont souvent dérivés (Walker, 1973 ; Pyle, 1989 ; Carey & Sparks, 1996 ; Sparks *et al.*, 1997 ; Bonadonna & Phillips, 2003 ; Bonadonna & Costa, 2012, 2013 ; Bonadonna *et al.*, 2015a ; et références associées). Tandis que la distribution totale des tailles de particules est le paramètre majeur à contraindre pour estimer les vitesses terminales de chute, de nombreuses études ont mis en évidence, de manière empirique, le besoin de considérer des indicateurs de formes comme la sphéricité pour affiner ces vitesses en fonction de la taille (Ganser, 1993 ; Dellino *et al.*, 2005 ; Bagheri & Bonadonna, 2016a, 2016b).

Au cours d'une campagne de mesures par télédétection de panaches volcaniques faibles à Stromboli en 2015, un disdromètre optique a été utilisé pour détecter les tailles et les vitesses de chute des retombées. En complément, six échantillons de cendres ont été prélevés à différentes distances des cratères et analysés. Cette étude se focalise sur l'implication des paramètres physiques des cendres sur les mesures de vitesses de chute terminales et leur modélisation.

Les tailles et les formes en deux dimensions d'un grand nombre de particules ont été automatiquement caractérisées en utilisant un analyseur morphologique MORPHOLOGI G3. Les échantillons tamisés manuellement montrent des distributions triées, relativement grossières, avec des tailles allant de quelques microns à au moins 2000 μm avec des modes de distributions entre 180 et 355 μm . Bien que négligeable en termes de masse, une population de

condres fines inférieure à 100 μm forme une distribution distincte dans chaque fraction avec une valeur modale de 5 à 20 μm . Toutes les distributions présentent des décalages vis à vis des limites de taille indiquées par les tamis. En effet, 26,2 à 96,2% de ces distributions sont au-dessus de ces limites. Par conséquent, nous suggérons d'utiliser la diagonale de chaque maille supérieure des tamis en tant que limite supérieure de leur gamme de taille. D'un point de vue morphologique, les populations de condres analysées montrent des valeurs moyennes de paramètres de forme qui décroissent en fonction de leur diamètre en équivalent circulaire. Ce dernier se trouve être en moyenne égal à 0,92 fois la moyenne des axes visibles des particules (long et intermédiaire). La densité moyenne de toutes les fractions mesurées par pycnométrie à eau est égale à $2755 \pm 50 \text{ kg m}^{-3}$. Les densités augmentent légèrement de 2645 à 2811 kg m^{-3} quand les tailles des particules diminuent.

Les vitesses terminales de chute des condres ont été mesurées au disdromètre en laboratoire. Elles montrent des valeurs comprises entre $0,95 \text{ m s}^{-1} \pm 0,05 \text{ m s}^{-1}$ pour des tailles de 125-212 μm , à $3,8 \text{ m s}^{-1} \pm 0,1 \text{ m s}^{-1}$ pour des particules entre 600 et 1000 μm . Ces valeurs se trouvent être en accord avec les mesures faites sur le terrain sauf pour les particules supérieures à 460 μm dont les vitesses sont inférieures à $3,6 \text{ m s}^{-1}$. Les vitesses mesurées par le disdromètre ont été confrontées aux résultats de modèles empiriques et sont principalement en accord avec le modèle de Ganser (1993). En convertissant les tailles détectées par le disdromètre en diamètre équivalent circulaire, les distributions de tailles mesurées sont similaires à celle fournies par les analyses au MORPHOLOGI G3.

Cette étude valide les résultats du disdromètre obtenus sur le terrain en précisant les limitations et confirme le potentiel opérationnel de telles applications volcanologiques. Un tel instrument doit être utilisé dans des conditions de terrain adéquates si son but est de mesurer les tailles des condres et leurs vitesses de chute en temps réel. En plus de fournir directement l'évolution du taux de sédimentation, les facteurs de réflectivité calculés par le disdromètre peuvent être comparés avec les mesures de facteur de réflectivité radar à l'intérieur des panaches volcaniques dans le but de fournir des concentrations de condres internes au premier ordre. Finalement, les distributions de tailles et les formes des condres fournies par la méthodologie appliquée dans cette étude peuvent potentiellement servir à affiner par modélisation les paramètres de charges dérivés des mesures faites par radar Doppler.

***In situ* terminal settling velocity measurements at Stromboli volcano: Input from physical characterization of ash.**

V. Freret-Lorgeril¹, F. Donnadieu^{1,2}, J. Eychenne¹, C. Soriaux¹, T. Latchimy².

¹*Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France*

²*CNRS, UMS 833, OPGC, Aubière, France*

Article en révision dans Journal of Volcanology and Geothermal Research

Abstract

Ash particle terminal settling velocity is an important parameter to measure in order to constrain the internal dynamics and dispersion of volcanic ash plumes and clouds and their relationships with fallout deposits from which source eruption conditions are often inferred. While the total particle size distribution is the main parameter to constrain terminal velocities, many studies have empirically highlighted the need to consider shape descriptors such as the sphericity to refine ash settling velocity as a function of size. During radar remote sensing measurements of weak volcanic plumes of Stromboli volcano in 2015, an optical disdrometer was used to record falling ash particle sizes and settling velocities with time, and six fallout ash samples collected at different distances from the vent were also analyzed. We focus here on the implications of ash physical parameters for settling velocities measurements and modeling. Two-dimensional sizes and shapes were automatically characterized for a large number of ash particles using an optical morpho-grainsizer MORPHOLOGI G3. Manually sieved ash samples show sorted, relatively coarse particle size distributions between a few microns to at least 2000 μm with modal values between 180-355 μm . Although negligible in mass, a population of fine particles below 100 μm form a distinct particle size distribution with a mode around 5-20 μm . All size distributions are offset compared to the indicated sieve limits, 26.2% up to 96.2% of the distributions being higher than the sieve limits. So we use the diagonal of the upper mesh sizes as the upper sieve limit. Morphologically, particles show decreasing average form factors with increasing circle-equivalent diameter, the latter being equal to 0.92 times the average size between length and intermediate axes of ash particles. Particle densities measured by water pycnometry average $2755 \pm 50 \text{ kg m}^{-3}$, increase slightly from 2645 to 2811 kg.m^{-3} with decreasing particle size. Terminal velocities of ash particles measured in laboratory conditions with no wind range between $0.95 \text{ m s}^{-1} \pm 0.05 \text{ m s}^{-1}$ for the 125-212 μm (*i.e.* in D_{CE}) fraction, to $3.8 \text{ m s}^{-1} \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ for 600-1004 μm fraction. The measured settling velocities in laboratory are in agreement with field velocities expected for particles $> 460 \mu\text{m}$ showing velocity less than 3.6 m s^{-1} . Comparing disdrometer velocities to existing empirical models, the one of Ganser (1993) is found to best match our results. Converting disdrometer detected size into circle equivalent diameter shows similar PSD between disdrometer measurements and G3 analyses. This validate volcanological applications of the disdrometer if used in adequate conditions in the field to monitor volcanic ash sizes and settling velocities in real-time and we discuss the measurement limitations. In addition to directly providing sedimentation rates,

calculated reflectivities can be compared with radar reflectivity measurements inside ash plumes to infer first-order ash plume concentrations. Detailed particle size distribution and shape parameters may further be used to refine radar-derived mass loading retrievals of the ash plumes.

Keywords: Terminal Settling Velocity; Ash fallout; Ash sizes; Disdrometer; Stromboli;

IV.2.1 Introduction

Constraining volcanic ash plume dynamics, dispersion and fallout processes is of paramount importance for the mitigation of related impacts, *e.g.* on infrastructure, transportation networks, human health (Baxter, 1999; Wilson *et al.*, 2009; Wilson *et al.*, 2012). The terminal settling velocities (V_T) of the particles transported in volcanic ash plumes influence the way plumes disperse into the atmosphere, control the sedimentation pattern in space and time, and therefore the way ash deposits form (Beckett *et al.*, 2015; Bagheri & Bonadonna, 2016a). In particular, V_T are used to estimate ash mass deposition rates (Pfeiffer *et al.*, 2005; Beckett *et al.*, 2015) and mostly depend on the total grain size distribution (TGSD), the density and the shape of ash particles. Retrieving the TGSD is hardly achieved in real-time for operational purpose owing to the lack of direct measurements of the *in situ* PSD (*e.g.*, inside the plume). It is generally obtained from post-eruption analyses of ash deposits or from a multi-sensor strategy (Bonadonna *et al.*, 2011a; Corradini *et al.*, 2016) comprising for instance satellite images and radar remote sensing, coupled to ground sampling. Meteorological optical disdrometers, although designed for hydrometeors can be used to record volcanic ash fallout, providing particle number density, settling velocities and sizes in near real-time, although at a given location underneath the fallout. Disdrometer measurements can be used to calibrate dispersion model outputs or constitutive equations, but also radar observations from an empirical law relating derived radar reflectivity factors and associated particle mass concentrations. Then, comparing the calculated reflectivities to radar measurements inside ash plumes (Maki *et al.*, 2016) leads to first-order estimates of their mass loading parameters, of primary importance for hazard evaluation.

Volcanic Ash Transport and Dispersion (VATD) models require equations relating V_T to particle size distribution in order to make accurate forecast of ash dispersion and deposition.

As V_T also depends on particle shape parameters and densities, these need to be characterized as a function of sizes. Ash particles are highly heterogeneous in shape and size due to a variety of fragmentation processes (Cashman & Rust, 2016), so empirical laws describing settling velocities have been developed by adjusting the equation for the drag coefficient. Spherical grains were first used (Gunn & Kinzer, 1947; Wilson & Huang, 1979 and reference therein) and then, non-spherical particle shapes were considered based on laboratory experiments (Kunii & Levenspiel, 1969; Ganser, 1993; Chien, 1994; Dellino *et al.*, 2005; Coltelli *et al.*, 2008; Dioguardi & Mele, 2015; Bagheri & Bonadonna, 2016b; Del Bello *et al.* 2017; Dioguardi *et al.*, 2017). Such studies have revealed the need to consider the morphological aspects of ash particles to refine V_T estimates, in addition to the total grain size distribution.

A geophysical measurement campaign at Stromboli volcano was carried out between the 23rd of September and the 4th of October 2015 to characterize the mass load of ash plumes and their dynamics using radars at different wavelengths, including a millimeter-wave radar for ash tracking (Donnadieu *et al.*, 2016a, and *in prep.*). In addition, falling ash particles were measured in-situ using an optical disdrometer and sampled from ground tarps, in order to constrain the particle size distribution (PSD). The PSD is required to quantify the mass load parameters of the plume from the radar reflectivity measurements.

In this paper, we present a physical characterization of ash particles from Strombolian weak plumes using ash samples collected from ground tarps and near-ground disdrometer measurements of the falling ash. **Section IV.2** focuses on the instruments and methodologies utilized to characterize ash samples, whose descriptions and results are given in **section IV.3**. In **section IV.4** we present V_T measurements of ash particles obtained in the field and in laboratory conditions and compare them to existing empirical models. We discuss the results and limitations and then give conclusive remarks of this study in **section IV.5** and **IV.6**, respectively.

IV.2.2 Materials and methods

IV.2.2.1 Field ash sampling

Ash samples from weak plumes of Stromboli volcano were collected on the ground from a 0.4 m² tarp (0.45 m × 0.9 m) and a collector (0.6 m × 0.6 m) during a Doppler radar measurement campaign between the 23rd September and the 4th October 2015 (Donnadieu *et al.*, 2016a). During this period, Stromboli activity was weak and mostly producing type 2a and/or 2b eruptions (Patrick *et al.*, 2007), involving the emission of ash plumes rising 200 to 400 m high above the active vents and usually wind-drifted towards the North to the North-East. Six ash samples from different ash fallout events were collected on a ground tarp at different locations and distances from the craters area : (i) two on the NE flank (Roccete) 500 to 600 m from the summit vents (white cross in **Figure IV.1**), (ii) three near Pizzo Sopra la Fossa, about 320-330 m from the craters (blue cross in **Figure IV.1**), next to the optical disdrometer (white square in **Figure IV.1**), and (iii) one in the collector at Punta Labronzo about 2 km North (green cross in **Figure IV.1**). Details on ash sample collection dates and locations are summarized in **Table IV.1**.

Table IV.1: Date and locations of the six collected ash samples.

Date (mm/dd/yyyy)	time UTC (HH:MM)	location	Sample names	GPS point (UTM)
09/25/2015	16:36	near Pizzo Sopra la Fossa	1636_summit	33 S 0518663 UTM 4293821
10/02/2015	12:46	NE flank (Roccete)	1246_roc	33 S 0518774 UTM 4294327
10/02/2015	15:30	Punta Labronzo	1530PL	33 S 0518720 UTM 4295743
10/02/2015	15:50	near Pizzo Sopra la Fossa	1550_summit	33 S 0518663 UTM 4293821
10/03/2015	10:42-12:52	NE flank (Roccete)	1042-1252_roc	33 S 0518774 UTM 4294327
10/03/2015	16:01	near Pizzo Sopra la Fossa	1601_summit	33 S 0518663 UTM 4293821

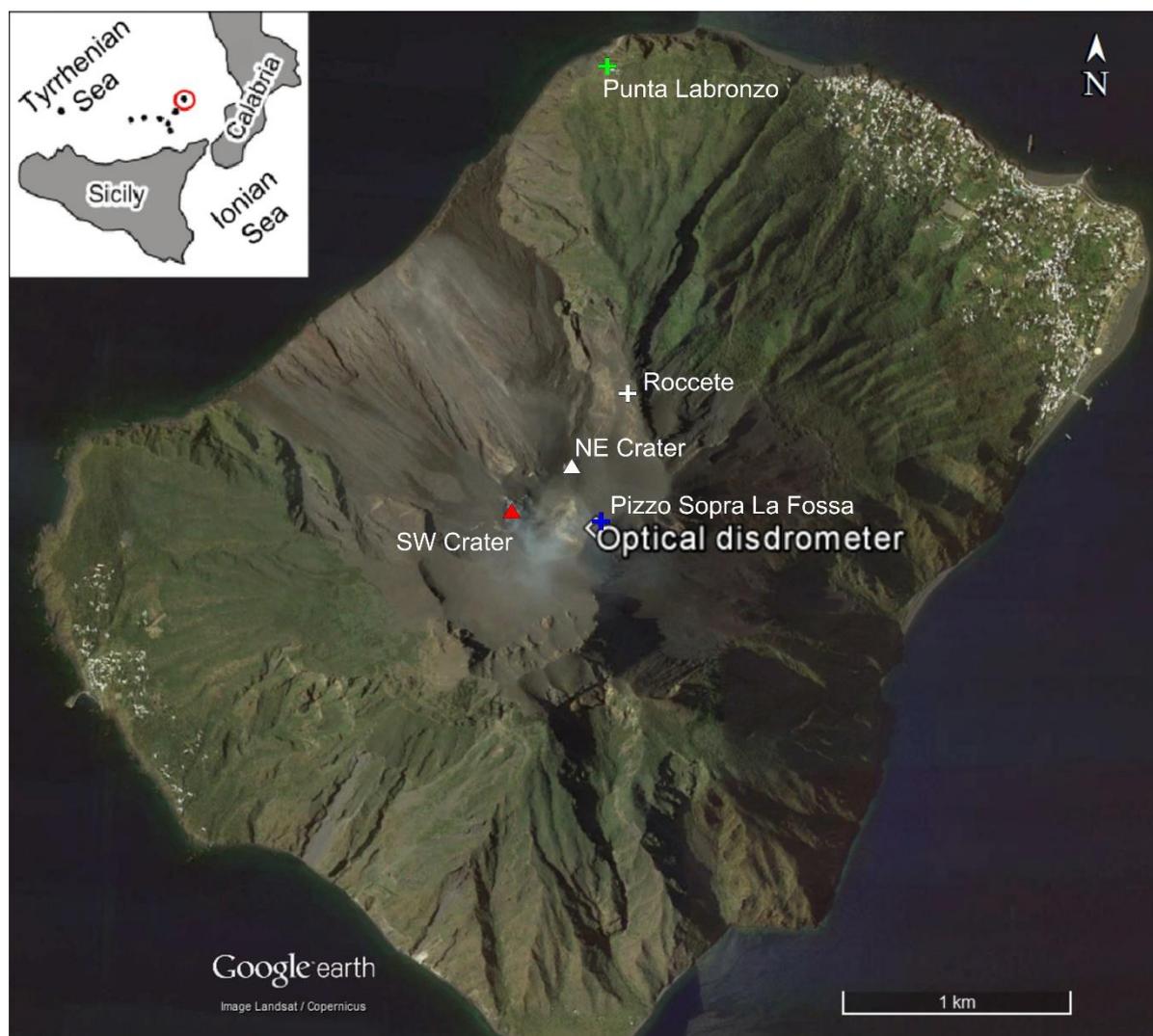


Figure IV.1: Map of Stromboli Island. The Optical disdrometer was set up next to Pizzo Sopra la Fossa at 900 m a.s.l. (white square), 320 m and 330 m away from the NE (white triangle) and the SW crater (red triangle), respectively. Ash samples were collected at Pizzo Sopra la Fossa next to the disdrometer (blue cross), on the NE flank (Roccete) 500-600 m away from the vents (white cross) and at Punta Labronzo (1530PL sample, green cross) about 2 km North from the vents.

IV.2.2.2 Grain-size and morphological analyses

The samples were manually sieved twice to determine their PSDs at $1/2 \Phi$ and $1/4 \Phi$ intervals. The relation between Φ scale and circle equivalent diameters (D) is given by $\Phi = -\log_2(D \text{ (mm)})$. In total, less than 0.5% of the mass of ash collected was lost during the $1/2 \Phi$ mechanical sieving. We calculated the sorting coefficient S_0 from Folk & Ward (1957):

$$S_0 = \frac{\Phi_{84} - \Phi_{16}}{4} + \frac{\Phi_{95} - \Phi_5}{6.6}, \quad (\text{IV.1})$$

with Φ_{84} , Φ_{16} , Φ_{95} and Φ_5 being the Φ values corresponding to the 84th, the 16th, the 95th and the 5th percentile, respectively, of the calculated PSD. The lower the S_0 , the more sorted the PSD.

The MORPHOLOGI G3TM (named G3 in this study) designed by Malvern InstrumentsTM is an automated optical analyzer dedicated to the study of size and shapes of particles. Placed on a glass plate, particles from a given sieve are illuminated from below (diascopic illumination). The microscope therefore measures the 2-D projected areas and shapes of a large number of particles, allowing an automatic analysis of morphological parameters such as the size and 2-D shape parameters. Typically tens of particles of size 1Φ up to 18000 particles of size $< 4 \Phi$ can be processed in 35 minutes (fast and routine analyzes, Leibrandt & Le Pennec, 2015). In order to reduce the size range of the individual particles analyzed and insure an acceptable focus for all of them, the half- Φ fractions were sieved at a $1/4 \Phi$. Obtained sieving results are fully presented in **Appendix B**.

In this study, the main sizing parameters are the longest axis (L) and intermediate axis (I) measured in the 2-D plan orthogonal to the light direction, the circle-equivalent diameter $D_{CE} = 2 \times (A_p/\pi)^{1/2}$ measured from the particle pixel area A_p and the sphere-equivalent volume with diameter D_{CE} . Owing to the 2-D images inherent to the methodology, we suppose that, statistically, particles have their short axis S normal to the image plan, and hence $S \leq I$.

From the measurements of L , I and A_p , the following morphological parameters are defined: (i) the Elongation $e = I/L$ (Bagheri & Bonadonna, 2016b), (ii) the Convexity $C_v = P_{CH}/P_p$, corresponding to the textural roundness of the particles with a perimeter P_p (Liu *et al.*, 2015), with P_{CH} being the convex hull perimeter (i.e. the smallest convex polygon containing all pixels of the analyzed particle), (iii) the solidity $S_d = A_p/A_{CH}$ (Cioni *et al.*, 2014), indicative of the high wavelength (*i.e.*, morphological) roughness of the particles (Cioni *et al.*, 2014; Liu *et al.*, 2015b) with A_{CH} being the convex hull area, and (iv) the sphericity $\varphi = 4\pi A_p/P_p^2$ being an indicator of the roughness and the shape of the particles (Riley *et al.*, 2003). According to Liu *et al.* (2015a), the shape parameters associated to the convex hull such as S_d and C_v characterize the roughness of particles independently of their form. These parameters range from 0 to 1 and are all described in Leibrandt & Le Pennec (2015), Liu *et al.* (2015a, 2015b) and Riley *et al.* (2003).

A complete PSD from G3 analyses, comprising every analyzed 1/4 Φ sieved fractions, can be inferred by combining the measured mass fractions from sieving with the sphere-equivalent volume (V_{SE}) of particles measured by the G3 for each analyzed fractions:

$$m_i^{wt\%} = \sum_j \left(\frac{V_{SEi,j}}{\sum_i (V_{SEi,j})} m_j^{wt\%} \right), \quad (IV.2)$$

where subscript i denotes the size bin comprising individual particles analyzed by the G3 having a D_{CE} diameter within the bin upper and lower bounds, whereas subscript j stands for the sieve size fraction from manual sieving. $m_i^{wt\%}$ is the mass percentage of particles belonging to a size bin i , and $m_j^{wt\%}$ is the mass percentage of the analyzed sieve fraction j to the total sample mass. The ratio $V_{SEi,j} / \sum_i (V_{SEi,j})$ is the sphere-equivalent volume ratio of particles belonging to the size bin i with respect to all particles from a sieved fraction j . We use the sphere-equivalent volume derived from the G3, rather than the number of particles, to minimize the error propagation in mass calculation due to the large increase in particle number with decreasing size.

IV.2.2.3 Ash density measurements

The average densities of ash particles of 1/4 Φ sieved fractions of the two samples with the largest mass (1601_summit and 1246_roc) were measured by water pycnometry (Eychenne & Le Pennec, 2012). This method allows the estimation of ash particle density by volume difference between a boro-silicate pycnometer filled with distilled and degassed water and the same pycnometer containing both water and a known mass of ash sample.

The density of particles is given by:

$$\rho_i = \frac{m_i \rho_w}{m_{w1} - m_{w2}}, \quad (IV.3)$$

with ρ_i the density of the ash size class i in $\text{kg}\cdot\text{m}^{-3}$, ρ_w the density taken to be 1000 kg m^{-3} , m_i the mass of ash incorporated into the pycnometer (0.4 to 2 g), m_{w1} the mass of water required to fill the reference pycnometer volume and m_{w2} the mass of water required to fill the pycnometer once the ash sample has been added.

By using water pycnometry, we assume that all grains have the same density inside a same sieved fraction. Then, for particles between 125 μm and 700 μm , we assume that water surface tension avoid vesicle filling. Thus we measure particle densities rather than solid density, *i.e.* the dense-rock equivalent (DRE) density.

IV.2.2.4 The optical disdrometer and particle fall experiments

The optical disdrometer Parsivel² designed by OTT uses a 780 nm wavelength laser beam emitted by a transmitter to a receiver converting the light signal into voltage signal. Described in Löffler-Mang & Jürg (2000) and Tokay *et al.* (2014), the disdrometer measures the settling velocities and sizes of particles when they pass through the laser sheet. The laser obscuration time is used to infer the settling velocities. The longer a particle takes to cross the beam, the lower the settling velocity. Then, the amplitude of the laser extinction is used to calculate the size of the particles. Using the measurement of the number of falling particles and their settling velocity class values (**Appendix A**), the disdrometer calculates the number density of particles crossing the beam as:

$$N_i(D_i) = \frac{n_i}{v_i A \Delta t dD_i}, \quad (\text{IV.4})$$

with $N_i(D_i)$ the particle number density ($\text{mm}^{-1} \text{m}^{-3}$) of the disdrometer size class i , n_i the number of detected particles with measured settling velocity v_i (m s^{-1}), A the laser sheet area ($54 \times 10^{-4} \text{m}^2$), Δt the sampling interval (10 s) and dD_i the size range (mm) of the disdrometer size class i . The disdrometer measures settling velocities between 0.05 and 20.8 m s^{-1} distributed among 32 classes (Classes 1 to 22 are displayed in **Appendix A**) and detects particles from 0.25 mm to 26 cm.

We performed in-situ measurements of falling ash during the field campaign at Stromboli. The disdrometer was set up about 80 cm above the ground close to Pizzo Sopra La Fossa (**Figure IV.1**), 320-330 m Northeast of the SW crater. The disdrometer recorded in particular the same ash fallout events from weak Strombolian plumes as two samples collected from ground tarps next to the disdrometer (1601_summit) and lower down the NE flank (1246_roc).

In order to establish the application limits of the disdrometer to the detection and recording of ash fallout and to estimate the influence of the wind on particle settling velocities in the field, disdrometer retrievals were verified under laboratory conditions of no horizontal nor vertical wind. In this aim, sieved ash particles from the 1601_summit sample were dropped from heights between 3 m and 11 m above the disdrometer laser sheet in order to insure that terminal settling velocities were reached for each sieved size fraction.

IV.2.2.5 Terminal settling velocity models

The disdrometer records particles settling velocities. To verify that such particles felt at their V_T , we compared the disdrometer measurements with empirical V_T laws that are based on several assumptions.

First, for particle Reynolds Number between 0.4 and 500 under an altitude of 5 km (a.s.l.) and assuming spherical particle diameters less than 1.5 mm, V_T of a particle can be expressed as (Kunii & Levenspiel, 1969; Bonadonna *et al.*, 1998; Coltelli *et al.*, 2008):

$$V_T = D \left(\frac{4g^2 \rho^2}{255 \mu \rho_a} \right)^{\frac{1}{3}}, \quad (\text{IV.5})$$

where V_T is the terminal settling velocity of the particle (m s^{-1}), D is the given central diameter (m) of the disdrometer size class, g is the gravitational acceleration (m s^{-2}), μ is the air viscosity (Pa s), ρ and ρ_a are the particle and air densities in kg m^{-3} . Values of μ and ρ_a are equal to 1.85×10^{-5} Pa s and 1.2 kg m^{-3} at a temperature of $15 \text{ }^\circ\text{C}$ at sea level (similar to laboratory conditions) and equal to 1.786×10^{-5} Pa s and 1.12 kg m^{-3} at 900 m a.s.l. (similar to field conditions).

Then, we compare our results with other models considering non-spherical ash particles such as the equations of Ganser (1993) and Bagheri & Bonadonna (2016b). Both models use the following V_T equation (Sparks *et al.*, 1997):

$$V_T = \sqrt{D_{CE} \frac{4g(\rho - \rho_a)}{3\rho_a C_D}}, \quad (\text{IV.6})$$

where D_{CE} is the circle-equivalent diameter corresponding to the diameter of a circle (applicable to a sphere) whose area is measured by the G3 for each particle. C_D is the drag coefficient calculated differently in each model. Indeed, such model-derived C_D equations are inferred from empirical analyses of particle settling velocities and are not related to the same particle shape parameters.

In Ganser (1993), C_D is determined as follow:

$$C_D = \frac{24}{ReK_1K_2} \left[1 + 0.1118(ReK_1K_2)^{0.6567} \right] + \left(\frac{0.4305}{1 + \frac{3305}{ReK_1K_2}} \right). \quad (IV.7)$$

K_1 and K_2 being the Stokes' shape factor and the Newton's shape factor, respectively:

$$K_1 = \left(\frac{1}{3} + \frac{2}{3} \varphi^{-\frac{1}{2}} \right)^{-1}, \quad (IV.8)$$

$$K_2 = 10^{(1.8148(-\log \varphi))^{0.5743}}, \quad (IV.9)$$

where φ is the G3-derived sphericity (Riley *et al.*, 2003) of particles considered as isometric ($I = S$), the best shape parameter to be used in the Ganser model (Alfano *et al.*, 2011).

In Bagheri & Bonadonna (2016b), C_D is calculated as:

$$C_D = \frac{24k_S}{Re} \left[1 + 0.125 \left(Re \frac{k_N}{k_S} \right)^{\frac{2}{3}} \right] + \left[\frac{0.46}{1 + 5330 \left(Re \frac{k_N}{k_S} \right)} \right], \quad (IV.10)$$

with k_S and k_N , being shape factors equal to:

$$k_S = (F_S^{1/3} + F_S^{-1/3})/2, \quad (IV.11)$$

where $F_S = f e^{1.3} \left(\frac{D_{CE}^3}{L I S} \right)$ and $F_N = f^2 e \left(\frac{D_{CE}^3}{L I S} \right)$

and

$$k_N = 10^{\alpha_2 \left[-\log(F_N) \right]^{\beta_2}}, \quad (\text{IV.12})$$

where $\alpha_2 = 0.45 + 10 / \exp(2.5 \log(\rho / \rho_a) + 30)$ and $\beta_2 = 1 - 37 / \exp(3 \log(\rho / \rho_a) + 100)$

These shape factors depend on 3-D ash particle axes such as L , I , S and also the elongation (I/L) and flatness (S/I).

In both Ganser (1993) and Bagheri & Bonadonna (2016b), the equations of C_D include the Reynolds Number Re calculated as:

$$Re = \frac{V_T D \rho_a}{\mu}, \quad (\text{IV.13})$$

where V_T corresponds to the settling velocity of a particle within a non-moving ambient fluid (*i.e.* the air in this case) with a viscosity μ .

Because C_D , Re and V_T are dependent to each other, we use an iterative approach to determine the settling velocities with both aforementioned models. We initialize V_T using the Stokes law, where $V_T^{Stokes} = (g D_{CE}^2 (\rho - \rho_a)) / 18\mu$, and then iteratively calculate Re , C_D , and V_T (**EquationIV.6**). The iterations are ended when the velocity difference is less than 10^{-8} .

Finally, we calculate V_T using the Dellino *et al.* (2005) relationship:

$$V_T = \frac{1.2065 \mu \left(D_{CE}^3 g (\rho - \rho_a) \rho \psi^{1.6} / \mu^2 \right)}{D_{CE} \rho}, \quad (\text{IV.14})$$

where ψ is a shape factor defined as the ratio between the particle sphericity (Riley *et al.*, 2003) and $1/C_c$. The exponent 1.6 in the latter equation comes from an empirical power law found between Re and $C_D Re \psi^{1.6}$ (R^2 of 0.99). Thus, the combination of **EquationIV.6** and the drag coefficient of spherical particles leads to the equation of Dellino *et al.* (2005), which does not depend on C_D and Re . Here, D_{CE} is the equivalent diameter of spherical particles.

Models of V_T involving non-spherical particles require ash morphological parameters in order to compare with ash settling velocities measured in the field or in laboratory conditions. These parameters are characterized in the following section for Strombolian ash.

IV.2.3 Ash characteristics

IV.2.3.1 Particle size distribution by mechanical sieving and morpho-grainsizer

Here we present sieving results obtained for the six ash samples. Values are indicated in **Appendix B**. The PSD from $1/2 \Phi$ sieving for the proximal samples collected on the summit have different modal values ranging from 125-180 μm (1550_summit) to 250-355 μm (1601_summit) (**Figure IV.2**). The same range of PSD modes is observed for the proximal samples collected lower down on the East flank at Roccete (1042-1252_roc and 1246_roc). The 1530PL sample collected 2 km to the North of the summit vent at Punta Labronzo shows a mode at 125-180 μm . Particle sizes range from $< 63 \mu\text{m}$ to 1.4 mm in 1246_roc and from $< 63 \mu\text{m}$ to 2 mm in 1601_summit (**Figure IV.2**). Therefore, there is no obvious correlation between sample location and PSD, an observation also made by Lautze *et al.* (2013) on ash samples from type 2 eruptions at Stromboli in 2009. Sorting coefficients S_0 of 0.27-0.47 indicate sorted PSDs for all ash samples from a single ash plume (**Figure IV.2**). The higher sorting coefficient S_0 of 0.75 for the 1042-1252_roc sample results from the collection of a 2-hours lasting succession of fallout events with potentially variable PSDs, whose sum leads to a less sorted PSD. We cannot exclude some dust contamination from this sample.

Following the $1/4 \Phi$ sieving, the particle number frequency histogram of each sieved fraction has been calculated from the G3 analyses. As observed by Leibrandt & Le Penec, 2015, PSDs from the sieve fractions show a large offset toward D_{CE} values larger than the sieve mesh sizes. In particular, the modal D_{CE} can lay well beyond the sieve mesh limits as shown for the 1601_summit sample (fractions $< 63 \mu\text{m}$ to 425-500 μm ; **Figure IV.3**). For example, the 250-300 μm sieve fraction (red PSD in **Figure IV.3**) actually ranges between 248-551.78 μm in D_{CE} , with a mode at 350 μm , leading to 95.1% of the PSD being above the upper sieve limit.

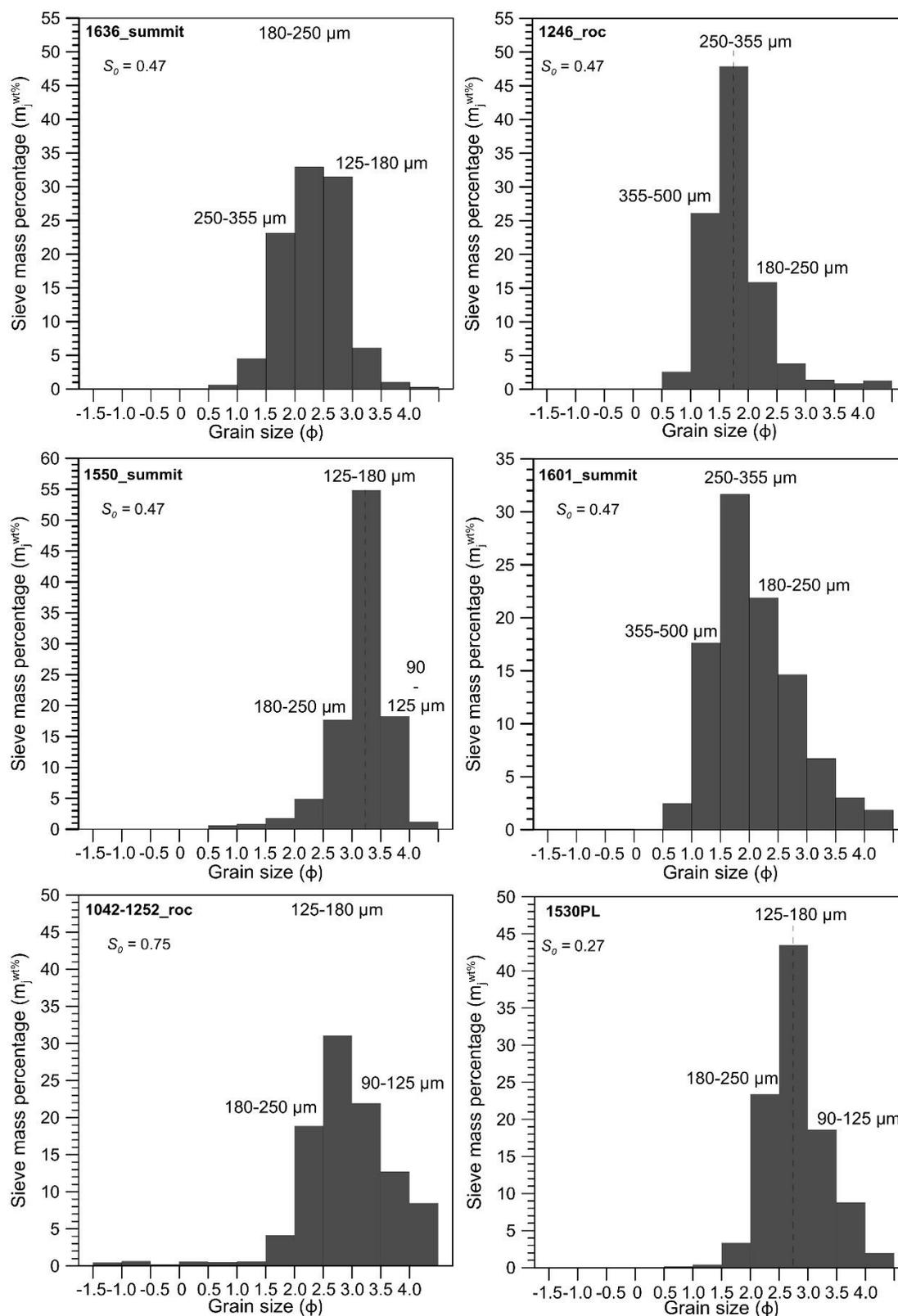


Figure IV.2: Half-Phi Particle size distributions determined by manual sieving for the six ash samples of Table 1. S_0 indicates the Folk & Ward (1957) sorting coefficient. The lower S_0 , the better sorted.

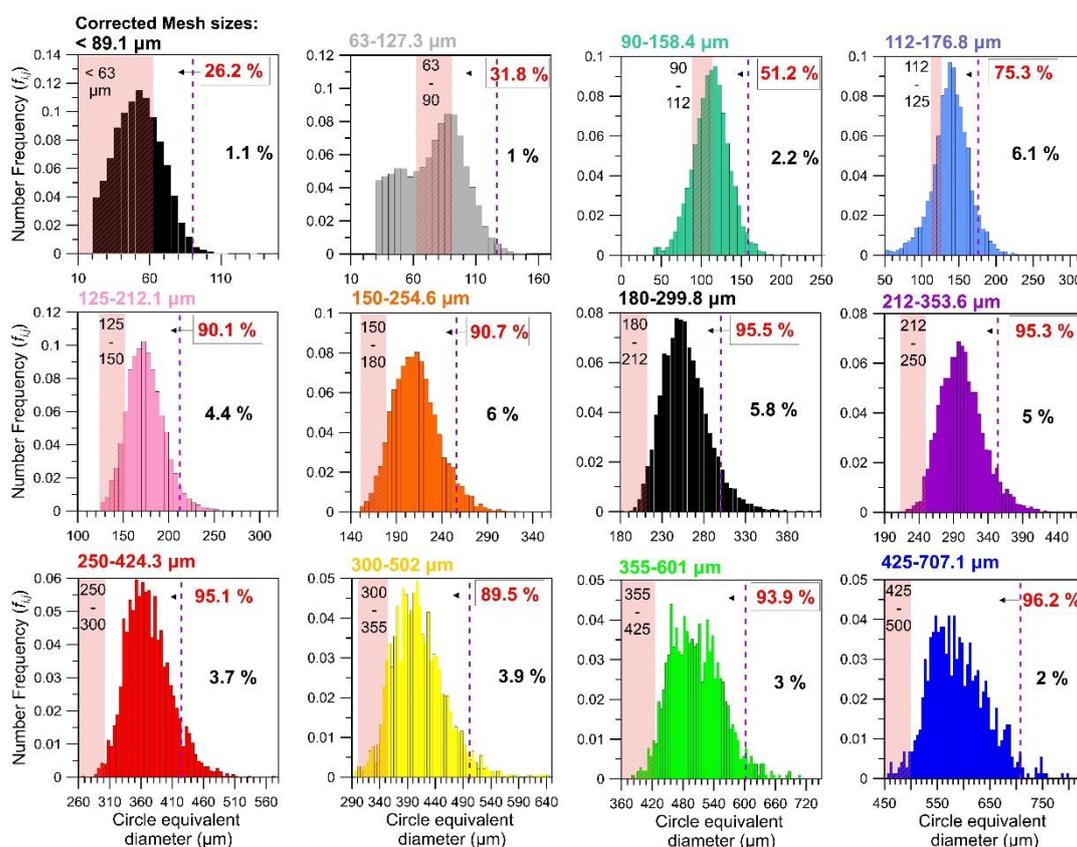


Figure IV.3: Individual particle number frequency histograms retrieved from the G3 analyses of 1/4 Φ sieved fractions from the 1601_summit ash sample. Shaded red areas highlight the sieve intervals in circle-equivalent diameter and the percentage of the PSD larger than the upper sieve mesh is displayed in red. The vertical purple dashed lines indicate the diagonal dimension of the sieve upper mesh size, better fitting the true PSD upper bound, as shown by the small residual percentage of the PSD (in black) larger than the diagonal of the sieve upper mesh. The intervals of the corrected sieve mesh sizes (down mesh size to diagonal of the upper mesh size) are indicated in color above each histogram.

The number proportion of the PSD lying above the upper sieve limit increases with sieve mesh size, with a minimum value of 26.2% for the < 63 μm fraction and up to 96.2% for the 425-500 μm fraction. This observation is explained by the fact that sieve mesh sizes (side dimension of the squared mesh) are given for supposedly spherical particles, whereas ash particles are non-spherical and often depart significantly from a spherical shape. Therefore, many particles with their largest and intermediate axes, higher than the mesh size can be found in the sieved fraction depending on their orientation while passing through the mesh. The length of the squared mesh diagonal appears to be a much more realistic physical limit for the sieve upper limit when dealing with non-spherical particles, as shown by the small residual percentages of the PSD (1-6%) above the upper mesh diagonal length. Consequently, in the following we use the lower mesh size and the diagonal length of the upper mesh, *i.e.* the upper mesh side length multiplied by $\sqrt{2}$ (vertical purple dashed line in **Figure IV.3**), to characterize

the circle-equivalent diameter distributions of ash particles. These bounds of D_{CE} comprise more than 94% of the ash particles in each fraction and are thus representative. In this new reference frame, for instance, the 250-300 μm sieve fraction (*i.e.* $\Phi=2$) has D_{CE} lower and upper limits of 250 and 424.3 μm .

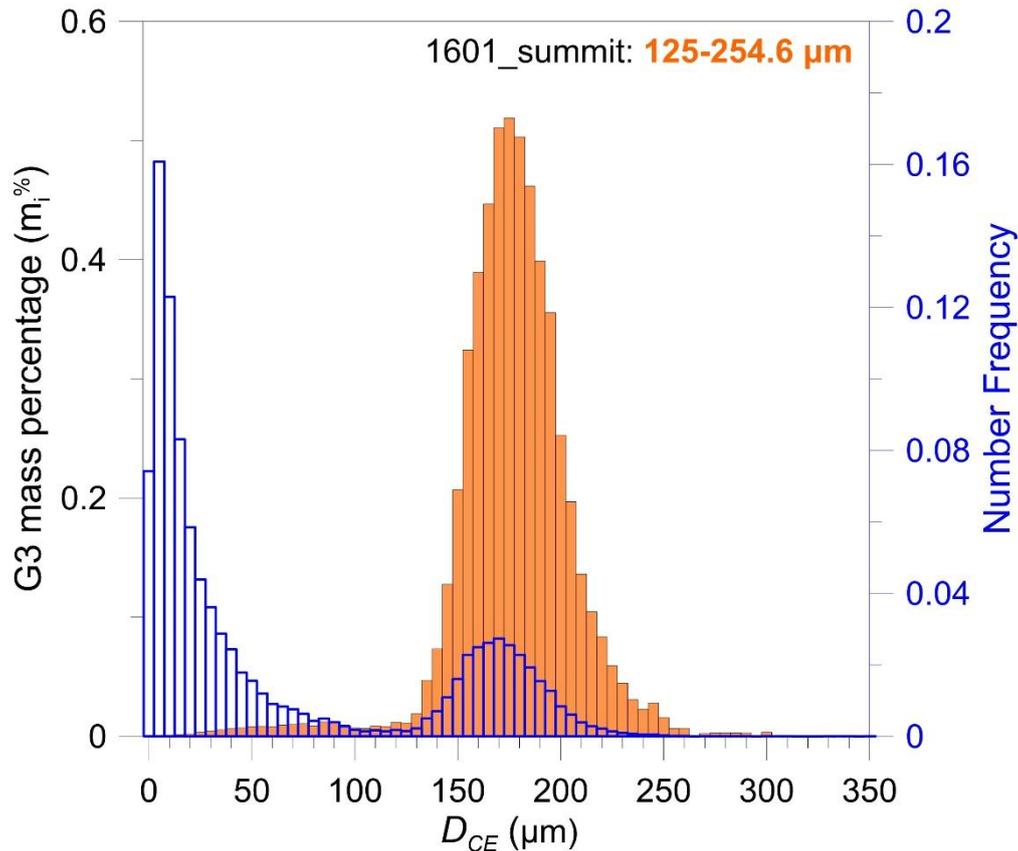


Figure IV.4: Comparison of mass- and number-based PSD in the 125-254.6 μm sieve fraction from the 1601_summit ash sample. The right axis represents the number frequency measured by G3 (blue histogram). The left axis represents the particle mass percentage $m_i\%$ (orange bars) using sphere-equivalent volumes measured by the G3.

Every sieved fraction of the six ash samples, when analyzed in number frequency, presents a distinct population of very fine ash particles with a relatively constant modal value between 5-20 μm . For example, in the 125-254.6 μm fraction of the 1601_summit sample (blue histogram in **Figure IV.4**), the secondary PSD of fine ash represent 73% of the total sieved fraction PSD in terms of particle number frequency (blue histogram in **Figure IV.4**), whereas these very fine particles represent only 3% of the whole PSD in mass or volume percentage. Likewise, in the other sieve fractions, the population of very fine ash appears as a decoupled PSD representing a high contribution in particle number, while negligible in terms of mass or volume.

Finally, because D_{CE} distributions among successive sieve fractions present a dramatic overlap (**Figure IV.3**), we calculate mass percentages (**Equation IV.2**) over the whole PSD in $5\ \mu\text{m}$ bins by weighing the high resolution sphere-equivalent volume from the G3 analyses with the mass percentage of each sieved fraction at $1/4\ \Phi$. This calculation leads to high resolution ($5\ \mu\text{m}$) mass percentage PSDs for the six ash samples (**Figure IV.5**). They show a unimodal distribution whereas the $1/4\ \Phi$ sieves display two close maxima, likely as a result of the splitting of a unique mode laying around the bin transition at $250\ \mu\text{m}$ into adjacent bins in **Figures IV.5A** and **IV.5F**. For the 1601_summit and the 1042-1252_roc samples (**Figure IV.5A** and **Figure IV.5F**), the PSD obtained from the $1/2\ \Phi$ sieving broadly matches the corrected high resolution PSD in terms of modal value, whereas the $1/4\ \Phi$ PSDs tend to show a mode lower than that of the corrected PSD.

The aforementioned artificial offset of the sieving PSDs toward smaller D_{CE} is more obvious in the other ash samples (**Figures IV.5B, IV.5C, IV.5D** and **IV.5E**), emphasizing the significant bias on resulting PSD introduced by sieving non-spherical particles. Indeed, whereas spherical particles would be blocked by a sieve squared mesh having its side length corresponding to their diameter, coarser particles with some degree of elongation can cross the squared mesh along its diagonal (side length times $\sqrt{2}$) and appear in lower (smaller mesh-sized) sieves. As sieve mesh size intervals increase with diameter (*i.e.* decreasing Φ), the shift in diameter is more important for coarser particles. Therefore, the high resolution PSDs derived from optical measurements appear better matched by sieving-derived PSDs for finer particles. Unlike the 1601_summit and 1042-1252_roc calculated PSD, the other calculated PSDs are well sorted (0.47-0.52).

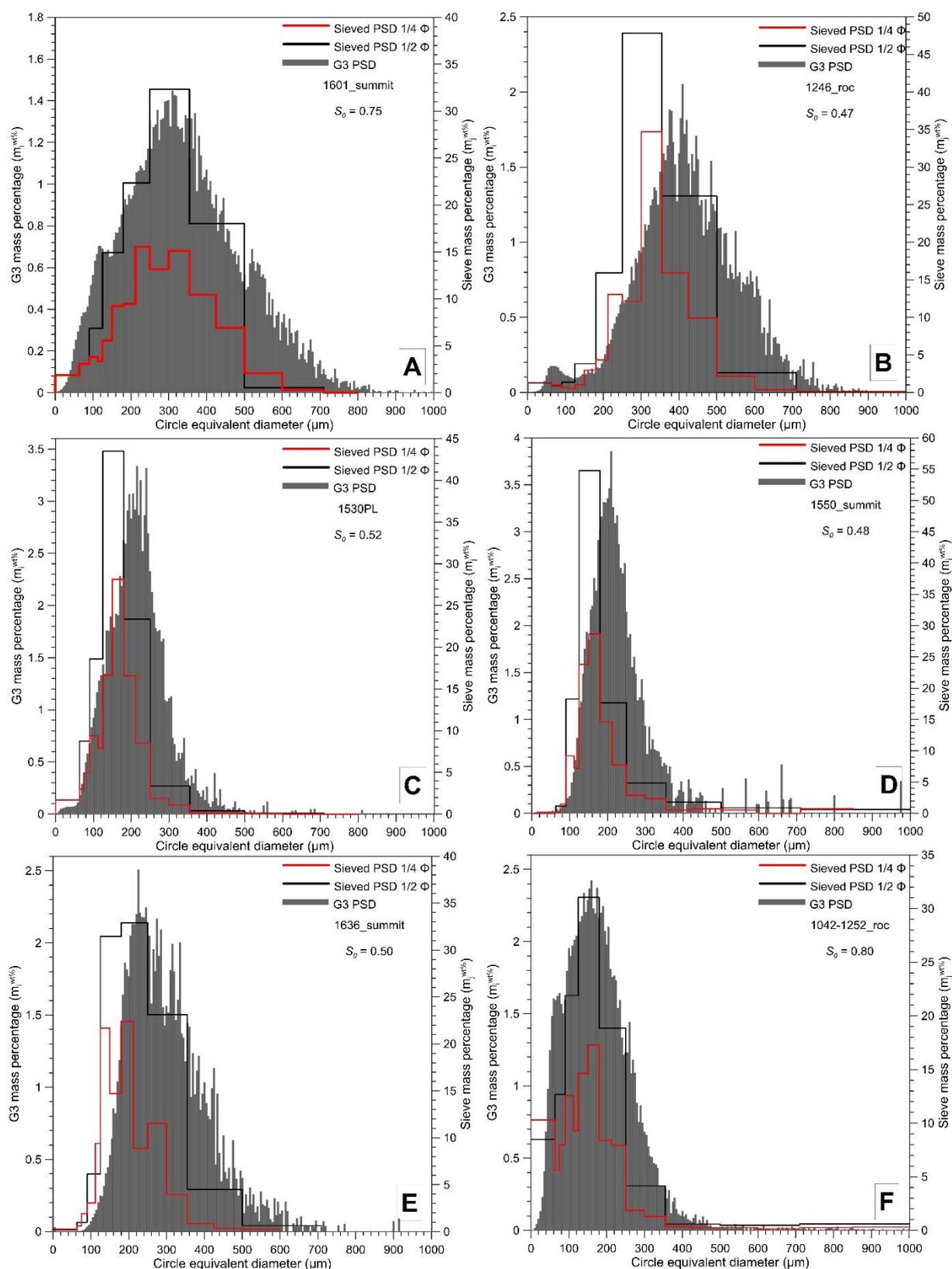


Figure IV.5: Comparison of the PSDs calculated from G3 analyses with the PSDs inferred from manual sieving (1/4 Φ, red step line; 1/2 Φ, black step line) for the six ash samples 1601_summit (A), 1246_roc (B), 1530PL (C), 1550_summit (D), 1636_summit (E), and 1042-1252_roc (F).

IV.2.3.2 Ash densities

Using water pycnometry, we have measured the density of ash samples from the fallout detected by the optical disdrometer, in order to bring constraints on terminal settling velocities. Samples 1246_roc and 1601_summit have similar density trends (**Figure IV.6**). The average particle density of all measurements from the two summit samples is equal to $2755 \pm 58 \text{ kg m}^{-3}$. The density trend beyond $\Phi \geq 2.5$ is uncertain in our case because the measurements accuracy is lower for finer particles and small sample mass, as seen from the scattering increase of the 1601_summit measurements for $\Phi \geq 2.5$. For this reason, we mixed the 3.5 to 2.5 Φ fractions of for 1246_roc to calculate a presumably more representative average density of $2811 \pm 55 \text{ kg m}^{-3}$. In both samples, averaged densities slightly decrease with increasing diameter from $\Phi=2.5$ to $\Phi=1$ (i.e., 0.18-0.5 mm) from a maximum value of $2811 \pm 55 \text{ kg m}^{-3}$ to $2645 \pm 35 \text{ kg m}^{-3}$. Over grain size distribution, tephra densities typically form a sigmoid-shaped trend that was previously described for andesitic, dacitic and rhyolitic ash (Eychenne & Le Penec, 2012; Cashman & Rust, 2016). This sigmoid-shaped trend being clearly visible for $\Phi \leq 0.5$ (i.e. $D_{CE} \geq 0.710 \text{ mm}$), the observed slight density decrease with increasing diameter in our samples might represent the very beginning of such a shape in density variation.

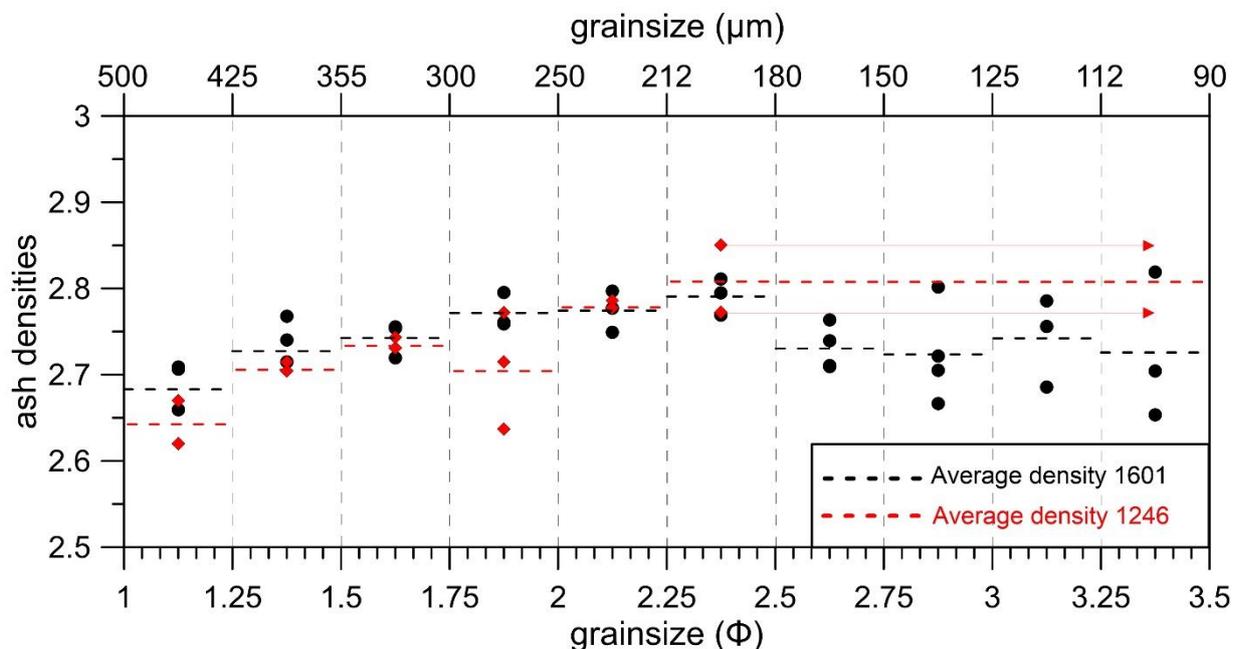


Figure IV.6: Ash densities determined by water pycnometry for the two samples 1601_summit (grey dots) and 1246_roc (red diamonds) as a function of the $1/4 \Phi$ fractions. Dashed lines correspond to the average density of each grain size class.

IV.2.3.3 Particle shapes

A comparison between S_d and C_v of the modal PSD classes of the six ash samples (Figures IV.2 and IV.5) show homogeneous average distributions of textural and morphological roughness among the six distinct sampled fallout (Figure 7A and Table IV.2). This observation is similar to morphometric analyses done by Lautze *et al.* (2011, 2013) at Stromboli showing no obvious relationship between particle shapes and the relatively short travelled distance from the source vent. In all samples, the average values of S_d and C_v are similar (Table IV.2) except for the 1042-1252_roc sample having recorded several fallout events during a longer collection time, and possibly contaminated by wind-drifted dust. Particles show high average solidity and convexity of 0.954 and 0.943, respectively (snapshot in Figure IV.7A).

Nevertheless, irregular shaped particles can be found, although rarely, in several samples. Such particles characterized by the lowest values of C_v and S_d (*i.e.* 0.747 in sample 1530PL and 0.545 in sample 1246_roc) are displayed in Figure IV.7A. In total, and among all the samples, more than 90% of the analyzed particles show C_v and S_d value higher than 0.9, which characterizes dense ash fragments (Liu *et al.*, 2015b).

Among the 6 samples, there is no clear systematic trend in sphericity as a function of particle size (Figure IV.7B). Sieved fraction average ϕ are comprised within a thin range between 0.7 and 0.92 (< 63 to 750 μm fractions) and decreases under 0.7 to minimum values of 0.5 in the 1530PL sample. Nevertheless, with respect to the sphericity standard deviation in the 1601_summit sample, taken as an example, there is no significant variation of ϕ with D_{CE} until 750 μm beyond which values decrease slightly.

Table IV.2: Average Convexity C_v , Solidity S_d and Sphericity ϕ values of the modal sieved fractions (1/4 Φ) of the PSD for the six ash fallout samples.

Sample names	Corrected Mesh (μm)	mean C_v	Standard deviation	Mean S_d	Standard deviation	mean ϕ	Standard deviation
1246_roc	300-502	0.956	± 0.020	0.947	± 0.027	0.770	± 0.067
1601_summit	300-502	0.945	± 0.020	0.947	± 0.026	0.765	± 0.068
1530PL	150-254.6	0.955	± 0.022	0.943	± 0.031	0.762	± 0.076
1550_summit	150-254.6	0.957	± 0.023	0.939	± 0.034	0.759	± 0.081
1636_summit	180-299.8	0.955	± 0.024	0.938	± 0.034	0.757	± 0.081
1042-1252_roc	150-254.6	0.921	± 0.032	0.927	± 0.033	0.707	± 0.081

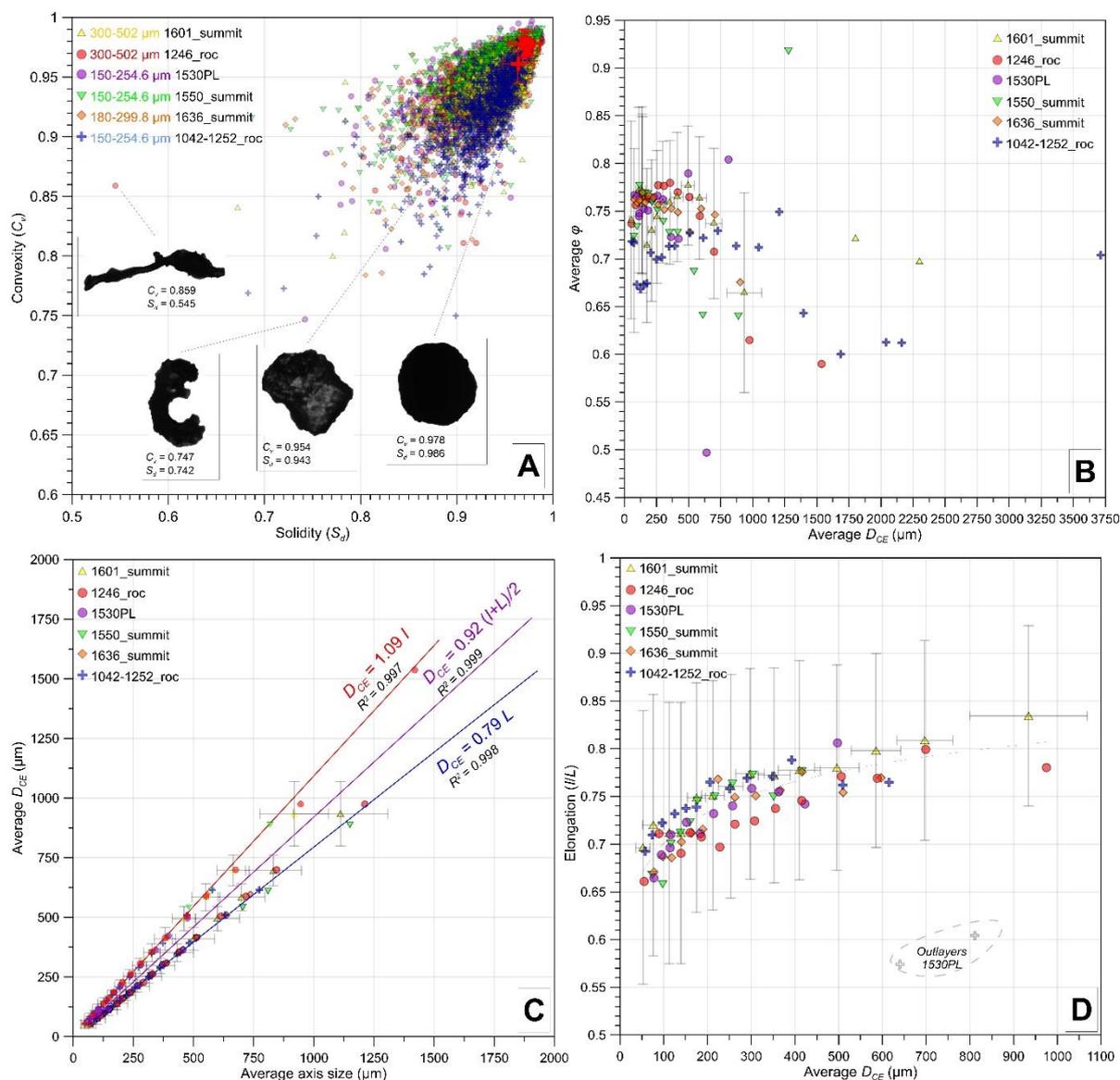


Figure IV.7: A) Clustergram of Convexity (C_v) as a function of the Solidity (S_d) of particles pertaining to the modal sieved fraction of the PSD for the 6 sampled ash fallout. Average values of each population and their standard deviations are indicated in red bars and symbols. B) Average Sphericity (ϕ) of the sieved fractions as a function of their average circle-equivalent diameter (D_{CE}). C) Average Circle-equivalent diameter (D_{CE}) as a function of the average Length (L) and average Width (I). D) Average elongation (I/L) as a function of sieved fractions average D_{CE} . Errors bars (standard deviation) are shown in grey for the 1601_summit average values.

The observation of particle shapes is essential to understand the measurements of the optical disdrometer in terms of terminal settling velocities and sizes. Here, we assume that detected ash particles tend to fall perpendicularly to the plan comprising their maximum (L) and intermediate (I) axes. Therefore, the disdrometer should measure sizes ranging between L and I , and an average value statistically approaching $(I+L)/2$ if a random orientation of the particle L (hence I) axis in the beam plane is assumed. Taking into account the linear

relationships of axes dimensions with particle D_{CE} found in **Figure IV.7C** for all analyzed ash particles at Stromboli, D_{CE} can be equated in average to $0.92 (I+L)/2$. This relationship is used thereafter to find the circle-equivalent dimension of the disdrometer sized classes recording non-spherical ash particles. Hence, the lower detection limit of the disdrometer of $250 \mu\text{m}$ corresponds to $230 \mu\text{m}$ in circle-equivalent diameter.

Then with increasing diameter, the I/L ratio (*i.e.* the particle elongation of Bagheri & Bonadonna, 2016b) increases non linearly as a function of D_{CE} from 0.66 for particles D_{CE} smaller than $63 \mu\text{m}$ to 0.83 for the $710\text{-}1414 \mu\text{m}$ fraction (**Figure IV.7D**). Particles tend to be more elongated with decreasing D_{CE} . This effect strengthens the idea of an increasing proportion of particles passing through smaller sieves during manual sieving, as already suggested by **Figures IV.3** and **IV.5**.

Figures IV.7A, IV.7B, IV.7C, IV.7D and **Table IV.2** show the overall morphological similarity among all the ash samples (*i.e.* overlap in morphological parameter space) and the very consistent variation of the morphological parameters as a function of size. However, in details, there is an intrinsic heterogeneity existing inside each sample and each sieved fraction characterized by: (i) the individual scattering of average values of C_v as a function of S_d (**Figure IV.7A**) and (ii) the wide spreading of all shape parameter standard deviations (**Figures IV.7B, IV.7C** and **IV.7D**). This needs to be reminded when interpreting disdrometer filed measurements of falling ash.

In the next section, we take advantage of the G3 capacity to measure individual particle shape parameter, in order to examine the disdrometer field settling velocities measured as a function of particle size and to compare them with existing models.

IV.2.4 Terminal settling velocities

IV.2.4.1 Field measurements

The disdrometer recorded two ash fallout on October 2 at 12:46 UTC (**Figure IV.8A**) and October 3 at 16:01 UTC (**Figure IV.8B**) totaling 355 and 2684 detected particles respectively, which were also sampled on ground tarps (1246_roc and 1601_summit samples). Ash particles are mostly detected in the first five sized classes (*i.e.* $230 < D_{CE} < 804 \mu\text{m}$), the

maximum number of particles (*i.e.* the mode of the PSD) being in the class 345-460 μm . Settling velocities range from 0.6 to 3.6 m s^{-1} and tend to increase with particle sizes, as tracked from their modal value across the sized classes. For both events, modal settling velocities are comparable: particles of 230-345 μm fall between 1.2 to 1.6 m s^{-1} and those of 345-460 μm (PSD mode) between 2 and 2.4 m s^{-1} . Particles bigger than 574 μm display settling velocities $\leq 3.6 \text{ m s}^{-1}$ in **Figure IV.8A** and 1.6 to 2 m s^{-1} in **Figure IV.8B** and are also found in small amount (see PSD values in **Figures IV.2** and **IV.5**). Despite its lower detection limit of 230 μm (in D_{CE}), the disdrometer was able to detect at least 75% and 94% (in vol. %) of the particles present in the 1601_summit and 1246_roc samples analyzed by the G3. In every sized class, the spreading of settling velocities around the modal value is remarkably wide. In the next two sections, we focus on results of terminal settling velocities obtained with a representative sample having the highest collected mass (1601_summit).

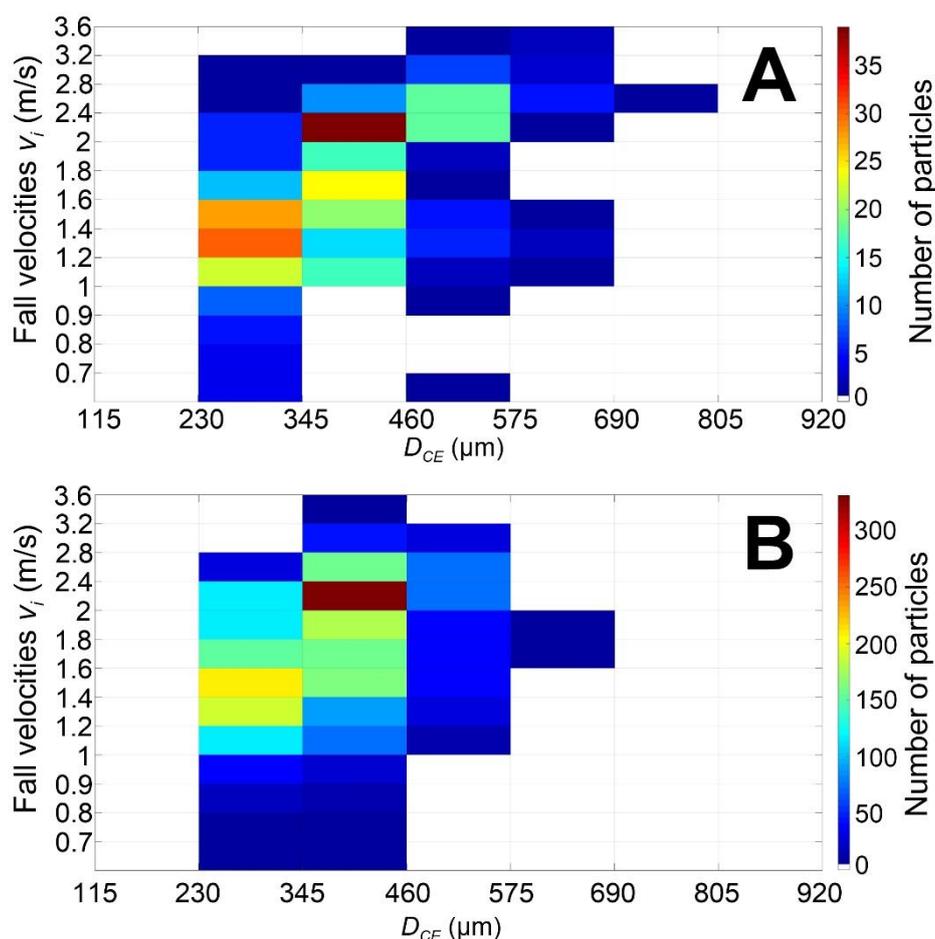


Figure IV.8: Settling velocity as a function of particle size classes measured by disdrometer during two ash fallout event at Stromboli. **A)** at 12:46 UTC (10/02/2015) and **B)** at 16:01 (10/03/2015). The color code represents the sum of the detected number of particles inside each class of velocities (y axis) and sizes in circle-equivalent diameter (D_{CE} , x axis).

IV.2.4.2 Laboratory experiments of ash settling velocity

Terminal fall velocities of dropped individual ash particles from the different sieved fractions were measured by disdrometer in laboratory conditions of no wind. As expected, the terminal velocity distributions for each sieved fractions (right panel in **Figure IV.9**) are unimodal. The most frequently measured velocity logically increasing with increasing particle diameter from $0.95 \text{ m s}^{-1} \pm 0.05 \text{ m s}^{-1}$ for 125-212 μm , to $3.8 \text{ m s}^{-1} \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ for 600-1000 μm (Black dashed line in **Figure IV.9**). Nevertheless, the spread of settling velocities above and under the modal velocity values in each sized class (grey dashed line in **Figure IV.9**) highlights the aforementioned heterogeneity of particle shapes and size distribution shown by **Figures IV.3** and **Figure IV.7** in each sieved fraction (down panel in **Figure IV.9**). Moreover, the individual detected PSDs from the disdrometer are in broad agreements with the G3 PSDs, taking into account the ratio between D_{CE} and $(L+I)/2$. Likewise, comparing the mode and adjacent values of settling velocities of each sieved fraction (right panel and dashed lines in **Figure IV.9**) or the whole measurements of V_T show a broad agreement between values recorded in control experiments and in the field (blue and red histograms in **Figure IV.9**, respectively). This attests, in turn, of the quality of the disdrometer data and broad agreement between field and laboratory measurements. However, the distribution of field settling velocities of the 574.54-689.54 μm class appears to be bimodal: modal velocities measured in the lab correspond to the adjacent class peak between 2.6 and 3 m s^{-1} while most of the coarse particles in the field fell at lower speed (mode at 1.9 m s^{-1}).

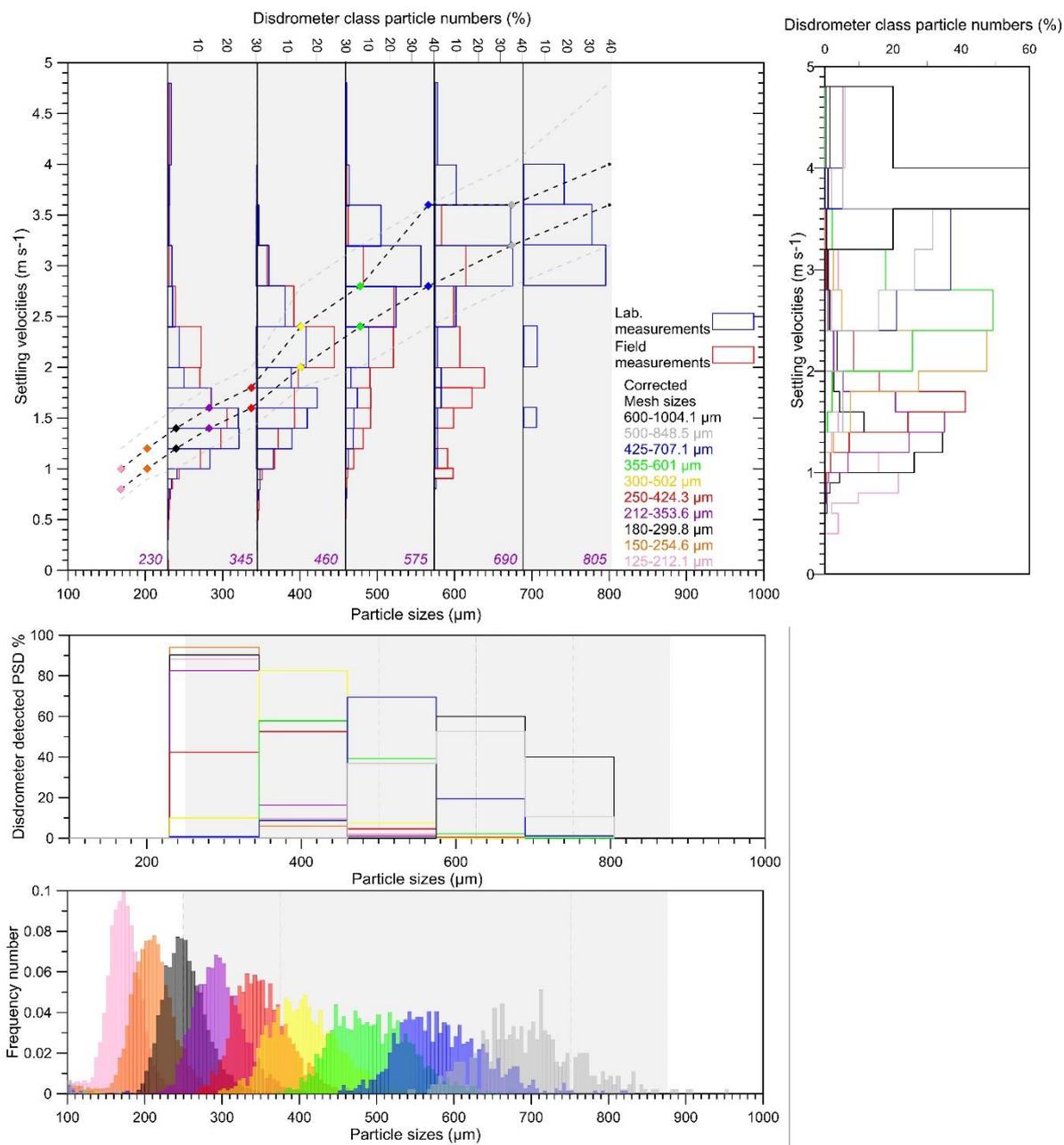


Figure IV.9: Left panel: Settling velocities measured by disdrometer in laboratory conditions (blue histograms) and in the field (red histograms) for every sieved fractions from the 1601_summit sample. Dashed lines encompass the most frequently measured velocities (mode, bold black line) and adjacent classes (red line). Right panel: Histogram of settling velocities recorded by the disdrometer in each sieve class. Down panel: Detected PSD (in percentage) and G3-derived PSDs (in frequency) of each sieve fraction.

IV.2.4.3 Empirical modeling

We confront 1601_summit ash settling velocities measured under laboratory conditions against the four empirical models described in section IV.2.2 (Figure IV.10). Using the

average ϕ , D_{CE} values and densities found for each sieved fraction (**Appendix C**), we find that Ganser's model best describes the increase in terminal settling velocity for particles from 125 to more than 800 μm in our data. As shown in the preceding sections, the heterogeneity of particle shapes, sizes and eventually densities is at the origin of the spread of settling velocity measurements either in the field or under laboratory conditions. Therefore, we used the G3-inferred individual particle shape parameters to initialize Ganser's model.

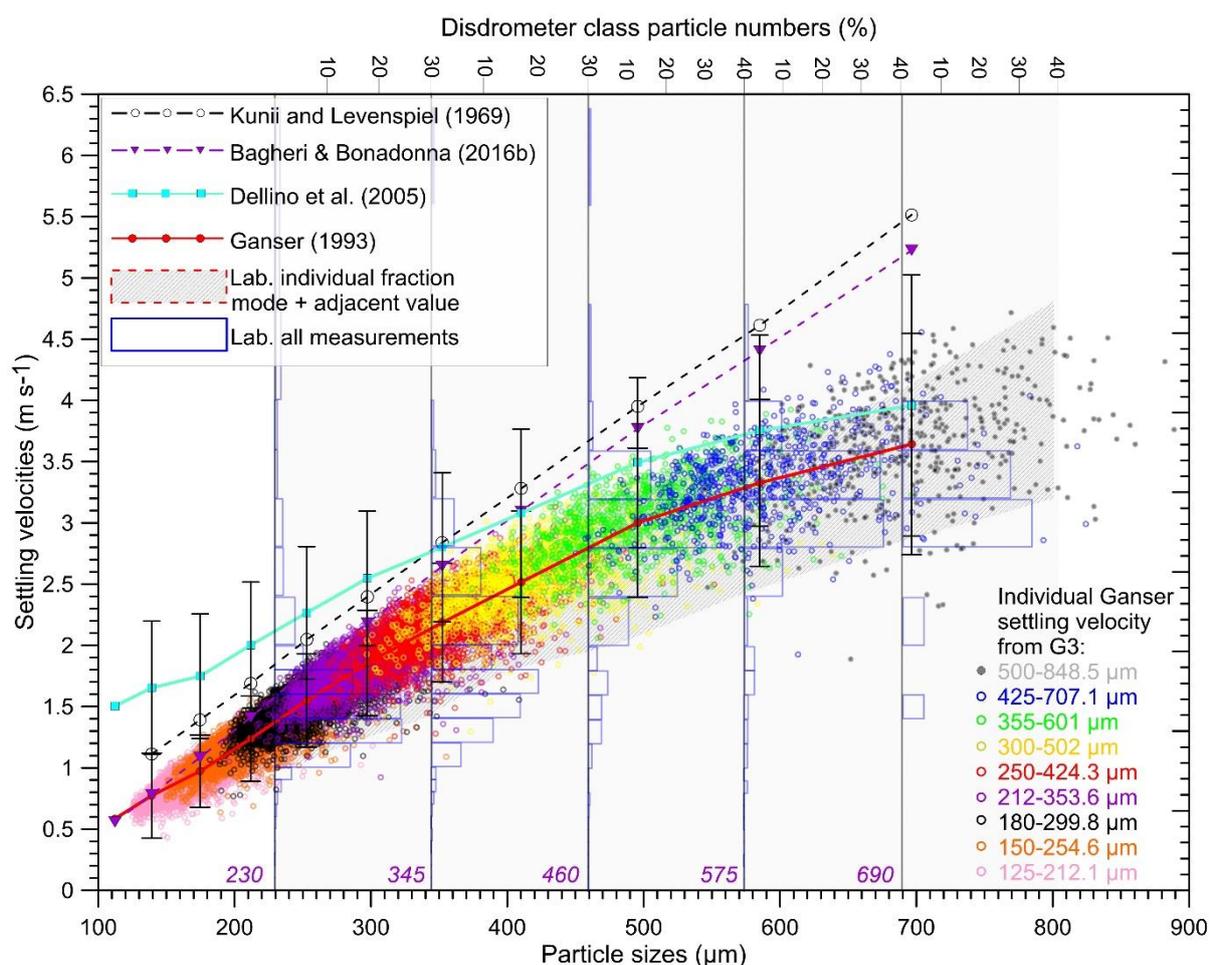


Figure IV.10: Average settling velocities measured by disdrometer in laboratory conditions (grey area encompassing mode and adjacent velocity values, blue histograms for all measured velocity) and calculated with empirical models (curves) using the morphological parameters average values obtained from the G3 optical analyses. Ganser (1993)'s model (red curve) best match the disdrometer data. Settling velocities calculated with Ganser (1993)'s model for all analyzed particles of the 1601_summit sample in each sieve fraction are displayed with colored dots. Error bars correspond to the standard error of the mean for every size class of particle settling velocities.

In total, 89.9% of the V_T values of individual particles measured by the disdrometer under laboratory conditions as a function of their D_{CE} (colored dots in **Figure IV.10**) are in agreement with the settling velocities calculated using Ganser's model (1993). Using the G3-

inferred individual particle shape parameters, the three other models overestimate the terminal settling velocities measured by the disdrometer under laboratory conditions. For ash particles smaller than 350 μm , the Dellino *et al.* (2005) relationship gives higher velocities than considering spherical shapes (Kunii & Levenspiel, 1969). The V_T from Bagheri & Bonadonna (2016b) are slightly under the spherical estimation from Kunii & Levenspiel (1969) but overestimate disdrometer measurements for particles larger than 200 μm .

IV.2.5 Discussion

IV.2.5.1 Empirical model validation

The combination of empirical models describing the terminal settling velocities of non-spherical particles permits to identify the effects of ash particle physical characteristics such as sizes, densities and shapes on settling velocity calculation but also to highlight the limits and strengths of each model. As described in Beckett *et al.* (2015), terminal settling velocity empirical models are mainly sensitive to ash particle size distribution and their sensitivity to the shapes and densities is less but of equal importance. Knowing the PSDs of sampled ash fallout at high size-resolution allows us to further evaluate the sensitivity of such models to particle shapes and densities. For the models of Ganser (1993) and Bagheri & Bonadonna (2016b), the main parameter controlling the fallout is the shape parameter used to calculate the drag coefficient. Ganser's model requires the particle sphericity ϕ , whereas Bagheri's model requires 3-D particle measurements such as lengths of L , I and S axes. Because the short axis (S) is not measured by the G3 optical analysis in 2-D, we had to hypothesize S as equal to the intermediate (I) axis. This assumption tends to overestimate terminal velocities in Bagheri & Bonadonna's model. Nevertheless, in order to obtain similar velocity values between both models, S must be comprised between $0.4I$ and $0.1I$. Such S/I ratios, no matter L values, would correspond to thin or tabular particle shapes, which do not characterize the average shape of our analyzed dense ash particles.

In this study, two main considerations can explain the better agreement between our measurements and the velocities of Ganser (1993). First, regarding to the abundant presence of dense ash fragments with regular and rounded shapes (**Figures IV.7A, IV.7B, IV.7C and IV.7D**), the sphericity ϕ of Riley *et al.* (2003) appears to be the optimal parameter to describe

our grain population among the 6 ash samples. Such a parameter is known to be well suited for Ganser's equation accuracy (Alfano *et al.*, 2011).

Secondly, values of V_T calculated from empirical models depend on the accuracy of the shape factors used to determine the drag coefficient. φ is calculated from the particle area (*i.e.* linked to its shape) but also its perimeter, which strongly depends on the small scale particle roughness. As an example, in Dioguardi *et al.* (2017), a 3-D sphericity is defined using X-ray microtomography. Their φ values are much lower ($\varphi < 0.434$) than those obtained by 2-D analyses owing to the high spatial resolution taking into account the particle roughness at a very small scale. The G3 being less precise than X-ray microtomography to measure small scale particle asperities, the variations of φ are mainly relevant of changes in particle shapes rather than in their roughness (Dioguardi *et al.*, 2018). Moreover, Strombolian ash particles present weak roughness as in the study of Ganser (1993). These observations explain that, using our methodology, the best model describing V_T measured by the disdrometer over the largest interval of ash sizes is the Ganser's model. Using the morphological parameters from our G3 optical analyses, Dellino *et al.* (2005)'s equation (**Equation IV.14**) is thus valid for coarse ash and lapilli, which remain sparse at Stromboli. Indeed, **Equation IV.14** is established from a set of particles having a Reynolds Number > 500 (Dioguardi *et al.*, 2018), a value which theoretically corresponds to ash particles larger than the maximum we sampled at Stromboli (*i.e.* $D_{CE} = 4611 \mu\text{m}$).

The V_T calculated with Ganser's model for every analyzed particle for both samples are in good agreement with ash settling velocities measured in the field (**Figures IV.11A** and **IV.11B**) and in laboratory conditions. However, as observed in **Figures IV.8** and **IV.9** weak settling velocities are also observed in the upper disdrometer classes above $460 \mu\text{m}$ in both contexts. Those settling velocities can be due to several effects: (i) the velocity being calculated from the crossing times of particles, ash particles might have fallen not perpendicularly to the laser sheet: non-vertical trajectories induce longer crossing periods and thus lower settling velocities. (ii) As shown by Bagheri & Bonadonna (2016b), particles may fall with their longest axis perpendicular to their settling axis but may also oscillate and rotate according to this axis giving varying crossing times corresponding to one of the 3-D axes of the particles. It is unclear why any of these processes would have affected mainly coarser particles.

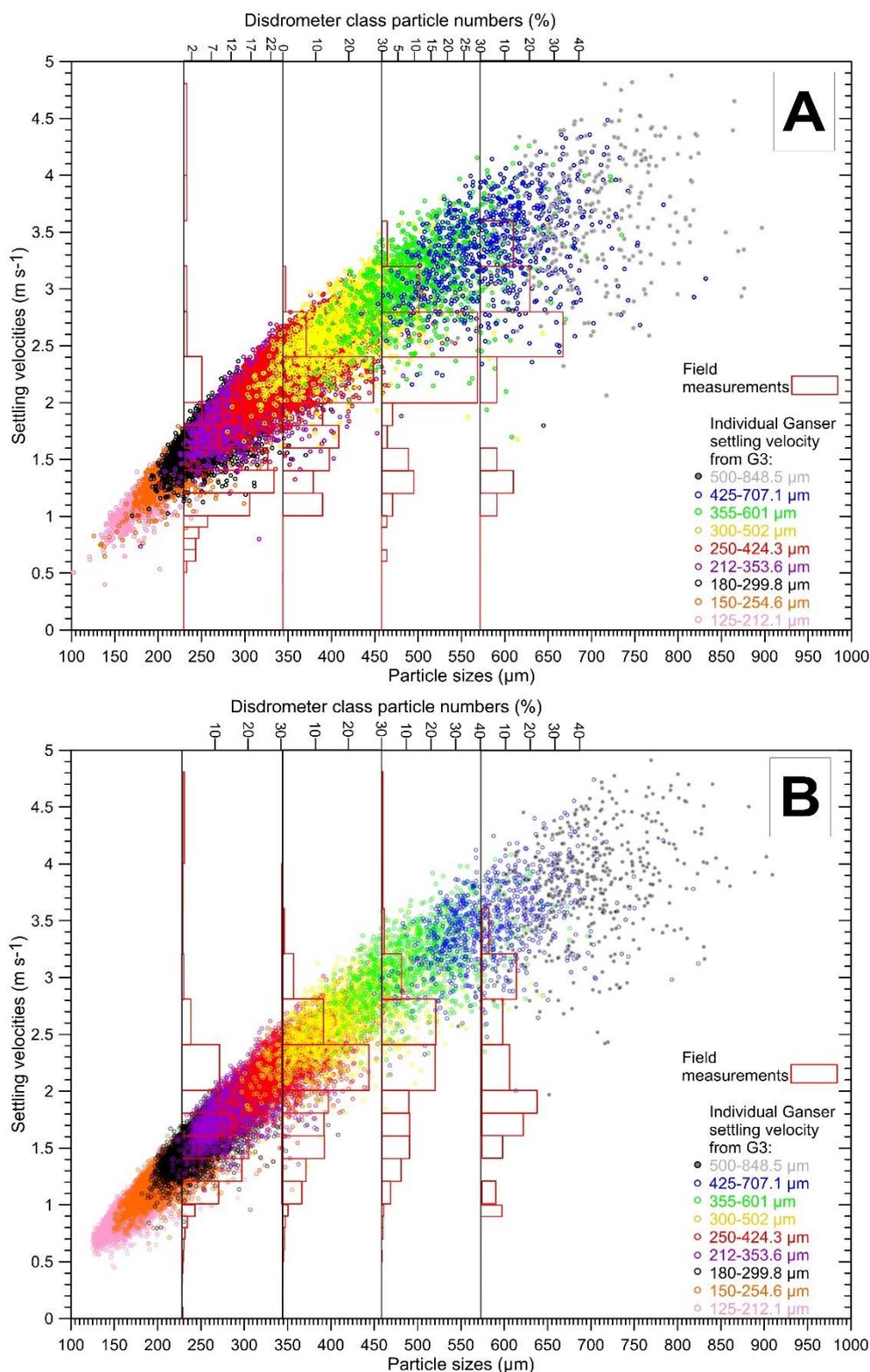


Figure IV.11: Individual particle settling velocities calculated with the model of Ganser (1993) based on sphericities (ϕ) and particle sizes measured by G3 in each sieved fraction (color code) for the October 2 2015 at 12:46 UTC (A) and October 3 2015 at 16:01 UTC (B) fallout events. Associated ash deposits, 1246_roc and 1601_summit samples respectively, were collected from ground tarps immediately after each fallout event. The distribution of disdrometer velocities measured in the field is shown in histograms for comparison.

IV.2.5.2 Application of particle shape and disdrometer measurements to radar retrievals

During our measurement campaign, a 3 millimeter-wave Doppler radar was used in addition to the disdrometer to record ash plumes dynamics and quantify ash concentrations (Donnadieu *et al.*, 2016a). Inside a radar beam, when a continuously emitted electromagnetic wave encounters ash particles, its backscattering towards the radar induces a signal, the power of which is used to calculate a reflectivity factor Z . By definition, assuming spherical ash particles of known diameter D homogeneously distributed in the probed radar volume (Sauvageot, 1992):

$$Z = \int_{D_{\min}}^{D_{\max}} N(D) D^6 dD. \quad (\text{IV.15})$$

Z characterizes only the volcanic mixture remotely probed by the radar beam and directly reflects the particle volume concentration, although the strong contribution of spherical particle sizes (D^6) and lower contribution of particle amounts ($N(D)$) of each size cannot be discriminated without further constraints. One potential application of accurately characterizing volcanic particle sizes is to refine radar retrievals. In this aim, the disdrometer measurements of the number of individually detected particles, their settling velocities and sizes allows an estimation of radar reflectivity factors and associated ash concentrations. The possible coupling of radar and optical disdrometer, likewise in meteorology, is thus very useful in radar remote sensing of ash in order to retrieve the ash mass load.

The methodology applied in this study to characterize volcanic particle shapes improves the interpretation of disdrometer outputs for a more accurate reflectivity estimation. The combination of disdrometer measurements of $v_i = V_T$ and number of detected particles is used to infer a particle number density per unit volume $N(D)$ (**Equation IV.4**) is used, in turn, to automatically calculate Z from the measured sizes of particles detected by the disdrometer. Still assuming that particles fall with their L and I axes in the beam plane (i.e. horizontal), the raw disdrometer reflectivity Z_{disdro} is calculated directly from the detected diameter, therefore assuming spherical particles, so that Z_{disdro} is biased for non-spherical depending on their orientation when crossing the beam. For instance, the size of particles crossing the beam with their longest axis (L) normal to the detectors alignment are overestimated, and so is Z . Contrastingly, Z is underestimated when the intermediary axis is seen by the beam. From our morphological study, carried out statistically on a large number of ash particles, we conclude

that the conversion of $D_{CE} = 0.92 (L+I)/2$ is relatively accurate (R^2 of 0.999 in **Figure IV.7C**) and can be used to constrain disdrometer reflectivities of Strombolian ash.

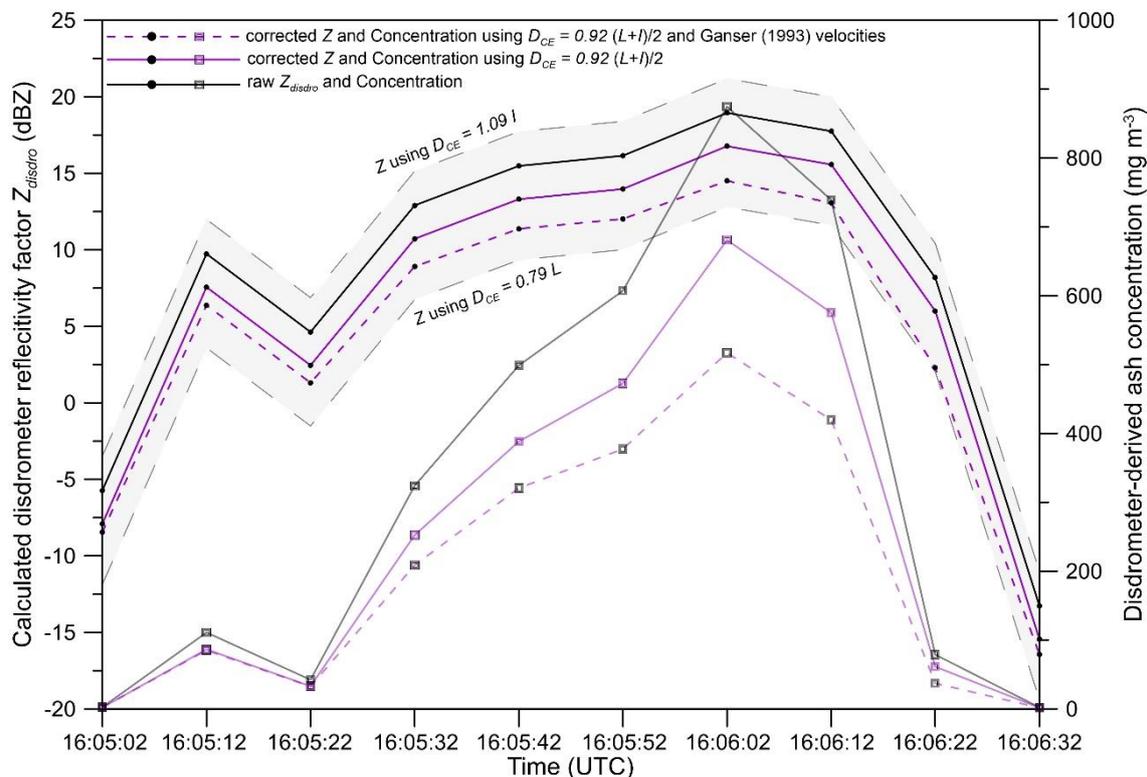


Figure IV.12: Disdrometer reflectivity factor (Z_{disdro} , dot lines) and ash concentration (line with squares) calculated from disdrometer measurements as a function of time during an ash fallout event on October 3 2015 (event 16:01 UTC corresponding to the sample 1601_summit). The black dot line corresponds to the raw Z_{disdro} calculated with no particle shape conversion, whereas the grey area represents the raw reflectivity if the disdrometer detected all particles respectively along their longest and intermediate axis. Purple line and purple dashed lines indicate Z and concentration values by correcting respectively only particle sizes in circle-equivalent diameter (D_{CE} inferred from G3 analyses), or both D_{CE} and settling velocities using the Ganser model (1993).

Comparing Z_{disdro} with and without (i) conversions for circle-equivalent diameter and (ii) model-derived settling velocity (**Figure IV.12**) shows the respective influence of these two parameters (that are used to calculate $N_i(D_i)$ in **Equation IV.4** and **Equation IV.15**) on the reflectivities. Correcting the PSD by using the ratio $(L+I)/2$ shows a decrease of 2.18 dBZ, respectively (**Figure IV.12**). This highlights the necessity to physically characterize non-spherical particles, such as volcanic ash, and then to correct disdrometer data accordingly when aimed at comparing with reflectivities measured *in situ* inside the ash mixtures (*i.e.* plume and fallout).

Furthermore, Ganser's model (1993) best fitting fall velocities measured by the disdrometer in the field can be used to calculate V_T and correct for the data scattering, in

particular the outlying low settling velocities of coarse ash measured in the field (**Figures IV.8** and **IV.9**). This results in a slight average difference of 1.8 dBZ using the conversion of $(L+I)/2$.

Finally, detected ash concentration C_{ash} may be calculated using the following equation:

$$C_{ash} = \frac{\pi \rho_i}{6} \int_{D_{i,min}}^{D_{i,max}} N_i(D_i) D_i^3 dD_i . \quad (\text{IV.16})$$

As a result, disdrometer-derived ash concentrations span between 2.23 and 874.52 mg m⁻³ without any correction on diameters (**Figure IV.12**). Using the $(L+I)/2$ conversion leads to diminish ash concentrations to 1.73-680.79 mg m⁻³ (average difference of $22.155 \pm 0.003\%$). Moreover, the use of Ganser's equation decreases conversion-derived and initial concentrations of 14.32% and 33.3%.

Even if ash reflectivity factors and concentrations are mostly dependent on particle size (D^6 in **Equation V.15** and D^3 in **Equation V.16**), low velocities measured by the disdrometer in the field seem to have a non negligible impact on the quantitative retrievals obtained from disdrometer retrievals.

Thus, likewise in meteorology and considering similar PSDs between the atmospheric volumes possibly probed by the radar and fallout measurements at ground level, the disdrometer-inferred reflectivity factors provides a reasonable first-order quantification of ash concentrations inside volcanic ash plumes. The next step will be to compare with reflectivity factors actually measured by radar inside the ash plumes, inferring the spatial distribution of the ash mass load, one of the most crucial source term parameters.

IV.2.5.3 Validations and limitations of disdrometer data

First, despite a disdrometer lower detection limit of 230 μm in D_{CE} (*i.e.* only coarse ashes are detected), the morpho-grainsizer G3 measurements and disdrometer measurements yield similar PSD modes. However, the low proportion of coarse ash larger than 690 μm detected by the disdrometer can be explained by the difference of space resolution between the instrument and the tarp used to sample the fallout (*i.e.* a laser sheet surface of 0.0054 m² compared to a 0.4 m² tarp). Indeed, the relatively low percentage of particle coarser than 574.54 μm (between 0.21 and 13.75% in **Figure IV.5**) can lead to an under-sampling of such particles by the disdrometer.

The tests in laboratory conditions associated with empirical modeling validate the disdrometer settling velocity measurements in the field. However, field measurements show a high dispersion of settling velocities. With a modal value of $2.2 \pm 0.2 \text{ m s}^{-1}$, measured velocities in the class 344.54-459.54 μm (**Figure IV.9**) range between $1 \pm 0.1 \text{ m s}^{-1}$ and $3 \pm 0.2 \text{ m s}^{-1}$. Such a high variability is also seen with no-wind conditions in laboratory (**Figures IV.9** and **IV.10**). We attribute such variations to fluctuations in vertical wind and beam crossing trajectories, but also probably due to the high variability of particle shapes, sizes, densities making numerous combinations possible in the interactions with the ambient fluid like inducing particle rotation (Bagheri & Bonadonna, 2016b).

IV.2.6 Conclusive remarks

This study presents an exhaustive characterization of the ash produced during explosions at Stromboli as well as an inter-comparison of empirical settling velocity models, with the aim to validate terminal settling velocities measured by optical disdrometer in the field.

The use of mechanical sieving and the morpho-grainsizer MORPHOLOGI G3 reveals the need to consider the geometrical influence of the sieve meshes in the case of non-spherical and rough ash particles. We propose to use the down mesh size and the diagonal of the upper mesh of the mechanical sieve to constrain each PSD fraction.

We further propose a method to obtain a total PSD by combining the morpho-grainsizer high-resolution PSD and the weight percentages of the mechanical sieves. Our analyses reveal dense and homogenous ash particles in terms of textural and morphological roughness for a set of type 2 eruptions from proximal to medial distance (2 km) from the summit vents of Stromboli. Being not spherical, the sampled ash particles at Stromboli have their circle-equivalent diameter equal to 0.79 times their longest axis, 1.09 their intermediate axis on average and 0.92 times their average 2-D dimension $(L+I)/2$. Moreover, we show that particle sphericity tends to slightly decrease with increasing sizes. This observation might have strong implications in ash dispersion modeling, even in the case of moderate eruptions. Indeed, the residence time of airborne ash particles is known to be highly dependent on their shapes and mostly for coarse ashes of $D_{CE} > 200 \mu\text{m}$ (Beckett *et al.*, 2015; Saxby *et al.*, 2018).

Disdrometer settling velocity measurements of sieved ash fractions in laboratory conditions are in broad agreement with the field settling velocities. This validates the volcanological application of the meteorology-designed OTT Parsivel² disdrometer for the detection and real-time recording of ash particle fallout size and settling velocities. Its limitations mainly concern the lower threshold in size measurements (230 microns in circle-equivalent diameter at Stromboli) but also the width of each size class (*i.e.* around 115 μm for size classes when used for ash measurements).

Empirical models used to calculate terminal settling velocities are highly dependent on the input shape parameters and their accuracy. Bagheri & Bonadonna's (2016b) and Dioguardi *et al.* (2017) models being based on high precision 3-D analyses of particles, lower-resolved G3-derived sphericities from fast routine 2-D optical analyses better match Ganser's model (1993). This is due to the fact that the output of our methodology better reproduce the parameters used in Ganser (1993) to model terminal settling velocities.

Finally, the empirical results obtained with the Ganser model (1993) best fit the terminal settling velocities measured by the disdrometer and highlight the capability of such an instrument to operationally monitor volcanic ash sizes and their settling velocities with a good time resolution (10 s). Despite an underestimation of coarse ash settling velocities possibly due to particle *vs* ambient fluid interactions, our physical ash characterization emphasizes the need to constrain both the possible detected sizes of particles (*i.e.* between I and L) and their settling velocities in order to calculate radar reflectivity factors. This argues in favor of the potential use of disdrometers in the field to constrain radar data for ash plume monitoring and mass load retrieval.

IV.3 Implications des mesures par disdromètre sur l'estimation des concentrations de cendres des panaches

IV.3.1 Facteur de réflectivité radar et concentration des cendres : loi Z-C

Au total, le disdromètre a détecté 24 événements de retombées de cendres (**Chapitre III**). Grâce à sa résolution temporelle, le nombre total de mesures parmi toutes les retombées s'élève à 504. Chaque mesure permet de renseigner sur une valeur de concentration de cendres C_{ash} et d'un facteur de réflectivité de cendres Z_{ash} associé pour des PSDs variables en fonction du temps. L'obtention de couples de valeurs $Z_{ash}-C_{ash}$ fournit une loi statistique entre les deux paramètres. Une telle loi existe depuis longtemps en météorologie sous la forme $Z = aR^b$ reliant le facteur de réflectivité avec le taux de pluie R (*i.e.* relation de Marshall-Palmer, 1948). En volcanologie, de telles lois existent également entre Z et le taux de sédimentation mais sont généralement associées à des hypothèses faites sur la densité des cendres ou sur les formes de PSDs (*e.g.* fonction de distribution Gamma et/ou de Weibull ; Marzano *et al.*, 2006b, 2012 ; Maki *et al.*, 2016 ; Mereu *et al.*, 2015).

D'après la méthodologie et les conclusions exposées précédemment, les tailles mesurées par le disdromètre et utilisées par la suite sont d'ores et déjà converties en D_{CE} en utilisant les contraintes apportées par les analyses morphologiques (**Figure IV.7C**). A cet effet, la relation $D_{CE} = 0.92 (I+L)/2$ a été utilisée (**Partie IV.2** ; Freret-Lorgeril *et al.*, *en révision*). En prenant en compte toutes les mesures du disdromètre, et grâce aux **Equations IV.15** et **IV.16**, la gamme de concentration des retombées trouvée en première lecture est $7.13 \times 10^{-8} < C_{ash} < 9.39 \times 10^{-3}$ kg m⁻³ (**Figure IV.13**) avec une moyenne de $8.36 \times 10^{-5} \pm 2.17 \times 10^{-5}$ kg m⁻³ (*i.e.* erreur standard sur la moyenne). Les facteurs de réflectivité calculés en parallèle sont dans la gamme $-29.30 < Z_{ash} < 56.34$ dBZ. On démontre par la suite que les biais d'échantillonnage du disdromètre conduise à réviser ces gammes de valeurs. La plupart des couples $Z_{ash}-C_{ash}$ représentés sur la **Figure IV.13** montrent une très forte corrélation sous la forme générale attendue $C_{ash} = a \times Z_{ash}^b$ avec C_{ash} en kg m⁻³ et Z_{ash} en mm⁶ m⁻³ (*i.e.* égal à $10^{Z(dBZ)/10}$). Les autres couples de valeurs hors de la tendance principale suivent d'autres relations spécifiques de la même forme qui s'expliquent par les caractéristiques de mesure du disdromètre.

Tout d'abord, toutes les mesures faisant intervenir une seule particule (cercles verts dans la **Figure IV.13**) ont été discriminées :

Les couples de valeurs $Z_{ash}-C_{ash}$ correspondant à une seule particule s'alignent parfaitement selon une loi de la forme :

$$C_{ash} = a \times Z_{ash}^{0,9989}, \quad (\text{IV.17})$$

où a est un terme qui dépend du diamètre central de la classe de taille considérée. La valeur de a diminue de $6,07 \times 10^{-5}$ à $1,04 \times 10^{-5}$ pour les classes [0,230-0,345 mm] (*i.e.* la classe 1) et [0,460-0,690 mm] (*i.e.* la classe 3), respectivement. Les particules individuelles d'une même classe de taille peuvent donner des valeurs différentes des couples $Z_{ash}-C_{ash}$ en raison de leur vitesse de chute v_i , variable au sein d'une classe, et intervenant dans le calcul du volume pour C_{ash} et Z_{ash} (**Equations IV.4, IV.15 et IV.16**).

Les couples $Z_{ash}-C_{ash}$ intégrant plusieurs particules de la classe 1 [0,230-0,345mm] s'alignent également sur cette même loi (**Figure IV.13, Equation IV.17**). Ces alignements sont également valables pour toutes les classes de tailles. Ainsi, en considérant que le disdromètre ne peut détecter des particules de tailles inférieures à la classe 1, l'**Equation IV.17** avec $a = 6,07 \times 10^{-5}$ définit les valeurs minimums des couples $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivables par le Parsivel². Enfin, $b \approx 1$ dans l'**Equation IV.17**. Cela signifie que cette équation est similaire à celles définies par Maki *et al.* (2016), dont seules les valeurs de a changent en fonction du diamètre moyen des PSDs considérées.

Ensuite, les couples liés à une seule particule par classe s'alignent selon une seconde tendance (*i.e.* avec $a = 6,97 \times 10^{-6}$ et $b = 0.5646$; courbe verte dans la **Figure IV.13**) présentant une excellente corrélation ($R^2 = 0,98$) mais bien distincte de la tendance principale. Il se trouve que les couples $Z_{ash}-C_{ash}$ impliquant des détections avec quelques cendres grossières et lapillis éparses ($> 1000 \mu\text{m}$ et jusqu'à 6 mm, points violets sur la **Figure IV.13**) montrent des valeurs alignées sur cette seconde tendance. D'une manière générale, ces particules grossières sont bien distinctes (présence d'un écart de taille) des PSDs, par ailleurs similaires aux échantillons au sol (Freret-Lorgeril *et al.*, *en révision* ; **Partie IV.2**), et souvent en faible nombre (*i.e.* de 1 à 4). Cependant, leur taille impacte considérablement les valeurs de concentrations et de facteurs de réflectivité en raison de la loi de puissance sur le diamètre (*i.e.* D^6 et D^3 dans les **Equations IV.15 et IV.16**), même si une centaine de particules sont détectées dans les premières classes.

Ainsi, les Z_{ash} et C_{ash} d'une population de cendres présentant de telles particules larges et isolées sont pratiquement confondus avec les valeurs données par une particule unique de même taille.

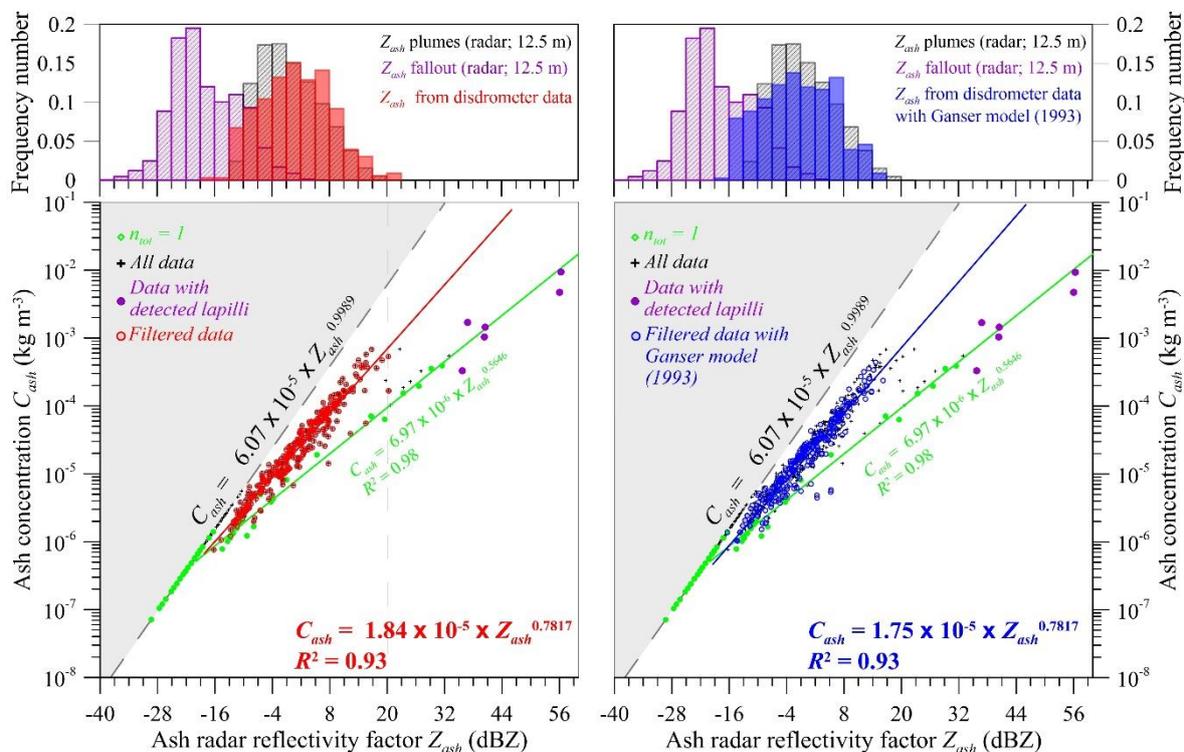


Figure IV.13 : Panneaux du bas) Concentrations en cendres C_{ash} (en échelle logarithmique) en fonction des facteurs de réflectivité radar Z_{ash} (dBZ) obtenus par disdromètre. Les couples Z_{ash} - C_{ash} déduits de chaque acquisition sont affichés à partir des données brutes (cercles gris), et filtrés : (i) données correspondant à une seule particule ou plusieurs particules contenues dans une seule classe de taille (points verts; régression linéaire en vert), (ii) données incluant des cendres et lapillis éparses $> 1000 \mu\text{m}$ (points violets), (iii) à gauche les valeurs tenant compte de la conversion des tailles de classe en D_{CE} (cercles rouges; régression linéaire en rouge) et (iv) à droite en modifiant en plus les vitesses de chute mesurées selon la loi de Ganser (1993) (cercles bleus; régression linéaire en bleu). La droite pointillée grise définit les valeurs minimales des couples Z_{ash} - C_{ash} mesurables par le disdromètre. **Panneaux du haut**) Histogrammes des Z_{ash} calculés avec les données du disdromètre (avec D_{CE} en rouge à gauche; D_{CE} et vitesses de Ganser 1993 en bleu à droite), et mesurés in situ avec Mini-BASTA dans les panaches proximaux (en noir) et dans les retombées de cendres (en violet).

En revanche, les couples Z_{ash} - C_{ash} associés à ces détections très ponctuelles de cendres grossières et/ou petits lapilli permettent de discuter leur représentativité dans l'ensemble du panache à l'origine de la sédimentation détectée. En effet, le disdromètre échantillonne des volumes de cendres très faibles qui peuvent être calculés à partir de la surface réduite du faisceau laser ($0,0054 \text{ m}^2$) et des distances parcourues par les particules (vitesse de chute mesurée fois le temps d'acquisition), soit moins d'un mètre cube. La faible concentration de certaines particules dans le panache mène à un sous-échantillonnage de cette population si le volume analysé est trop localisé : c'est le cas pour le disdromètre avec les particules éparses $>$

1000 μm dans les panaches de Stromboli. En revanche, les échantillons prélevés au sol sur une bâche de 0.405 m^2 présentent également une faible proportion de ce type de téphras grossiers. Par exemple, pour les six échantillons analysés au G3 (**Figure IV.5**), les cendres de $D_{CE} \geq 1000$ μm représentent 0 à 2% des proportions massiques totales (**Equation IV.2**) et n'ont que peu d'impact sur les valeurs de Z_{ash} (Soriaux, 2018). Pour ces raisons, les données issues du disdromètre formant les deux tendances annexes et marquant ses limites ont été filtrées afin de ne conserver que la tendance principale (majorité des points). Il en ressort une loi C_{ash} vs Z_{ash} représentative des conditions de sondage du radar (volume plus large notamment) permettant d'obtenir les concentrations de cendres associées aux réflectivités mesurées *in situ* dans le panache ou les retombées par le radar.

Toutes les tailles des particules détectées ont été converties en D_{CE} . Tous les couples Z_{ash} - C_{ash} s'alignent selon des lois de la forme :

$$C_{ash} = 1,84 \times 10^{-5} \times Z_{ash}^{0,7817}, \quad (\text{IV.18})$$

en utilisant les vitesses de chute mesurées par le disdromètre (centre de la classe de vitesse associée à chaque particule) (cercles rouges, **Figure IV.13**) ;

ou :

$$C_{ash} = 1,75 \times 10^{-5} \times Z_{ash}^{0,7817}, \quad (\text{IV.19})$$

en utilisant les vitesses de chute de Ganser (1993) (cercles bleus, **Figure IV.13**).

Ces deux équations, quasiment identiques, présentent d'excellentes corrélations ($R^2 = 0.93$). Ceci atteste que la modélisation des vitesses terminales de chute des particules a très peu d'impact sur la loi statistique Z_{ash} - C_{ash} . A titre informatif, les gammes des couples Z_{ash} - C_{ash} en considérant les deux lois sont représentées dans le **Tableau IV.3**. On privilégie néanmoins l'**Equation IV.19** en raison de la distribution des facteurs de réflectivités plus proche des valeurs mesurées au radar (mode notamment).

Tableau IV.3 : Concentrations de cendres et de facteurs de réflectivité radar obtenus à partir des mesures filtrées du disdromètre.

	Données filtrées (D_{CE})	Données filtrées (D_{CE} et Ganser, 1993)
C_{ash} min (kg m^{-3})	$7,61 \times 10^{-7}$	$1,03 \times 10^{-6}$
C_{ash} max (kg m^{-3})	$6,81 \times 10^{-4}$	$4,40 \times 10^{-4}$
Moyenne de $C_{ash} \pm$ erreur standard (kg m^{-3})	$5,69 \pm 0,52 \times 10^{-5}$	$3,47 \pm 0,33 \times 10^{-5}$
Z_{ash} min (dBZ)	-16,22	-16,42
Z_{ash} max (dBZ)	20,31	16,14
Moyenne \pm erreur standard (dBZ)	$1,06 \pm 0,41$	$-1,7 \pm 0,42$

En considérant uniquement les retombées supposées représentatives des téphras contenus dans les panaches détectés lors de la campagne de mesure, la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ illustre les capacités des disdromètres type Parsivel² (OTT) à fournir des paramètres de charge au sol en temps réel, potentiellement dans un cadre de surveillance volcanique opérationnelle. La large gamme de valeurs de concentrations et de facteurs de réflectivité lui permet d'échantillonner avec une précision (concentration de cendres, réflectivités, taux de sédimentation) très satisfaisante au premier ordre les retombées de cendres de taille supérieure au seuil de détection (230 microns à Stromboli, *i.e.* cendres grossières). Son emplacement sera donc préférentiellement dans les zones de retombées proximales des panaches. A titre comparatif, un nouveau disdromètre dédié à la détection des cendres, le ASHER développé dans le cadre du projet FUTUREVOLC, est capable de mesurer des téphras de 90 μm à 4 mm avec cependant une résolution temporelle de 30 s (contre 10 s pour le Parsivel² et désormais même 5 s). L'inter-comparaison des mesures faites par les deux instruments sur le terrain pourrait permettre d'apporter des contraintes fortes sur les PSDs du Parsivel², notamment pour vérifier la viabilité des proportions de cendres proches de 230 μm (limite inférieure de détection).

Même si la résolution spatiale du disdromètre est faible, impliquant un échantillonnage très localisé vis à vis des dimensions des panaches et parfois un sous-échantillonnage des particules les moins concentrées (*i.e.* les plus grossières ; > 1 mm à Stromboli), ses mesures restent statistiquement représentatives du contenu des panaches. De ce fait, en considérant que les PSDs des retombées au sol sont peu différentes des PSDs internes des panaches, les lois $Z_{ash}-C_{ash}$ permettent de convertir les réflectivités mesurées par radar en concentrations de cendres, y compris au-delà des gammes de tailles limitantes pour le disdromètre. La gamme des facteurs de réflectivité radar mesurés dans les panaches par le MiniBASTA recouvre parfaitement celle des facteurs de réflectivité calculées à partir du disdromètre au sol. Ceci suggère que les cendres fines (inférieures à quelques microns) non déposées au sol en région

proximale et restant en suspension dans l'atmosphère sont tout à fait mineures du point de vue des réflectivités, et représentent donc une fraction massique faible de la masse totale de téphras à Stromboli.

IV.3.2 Contraintes sur les données du Mini-BASTA

Le **Chapitre III** montrait que le Mini-BASTA avait détecté 82 (avec un mode) et 99 (avec deux modes en alternance) panaches faibles près de leur source et 15 événements de retombées. Comme mentionné dans le **Chapitre II**, les Z mesurés par le Mini-BASTA et augmentés de 3.77 dBZ pour recalibrer avec la constante diélectrique des cendres (Z_{ash}), plutôt que celle de l'eau liquide, sont comparables aux Z calculés à partir des données sur les cendres enregistrées par le disdromètre près du sol.

Les histogrammes présentés dans la **Figure IV.13** montrent les valeurs de Z_{ash} obtenus par le disdromètre en tenant compte (i) de la conversion des tailles mesurées en D_{CE} (histogramme rouge ; **panneau de gauche**) et (ii) en utilisant la loi moyenne de vitesse de chute terminale de Ganser (1993) (histogramme bleu ; **panneau de droite**). Ces histogrammes montrent des distributions similaires s'étalant entre -20 et +25 dBZ. Le mode de l'histogramme avec les vitesses de Ganser (1993) (entre -4 et -1 dBZ) est inférieur à celui ne considérant que la conversion en D_{CE} (entre -1 et 2 dBZ) car les vitesses du modèle, bien qu'en accord avec les modes des vitesses mesurées par disdromètre, restent plus élevées que la moyenne des mesures pour les particules les plus larges en particulier (**Figure IV.11**). Ensuite, les valeurs de Z_{ash} mesurées par Mini-BASTA à l'intérieur d'une soixantaine de panaches (en noir dans la **Figure IV.13**) présentent une gamme de distribution de -12,2 à +20,84 dBZ et un mode entre -4 et -1 dBZ. Les fréquences d'occurrence maximales (modes) des facteurs de réflectivité du radar et du disdromètre avec correction en D_{CE} et en vitesse de Ganser coïncident bien (entre -5 et 0 dBZ), et restent très proches pour les réflectivités du disdromètre juste corrigées en D_{CE} . Ceci valide la représentativité statistique de ses données pour obtenir les paramètres de charge à l'intérieur des panaches en association avec les mesures radar. Ainsi, l'utilisation de la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ (**Equations IV.18** et **IV.19**) montre que les concentrations des panaches au-dessus de la source à Stromboli sont comprises entre $1,95 \times 10^{-6}$ et $7,45 \times 10^{-4}$ kg m⁻³ avec une valeur modale entre $8,52 \times 10^{-6}$ et $1,46 \times 10^{-5}$ kg m⁻³. A titre de comparaison, les concentrations les plus fréquemment mesurées (modales) sont 4 à 10 fois supérieures et les concentrations maximales

presque 1000 fois supérieures au seuil de 2 mg m^{-3} fixé pour la sécurité aérienne (Prata & Rose, 2015).

Le dernier histogramme (en violet dans la **Figure IV.13**) représente la distribution des Z_{ash} mesurés par le radar au sein de 15 retombées de cendres à partir de quelques centaines de mètre du cratère à 2 km. Avec des valeurs comprises entre -37 et 5 dBZ avec un mode entre -22 et -19 dBZ, la distribution en facteur de réflectivité radar des retombées est totalement distincte de celle mesurée au sein des panaches, que ce soit par radar ou dans les retombées proximales par disdromètre. Ceci pourrait s'expliquer par la perte des cendres grossières au fil de la dispersion des panaches, diminuant les valeurs de Z_{ash} . Etant donné que la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivées du disdromètre est estimée à partir d'une gamme de tailles de cendres comprise entre $230 \mu\text{m}$ (limite du disdromètre) et $1000 \mu\text{m}$, la question de leur application pour les retombées relativement distales se pose. Par exemple, le 2 octobre 2015, Mini-BASTA a détecté des retombées jusqu'à son site d'observation à Punta Labronzo à 2 km (voir **Chapitre III**). Que ce soit dans le panache proche de la source à 2100 m du radar et dans le début des retombées entre 1893 et 1593 m, les concentrations déduites de l'**Equation IV.19** (**Figure IV.14**) sont supérieures à 2 mg m^{-3} et correspondent à des zones suffisamment proximales pour être équivalentes aux mesures du disdromètre. En revanche, en se rapprochant du radar, les concentrations dans les retombées deviennent inférieures à 1 mg m^{-3} et diminuent jusqu'à atteindre des valeurs comprises entre 10^{-8} et $4 \times 10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$ à 100 m du radar. De telles concentrations se situent en dessous des limites du disdromètre utilisées pour établir la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ (**Figure IV.13**). Bien qu'il n'y ait aucune raison objective pour que cette loi ne soit plus valide pour les panaches et retombées proximales au-delà des limites d'échantillonnage du disdromètre, ses limites d'application pour les retombées plus distales peuvent être discutées.

Cependant, des cendres ont été échantillonnées dans un collecteur de $0.6 \times 0,6 \text{ m}$ pendant environ 15 minutes à quelques mètres du site du radar (*i.e.* l'échantillon 1530PL; **Figures IV.1, IV.2 et IV.5**). Ainsi, la concentration de cendres proches du radar peut être évaluée indépendamment grâce à cet échantillon et comparée à celles obtenues à partir des Z_{ash} de Mini-BASTA. La masse totale M_{tot} de l'échantillon 1530PL est de 0,2499 g. La **Figure IV.5** montre que la PSD dérivée des analyses G3 est majoritairement comprise entre $63 \mu\text{m}$ et $500 \mu\text{m}$ avec une valeur modale à $215 \mu\text{m}$. Les vitesses terminales de chute de telles cendres (Ganser, 1993) sont comprises entre 0.24 et 3.03 m s^{-1} (valeur modale correspondant à 1,33 m

s^{-1}). Ainsi, grâce au volume d'échantillonnage des retombées $V_{éch}$, la concentration de cendres des retombées au site du radar peut être estimée avec :

$$V_{éch} = Sv(D)\Delta t, \quad (IV.20)$$

S étant la surface du collecteur égale à $0,36 \text{ m}^3$, $v(D)$ est la vitesse de chute des cendres de tailles D et Δt est le temps de collecte des retombées.

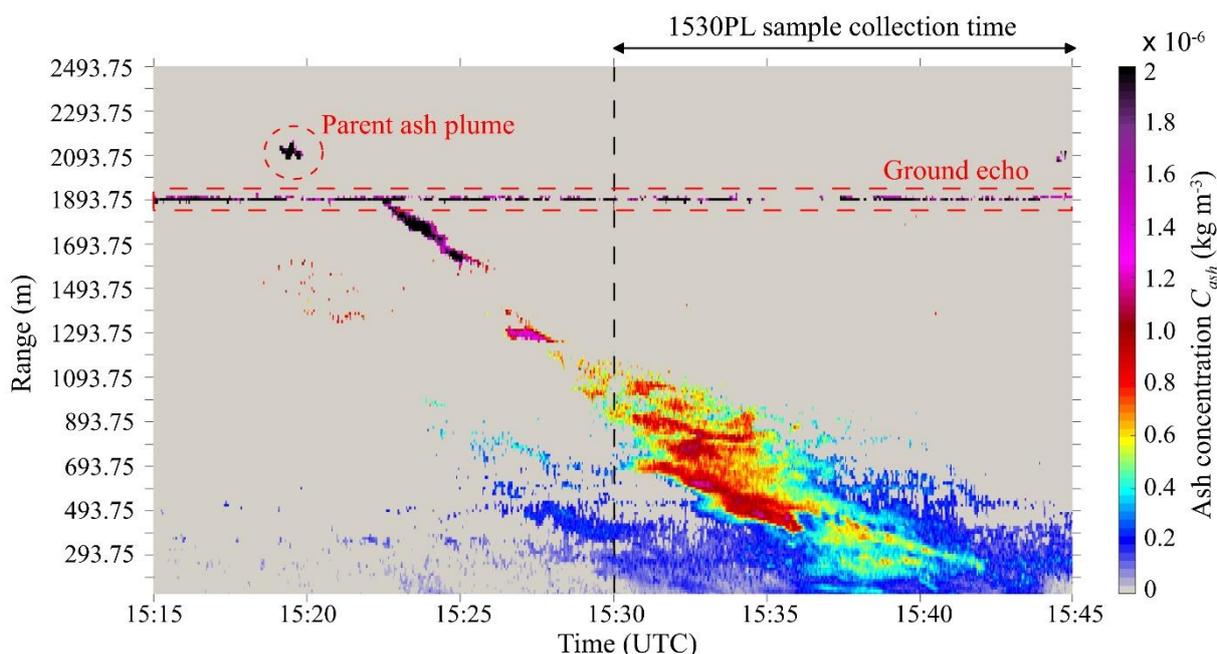


Figure IV.14 : Concentrations de cendres C_{ash} (échelle de couleurs) dérivées des mesures radar en fonction du temps (abscisses) et de la distance oblique au radar (ordonnées) entre 15:15 et 15:45 (TU) le 2 octobre 2015 à Stromboli. L'échelle de concentration est adaptée aux valeurs des retombées proximales du radar (jusqu'à 2 mg m^{-3}).

En considérant les gammes de tailles de la PSD de l'échantillon 1530PL (**Figure IV.5**), $V_{éch}$ est compris entre $77,76$ et $981,72 \text{ m}^3$. Grâce à ces valeurs et à la masse de l'échantillon, on peut estimer la concentration en cendres $C_{ash} = M_{tot}/V_{éch}$. Les concentrations sont comprises entre $2,55 \times 10^{-7}$ et $2,21 \times 10^{-6} \text{ kg m}^{-3}$ avec une valeur modale de $5,8 \times 10^{-7} \text{ kg m}^{-3}$ en considérant le mode de la PSD à $215 \mu\text{m}$ (**Figure IV.5**). Ces valeurs de concentrations sont sensiblement proches de celle dérivées du radar à 100 m de son site d'observation en utilisant l'**Equation IV.19** (**Figure IV.14**). Cette dernière observation valide la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivée du disdromètre au-delà de ses limites d'échantillonnage, au moins au premier ordre.

L'implication forte de la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivée des mesures du disdromètre réside dans la possibilité d'obtenir les concentrations internes et masses totales des panaches détectés par le

radar, et de leurs chutes de cendres. Cependant, Mini-BASTA ayant une visée fixe pendant la mission à Stromboli, ses mesures correspondent ni plus ni moins au passage passif des panaches dans son faisceau. Ce faisceau étant étroit (ouverture de 0.8°), l'échantillonnage des panaches reste limité, même à proximité des cratères sommitaux (*i.e.* volume des portes de $\sim 8500 \text{ m}^3$). Dès lors, l'obtention de paramètres de charges représentatifs de l'entièreté des panaches nécessite d'émettre plusieurs hypothèses, notamment sur leur volume en 3-D. Néanmoins, les mesures radar faites à Stromboli permettent d'obtenir des épaisseurs des panaches selon l'axe du faisceau et d'estimer des gradients de concentrations internes avec des résolutions spatiales inédites de 12,5 m. Des hypothèses sur l'axisymétrie verticale du panache et sur les vitesses d'ascension devraient mener à des estimations réalistes des masses totales de cendres émises.

IV.3.3 Conclusions

Les mesures des tailles des retombées ainsi que de leurs vitesses de chute sont des paramètres essentiels à quantifier notamment parce qu'elles permettent d'apporter des contraintes fortes, et en temps réel, sur les paramètres d'entrée et de sortie des modèles de dispersion. La première partie de ce chapitre a mis en avant toute l'utilité des mesures par disdromètre dans ce cadre, et elle montre également le potentiel d'un tel instrument pour contraindre les paramètres de charge à partir des données obtenues par radar Doppler.

En effet, grâce aux nombreuses mesures ponctuelles de retombées de cendres faites par disdromètre optique à Stromboli, une loi représentative liant statistiquement les concentrations de cendres variables en fonction du temps aux facteurs de réflectivité radar a pu être établie. Les nombreuses informations morphologiques fournies par la caractérisation physique exhaustive d'un grand nombre de particules de cendres dans six échantillons prélevés au sol ont été utilisées pour corriger les données brutes. Le fait que les facteurs de réflectivité des retombées proximales mesurés par le disdromètre montrent une distribution similaire à celle mesurée par le radar Mini-BASTA atteste de la représentativité des concentrations de cendres proximales au sol vis à vis de celles des panaches. Cette représentativité justifie l'application de la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivée du disdromètre pour obtenir des concentrations fiables à partir des mesures radar dans les zones proximales des panaches.

Les réflectivités mesurées par le radar à l'intérieur des chutes de cendres sous le panache montrent une distribution distincte des mesures proximales dans les panaches, avec des valeurs comprises entre -38 et -11 dBZ. Néanmoins, l'estimation indépendante des concentrations de ces retombées près du site du radar grâce un échantillonnage au sol a permis de valider l'applicabilité de la loi $Z_{ash}-C_{ash}$ au-delà des limites d'échantillonnage du disdromètre. Ainsi, le disdromètre fournit un moyen de contraindre les paramètres de charge issus des données radar souffrant d'un manque d'information sur les PSDs des cendres détectées au sein de chaque porte du faisceau. Le radar ayant été utilisé en visée fixe, des hypothèses sur la géométrie (dimensions, symétrie) et la dynamique (vitesse d'ascension) de chaque panache serait nécessaire pour estimer leur masse totale.

Pour répondre à ce problème, VOLDORAD 3 a été développé en collaboration avec le LATMOS. Ce nouveau radar, basé sur la même technologie que Mini-BASTA possède la capacité de scanner en 3-D son environnement grâce à l'utilisation d'un positionneur contrôlé en temps réel par l'opérateur. Ce radar a été utilisé lors d'une nouvelle campagne de mesures au volcan Sabancaya au Pérou (collaboration avec l'OVI INGEMMET, Pérou, et l'Université de Colombie Britannique, Vancouver, Canada). Les panaches émis par ce volcan sont plus concentrés que ceux de Stromboli et peuvent atteindre des altitudes de 1 à 4 km au-dessus de l'évent. Le radar a permis de fournir des scans verticaux et horizontaux des colonnes éruptives mais également au sein des panaches et nuages dispersés dans l'atmosphère. Une fois de plus, des retombées ont été échantillonnées par disdromètre et dans des collecteurs afin d'utiliser la méthodologie développée dans ce chapitre. Ainsi, grâce à une lois $Z_{ash}-C_{ash}$ dérivée du disdromètre, les données radar pourront par exemple fournir des profils des concentrations dans les colonnes en fonction de leur altitude. Avec des résolutions spatiales (*i.e.* de 12,5 m à 100 m), ces données devraient permettre d'étudier, entre autre, la perte de masse des panaches et d'étudier les variations du coefficient d'entraînement d'air (coefficient d'entraînement) au sein des colonnes, souvent considérés comme constant dans les modèles de colonnes.

Chapitre V

**Mesures par radar Doppler du terme
source des panaches de téphras des
paroxysmes de l'Etna**

V.1 Introduction

L'obtention en temps réel du terme source des panaches est essentielle dans le cadre d'une surveillance opérationnelle d'un volcan actif et surtout en termes de mitigation des risques associés à l'émission de panache de téphras dans l'atmosphère. Dans cette optique, ce chapitre se focalise sur l'activité éruptive de l'Etna, un des volcans les plus actifs en Europe. Au-delà des grands épisodes effusifs de flancs (Alparone *et al.*, 2003 ; Andronico *et al.*, 2008a ; Bonaccorso & Calvari, 2013), l'Etna a régulièrement été le siège d'éruptions sommitales dite "*paroxysmales*" impliquant l'émission de fontaines de lave associées à la formation quasi-systématique de colonnes éruptives de plusieurs kilomètres d'altitude. Depuis les années 2000, les cratères sommitaux, *i.e.* la Voragine (VOR), la Bocca Nuova (BN), le cratère Nord-Est (NEC), le cratère Sud-Est (SEC) et le Nouveau Cratère Sud-Est (NSEC) ont produit pas moins d'une centaine d'éruptions paroxysmales (Alparone *et al.*, 2003 ; Andronico *et al.*, 2008a, 2008b, 2009, 2013 ; Andronico & Corsaro, 2011 ; Bonaccorso *et al.*, 2011a, 2013 ; Calvari *et al.*, 2011, 2018). Alors que l'émission de téphras incandescents adoptant des trajectoires balistiques présente un risque majeur focalisé sur les zones proximales de l'édifice, *i.e.* entre 1 à 5 km de distance (Andronico *et al.*, 2015), les panaches de téphras dispersés et leurs retombées ont souvent eu des conséquences socio-économiques sur la ville de Catane et les villages avoisinant l'édifice (Barsotti *et al.*, 2010 ; Calvari *et al.*, 2011 ; Bonaccorso *et al.*, 2011b, 2013a ; Scollo *et al.*, 2013). Entre autres, l'aéroport international de Catane est régulièrement fermé et est considéré comme l'un des aéroports les plus exposés aux risques volcaniques (Scollo *et al.*, 2009, 2013 ; Bonaccorso & Calvari, 2017).

Dans ce contexte et depuis 2001, l'INGV-OE a renforcé son réseau de surveillance des cendres émises par l'Etna, comptant maintenant une large gamme de capteurs de télédétection (Andronico *et al.*, 2009) incluant un ensemble de caméras visible (Behncke *et al.*, 2006 ; Andronico *et al.*, 2009 ; Scollo *et al.*, 2014 ; Calvari *et al.*, 2018), de la télédétection infrarouge par satellite (Corradini *et al.*, 2016 ; Poret *et al.*, 2018a, 2018b) et au sol (Calvari *et al.*, 2011, 2014, 2018), des disdromètres (Scollo *et al.*, 2005), des capteurs Lidars (Scollo *et al.*, 2015 ; Boselli *et al.*, 2018), et des radars Doppler dont un en bande X (*i.e.* le DPX4 ; Marzano *et al.*, 2012, 2013 ; Montopoli, 2016) et un en bande L (VOLDORAD 2B ; Donnadieu *et al.*, 2016b). En complément du réseau de surveillance de l'Etna, quatre modèles de dispersion sont utilisés

en opérationnel (Scollo *et al.*, 2009) : HAZMAP (Macedonio *et al.*, 2005), PUFF (Searcy *et al.*, 1998), TEPHRA (Bonadonna *et al.*, 2005) et FALL3D (Armienti *et al.*, 1988 ; Costa *et al.*, 2006). Les paramètres sources utilisés pour initialiser ces modèles proviennent de trois grands scénarios d'éruptions passées relativement bien contraints et correspondant à deux extrêmes explosifs de l'activité potentielle de l'Etna : une éruption longue avec l'émission d'un panache de cendres faible (*i.e.* du 21-24 juillet 2001) ou une émission courte avec un panache fort (*i.e.* le 22 juillet 1998). Dans tous les cas, les paramètres éruptifs mis en jeu sont principalement dérivés de l'étude des dépôts post éruptifs et donc considérés comme constants lors de chaque éruption (Scollo *et al.*, 2009). Cette méthode fournit rapidement des résultats à dessein opérationnel mais souffre cependant de larges incertitudes notamment à cause de la variabilité naturelle des paroxysmes à fontaines de lave à l'Etna, mais également parce que d'autres scénarios explosifs sont toujours possibles. C'est dans cette optique que des études ont été menées afin d'intégrer les mesures faites par télédétection au sein des modèles de dispersion dans le but de raffiner leur estimation en temps réel. Entre autres, Poret *et al.* (2018a, 2018b) ont montré que l'intégration de données de méthodes sensibles à différentes gammes de la TGSD permettait de mieux reproduire la dispersion et les masses accumulées au sol *via* le modèle FALL3D pour les paroxysmes du 23 février 2013 et du 23 novembre 2013. En revanche, les données utilisées par ces auteurs souffrent de résolutions spatio-temporelles faibles (*i.e.* une donnée acquise toutes les 5 à 10 min par satellite et radar en bande X, respectivement) et ne représentent que quelques valeurs au regard des durées des paroxysmes étudiés (*i.e.* de 80 à 200 min ; voir **Partie V.2**).

Ce chapitre tente de répondre à ce problème en profitant des mesures fournies par VOLDORAD 2B apportant des informations cruciales sur la source des panaches de téphras à l'Etna. La première partie traite de l'obtention de MERs et de vitesses d'éjection en temps-réel, et se présente sous la forme d'une étude publiée dans la revue "*Frontiers in Earth Science*" (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018). En profitant de l'ensemble des paramètres radar que fournissent les spectres Doppler, la deuxième partie illustre la possibilité de déterminer des vitesses de chutes et les diamètres des blocs/bombes issus des fontaines de lave. Enfin, la troisième partie discute des éventuels avantages et limitations associés à l'intégration des MERs fournis par le radar dans un modèle de colonne (*i.e.* Plume-MoM ; de' Michieli Vitturi *et al.*, 2015) dans le but de comparer les résultats de hauteurs des panaches avec les observations en temps-réel par caméra visible et radar bande- X (Scollo *et al.*, 2014; Vulpiani *et al.*, 2016).

V.2 Obtention par radar Doppler des flux de masses des panaches de téphras issus des fontaines de lave de l'Etna entre 2011 et 2015

Résumé

L'estimation en temps-réel des paramètres éruptifs à la source des éruptions volcaniques explosives constitue un défi majeur en termes d'évaluation des aléas et de mitigation des risques, notamment parce que ces paramètres sont essentiels aux modèles prévisionnistes de dispersion pour prédire l'impact des panaches de cendres et de leurs dépôts.

Entre 2011 et 2015, le volcan Etna a produit 49 paroxysmes caractérisés par l'émission de fontaines de lave générant des panaches de téphras pouvant atteindre jusqu'à 15 km au-dessus du niveau de la mer. Nous avons analysé ces paroxysmes en utilisant les signaux provenant de VOLDORAD 2B ($\lambda = 23,5$ cm) en complément d'images obtenues par caméra visible du réseau de surveillance de l'INGV-CT.

Premièrement, la division du faisceau radar en volumes sondés successifs permet d'identifier en temps réel le cratère en activité, peu importe les conditions météorologiques. Les échos radar aident à distinguer (i) le début de chaque paroxysme quand une fontaine de lava instable, précédée d'une activité Strombolienne mal détectable (projections peu élevées), alimente continuellement un panache de téphras, (ii) une transition vers un régime stable (la phase de climax), et (iii) la fin du climax, donnant ainsi la durée du paroxysme. Nous avons en outre développé une nouvelle méthodologie permettant d'estimer un "*proxy*" de débit éruptif massique (MER, '*Mass Eruption Rate*') en temps réel à partir de la puissance des échos radar et des vitesses Doppler maximales mesurées près de la source d'émission.

Deuxièmement, il s'avère qu'une augmentation de ce proxy de flux de masse précède de quelques minutes les variations temporelles des hauteurs de panaches mesurées par caméra visible et/ou par un radar bande-X (DPX4). Une calibration des proxys de MER avec des modèles de colonnes éruptives basés sur les hauteurs de panaches observées donne des valeurs absolues de MER entre $2,96 \times 10^4$ et $3,26 \times 10^6$ kg s⁻¹ et 57% des estimations sont inférieures à 10⁵ kg s⁻¹. Les masses totales de téphras (TEM, '*Total Erupted Mass*') ont été obtenues en intégrant le signal radar contenu dans les portes à l'aplomb des cratères actifs sur la durée des

paroxysmes, permettant une comparaison des quantités relatives de téphras émis par chaque paroxysme mesuré. Quand la phase du climax est visible, elle est en moyenne responsable de 76% de la masse totale émise pendant toute la durée du paroxysme.

Finalement, les masses totales de téphras obtenues à partir des données calibrées de VOLDORAD 2B à proximité de la source se trouvent être plus grandes que celles retrouvées par satellite, par radar bande-X, à partir de l'analyse des dépôts de cendres, par imagerie infrarouge au sol, ou par modèle de dispersion. Notre méthodologie fournit des paramètres éruptifs de charge en téphras utilisables en temps réel et dans toutes conditions météorologiques. La mise en œuvre opérationnelle du MER en temps réel avec VOLDORAD 2B pour la surveillance des panaches de téphras de l'Etna par l'INGV-OE est d'ailleurs l'un des objectifs du programme européen EUROVOLC. Cette méthode, potentiellement applicable à tout radar Doppler et sur d'autres volcans, représente donc un très puissant outil de surveillance quantitative et de mitigation des risques associés aux panaches de téphras.

Mass Eruption Rates of Tephra Plumes During the 2011-2015 Lava fountain Paroxysms at Mt. Etna From Doppler Radar Retrievals

V. Freret-Lorgeril¹, F. Donnadiu^{1,2*}, S. Scollo³, A. Provost¹, P. Fréville², Y. Guéhenneux², C. Hervier², M. Prestifilippo³, M. Coltelli³

¹*Université Clermont Auvergne, CNRS, IRD, OPGC, Laboratoire Magmas et Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France*

²*Université Clermont-Auvergne, CNRS, UMS 833, OPGC, F-63177 Aubière, France*

³*Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Osservatorio Etneo, Sezione di Catania, Italy*

Article publié dans "*Frontiers in Earth Science*" : doi:10.3389/feart.2018.00073

"Supplementary material" disponible en Annexe D

Abstract

Real-time estimation of eruptive source parameters during explosive volcanic eruptions is a major challenge in terms of hazard evaluation and risk assessment as these inputs are essential for tephra dispersal models to forecast the impact of ash plumes and tephra deposits. In this aim, taking advantage of the 23.5 cm wavelength Doppler radar (VOLDORAD 2B) monitoring Etna volcano, we analyzed 47 paroxysms produced between 2011 and 2015, characterized by lava fountains generating tephra plumes that reached up to 15 km (a.s.l.). Range gating of the radar beam allows the identification of the active summit craters in real-time, no matter the meteorological conditions. The radar echoes help to mark (i) the onset of the paroxysm when unstable lava fountains, taking over Strombolian activity, continuously supply the developing tephra plume, then (ii) the transition to stable fountains (climax), and (iii) the end of the climax, therefore providing paroxysm durations. We developed a new methodology to retrieve in real-time a Mass Eruption Rate (MER) proxy from the radar echo power and maximum Doppler velocity measured near the emission source. The increase in MER proxies is found to precede by several minutes the time variations of plume heights inferred from visible and X-Band radar imagery. A calibration of the MER proxy against ascent models based on observed plume heights leads to radar-derived climax MER from 2.96×10^4 to 3.26×10^6 kg s⁻¹ with 57% of estimates under 10^5 kg s⁻¹. The Total Erupted Mass (TEM) of tephra was computed by integrating over beam volumes and paroxysm duration, allowing quantitative comparisons of the relative amounts of emitted tephra among the different paroxysms. When the climactic phase can be identified, it is found to frequently release 76% of the TEM. Calibrated TEMs are found to be larger than those retrieved by satellite and X-band radar observations, deposit analyses, ground-based infrared imagery, or dispersion modeling. Our methodology, potentially applicable to every Doppler radar, provides mass load parameters that represent a powerful all-weather tool for the quantitative monitoring and real-time hazard assessment of tephra plumes at Etna or any other volcano with radar monitoring.

Keywords: Etna, Paroxysmal activity, Lava fountains, Doppler radar, Mass eruption Rate, Total Erupted Mass.

V.2.1 Introduction

Quantifying the so-called eruptive source parameters (Bonadonna *et al.*, 2015a) of tephra plumes is critical for hazard assessment of explosive volcanic eruptions and associated risk mitigation, as well as for a better understanding of the dynamics of eruption columns and plumes. The different eruptive source parameters are: the location of the eruptive vent, the start time and duration of an eruption, the plume height, the Mass Eruption Rate (MER) and the Total Grain Size Distribution (TGSD). These parameters are used by the Volcanic Ash Advisory Centers (VAACs) to initialize Volcanic Ash Dispersion and Transportation Models (VATDMs) in near real-time. A particularly challenging objective is to measure the MER in real-time. It is generally derived from empirical relationships between observed top heights of strong plumes and corresponding MERs inferred from scaling laws (Wilson *et al.*, 1978; Sparks *et al.*, 1997; Mastin *et al.*, 2009). However, Mastin *et al.* (2009) and Degruyter & Bonadonna (2012) have reported that such empirical relationships between plume heights and MERs are subject to high uncertainties. MERs estimated from post-eruption deposits analyses themselves hold uncertainties highly dependent upon the selected methodology (Andronico *et al.*, 2014a; Bonadonna *et al.*, 2015a; Spanu *et al.*, 2016).

A way to operationally retrieve, *i.e.* in (near) real-time, the eruptive source parameters is to use remote sensing techniques. Radars represent particularly robust tools for real-time assessment of source parameters owing to their relatively high spatial resolution and acquisition rate, their all-weather detection capacity near the emission source allowing early warning and quantification. Fixed-beam transportable Doppler radars with high time resolution were for instance used to monitor and study the dynamics of Strombolian and mild Vulcanian activity, using either 23.5-cm wavelength radars mostly sensitive to lapilli- and block-sized tephtras (Dubosclard *et al.*, 1999, 2004; Donnadieu *et al.*, 2011; Gouhier & Donnadieu, 2010, 2011; Valade *et al.*, 2012), or 1-cm wavelength micro rain radars well suited for lapilli and coarse ash detection (Seyfried & Hort, 1999; Hort *et al.*, 2003; Scharff *et al.*, 2015; Hort & Scharff, 2016). Strong Vulcanian to Plinian eruptions have also been surveyed with 5-cm (Harris & Rose, 1983) and 3-cm wavelength scanning weather radars (Marzano *et al.*, 2013; Maki *et al.*, 2016; Vulpiani *et al.*, 2016). Those radars have shown their capabilities and strength to study the dynamics of tephra plumes in real time and to provide estimates of (some of) the source parameters *a posteriori*, although generally with a lack of output parameters cross-validation.

At Etna (**Figure V.1A**), one of the most active European volcanoes, the repetitive explosive activity and the risks associated with tephra plumes has led the Istituto Nazionale di Geofisica e Vulcanologia, Osservatorio Etneo (INGV-OE) to improve its monitoring network to better anticipate and measure Etna's ash emissions (Scollo *et al.*, 2015). The network is based on the use of different remote sensing measurements and VATDMs runs daily using fixed eruptive scenarios (*e.g.* Scollo *et al.*, 2009, 2010). In this context, a 23.5 cm-wavelength Doppler radar (VOLDORAD 2B) has been integrated into the INGV-OE monitoring network since 2009 (Donnadieu, 2012; Donnadieu *et al.*, 2016b). This radar recorded 43 out of 45 paroxysmal episodes from the New Southeast Crater (NSEC) between 2011 and 2013, and 4 from the Voragine Crater (VOR) in December 2015, totaling 47 paroxysms between January 2011 and December 2015 (**Figure V.1B**). Two paroxysms were missed on 19 July 2011 and 20 February 2013 due to power outage and radar maintenance.

Paroxysms at Etna are powerful events lasting several hours and characterized by lava fountains generating high eruption columns accompanied or not by the emission of lava flows (Andronico *et al.*, 2014a; Corsaro *et al.*, 2017). The plumes typically reach 9 km to 15 km above sea level, produce downwind fallout of lapilli (and sometimes bombs) up to several kilometers from the vents and ash fallout up to 400 km away from the volcano (Andronico *et al.*, 2015). Considering that the mild Strombolian activity preceding the paroxysmal activity may last a few hours to a few days, and that the transition to a sustained tephra plume is currently not accurately predictable, it is crucial to quantify the evolution of the source parameters in near real-time.

Yet, measuring the whole set of eruptive source parameters of an eruption is not trivial. Indeed, in addition to the aforementioned observables, the Total Grain Size Distribution is also required (Bonadonna *et al.*, 2015a). The latter parameter is often incompletely estimated due to the limitations of tephra sampling near the summit craters. Indeed, the aforementioned paroxysms have two distinct fallout contributions. On the one hand, lava fountains are composed of dense ballistics and wind-pushed lighter blocks and lapilli that fall close to the source (*i.e.* less than 5 km). Despite the fact that they likely represent the dominant part of the total erupted mass, they are rarely sampled because the deposits are hardly distinguishable from those of previous eruptions and owing to recurrent fallout in the hardly accessible Valle del Bove (Andronico *et al.*, 2014a; Spanu *et al.*, 2016). On the other hand, lapilli and ash

constituting the developing tephra plumes are often wind-drifted towards Southeast above the Ionian Sea, again preventing sampling. Incomplete deposit sampling leads, in turn, to high uncertainties on the retrieved total erupted masses (TEMs), from which, the mean MERs are derived (Andronico *et al.*, 2014a).

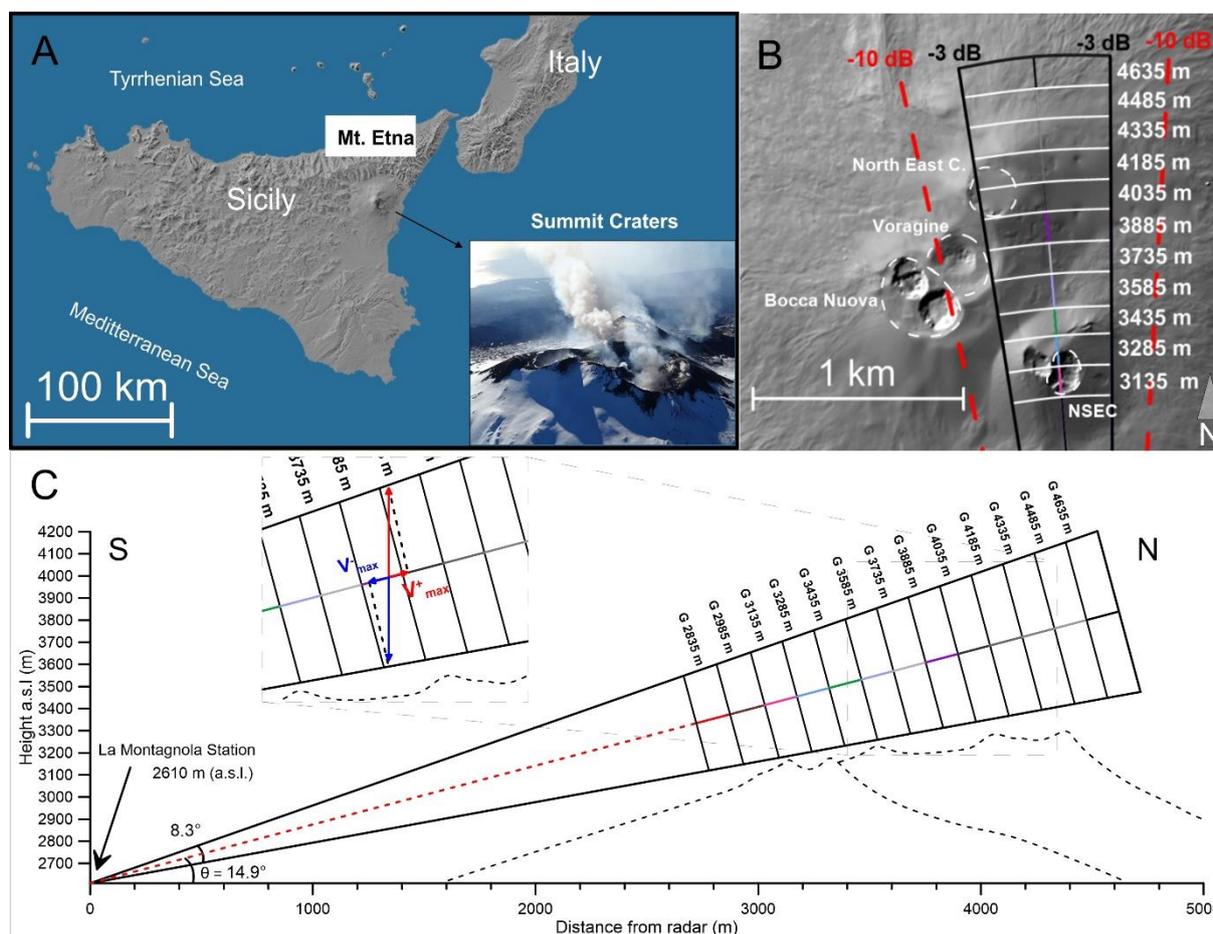


Figure V.1: (A) Mount Etna location and photograph of the summit crater (courtesy of Boris Behncke). Geometry of radar beam above Etna's summit craters: probed volumes are drawn at -3 dB, i.e. at half the power in the beam axis, and dashed lines indicates beam limit at -10 dB; (B) top view (after Oct. 10 2012); (C) S-N cross-section view (aperture angle of 8.3° in elevation at -3 dB): before December 16 2013, 11 range gates (3135-4635 m) were monitored and 13 gates (2685-4485m) after this date. Inset: for range gates above the emission source, the positive (v_{\max}^+) and negative (v_{\max}^-) radial velocities measured along-beam mainly stem from ascending and falling tephra respectively.

In this paper, we first describe the VOLDORAD 2B monitoring system and utilize the Doppler radar retrievals to qualitatively describe common features of the eruption dynamics during paroxysmal episodes of Etna between 2011 and 2015. We then present a new methodology to compute a proxy for the erupted mass only from the radar measured parameters, with potentially powerful application in real-time monitoring. Calibration of the mass proxy

with plume ascent models parameterized with observed plume heights and with results from other methods leads to MER (potentially in real-time) and TEM estimates. Results are then discussed in the last section.

V.2.2 Materials and methods

V.2.2.1 The VOLDORAD 2B monitoring system

Dubosclard *et al.* (1999, 2004) carried out pioneering surveys at Etna using a transportable L-band fixed-beam radar showing the high potential of radars to quantitatively monitor explosive activity near the emission source. They found in particular a correlation between tremor amplitude and echo power and ejecta initial velocities. In 2009, a similar 23.5-cm wavelength radar, VOLDORAD 2B, was set up at La Montagnola station on Etna (2610 m a.s.l.) with its fixed beam pointing to a zone right above the summit craters 3 km northward (**Figures V.1A,C**). Since then, it has been continuously monitoring the tephra emissions in volumes close to the summit craters (Donnadieu, 2012; Donnadieu *et al.*, 2015, 2016b). The 23.5 cm wavelength is well suited for the detection of lapilli and blocks/bombs allowing to probe inside the tephra column regardless of weather conditions. The high sampling rate (about 5 Hz) allows the real-time quantification and provides insight into the dynamics of the eruption column at time scales of individual explosions to that of entire eruptive/inter-eruptive periods. The radar beam is divided into successively probed 150 m-deep volumes (range gates) extending 1.2 km above the summit craters area along the N-S direction of the beam. This range gating provides spatial information on the explosive activity, allowing for instance the identification of the active crater or craters during simultaneous activity (Donnadieu, 2012).

From 2009 to October 10 2012, the radar beam aimed above the summit vent with azimuth and elevation (θ) angles of 347.5° and 13° , respectively. After this date, the radar antenna was rotated to about 355.2° in azimuth and 14.9° in elevation (**Figure V.1B**) to better record the activity of the NSEC. On December 16th 2013, two more proximal range gates were added, passing the number of recorded volumes ranging from 11 (3135-4635 m) to 13 (2835-4635m) (**Figures V.1B, V.1C**).

VOLDORAD 2B simultaneously records the amplitude of the echo power backscattered by the tephra and their radial velocity (measured along-beam using the Doppler effect) in each range gate. Displays of radar parameters, the power spectral distribution as a function of radial velocities, are called Doppler spectra. Velocity component towards the radar are negative, and positive away from it (Sauvageot, 1992). For the range gates located above the emission source, the power associated with positive and negative radial velocities mainly stem from ascending and falling tephra respectively (**Figure V.1C**). Out of the time series of power and velocity parameters retrieved from the Doppler spectra (*e.g.* Dubosclard *et al.*, 2004), two are most useful to quantify the mass loading of explosive activity, as explored in a following section: i) the total power $P(t)$ backscattered by tephra in each probed volume, which is directly related to the quantity and size of particles crossing the radar beam; and ii) the maximum positive Doppler velocity $v_{\max}^+(t)$ as it can be geometrically related to the ejection velocities $V(t)$ assuming vertical jets (Dubosclard *et al.*, 1999, 2004; Donnadieu, 2012; Scharff *et al.*, 2015):

$$V(t) = \frac{v_{\max}^+(t)}{\sin(\theta)}, \quad (\text{V.1})$$

with θ the elevation angle of the radar beam (**Figure V.1**). As θ was changed on 10 October 2012 from about 13° to 14.9° , $V(t) \approx 4.45v_{\max}^+(t)$ for the 2011-2012 paroxysms, and $V(t) \approx 3.89v_{\max}^+(t)$ afterwards, including the 2013-2015 paroxysms.

V.2.2.2 Plume top height measurements

In order to retrieve absolute MERs from the radar parameters, we have used independently the MER obtained from the column height observations. In fact, the link between plume heights and mass eruption rates is one of the most studied among volcanic source parameters relationships (Mastin *et al.*, 2009). Scollo *et al.* (2014) proposed a methodology to retrieve column heights at Etna from image analyses of the ECV visible camera (in Catania, 27 km away from Etna's summit craters), with an error of ± 500 m (Scollo *et al.*, 2015). The method limitations include night and bad weather conditions preventing the use of this visible camera, and the maximum altitude of 9 km above sea level. In this case, the ECV measurements may be supplemented by satellite imageries to retrieve the maximum column height using the Dark

Pixel procedure that assumes a thermal equilibrium between the plume top and the atmosphere (Wen & Rose, 1994; Prata & Grant, 2001; Corradini *et al.*, 2016).

When available, we have also used DPX4 X-band weather-radar data of the Italian civil protection, in addition to other remote sensor data (*i.e.* satellite and visible imagery) estimating the plume heights during the 23 November 2013 NSEC paroxysm and the December 2015 VOR Crater paroxysms (Corradini *et al.*, 2016; Vulpiani *et al.*, 2016).

V.2.2.3 The Radar Mass Eruption Rate proxy

Several recent works using scanning weather radars aimed at estimating mass loading parameters of explosive eruptions. Marzano *et al.* (2006a) produced a procedure to retrieve ash mass load parameters (*i.e.* VARR model) using an electromagnetic scattering model and Dual-polarization radar observables. Their work was applied to Etna paroxysmal activity in 2013 (Corradini *et al.*, 2016; Montopoli, 2016) and in December 2015 (Vulpiani *et al.*, 2016) using the volume information of the X-Band (3 cm wavelength) weather radar located at Catania airport (30 km south from the Etna's summit), with a 3-D scan time resolution of 10 minutes.

Taking advantage of the higher time (< 0.1 s) and spatial (120 m) resolution of a fixed-beam radar similar to VOLDORAD 2B pointing right above the emission source, Gouhier and Donnadieu (2008) developed an inversion method based on the Mie Scattering Theory to retrieve the ejecta mass of individual outbursts during Strombolian activity at Etna in 2001. Because of their short emission time, Strombolian explosions were treated as quasi-instantaneous releases of particles in which all ejecta could be captured in the large volumes of the fixed beam during the recorded peak of echo power.

The continuous monitoring of Etna with the VOLDORAD 2B radar at high space-time resolution (150 m, 0.2 s) offers a good opportunity to estimate the mass load parameters of Etna paroxysms. However, the lack of accurate physical characterization of proximal tephra (*i.e.* from the lava fountaining) in terms of shape, size and density weakens assumptions on inputs to scattering simulations, in particular the particle size distribution, and brings out large uncertainty in the mass load outputs. Therefore, in the following, we present a new approach based on a simple analytical model to compute the tephra mass loading parameters from a mass proxy directly retrieved from Doppler radar observables above the vent, and then calibrated

against values measured by other methods. Interestingly, this methodology does not require an accurate particle size distribution and is applicable to the most frequent cases of eruptions in which the tephra emission duration is longer than the time needed for tephra to cross the beam. It also has obvious application to improve real-time monitoring and hazard assessment of tephra plumes.

As our goal is to calibrate a (relative) mass proxy directly related to radar observables, the physical model does not need to mimic the complexity of the particle dynamics during the eruption but only to correlate with the MER evolution. In our simplified eruption model, spherical particles with a unique diameter D (in m), constant with time, cross the beam vertically at velocity $V(t)$ (in m s^{-1}) assumed equal to the maximum ejection velocity, and constant over the beam crossing height (**Figure V.2**).

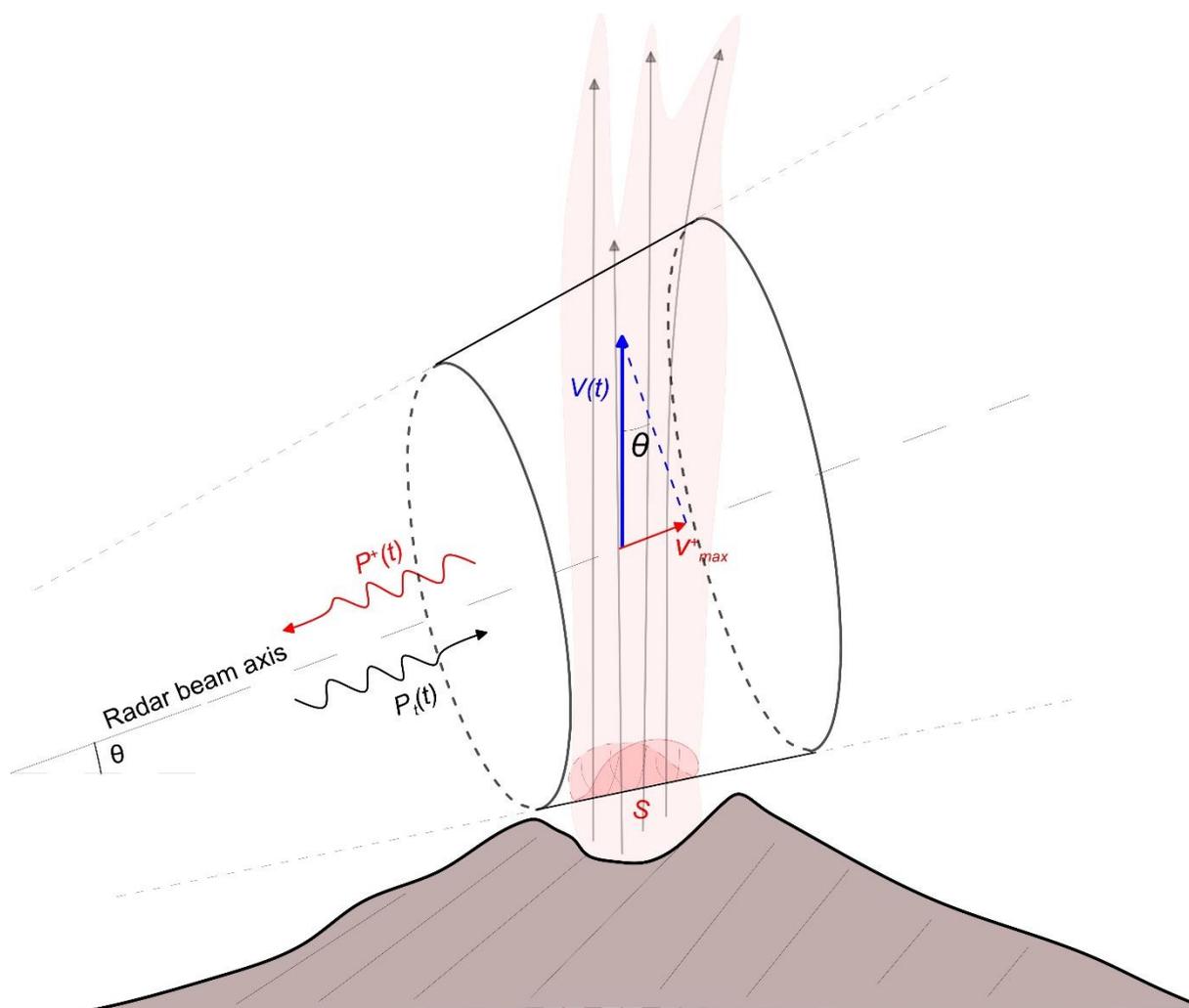


Figure V.2: Sketch of the physical model to compute the mass eruption rate from the power and velocity parameters measured by the radar. S defines the (arbitrary) entry surface of the ejecta at the bottom of

the radar beam. $V(t)$ is the ejected tephra velocity in the beam, assumed vertical, and v_{max}^+ its component along-beam, as measured by the radar. θ is the radar beam elevation angle. $P_i(t)$ is the peak power transmitted into the atmosphere by the radar, and $P^+(t)$ the power backscattered from ejecta having a positive radial velocity, supposedly ascending vertically, in a range gate above the emission source.

The number of ascending particles dN inside the volume probed during the radar sampling period dt between two successive measurements is therefore defined by:

$$dN = n(t)[SV(t)dt], \quad (\text{V.2})$$

where $n(t)$ is the number of particles per unit volume (m^{-3}), and S is the entering surface area (m^2) of the jet into the beam, no matter its shape.

Assuming spheres of density ρ (kg m^{-3}), the total particle mass over time M (kg) is:

$$M = \frac{\pi}{6} \rho S D^3 \int_{t_1}^{t_2} n(t)V(t) dt \quad (\text{V.3})$$

Under the Rayleigh assumptions ($D < \lambda/4$ in Gouhier & Donnadiu, 2008; where λ is the 23.5 cm-wavelength of our radar), the power ($P^+(t)$, in mW) backscattered by ascending spheres homogeneously distributed inside a probed beam volume above the emission source can be obtained from the radar equation (e.g. Sauvageot, 1992):

$$P^+(t) = \gamma D^6 n(t) \quad (\text{V.4})$$

γ being a constant (mW m^{-3}) gathering known parameters specific to the radar.

The combination of **Equations V.1-V.4** leads to the time-integrated mass of tephra M (kg) expelled through the probed volume between times t_1 and t_2 :

$$M = \frac{\pi \rho S}{6 \gamma (\sin \theta) D^3} \int_{t_1}^{t_2} P^+(t) v_{max}^+(t) dt = C \times M^* \quad (\text{V.5})$$

where M^* is the above integral and C ($\text{kg mW}^{-1} \text{m}^{-1}$) the constant factor before it.

Under the complete Mie scattering theory, where the Rayleigh approximation (**Equation V.4**) is no more valid, $P^+(t)$ is found to increase with D according to a more complicated power law formulation. Following the scattering model of Gouhier & Donnadiu (2008), and for blocks larger than 9 cm, the time-integrated mass M (kg) becomes:

$$M = \frac{\pi \rho D^3}{6h(\sin \theta)7.474 \times 10^{-10} D^{2.359}} \int_{t_1}^{t_2} P^+(t) v_{\max}^+(t) dt = C' \times M^* \quad (\text{V.6})$$

where h is the vertical length of the given probed volume (in m). As in **Equation V.5**, the first factor can be grouped into a constant C' ($\text{kg mW}^{-1} \text{m}^{-1}$).

While most parameters are known (γ , θ) or could be roughly estimated (ρ , S), the radar-sensitive mean diameter D can hardly be estimated, especially during an eruption, despite its dominant weight in the relationship owing to the power law. For this reason, our approach aims at calibrating the constants C (and hence C') against results from other methods in order to obtain absolute radar-derived mass load, as explained later. Most interestingly, the integral factor represents a Radar proxy for the mass of tephra M^* depending only on radar power and velocity measurements. A proxy for the total erupted mass of tephra (TEM*) can be obtained by integrating the radar mass proxy M^* over the total duration of the paroxysm and over all range gates capturing ascending tephra above the crater. It is also straight forward to compute an average Mass Eruption Rate proxy ($\overline{\text{MER}}^*$) from the number of samples n recorded at acquisition intervals $dt= 0.23$ s in a probed volume above the emission source:

$$\overline{\text{MER}}^* = \frac{M^*}{n dt} \quad (\text{V.7})$$

Time series of the radar-derived MER proxy can thus be computed at high rate (MER^*), potentially at each acquisition time (*i.e.* at rate $1/dt$ using $n = 1$), to inform in real-time on the eruption intensity evolution including during overcast weather preventing visual observations. MER^* thus provides an useful tool to improve the real-time monitoring and forecasting volcanic ash dispersal and fallout during lava fountain paroxysms at Etna.

Because the range resolution (150 m) is usually smaller than the lava fountain width, several range gates commonly dominate the echoes amplitude and are used for the aforementioned spatial integration of the mass or MER proxy: 3135 and 3285 m for the NSEC paroxysms, 3885, 4035 and 4185 m for the VOR paroxysms in December 2015, and 4035 and 4185 m for the Northeast Crater. These are the range gates above the erupting crater, as seen from the sounding geometry (**Figures V.1B, V.1C**).

In the next section, we illustrate the use of the radar mass proxy to infer on the dynamics during an explosive eruption at Etna.

V.2.3 RESULTS

V.2.3.1 Eruption dynamics during Etna's paroxysmal activity

First, paroxysmal eruptions at Mount Etna present a similar succession of eruptive phases (Bonaccorso *et al.*, 2011a, 2011b, 2013a, 2013b; Behncke *et al.*, 2014; Calvari *et al.*, 2014). The first phase corresponds to a discrete Strombolian activity lasting hours to several days (Behncke *et al.* 2014), which is not well captured by the radar at the very beginning of the paroxysm owing to tephra emissions mostly confined inside the crater and the lack of sustained plume above the crater rims.

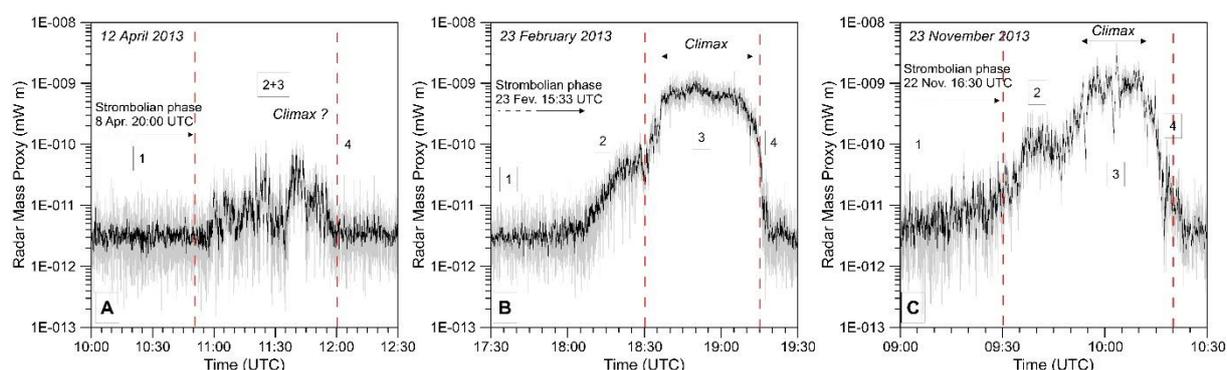


Figure V.3: Raw (grey) and 2.5-s running average (black) time series of the Radar Mass proxy recorded during lava fountain paroxysms of Etna's NSEC on 12 April 2013 (A), 23 November 2013 (B) and 23 February 2013 (C). Radar-inferred eruption phases are numbered: (1) Strombolian activity, (2) Strombolian to lava fountain transition, (3) climax phase and (4) waning phase including a sudden drop in activity marking the end of the lava fountain. Dashed red lines correspond to the onset and end times of the lava fountains according to De Beni *et al.* (2015).

Secondly, the number and intensity of explosions increase and a transition towards an unsteady lava fountain regime occurs (phase 2 in **Figure V.3**, 15-20 min). This period of increasing intensity might represent the evacuation of the partially degassed conduit magma from the previous eruption as it becomes pushed out of the conduit (Calvari *et al.*, 2011) and replaced by newer magma richer in gas. As new magma progressively fills up the entire conduit, the flow regime transitions from slug flow to churn flow leading to an unstable lava fountaining (Ulivieri *et al.*, 2013). This unsteady phase can be characterized by a shoulder (first bump) in

the radar signals, well observed during strong paroxysms like those on 23 February 2013 and 23 November 2013 for example (**Figure V.3B, V.3C**).

Then, two main types can be distinguished during the following third phase of the paroxysms. The 27 Type-A paroxysms (57.4% of the total) are characterized by a clearly sustained climax phase lasting 44.19 ± 5.30 min in average (**Figures V.3B, V.3C** and **Table V.1**). In type-B paroxysms (42.6% of the total), the climax phase is not always well defined, suggesting a lava fountain regime remaining unstable (**Figure V.3A**). Over 20 Type-B paroxysms, only 8 (40%) present identifiable sustained phases during 44.25 ± 17.89 min in average (Type-B1, **Table V.1**). The 12 (60%) other paroxysms are characterized by highly variable tephra emission (Type-B2).

Finally, the fourth phase (**Figure V.3**) is characterized by a relatively rapid decrease in the radar signal (between 7 and 70 min) with respect to the eruption duration, with an average of 25.4 min during which the lava fountain stops and is replaced by ash emission not well captured by VOLDORAD 2B. Four long-lasting paroxysms present outlier values of decrease time lasting 126 and 289 min (episodes E20, E40, E41 and E43 in **Appendix D**).

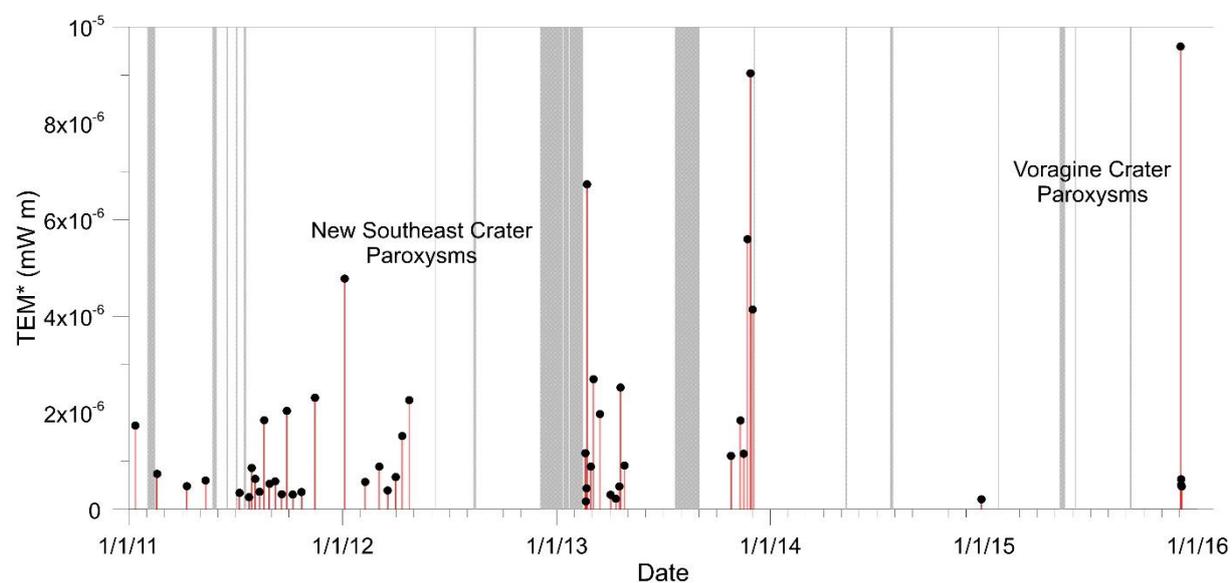


Figure V.4: Radar-derived proxy for the total mass of tephra (TEM^*) emitted by each detected paroxysm of Etna between January 2011 and December 2015, showing periods of grouped eruptive episodes. Grey areas indicate the periods of power outages.

Average velocities during the climax phase range between 55 m s^{-1} and 200 m s^{-1} (**Appendix D**), with a mean of $125 \pm 6 \text{ m s}^{-1}$. However, ejection velocities can reach much

higher velocities for a few seconds, 360 m s^{-1} at the highest over all the paroxysms (short peaks up to 432 m s^{-1}). Ejection velocities exceeding 400 m s^{-1} had previously been measured at Etna using the same type of radar during the Laghetto eruption in July 2001 (Donnadieu *et al.*, 2005). Maximum velocities measured by radar are generally higher than those estimated from infrared. For example, Calvari *et al.* (2011) and Bonaccorso *et al.* (2014) estimated maximum ejection velocity of 125 and 258 m s^{-1} compared to maximum radar ejection velocities of 368 (average of 188 m s^{-1}) and 378 m s^{-1} (average of 184 m s^{-1}) on 12 January 2011 and 23 November 2013, respectively. TEM* calculated for all paroxysms (**Appendix D; Figure V.4**) range over nearly two orders of magnitude, from 1.63×10^{-7} (20 February 2013, NSEC paroxysm) to 9.60×10^{-6} mW m (3 December 2015, VOR paroxysm).

However, in **Figure V.3**, it is important to notice that the pyroclastic emission during a paroxysmal activity is highly variable as a function of time, and variations are also different among the paroxysms. Indeed, ratios shown in histograms of **Figures V.5A** and **V.5B** indicate that the climax most frequently releases about 80 to 90% of the TEM (modal class) with an average of 76%. Likewise, the MER* averaged over the whole paroxysm most frequently represents about 43% of the climax $\overline{\text{MER}}^*$ (**Figure V.5** and **Table V.1**).

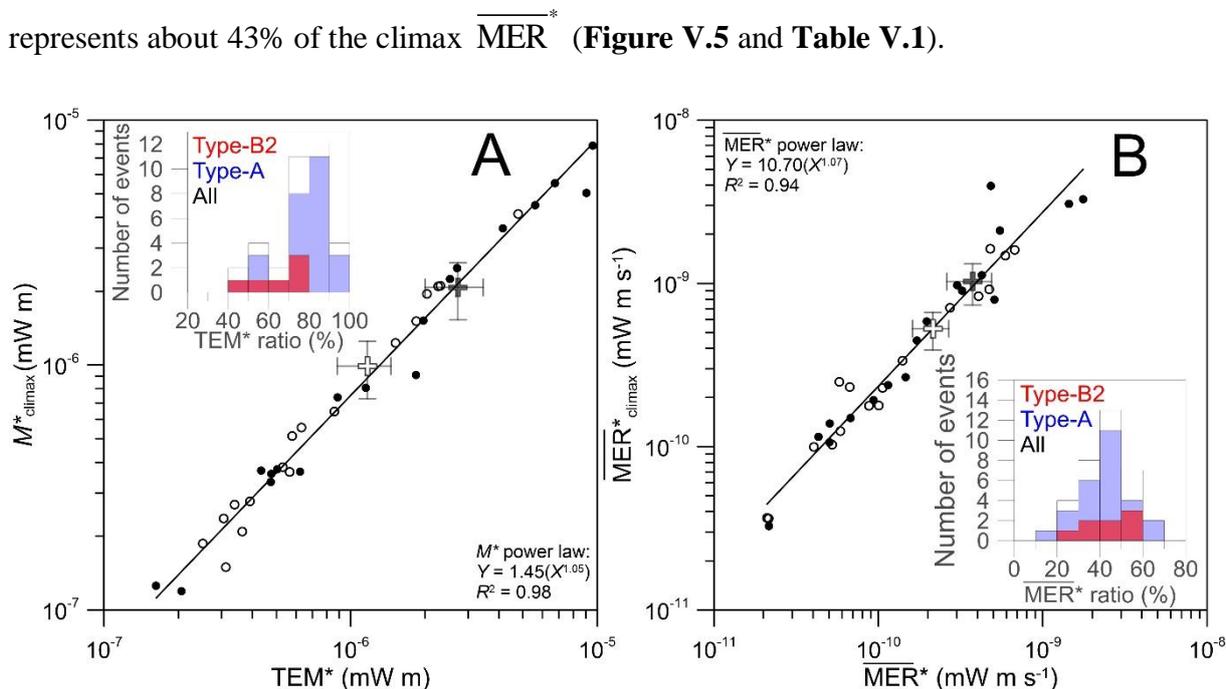


Figure V.5: (A) Correlation between the relative masses of tephra emitted during the climax (M^*_{climax}) and during whole paroxysmal episodes (TEM^*), as inferred from radar records of the 2011-2012 (open circles) and 2013-2015 (black circles) paroxysms. The open and black crosses corresponds to the average values for both periods. Error bars corresponds to the standard error of the mean. Inset: Histogram of the tephra mass proportion released during the climax, as deduced from M^* . (B) Correlation between Mass Eruption Rate Proxies averaged over climax duration (MER^*_{climax}) and over

whole paroxysmal duration ($\overline{\text{MER}}^*$). Inset: Histograms of the ratio of Mass Eruption Rate (MER^*) averaged over the whole paroxysm duration relative to that of the climax. Paroxysms typology is also shown: B2-type (red bars), A-type (blue bars) and all (black outline).

Paroxysms after October 2012 show average mass parameters (*i.e.* TEM^* and $\overline{\text{MER}}^*$ in **Figures V.5A, V.5B**), during the climax and during the total duration of the events, about twice the averages between 2011 and 2012. This can be a result of a better beam sampling of the lava fountains after the antenna rotation towards the NSEC in October 2012 (**Figure V.5A, V.5B**). Nevertheless, both mass load parameters are homogeneously distributed over nearly two orders of magnitude, indistinctly before (2011-2012) and after (2013-2015) the antenna rotation, with good correlations (e.g. R^2 of 0.98 and 0.94 in **Figures V.5A, V.5B**).

Table V.1: Statistical values of the retrieved mass proxies of Mount Etna paroxysmal activity recorded by VOLDORAD 2B.

		TYPE-B	TYPE-A	ALL
	number	20	27	47
Duration Δt (min)	min	49	33	33
	max	531	711	711
	average	180.70	152.67	164.60
	standard error of the mean	30.09	29.16	20.96
TEM* (mW m)	min	2.19E-07	1.63E-07	1.63E-07
	max	2.70E-06	9.60E-06	9.60E-06
	average	7.58E-07	2.33E-06	1.66E-06
	standard error of the mean	1.30E-07	5.10E-07	3.17E-07
Total $\overline{\text{MER}}^*$ (mW m s ⁻¹)	min	2.15E-11	2.10E-11	2.10E-11
	max	4.25E-10	1.76E-09	1.76E-09
	average	1.05E-10	3.45E-10	2.43E-10
	standard error of the mean	2.39E-11	8.05E-11	5.01E-11
Δt climax (min)	min	10	12	10
	max	166	122	166
	average	44.25	44.19	44.19
	standard error of the mean	17.89	5.30	5.62
	number	TYPE-B2	TYPE-A	ALL
		8	27	35
Climax M^* (mW m)	min	1.49E-07	1.19E-07	1.19E-07
	max	2.49E-06	7.86E-06	7.86E-06
	average	5.94E-07	1.83E-06	1.55E-06
	standard error of the mean	2.72E-07	3.87E-07	3.16E-07
Climax $\overline{\text{MER}}^*$ (mW m s ⁻¹)	min	3.63E-11	3.26E-11	3.26E-11
	max	1.12E-09	3.95E-09	3.95E-09
	average	3.31E-10	9.18E-10	7.84E-10
	standard error of the mean	1.21E-10	2.07E-10	1.66E-10
TEM* ratio	min	47.81	49.45	47.81
	max	92.04	95.68	95.68
	average	71.19	77.85	76.32
	standard deviation	14.20	11.76	12.46
MER* ratio	min	23.25	12.23	12.23
	max	59.29	66.20	66.20
	average	45.21	42.73	43.29
	standard deviation	11.54	11.91	11.70

Behncke *et al.* (2014) and De Beni *et al.* (2015) estimated proximal pyroclastic bulk volumes forming the NSEC of about $19 \times 10^6 \text{ m}^3$ during 25 paroxysms in 2011-2012 and $27 \times 10^6 \text{ m}^3$ during 25 events in 2013-2014. Among the last 25 events, 19 presented observed strong lava fountains. The 6 non paroxysmal events occurred between December 2013 and August 2014 and were marked by intense Strombolian (detected by VOLDORAD 2B) and effusive activity. Thus, considering the paroxysms after October 2012, the volume ratio between the two periods is about 1.86. This value is in agreement with the previous factor two of average radar

proxies in **Figure V.5A, V.5B**. The last paroxysmal episode of the NSEC 2011-2014 eruptive activity occurred on 28 December 2013. The latter event is not taken into account to estimate the bulk volumes forming the NSEC (De Beni *et al.*, 2015).

V.2.3.2 Plume top height and radar mass proxy

Plume top heights are strongly controlled by the MER and cross-winds (Morton *et al.*, 1956; Sparks *et al.*, 1997; Bursik, 2001; Mastin *et al.*, 2009). Taking advantage of the capacity of VOLDORAD 2B to efficiently monitor the MER at high rate in real-time and given the ample variations in mass eruption rate observed during lava fountain paroxysms at Etna (**Figure V.3**), we here investigate the relationship of plume heights and the radar-derived MER*.

Figure V.6 shows times series of radar mass proxy and observed plume top height evolution over the course of four paroxysmal episodes: those on 12 August 2011, 12 April 2012, and 23 November 2013 of the NSEC, and that on 3 December 2015 of VOR crater. For the 12 August 2011 event, heights were measured from the visible camera (ECV), from satellite imagery and from radar. As expected, during each paroxysm, plume top height variations closely follow the radar mass proxy.

For the 12 August 2011, 12 April 2012, 23 November 2013 and 3 December 2015 events, the start of the sudden increase in activity leading to the climax phases according to the radar data occurs 15 to 21 min before the tephra plumes reach their first maximum heights (**Figures V.6B, V.6C, V.6D**). From this, to reach 6.3 km (**Figure V.6A**), 4.3 km (**Figure V.6B**), 7.8 km (**Figure V.6C**) and 12.8 km (**Figure V.6D**) above the vent, the estimated upward velocities of the tephra plumes are calculated to be 4.97, 4.84, 8.67 and 10.67 m s⁻¹ at the very beginning of the climax phase, respectively.

For the 12 August 2011 paroxysm, the plume maximum heights increase significantly before the ascending phase leading to the climax seen in the radar mass. This can be due to the lack of momentum in the waxing phase of this particular weak emission bringing the plume to its top height mainly by simple buoyant upraise before the weak climax has started. The antenna azimuth before October 2012 might also have led to incomplete sampling of weak paroxysms such as the 12 August 2011 (TEM* of 3.64×10^{-7} mW m) compared to stronger ones like the 12 April 2012 (TEM* of 1.52×10^{-6} mW m).

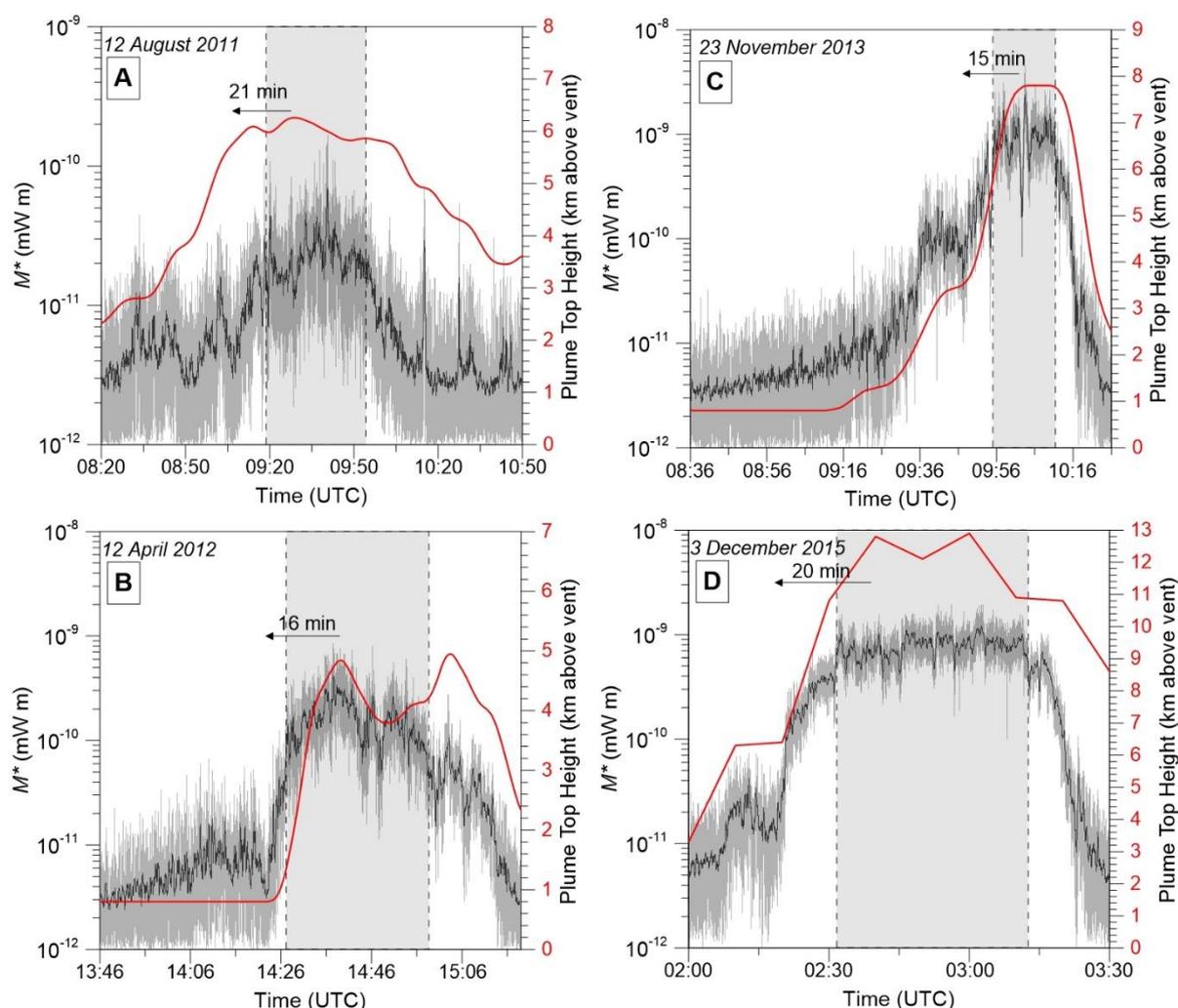


Figure V.6: Radar Mass proxy (M^*) (raw data in grey; 12-s running average in black) and plume top height (red curve) variations with time during (A) 12 August 2011 (Scollo et al., 2015), (B) 12 April 2012 and (C) 23 November 2013 NSEC paroxysms, and (D) 3 December 2015 VOR paroxysm. Plume top heights were measured by visible imagery during the 2011–2013 paroxysms and by X-band weather radar observations during the 3 December 2015 (Vulpiani et al., 2016). Grey areas indicate climax phases.

V.2.3.4 Tephra Mass Load estimates

Although temporal offsets and their variation as a function of time, remain to be explained in detail in terms of phenomenology and environmental factors, the evolution of the plume top height during a paroxysm appears closely related to the radar-derived MER proxy. Plume height is an essential input to VATDMs in order to assess hazards from explosive eruptions. The implementation of this capacity of VOLDORAD 2B to provide a relative MER (*i.e.* a proxy) in real-time and at high rate, in addition to ejection velocities, would already be a step forward in the monitoring of Etna.

However, absolute MER estimates derived from the MER* are of even greater added value. According to **Equation V.5**, converting the radar mass proxy into an absolute mass in kg requires knowledge of parameters constitutive of constant C . However, particle diameters near the source are mostly unconstrained. A way to calibrate C is to compare radar MER proxies with mass eruption rates (MER in kg s^{-1}) from empirical laws based on correlation with plume top heights (H in km), such as in Mastin *et al.* (2009):

$$H = 0.304 \text{ MER}^{0.241} \quad (\text{V.8})$$

However, the latter equation is based on a dataset that is biased by the high proportion of strong eruptions, which hence suffers from a lack of more frequent and smaller ones (Woodhouse *et al.*, 2013). Thus, the scaling law of Mastin *et al.* (2009) does not appear best suited to tephra plumes associated with a $\text{MER} < 10^6 \text{ kg s}^{-1}$, also more sensitive to atmospheric conditions common during fountain-fed tephra plumes of Etna.

Therefore, we secondly compared with the model of Degruyter & Bonadonna (2012) using wind velocity profiles across tephra plume heights:

$$\text{MER} = \pi \frac{\rho_{a0}}{g'} \left(\frac{2^{5/2} \alpha^2 \bar{N}^3}{z_1^4} H^4 + \frac{\beta^2 \bar{N}^2 \bar{v}}{6} H^3 \right) \quad (\text{V.9})$$

where ρ_{a0} is the reference atmosphere density (in kg m^{-3}), g' is the reduced gravity at the source vent (in m s^{-2}) and \bar{N} is the buoyancy frequency (equals to $1.065 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ for a standard atmosphere). α is the radial entrainment coefficient set at 0.1 (Degruyter & Bonadonna, 2012). β is the wind entrainment coefficient. We used $\beta = 0.5$, a value that diminishes the error associated with downwind plume trajectories (Aubry *et al.*, 2017).

Finally, \bar{v} is the wind velocity across the plume height z (in m):

$$\bar{v} = \frac{1}{H} \int_0^H v(z) dz \quad (\text{V.10})$$

Vertical wind profiles were taken from radio soundings operated at the LICT station in the Northwest of Sicily (<http://weather.uwyo.edu/upperair/sounding.html>).

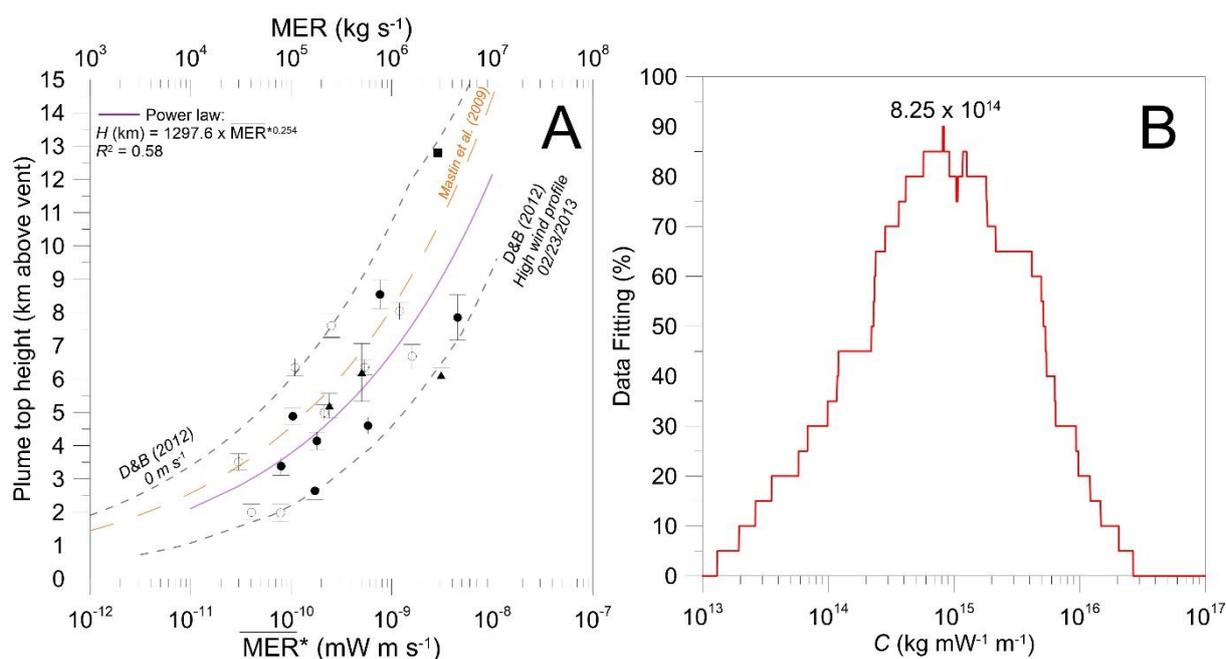


Figure V.7: (A) Radar Mass Eruption Rate proxies ($\overline{\text{MER}}^*$, bottom scale) and plume top heights observed between 2011 and 2013 at Etna before (open symbols) and after (filled symbols) the rotation of the antenna. Radar MER (upper scale in kg/s) are calibrated from models of Mastin *et al.* (2009, bold orange dashed curve) and from the model of Degruyter & Bonadonna (2012; noted D&B (2012), black dashed lines) in the limits of no wind and highest wind vertical profile measured during the 23 February 2013 paroxysmal episode (dashed lines). Triangles refer to plume top heights measured by satellite, circles to ground-based camera in the visible (ECV) and squares to X-band weather radar (Vulpiani *et al.*, 2016). (B) Percentage of data matching as a function of the calibration constant values. The vertical dashed black line indicates the best calibration constant matching 90% of the data points within the Degruyter & Bonadonna (2012) model bounds shown in (A).

Figure V.7A shows the 1 min-averaged Radar MER proxies calculated 5 minutes before the plume maximum height measurements from visible and satellite imagery during 19 paroxysms of NSEC. Quantitatively, a systematic approach is used to calibrate the MER proxies with a constant C (**Equation V.5**). We consider all data points falling within the plume height-MER model domain of Degruyter & Bonadonna (2012, **Equation V.9**) limited by the vertical profile wind conditions of 0 m s^{-1} and highest winds at Etna during the 23 February 2013 paroxysms. The constant needed to reach the highest percentage (*i.e.* 90% in **Figure V.7B**) of data fitting between the models and the MER proxies is equal to $8.25 \times 10^{14} \text{ kg mW}^{-1} \text{m}^{-1}$. Altogether, the MER proxies as a function of observed plume top heights by visible, satellite and X-band radar imagery are scattered on either side of the Mastin *et al.* (2009)'s statistical law (**Equation V.8**, **Figure V.7A**). Although there is a moderate correlation ($R^2 = 0.58$), a best-fit power law $H \propto \text{MER}^{*1/4}$ is found with an elegant power coefficient of $1/4$ well fitting with the theory (Morton *et al.*, 1956).

Using **Table V.1** and **Appendix D**, the above calibration leads to radar-derived MER for the climax phases from 2.96×10^4 to 3.26×10^6 kg s⁻¹ with an average of 6.47×10^5 kg s⁻¹. In comparison, average MERs during the whole duration of each 2011-2015 Etna's paroxysms span from 1.73×10^4 to 1.45×10^6 kg s⁻¹ (**Figure V.8**). About two thirds of the paroxysms show an average MER between 1.73×10^4 and 2×10^5 kg s⁻¹ (57% with average MERs $\leq 10^5$ kg s⁻¹, inset in **Figure V.8**), the remaining third spreads from 2 to 6×10^5 kg s⁻¹ with a modal value between 3.5 - 4×10^5 kg s⁻¹. The two strongest average MERs corresponds to the 23 February 2013 (NSEC) and 3 December 2015 (VOR) paroxysms with values of 1.19 and 1.45×10^6 kg s⁻¹, respectively.

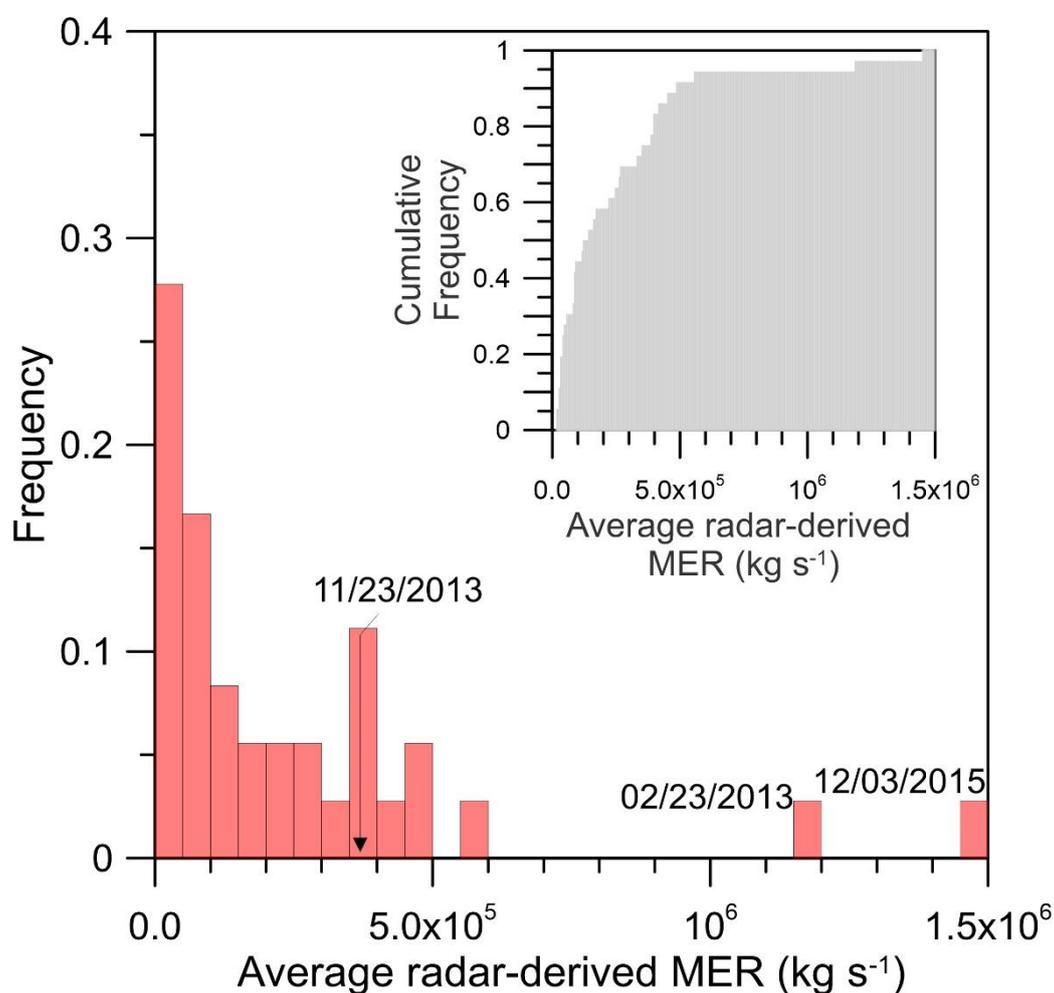


Figure V.8: Frequency distribution of the 47 average radar-derived Mass Eruption Rates (MERs) considering the whole duration of each paroxysm. Inset: Cumulative plot of the average radar MERs.

First order TEMs can be calculated from the calibrated MERs from VOLDORAD 2B data at Etna: they range from 1.34×10^8 to 7.92×10^9 kg with an average of 1.37×10^9 kg, while the climax erupted masses span from 9.82×10^7 to 6.49×10^9 kg with an average value

of 1.28×10^9 kg. Given the radar wavelength, estimated TEMs mainly concern lapilli- and block/bombs in the eruptive column. Behncke *et al.* (2014) have reported a NSEC growth between 2011 and the end of 2012 of about 19×10^6 m³ (bulk volume) due to the proximal fallout. The sum of radar-derived TEMs during the same period leads to a total eruptive bulk volume of detected pyroclasts of 16.1×10^6 m³. The total erupted bulk volume of detected pyroclasts over all 2013 paroxysms is equal to 26.4×10^6 m³. This value is also similar to the contribution of proximal fallout, building the NSEC between 2013 and 2014, estimated to $27.0 \pm 0.8 \times 10^6$ m³ (De Beni *et al.*, 2015). The mean particle density of 1300 kg m⁻³ taken to calculate such bulk volumes characterizes the mixture of light (410 kg m⁻³, Andronico *et al.*, 2015) and dense block/bombs (close to 2700 kg m⁻³, Bonadonna and Phillips, 2003), and light scoriaceous lapilli (about 600 kg m⁻³; Bonny, 2012) emitted during the paroxysms.

In the next section, we discuss the uncertainties related to the radar mass proxy calibration and the potential benefits of its implementation in real-time for operational monitoring of volcanic activity.

V.2.4 DISCUSSION

V.2.4.1 Uncertainties and implications on mass load parameters

The tephra plume radar sampling has changed on October 2012 because of the antenna rotation eastwards. This might have led to mass load underestimates from radar retrievals of the 2011-2012 lava fountains generating vertical tephra columns. Also, the beam sampling suits better the NSEC lava fountains than the December 2015 VOR paroxysms because the Voragine Crater is more offset from the beam axis (**Figure V.1B**). The above sampling issues could be highlighted by the three data points falling on the results of **Equation V.9** based on a 0 m s⁻¹ wind profile (**Figure V.7**). Those points correspond to the 9 July 2011, 1 April 2012 NSEC paroxysms (open circles in **Figure V.7**) and the 3 December 2015 VOR paroxysm (black square).

However, the MER* of all events show consistent distribution trends within a range of two orders of magnitude, whichever the active crater and/or the eruptive periods (**Figure V.5** and **Figure V.7A**). This suggests that the difference in sounding conditions is not a major source

of error at first order in mass load estimates from radar parameters. This strengthens our radar-derived mass-proxy methodology to quantitatively characterize the lava fountain paroxysmal episodes of Mount Etna and the high variability of their intensity. Specific environmental conditions such as strong cross wind away from the beam axis, or highly fluctuating wind strength/direction, or strongly bent fountain emission might represent a more significant source of error, underestimating the MER, and these cases should be considered with caution when radar monitoring data are used in real-time for hazard assessment.

The calibration of the radar-derived MER provides, even in the absence of constraints on plume height, mass loading parameters that could be used by the INGV-OE to routinely initialize VATDMs. Assuming the particle size distribution does not vary significantly among events, MER* can also be used to directly compare the relative intensity of an ongoing paroxysm with previous ones.

In addition to the currently implemented automatic detection and warning of onset and ending of a paroxysmal episode, and the real-time provision of near-source ejection velocities, VOLDORAD 2B could now be further used to automatically locate the active crater by means of the range gating and maximum echoes, and to estimate MER of tephra in real-time with high time resolution. The time series of released mass and hence the mass eruption rate show high variability during an event (**Figures V.3, V.5 and V.6**). This highlights the need to take into account the variations of eruption source parameters during the lava fountains of Etna, in particular the mass-loading parameters, in order to better assess tephra plume hazards. The fact that the MER proxies follow closely the variation of the plume top heights reflects the control of tephra plume ascent by the dynamics of the lava fountains and eruptive column (**Figure V.6**).

The MER for instance is known to strongly control plume height (Mastin *et al.* 2009). Yet, the average MER is often obtained *a posteriori* and considered constant, being usually deduced from the total erupted mass inferred from post-eruption deposit analyses and eruption duration. As shown in **Figure V.5B**, the MERs corresponding to the whole paroxysm durations are underestimating by a factor 2.6 the climax MER, and hence potentially the maximum plume height derived from deposit analyses, whereas 76% of the TEM in average is released during the climax (**Table V.1**). **Figures V.5A, V.5B** emphasize the high contribution of the climax phase in terms of tephra mass load, still assuming that the particle size distribution remains the same during an event.

Thus, the main eruption source parameters are available to operationally initialize dispersion models and constantly reevaluate their input parameters. In fact, by not taking into account cross wind considerations, Mastin *et al.* (2009) results are supposed to underestimate the MERs for a given plume top height (Degruyter & Bonadonna, 2012). The systematic procedure used to infer a calibration constant of $8.25 \times 10^{14} \text{ kg mW}^{-1} \text{ m}^{-1}$ highlights the spread of our data. Shifting the calibration constant value by a factor of 2 would leave only 80% of the data points inside the Degruyter & Bonadonna (2012) model bounds (**Figure V.7B**). In the case of only 50% matching, the constant varies by a factor of 4 to 6 towards lower and upper bounds, respectively. Hence, the variation of the calibration constant to obtain absolute MERs, in agreement with **Equation V.8** and **V.9**, is still reasonable compared to the uncertainty of Mastin *et al.* (2009)'s formulation (a factor of four within a 50% confidence interval). However, there is still no information concerning the grain size distribution inside lava fountains. The coarsest part of the Total Grain Size Distribution released during Etna's paroxysmal episodes, which falls within the first 5 km from the vents, is rarely sampled (Andronico *et al.*, 2014b; Spanu *et al.*, 2016). Hence, the variability in eruption intensity and fragmentation could lead to different values of the calibration constant C , which is also related to the density and size of detected tephra.

V.2.4.2 Multi-method integration

Eruption Source Parameters are essential to initialize VATDMs in order to forecast the impact of tephra plumes and mitigate related risks. The TGSD is a particularly important parameter to estimate and is not provided by our methodology using instead a calibration of the radar mass proxy against other methods. Owing to the scattering theory, electromagnetic methods are mostly sensitive to a given range of particle sizes as a function of their wavelength. Methods such as satellite-based infrared observations, like SEVIRI in the thermal infrared spectral range (Corradini *et al.*, 2016) discriminate fine ash transported in the atmosphere from micron size up to $20 \mu\text{m}$ (Wen & Rose, 1994). Samples collected in the field are generally upper limited to centimeter-sized lapilli. The X-band weather radar (DPX4; 3 cm-wavelength) in Catania also used to monitor fountain-fed plumes of Etna is mostly sensitive to particles ranging from $25 \mu\text{m}$ up to lapilli-sized tephra (Marzano *et al.*, 2012). Comparatively, VOLDORAD 2B Doppler radar (23.5 cm wavelength) is mostly sensitive to cm-sized lapilli up to pluridecimetric blocks and bombs.

Thus, each technique provides mass load outputs reflecting the mass proportion of the TGSD fraction for which it is the most sensitive. Unsurprisingly, mass estimates should differ among methods, providing for instance TEM underestimates. The mass proportion of each fraction of the TGSD, however, is poorly known. The mass fraction of block-sized particles in the total, despite its presumably very significant proportion (Spanu *et al.*, 2016), is generally not taken into account. This fraction is well captured by VOLDORAD 2B close to the emission source and mass estimates could be largely improved by integrating its measurements. Behncke *et al.* (2014) estimated the proportion of distal pyroclastic emission from 2011-2012 paroxysms of about $3 \times 10^6 \text{ m}^3$. Such a value corresponds to 14% of the total pyroclastic emission building the NSEC (i.e. the paroxysmal proportion being equal to $19 \times 10^6 \text{ m}^3$). Accordingly, it means that VOLDORAD 2B, by its detection of the lava fountain, is able to detect the maximum total erupted mass from Etna's paroxysmal episodes.

Figure V.9 shows the reasonable good agreement between the calibrated TEMs from our radar data and the TEMs retrieved from X-band weather radar, ground-based and satellite-based infrared imagery, and from post-eruption deposit analyses. Data points scatter across the isomass baseline with 71% of estimates by remote sensing methods within a factor of 3 of our calibrated radar TEMs. Data points falling above the isomass baseline correspond to less material detected by VOLDORAD 2B. These include mainly the VOR Crater paroxysms (3 to 5 December 2013) and, to a lower degree, the 12 January 2011 NSEC paroxysm. However, those paroxysms, as suggested before, could have been less well sampled, and hence their TEM underestimated by VOLDORAD 2B in **Figure V.9**, owing to activity location offset. This means, therefore, that VOLDORAD 2B TEMs are supposed to be always larger than those found by X-band radar, ground-based and satellite-based infrared data.

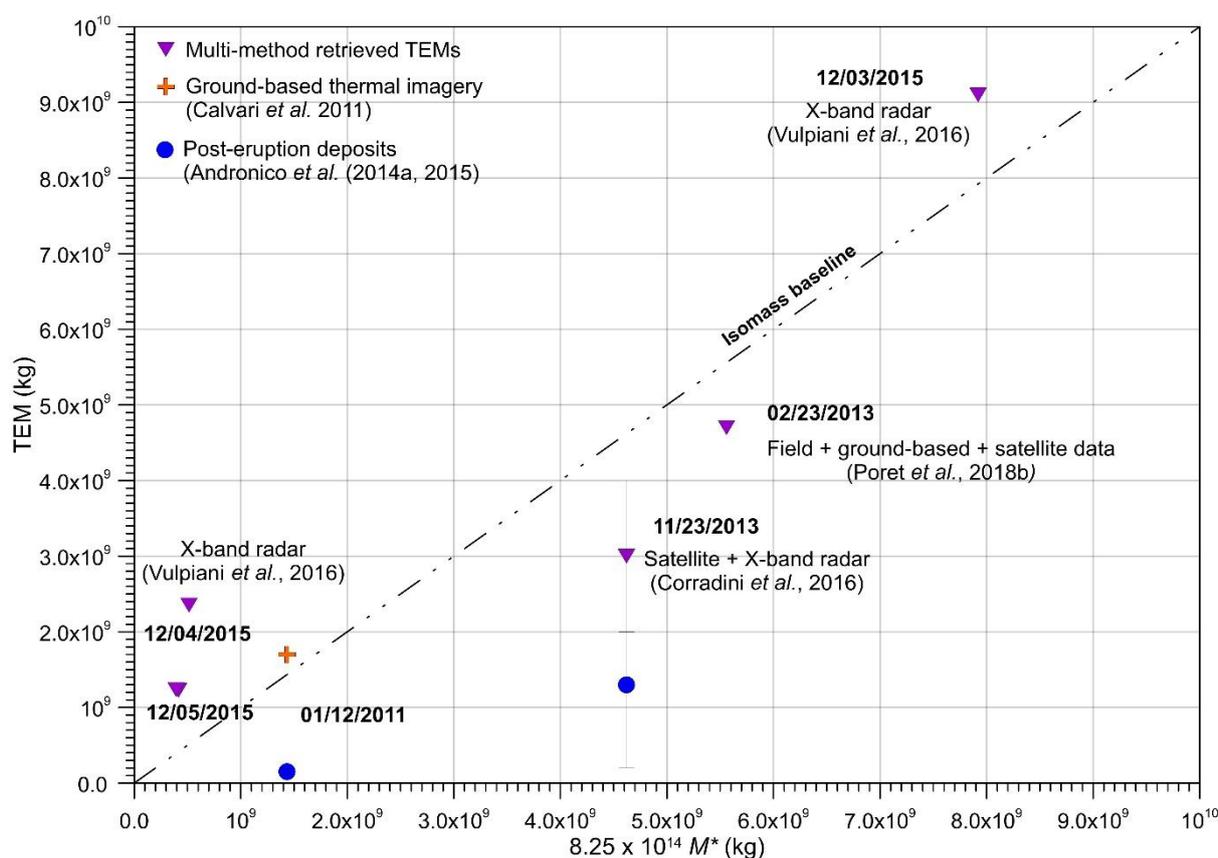


Figure V.9: Total Erupted tephra Mass (TEM) as a function of the calibrated mass proxy M^* from the VOLDORAD 2B radar parameters. The isomass baseline appears as a dashed line. Purple triangles correspond to the mass obtained from X-band radar during four paroxysms of the VOR Crater in December 2015 (Vulpiani *et al.*, 2016), X-band weather radar and satellite during the 23 November 2013 paroxysm (Corradini *et al.*, 2016) and from an integration of field, dispersion model, ground-based and satellite data during the 23 February 2013 event (Poret *et al.*, 2018b). Orange cross corresponds to the TEM retrieved from ground-based infrared imagery on the 12 January 2011 (Calvari *et al.*, 2011). Blue dots show the results from post-eruption deposit analyses the 12 January 2011 and the 23 November (Andronico *et al.*, 2014a and 2015).

In addition, TEMs retrieved from post-eruption deposits by Andronico *et al.* (2014a, 2015) for the 23 November 2013 and the 12 January 2011 are 2 to 10 times weaker than the remote sensing ones. This is probably due to the lack of tephra sampling in the first 5 to 6 km from the NSEC. In fact, Spanu *et al.* (2016) have shown that a lack of sampling inside the first km from the Southeast Crater, after the 24 November 2006 paroxysm, can lead to a loss of 30% of the TEM. Moreover, Andronico *et al.* (2014a, 2015) do not consider the deposits on the pyroclastic cone that were instead evaluated by Behncke *et al.* (2014). Mainly for this reason, we suggest that the total mass derived from deposits should rather be called Plume Erupted Mass instead of Total Erupted Mass of tephra, and this, in the case of a paroxysmal activity involving a fountain-fed plume. Given the particle size overlap among methods, the total grain

size distribution could be determined through a multi-frequency combination of remote sensing methods and field sampling, and used in dispersal models (Poret *et al.*, 2018b). Future efforts should aim at this objective. Indeed, a comparison between radar-inferred TEMs and those obtained by post-eruption deposits could be useful to investigate the issue of partitioning of proximal fallout recorded by VOLDORAD 2B relative to the distal ash mass fraction sampled up to 400 km away from Etna (Andronico *et al.*, 2015).

Finally, the methodology of the radar mass proxy could be transportable to other radars used for the monitoring of other volcanoes. In particular, several scanning Weather Doppler radars are able to measure the above-vent radial velocities and echo power, in addition to detect the whole eruptive column and their internal properties (example of the VARR of Marzano *et al.*, 2006a). Weather-radar estimates at the source could be improved thanks to our methodology being independent of the detected particle diameters. Moreover, in terms of multi-method integration, our estimates of near-source ejection velocities from the VOLDORAD data base (Donnadieu *et al.*, 2015) could be used to refine as well the DPX4-inferred MER estimates of the Voragine paroxysms, as suggested by Vulpiani *et al.* (2016).

V.2.5 CONCLUSIONS

47 out of the 49 paroxysmal episodes of fountain-fed tephra plumes produced by Etna between January 2011 and December 2015 were analyzed using the high rate data of the 23.5-cm wavelength Doppler radar (VOLDORAD 2B) monitoring the explosive activity of the summit craters. A methodology has been developed to compute a radar mass proxy, and hence a Mass Eruption Rate proxy.

In addition to the estimation of near-source ejection velocities with a high time resolution, the radar mass proxies allow to study the dynamics of Etna's paroxysms. Although there is limitation of the full sampling of lava fountains in 2011-2012 and 2015 because of the detection angle of the radar beam, each derived mass parameter during the climax phases and the total duration of the paroxysms seem correlated, and this, no matter the detection limits. Paroxysmal episodes of Etna present highly variable volcanic emission as a function of time but the tephra mass released during the climax phases most commonly represent more than 70% of the total erupted mass.

By calibrating the radar MER proxy with models relating MER to plume height, TEMs and MERs are found to correlate with TEM inferred from independent remote sensors. Eventually, the developed mass proxy methodology allows the real-time assessment of eruption source parameters at Etna including vent location, event duration, near-source ejection velocities, MER evaluation and expected plume top height at first order. This could be integrated into the 24/7 procedure operational during volcanic crises at Mount Etna. Given the lack of information on the total grain size distribution, synergetic efforts should now aim to combine sensors working at different wavelength (radars, ground-based and satellite imagery) with field deposits analyses to refine the MER and complete TEM during the next paroxysmal activity at Etna, as well as to investigate the partitioning between proximal and distal tephra.

V.3 Apports complémentaires des spectres Doppler sur la dynamique des fontaines de laves à l'Etna

La partie précédente a permis de montrer que les signaux de VOLDORAD 2B permettaient de quantifier les variations des flux de masse des panaches de téphras nourris par fontaine de lave avec une très haute résolution temporelle. Egalement, des estimations fines des vitesses d'éjections sont faites à proximité de la source des fontaines de lave au sein des portes à l'aplomb des cratères sommitaux. C'est notamment pendant les climax des paroxysmes que sont enregistrées des vitesses verticales extrêmes supérieures 300 m s^{-1} . A titre d'exemple, les paroxysmes du 23 novembre 2013 (NSEC) et du 3 décembre 2015 (VOR), dont les MERs moyennés sur les durées de climax sont les plus forts des 35 paroxysmes à climax entre 2011 et 2015 (*i.e.* $3,26 \times 10^6$ et $2,7 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$), montrent des pics d'éjection à 378 m s^{-1} (**Figure V.10**). De plus, les climax sont caractérisés par des vitesses moyennes d'éjection comprises entre 184 et 191 m s^{-1} (voir **Annexe D**; **Figure V.10**).

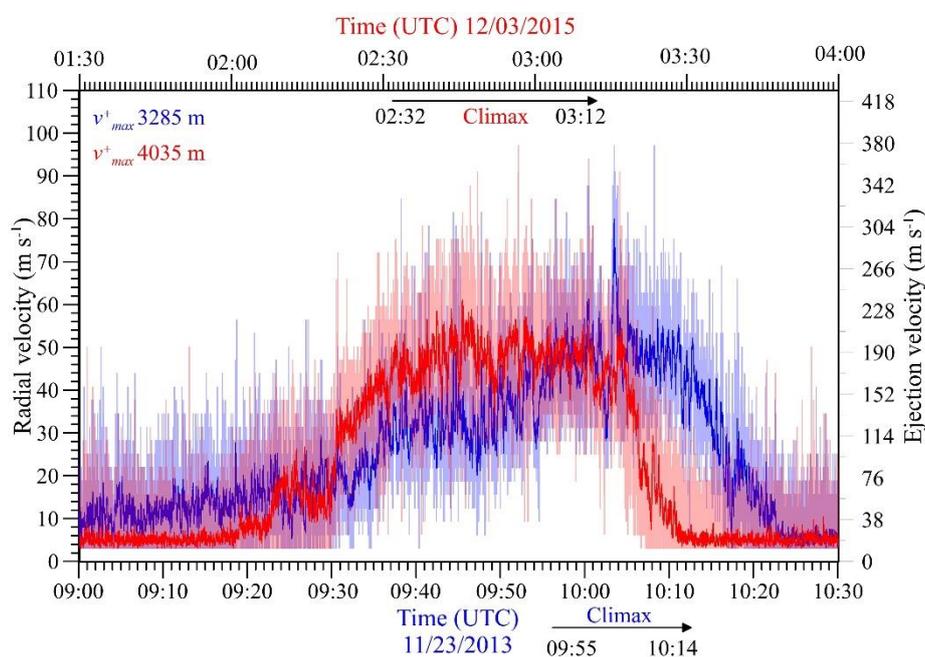


Figure V.10 : Série temporelle des vitesses radiales maximales positives (v^+_{max}) enregistrées par VOLDORAD 2B lors des paroxysmes du 23 novembre 2013 (porte à 3285 m; courbe bleue clair et moyenne glissante sur 21 valeurs en bleu foncé) et du 3 décembre 2015 (porte à 4035 m; courbes rouge claire et moyenne glissante en rouge vif). Les résolutions temporelles des valeurs brutes et lissées sont de 0,22 et 5 s pour le 23 novembre 2013 et 0,24 et 5 s pour le 3 décembre 2015, respectivement. Les échelles de temps sont différentes. Les vitesses d'éjection calculées à partir de l'Equation V.I se lisent sur l'axe-y à droite.

Ces vitesses d'éjection acquises en temps réel ont une importance forte en termes de surveillance et de caractérisation de la dynamique des fontaines de lave. Néanmoins, ces vitesses, au même titre que les MERs calibrés, ne font intervenir qu'une partie des informations dérivables des signaux radar de VOLDORAD 2B. En profitant de la partie négative des spectres Doppler ainsi que des informations dans les portes du faisceau éloignées des cratères en activité, il est possible d'apporter de nombreuses informations complémentaires sur les téphras détectés et sur la dynamique des fontaines de laves. Dans le cadre du Service National des Observations en Volcanologie (SNO-V), les données de niveau 1 de VOLDORAD 2B à l'Etna (paramètres de puissance et vitesse dans chaque porte) sont mises à libre disposition de la communauté scientifique au sein d'une base de données élaborée dans le cadre du programme européen FP7 MED-SUV (Donnadiou *et al.*, 2015), accessible via le site internet de l'OPGC (<http://voldorad.opgc.fr/>) et bientôt via la plateforme européenne EPOS.

V.3.1 Les vélocigrammes

Les vélocigrammes correspondent à une juxtaposition des spectres Doppler fournissant une vue globale des échos de puissances et vitesses mesurées en fonction du temps lors d'une éruption. Déjà mentionnés dans le **Chapitre I (Figure I.11C)**, les vélocigrammes permettent d'identifier les différentes signatures spectrales radar des téphras détectés telles que des émissions de balistiques ou d'un panache de cendres (Valade & Donnadiou, 2012). Alors que la partie positive des spectres, associés aux portes au-dessus des différents cratères de l'Etna, a permis d'obtenir des vitesses d'éjection des fontaines de laves (*e.g.* moyenne des valeurs maximales de $359 \pm 47 \text{ m s}^{-1}$; voir **Annexe D**) et des proxys du MER, la partie négative permet d'estimer des vitesses de chutes des téphras que ce soit au niveau de l'évent du NSEC, où jusqu'à 1,5 km grâce aux dernières portes du faisceau (**Figures V.1B et V.1C**).

En effet, en tenant compte de la géométrie théorique du faisceau (**Figures V.1B et V.1C**), la présence de v_r négatives dans les portes situées au-delà (au Nord) des cratères sommitaux indique des trajectoires de particules dont les angles sont au moins compris entre 0 et 20° par rapport à la verticale. Il existe très peu d'informations sur la forme des téphras incandescents, ou même sur leurs tailles, au sein des fontaines de lave. Celles-ci peuvent varier en fonction du temps, au cours de leur transport dans l'atmosphère (frottement avec l'air, collision, rotation), par fragmentation secondaire ou lors de leur impact au sol. Par conséquent,

l'estimation de leur vitesse de chute n'est pas triviale et nécessite, au premier ordre, de considérer ces téphras comme des particules sphériques. Sous cette hypothèse, et en supposant que les lapillis et les bombes/blocs chutent dans un fluide en régime turbulent ($Re > 500$), leur vitesse de chute terminale V_T est proportionnelle à la racine carrée de leur diamètre (**Equation I.9**; Kunii & Levenspiel, 1969 ; Bonadonna *et al.*, 1998 ; Coltelli *et al.*, 2008). Les V_T sont déterminées de la même manière que les vitesses d'éjection (**Partie V.2**) mais en utilisant, dans ce cas, les v_{max} dans l'**Equation V.1**.

Un écho de sol, lié à la topographie des cratères sommitaux de l'Etna qui renvoient de l'énergie dans les lobes d'antenne principal ou secondaires (*i.e.* liés à la radiation de l'antenne), est généralement présent. Centré sur la raie de vitesse Doppler nulle et déborde sur les raies adjacentes, *i.e.* typiquement entre la 32^{ème} raie à $-3,1 \text{ m s}^{-1}$ et la 34^{ème} raie $+3,1 \text{ m s}^{-1}$ (**Figure V.11A**), cet écho fixe (vitesse nulle) peut présenter des valeurs fortes en puissance se superposant au signal éruptif. Pour éliminer cet écho, un filtrage par extrapolation linéaire entre les raies 31 et 35 encadrant l'écho fixe est fait avec l'équation suivante :

$$P_{dBm}^n = 10 \times \log \left[P_{mW}^{31} + \frac{P_{mW}^{35} - P_{mW}^{31}}{4} \times (n - 31) \right], \quad (\text{V.11})$$

avec P_{dBm}^n la valeur de puissance corrigée de la n -ième raie de vitesse, P_{mW}^{31} et P_{mW}^{35} étant les valeurs de puissances (en mW) des raie $n = 31$ et 35. L'impact de cette correction sera de lisser graduellement les valeurs de P_r de la 31^{ème} raie vers la 35^{ème} (**Figure V.11B**).

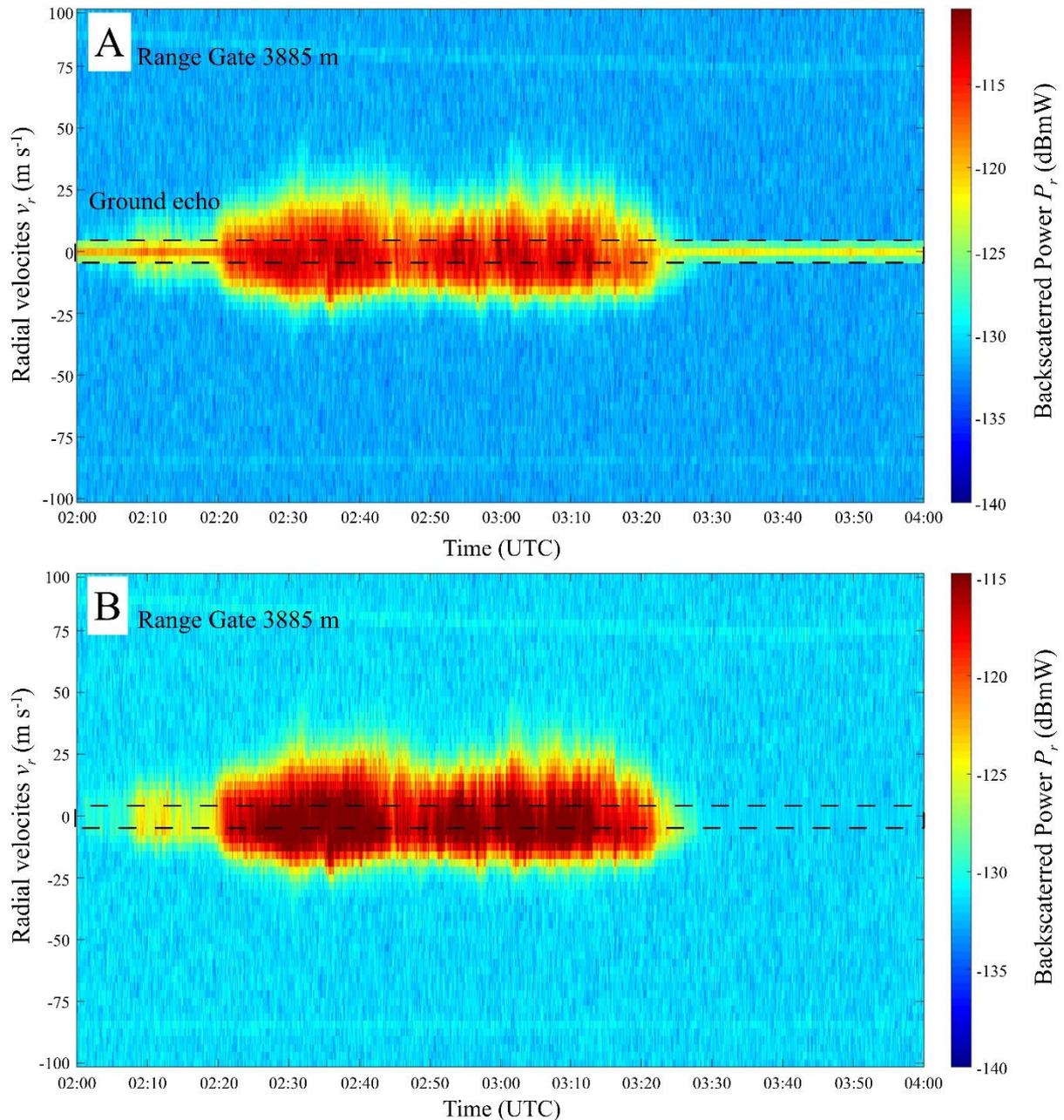


Figure V.11 : Vélodigrammes à 3885 m de VOLDORAD 2B lors du paroxysme du cratère de la Voragine (Etna) le 3 décembre 2015 entre 02:00 et 04:00 (TU), sans (A) et avec (B) filtrage de l'écho de sol. La puissance reçue par le radar P_r (échelle de couleurs logarithmique dBmW) est représentée en fonction des 64 raies de vitesses radiales v_r et en fonction du temps. Chaque pas de temps correspond à la valeur moyenne de 30 spectres (3 incohérentes en temps réel et 10 en post-traitement), i.e. environ 2.3 s.

V.3.2 Vitesses de chute et tailles des téphras

Comme montré clairement dans la **Partie V.2**, le violent paroxysme du NSEC le 23 novembre 2013 fait partie des éruptions récentes de l'Etna les mieux étudiées. Avec les vents forts vers le NE, ses dépôts jusqu'en Calabre à 400 km ont pu être analysés, reliés aux enregistrements par imagerie satellite et radar au sol, et modélisés (Corradini *et al.*, 2016 ; Poret *et al.*, 2018a). Ce paroxysme permet également d'étudier les différentes phases typiques des paroxysmes à fontaines de lave générant des panaches de téphras. Les vélocigrammes présentés par la **Figure V.12** montrent le signal renvoyé par les téphras détectés dans les cinq premières portes du faisceau de VOLDORAD 2B à partir du cratère NSEC (*i.e.* 3135 m à 3735 m), ainsi que dans la dernière porte à 4635 m. Les spectres Doppler mettent en lumière les différentes phases du paroxysme avec un faible signal inférieur à -125 dBmW uniquement dans les portes à l'aplomb du NSEC correspondant à l'activité strombolienne pré-paroxysme (voir **Partie V.2**) jusqu'à 09:30 TU. A partir de 09:30, l'augmentation en fréquence et en intensité des émissions balistiques, menant à la formation de fontaines instables (*i.e.* Phase 2), se traduit par des échos de l'ordre de $P_r \approx -120$ dBmW et des vitesses radiales de l'ordre de $+15 < v_r < +25$ m s⁻¹ entre 3135 m et 3285 m. Des signatures typiques d'émissions balistiques (Valade & Donnadieu, 2012) issues de jets individuels au sein des fontaines sont clairement identifiables à partir de 09:35 TU. Ces émissions se transmettent progressivement de porte en porte jusqu'à traverser l'intégralité du faisceau au prélude du climax à 09:55 TU.

Durant la phase du climax entre 09:55 et 10:14, toutes les portes du faisceau enregistrent le passage des téphras avec des composantes radiales de vitesses majoritairement positives (s'éloignant du radar). Ceci atteste de projections intenses de téphras couvrant une distance d'au moins 1,5 km du NSEC dans l'axe du faisceau de VOLDORAD 2B.

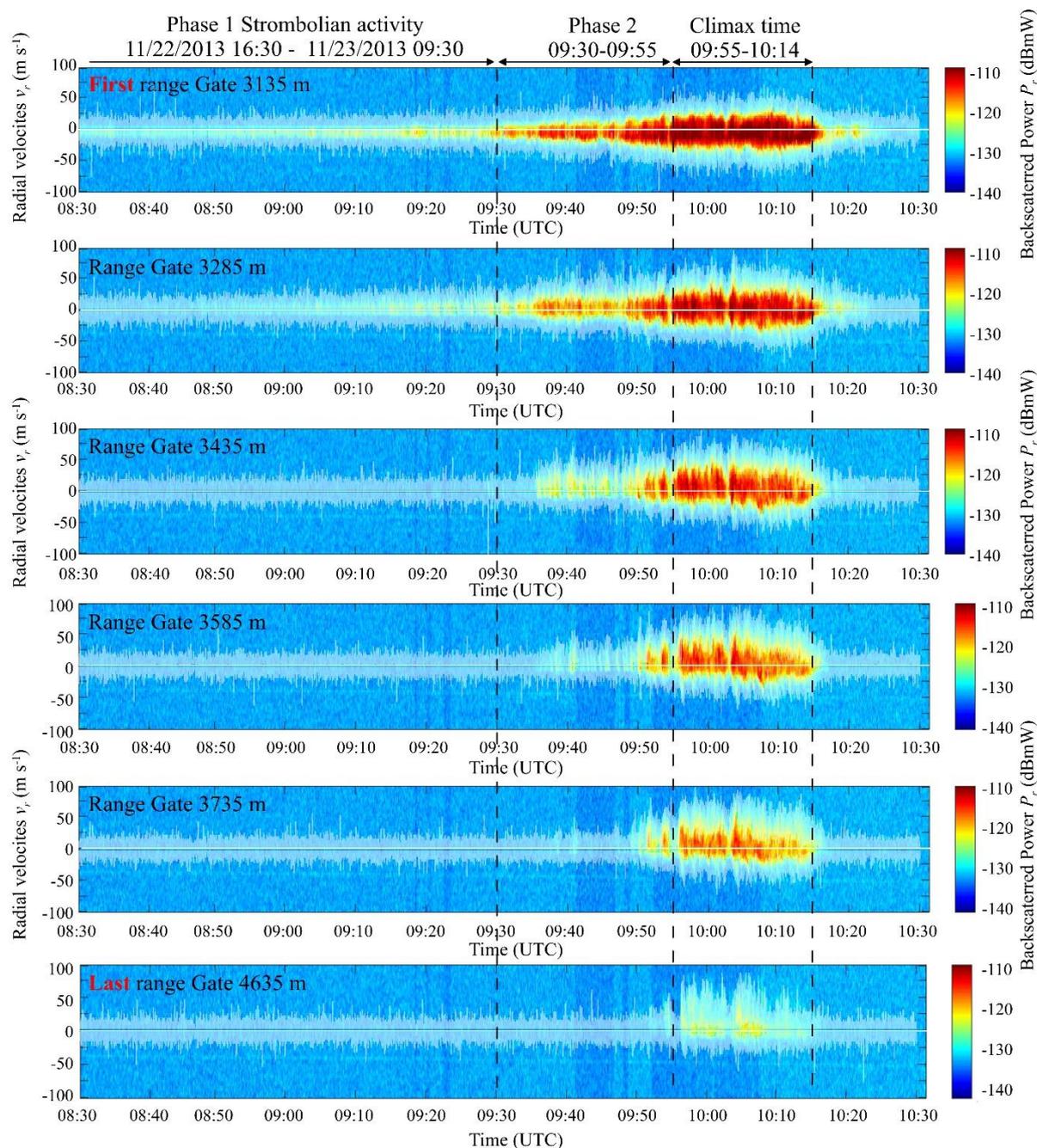


Figure V.12 : Vélocigrammes des premières portes à partir du cratère NSEC (3135 m - 3735 m) et de la dernière (4635 m) porte du faisceau de VOLDORAD 2B durant le paroxysme du 23 novembre 2013 entre 08:30 et 10:30 (TU). La résolution temporelle est de 1 s, les spectres étant moyennés avec 5*3 incohérentes. Les phases sont délimitées par les tirets noirs. Les vitesses radiales maximales négatives et positives à 1 incohérentes sont représentées dans chaque porte en surbrillance blanche.

Afin de tirer profit de l'ensemble des informations spectrales dans chacune des portes du faisceau, les spectres associés ont été moyennés sur la durée de la phase stable du climax pour les deux paroxysmes les plus violents enregistrés par VOLDORAD 2B : celui du NSEC le 23 novembre 2013 et de la Voragine le 3 décembre 2015 (**Figures V.8** et **V.9**). Les conditions

de mesures de ces deux paroxysmes différent remarquablement. Premièrement, le NSEC est situé en dessous des deux premières portes du faisceau (*i.e.* 3135 m et 3285 m) donc peu de renseignements sont obtenus concernant de potentiels éjections balistiques plus au Sud vers le radar hormis grâce au signal négatif de la porte à 3135 m. Ensuite, les éjections pyroclastiques du 23 novembre étaient poussées par les vents (*i.e.* associées à un panache intermédiaire d'une hauteur maximale de 11 km a.s.l. ; Calvari *et al.*, 2018) en direction du Nord-Est tandis que la colonne éruptive du 3 décembre était sub-verticale (*i.e.* panache fort d'une hauteur maximale de 16 km a.s.l. ; Vulpiani *et al.*, 2016 ; Calvari *et al.*, 2018). Finalement, la Voragine, même si sa position est décalée vis à vis du faisceau (voir **Figures V.1B** et **V.1C**) se situe à environ 4000 m du radar. Les spectres Doppler peuvent donc renseigner sur des éjections couvrant une distance de 1000 m et de 600 m de téphras s'approchant ou s'éloignant du radar, respectivement. Pour les deux climax, on observe que la puissance totale des échos diminue régulièrement avec la distance au cratère éruptif, moins d'éjectas traversant logiquement les portes plus lointaines.

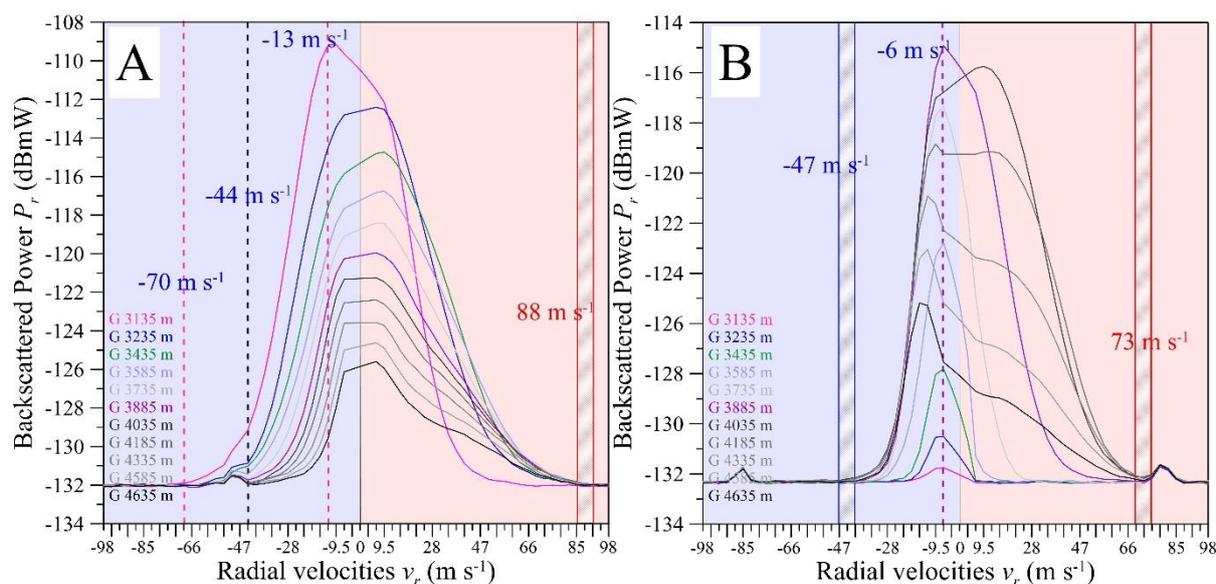


Figure V.13 : Spectres Doppler moyennés (Puissance P_r en fonction de chaque raie de vitesse radiale v_r) sur la durée du climax des paroxysmes (A) du NSEC le 23 novembre 2013 entre 09:55 et 10:14 (TU) et (B) de la Voragine le 3 décembre 2015 entre 02:32 et 03:12 (TU). Les spectres de chaque porte du faisceau radar sont discriminés par un code couleur.

Vitesses et tailles des téphras dans les portes à l'aplomb des cratères :

Dans un premier temps, il est possible de discuter des valeurs de vitesses maximales négatives dans les portes à l'aplomb des cratères en activités. En effet, les portes à 3135 m le 23 novembre et à 3885 m le 3 décembre 2015, enregistrent un mode de puissance négatif à $v_r = -13$ et $v_r = -6$ m s⁻¹ (**Figure V.13A** et **V.13B**, respectivement). Ces modes d'échos négatifs maximums correspondent aux téphras les plus abondants dans les retombées proximales de chaque paroxysme et donc, vraisemblablement, aux diamètres les plus communs (en équivalent sphérique, mais représentant des formes très variées et changeantes). Notons que dans le cas de la colonne éruptive verticale du 3 décembre 2015, le mode des retombées à $v_r = 6$ m s⁻¹ est conservé dans les portes au Sud vers le radar, ce qui n'est pas visible pour le climax du 23 novembre en l'absence d'enregistrements plus au Sud du cratère. L'**Equation V.1** indique des vitesses de chute de 51 et 23 m s⁻¹. En admettant que les téphras détectés sont sphériques, et en fixant une densité moyenne à 1300 kg m⁻³ (*i.e.* densité du mélange de pyroclastes obtenu dans la **Partie V.2**), l'**Equation V.9** (Kunii & Levenspiel, 1969) permet d'obtenir des diamètres de lapillis, d'environ 5 et 1 cm respectivement (en équivalent sphérique). Ces tailles sont cependant à nuancer : (i) au regard des gammes possibles de densité de téphras au sein des fontaines de laves allant de 600 kg m⁻³ (Bonny, 2011) pour des lapilli scoriacés très légers (menant à des diamètres de 11 et 5 cm) à 2500 kg m⁻³ (Bonadonna & Phillips, 2003) pour des téphras denses, menant à des diamètres de 2,7 cm et 6 mm ; (ii) en raison des formes réelles très découpées qui modifient largement le frottement et conduisent à sous-estimer les tailles.

Par ailleurs, les spectres des portes à l'aplomb du cratère et plus au Nord montrent des composantes radiales négatives maximales (extrême gauche des spectres Doppler **Figure V.13**) étonnamment fortes, correspondant à des téphras en faible nombre renvoyant peu de signal et avec une composante de mouvement vers le radar. Dans les portes à l'aplomb du cratère elles atteignent -70 ms⁻¹ (23 novembre 2013, **Figure V.13A**) et -47 m s⁻¹ (3 décembre 2015 ; **Figure V.13B**) et sont probablement dues à des trajectoires balistiques latérales vers le Sud. Pour ces portes à l'aplomb du cratère éruptif, l'angle d'éjection le plus bas (par rapport à l'horizontale) peut être calculé à partir des rapports de vitesses maximales v_{max}^-/v_{max}^+ , en supposant une symétrie Sud-Nord : 23° (23 novembre : $v_{max}^-/v_{max}^+ = 70/88$) et 40° (3 décembre : $v_{max}^-/v_{max}^+ = 47/73$).

Vitesses et tailles des téphras dans les portes lointaines des cratères :

Pour les portes plus éloignées du cratère vers le Nord, si les composantes radiales négatives maximales caractérisaient des retombées sub-verticales de balistiques, alors leurs vitesses de chute seraient trop élevées, même pour des téphras denses (2500 kg m^{-3}), de l'ordre de 272 et 183 m s^{-1} , et bien que menant à des diamètres calculés en équivalent sphérique réalistes de l'ordre de 80 et 35 cm , respectivement. Ces vitesses Doppler négatives maximales correspondent donc probablement plutôt à des trajectoires inclinées vers le radar. Leur origine n'est sans doute pas purement d'origine balistique et une contribution, peut-être non-négligeable, est à rechercher dans le champ de vent créé par l'ascension de la colonne éruptive chaude qui doit entraîner significativement les lapillis scoriacés légers (600 kg m^{-3}) très abondants. Il serait notamment intéressant de connaître l'ordre de grandeur des vitesses de vent en fonction de la distance à l'évent pour déduire l'entraînement par frottement sur la surface très vésiculée de ces lapillis scoriacés. Leur taille caractéristique d'ordre centimétrique (Bonny, 2011) rétrodiffusant beaucoup moins de signal radar que les éjectas balistiques pourrait expliquer le fort amortissement de la puissance en approchant des extremums négatifs de vitesse radiale dans la forme des spectres (**Figure V.13**).

Une autre observation importante concerne les v_{max}^+ qui restent pratiquement constantes au sein de chaque porte du faisceau en s'éloignant du NSEC et de la VOR, avec des valeurs de 88 m s^{-1} (**Figure V.13A**) et 73 m s^{-1} (**Figure V.13B**), respectivement. Ces vitesses maximales positives persistant sur au moins 1 km de distance vers le Nord, représentent probablement la vitesse latérale maximum des blocs/bombes balistiques. Dans les deux cas, un large éventail de trajectoires balistiques traverse le faisceau radar ; elles sont liées à des éjections massives à partir de fontaines inclinées vers le NE dans le cas du 23 novembre 2013 (**Figure V.14A**) et à des éjections latérales moins tendues dans le cas de la colonne sub-verticale du 3 décembre (**Figure V.14B**). La diminution de pente du côté positif du spectre avec l'éloignement du radar indique que la proportion d'éjectas aux vitesses radiales positives élevées augmente en s'éloignant du cratère, relativement aux vitesses moins grandes, tandis que la vitesse radiale maximale reste sensiblement la même dans les différentes portes au Nord. Ces éléments suggèrent que les portes lointaines, bien que recevant une quantité moindre de téphras, sont logiquement traversées par davantage de trajectoires tendues, les trajectoires plus en cloches ayant une portée moindre. On note d'ailleurs que les fontaines inclinées vers le Nord-est le 23

novembre 2013 ont engendré des vitesses radiales maximales positives (*i.e.* latérale vers le Nord) logiquement supérieures à celles du 3 décembre 2015 où la colonne était essentiellement verticale, mais également considérablement plus d'éjectas vers le Nord (*e.g.* en comparant les niveaux de puissance à 750 m du cratère; **Figures V.13 et V.14**).

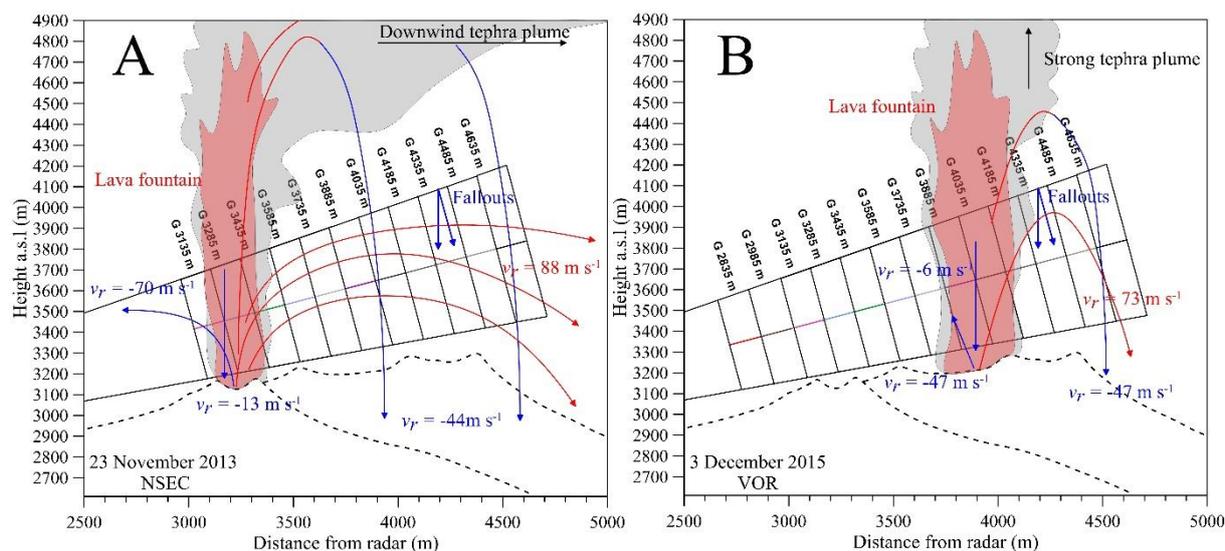


Figure V.14 : Interprétation des possibles trajectoires des téphras détectés au sein du faisceau radar grâce aux spectres Doppler moyennés sur la durée des climax (**Figure V.13**) du 23 novembre 2013 (**A**) et du 3 décembre 2015 (**B**). Les courbes rouges et bleues correspondent aux valeurs positives et négatives de vitesses, respectivement.

Par ailleurs, les v_{max} de chaque porte au Nord tendent vers une même valeur (-44 à -47 $m s^{-1}$, voir **Figures V.13A, V.13B et V.14A, V.14B**, respectivement). Dans la porte à 4635 m la plus au Nord (respectivement à 1500 m de l'événement pour le 23 novembre 2013 et 600 m pour le 3 décembre 2015), l'hypothèse balistique implique que de telles vitesses correspondent à des trajectoires de chute soit verticales, soit inclinée au maximum de 20° par rapport à la verticale (**Figure V.14**). En admettant que ces vitesses correspondent à la chute verticale de pyroclastes de densité égale $1300 kg m^{-3}$ (composé d'un mélange de lapillis légers et/ou de bombes denses) et de forme sphérique, alors l'**Equation I.9** (Kunii & Levenspiel, 1969) permettrait d'obtenir au première ordre les diamètres extrêmes de la PSD des retombées proximales de l'ordre de 60 à 68 cm. De telles tailles ne sont pas extravagantes au regard des vitesses d'éjection moyennes à la source comprises entre 184 et 191 $m s^{-1}$ durant les climax du 23 novembre 2013 et du 3 décembre 2015. De plus, de Michieli Vitturi *et al.* (2010) ont montré, grâce au modèle Lagrangien LPAC d'éjection de larges particules volcaniques, que des éjections de balistiques de 1 m de diamètre pouvaient aisément parcourir 1 km de distance par rapport à leur source

grâce à l'interaction des particules avec un fluide porteur (*i.e.* le panache de téphras ou les gaz compris dans les fontaines de lave). De plus, ces tailles de blocs/bombes sont en accord avec les observations de terrain faites par Andronico *et al.* (2015) et De Beni *et al.* (2015) qui ont observé plusieurs bombes denses d'au moins 20 cm de diamètre sous le vent dans la zone de dispersion du panache de téphras à 5-6 km du NSEC après le paroxysme du 23 novembre 2013.

Ainsi, dans le cas de paroxysmes avec une phase stable de climax, il est possible d'estimer au premier ordre certaines tailles caractéristiques des lapilli et blocs/bombes grâce à une analyse spectrale à haute résolution. Comme montré dans le **Chapitre IV**, les formes des téphras jouent un rôle majeur sur leur vitesse de chute. Or, celles des éjectas incandescents issus des fontaines de lave sont extrêmement variables, changeantes en vol et peu contraintes. Ainsi, les diamètres en équivalent sphérique ne sont pas nécessairement représentatifs des dimensions maximales réelles des retombées (*e.g.* bombes allongées) et sont inévitablement sous-estimés à partir des vitesses radiales négatives à cause des frottements importants dus aux formes complexes des bombes. Néanmoins, le fait que les tailles communes de téphras déduites des vitesses Doppler soient en accord avec les observations de terrain renforce l'intérêt opérationnel de VOLDORAD 2B en termes de surveillance des émissions explosives de l'Etna. L'Etna est en effet un site touristique extrêmement fréquenté (Andronico *et al.*, 2015) et la présence de randonneurs dans les zones proximales de l'édifice lors des éruptions, sous le vent ou même au vent, augmente considérablement les risques liés aux paroxysmes à fontaine de lave. Leur dynamique, intrinsèquement très fluctuante avec des jets de lave transitoires très violents et imprévisibles, parfois très inclinés, présente en outre des transitions rapides de régime. La menace vient notamment de la portée plurikilométrique des blocs denses éjectés latéralement ainsi que des projectiles éjectés plus verticalement mais suivant des trajectoires beaucoup plus hautes où l'entraînement par des vents changeants peut devenir considérable. Bien que des observations de blocs denses propulsés très loin de l'événement ait été reportées dans la littérature (Andronico *et al.*, 2015 ; De Beni *et al.*, 2015), VOLDORAD 2B permet pour la première fois d'estimer au premier ordre les vitesses latérales et les distances minimales de transport, ce qui contribue à appréhender plus quantitativement la menace des balistiques volcaniques à l'Etna, menace récurrente en raison du tourisme important au sommet du volcan.

Pour affiner les interprétations, il conviendra de mener ce type d'investigation sur un nombre statistique de paroxysmes et de discriminer au premier ordre la contribution balistique

dans les échos radar par le biais d'un modèle balistique avec frottement (*e.g.* LPAC ; de' Michieli Vitturi *et al.*, 2010). L'effet du champ de vent créé par l'ascension de la colonne éruptive chaude doit également être examiné (*e.g.* distance d'influence, ordre de grandeur des vitesses) car il affecte nécessairement les trajectoires de chute des lapillis scoriacés, très légers et très abondants, en direction de l'évent.

V.4 Apports préliminaires des MERs obtenus avec VOLDORAD 2B dans l'estimation des hauteurs de panaches

V.4.1 Démarche

Une autre application potentielle de VOLDORAD 2B porte sur l'estimation des hauteurs de panaches à partir des MERs calibrés à haute résolution spatio-temporelle (voir **Figure V.7A** ; **Partie V.2**). Cette capacité est notamment justifiée par le lien existant entre les MERs radar et les hauteurs des panaches de téphras mesurées par caméra visible ou par radar en bande-X en fonction du temps (**Figure V.6**). Parce que les paroxysmes récents de l'Etna sont généralement courts (*i.e.* de 1 à 8 heures ; **Annexe D**) et présentent des MERs hautement variables en fonction du temps, et donc des hauteurs de colonnes variables (Scollo *et al.*, 2014, 2015), les paramètres sources des panaches ne peuvent pas être caractérisés par de simples valeurs moyennées sur la durée de chaque éruption. Poret *et al.* (2018a) ont par exemple utilisé les variations de vitesse d'éjection fournies par VOLDORAD 2B toutes les 0.2 s (base de données <http://voldorad.opgc.fr/> ; Donnadiou *et al.* 2015) pour définir des paliers temporels dans l'émission à la source du panache de téphras du 23 novembre 2013. Ceci, afin de mieux modéliser la dispersion ainsi que les accumulations des dépôts de retombées au sol. Désormais, grâce à la méthodologie du proxy de masse calibré (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018 ; **Partie V.2**), ce sont directement des masses absolues qui peuvent être utilisées en fonction du temps dans les modèles de colonnes et de dispersion. Dans cette dernière partie les MERs issus de VOLDORAD 2B sont intégrés dans le modèle de colonne Plume-MoM (de' Vitturi Michieli *et al.*, 2015, 2016) afin de discuter leur fiabilité pour modéliser les hauteurs des panaches de téphras de l'Etna en les comparant à celles observées en temps réel par caméras visible et par radar en bande X. Cette partie n'a donc pas pour but de contraindre le modèle de colonne Plume-MoM mais simplement de tirer parti de sa capacité à modéliser rapidement des hauteurs et d'en discuter les résultats dans un optique de surveillance opérationnelle.

V.4.2 Modélisation des hauteurs de colonne avec le modèle Plume-MoM

Plume-MoM est un modèle de colonne Eulérien basé sur la méthode des moments (de' Michieli Vitturi *et al.*, 2015). Cette méthode permet de définir les variations de PSDs dans un espace à 3 dimensions et les variations de vitesses de chute, de densité et de capacité thermique des particules en fonction de chaque PSD. L'espace en 3-D est défini par les coordonnées s , η et θ (**Figure V.15**) : s est la coordonnée curvilinéaire de la ligne centre du panache, η est l'angle d'inclinaison du panache et θ est l'angle projeté sur le plan horizontal. Ces deux angles sont indispensables pour modéliser l'ascension d'un panache faible (de' Michieli Vitturi *et al.*, 2015). La forme du panache est établie le long la ligne centrale par des sections circulaires de rayon R .

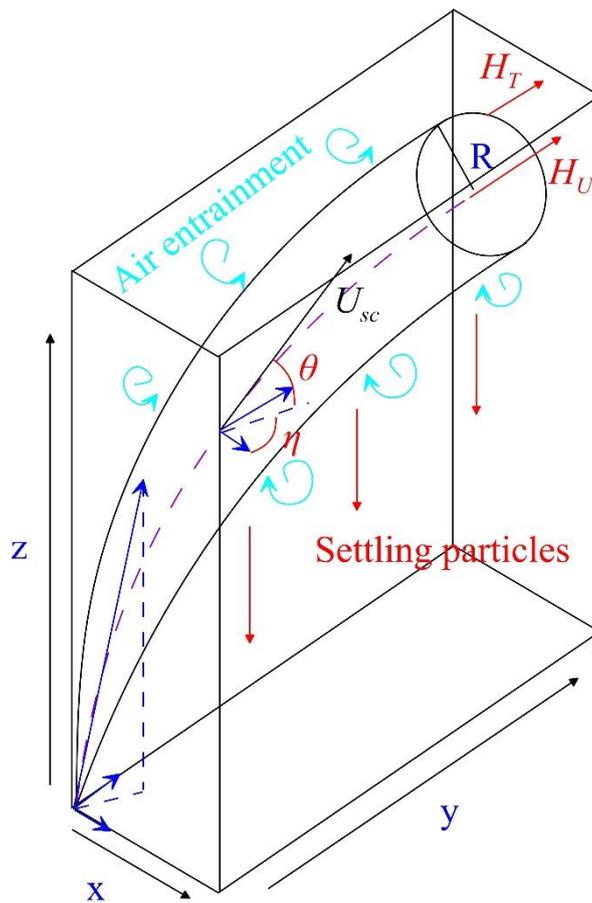


Figure V.15 : Représentation schématique de l'espace en trois-dimension (s , η et θ) dans lequel un panache faible est modélisé par Plume-MoM. Le modèle calcule, entre autres, la vitesse d'ascension U_{sc} du panache le long de sa ligne centrale (violette), les hauteurs au niveau de flottabilité neutre H_U et maximale H_T . Figure modifiée d'après de' Michieli Vitturi *et al.* (2015).

Plume-MoM est principalement basé sur les équations de conservation de la masse, de quantité de mouvement et d'énergie établies par Morton *et al.* (1956). C'est également une extension du modèle de colonne soutenue VOL-CALPUFF proposé par Barsotti *et al.* (2008) et dérivé de Bursik (2001). Il modélise l'ascension d'un panache fort ou d'un panache faible en prenant en considération les paramètres atmosphériques (*i.e.* vent, température, pression) et considérant les panaches comme un mélange biphasique de gaz et de particules, en équilibre thermique et mécanique. Les effets associés à l'agrégation des cendres, à la fragmentation secondaire, et à l'humidité de l'atmosphère ne sont pas pris en compte dans ce modèle (de' Michieli Vitturi *et al.*, 2016). La formulation physique ainsi que toutes les propriétés et hypothèses de Plume-MoM sont décrites dans l'étude de de' Michieli Vitturi *et al.* (2015).

Dans cette partie du travail de thèse, réalisée en collaboration avec Alessandro Tadini, les paramètres sources injectés dans le modèle sont :

(i) Les MERs et les vitesses d'éjection issus de VOLDORAD 2B (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018 ; **Partie V.2**).

(ii) Les profils de vents, de températures et de pressions atmosphériques issus de la base de GDAS ('Global Data Assimilation System') selon une grille de 1°/1° toutes les trois heures.

(iii) La distribution totale des tailles de particules (TGSD) à la source du panache de téphras issue de l'étude de Poret *et al.* (2018a), obtenue par intégration de données radar, satellites et d'analyses des dépôts du paroxysme du 23 novembre 2013. La TGSD est considérée comme constante d'un paroxysme à l'autre.

(iv) La fraction massique de gaz, ici considérée comme étant majoritairement de l'eau. Par défaut, le pourcentage d'eau a été fixé à 3% puis à 10% dans le cas du 23 novembre 2013. En effet, Calvari *et al.* (2011) ont suggéré une fraction volumique de pyroclastes de 0,18% par rapport au volume total des fontaines de laves comprenant les gaz et les pyroclastes, pour le paroxysme du NSEC le 12 janvier 2011. En comparant les volumes totaux (gaz et pyroclastes) obtenus par Calvari *et al.* (2018) et les volumes de pyroclastes de Behncke *et al.* (2014) (*i.e.* environ $5,4 \times 10^9 \text{ m}^3$ contre $9,5 \times 10^6 \text{ m}^3$ en équivalent rocheux dense pour 12 paroxysmes, respectivement), il est possible de convertir la fraction volumique de gaz en fraction massique en considérant une masse volumique moyenne des pyroclastes égale à 1300 kg m^{-3} (voir **section V.2.3.3**) et une densité de gaz de $0,8 \text{ kg m}^{-3}$. Ceci, permet d'estimer une fraction massique de gaz de l'ordre de 10% au sein des fontaines de lave.

(v) Les paramètres physiques de téphras tels que leurs densités, leurs formes et leur capacité thermique. La gamme de densité de téphras est comprise entre 1000 kg m^{-3} pour les téphras de taille égale à 1Φ (*i.e.* 2 mm) à 2500 kg m^{-3} pour les cendres très fines d'une taille d'environ 7Φ (*i.e.* 8 μm). Leur forme est caractérisée par un facteur, équivalent à une sphéricité, fixé à 0,6 et leur capacité thermique est égale à $1610 \text{ J kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$.

Plume-MoM calcule les hauteurs maximales atteintes au niveau de la ligne centrale de la colonne (*i.e.* considérée ici comme étant l'altitude du niveau de flottabilité neutre du panache notée H_U ; voir **Chapitre I**), mais également l'altitude correspondant à H_U additionnée au rayon du panache lorsque la vitesse du vent devient supérieure à la vitesse d'ascension de la colonne. Cette hauteur est donc considérée comme l'altitude maximale du panache notée H_T . Cependant, cette hauteur est susceptible de présenter des différences significatives avec H_U de l'ordre de plusieurs kilomètres même pour des panaches faibles dont les H_T typiques ne dépassent que très rarement la tropopause (de' Vitturi Michieli *et al.*, 2016), *e.g.* environ 12 km à l'Etna. Ainsi, la comparaison des résultats du modèle avec les mesures radar et par caméras visible doit être principalement faite avec H_U . D'après Morton *et al.* (1956) et Bonadonna & Phillips (2003), il est possible d'estimer H_U à partir de H_T grâce à l'équation suivante :

$$H_U \cong 0.7H_T. \quad (\text{V.12})$$

Les hauteurs H_T mesurées par télédétection sont donc converties en H_U grâce à l'**Equation V.12** et confrontées aux résultats du modèle Plume-MoM.

V.4.3 Résultats préliminaires

Les hauteurs des panaches de téphras ont été modélisées pour quatre événements différents : deux paroxysmes avant le changement d'élévation et d'azimut du faisceau radar en octobre 2012 (*i.e.* paroxysmes du 12 août 2011 et du 12 avril 2012), celui du 23 novembre 2013 et celui de la Voragine le 3 décembre 2015. Les hauteurs des trois premiers ont été mesurées par imagerie visible et celles du 3 décembre par le radar météorologique DPX4 (Vulpiani *et al.*, 2016 ; voir **Partie V.2**).

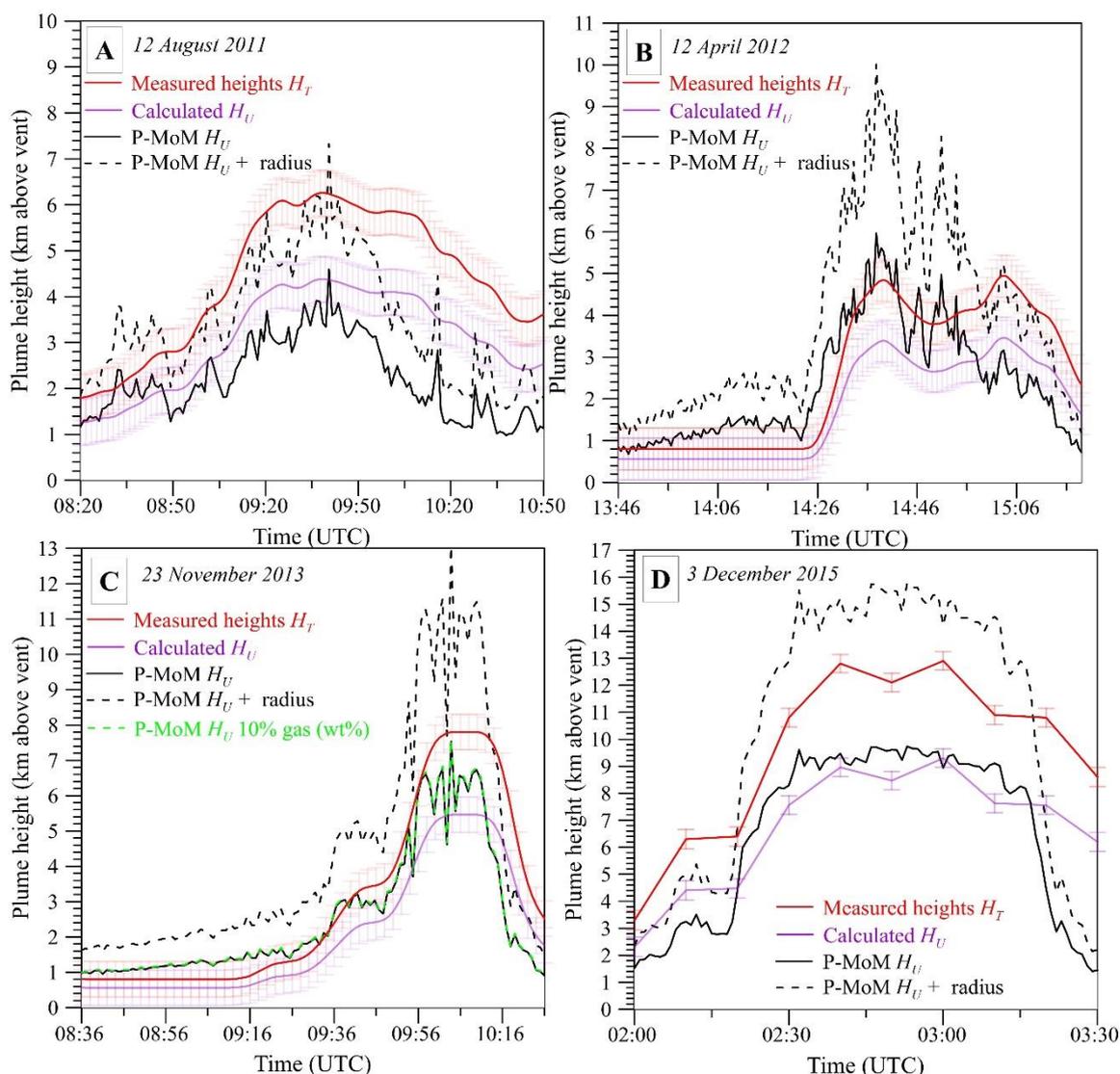


Figure V.16 : Hauteurs des panaches de téphras des paroxysmes du 12 août 2011 (A), du 12 avril 2012 (B), du 23 novembre 2013 (C) et du 3 décembre 2015 (VOR) (D) en fonction du temps. Les courbes rouges et violettes correspondent aux hauteurs maximales mesurées (H_T) et calculées (H_U , **Equation V.12**) à partir des caméras dans le visible (± 500 m), et par radar en bande X (± 340 -360 m) pour le 3 décembre. Les hauteurs de la ligne centrale des panaches modélisées par Plume-MoM grâce aux MERs calibrés de VOLDORAD 2B sont représentées en noir. Les lignes pointillées correspondent aux hauteurs maximales atteintes en ajoutant le rayon calculé de chaque panache. La ligne pointillée verte dans le cas du 23 novembre 2013 correspond à une modélisation faisant intervenir une fraction massique de gaz (i.e. l'eau) de 10% contre 3% pour les courbes noires.

Tout d'abord, il existe un décalage temporel entre les hauteurs modélisées et les hauteurs mesurées (**Figures V.16A-D**). Ceci est dû au fait que Plume-MoM attribue une hauteur à un MER sans prendre en compte le temps d'ascension du panache entre sa source et H_U . De plus, ce déphasage est susceptible de changer en fonction du temps notamment en raison des variations de vitesse d'éjection et de MER au cours des différentes phases paroxysmales. Pour cette raison, les comparaisons modèles vs mesures sont les plus fiables pendant la phase stable

du climax. En particulier, la comparaison n'est plus valable à partir de la fin du climax où les MERs de VOLDORAD 2B décroissent bien avant les hauteurs des panaches.

Comme indiqué par de' Michieli Vitturi *et al.* (2016), les écarts existant entre les H_U et H_T modélisées sont significatifs, de l'ordre de 1,5 à 6 km. Les rapports moyens H_U/H_T pour les quatre paroxysmes se situent entre 0.601 ± 0.004 (23 novembre 2013 ; **Figure V.16C**) et 0.454 ± 0.081 (3 décembre 2015 ; **Figure V.16D**), suggérant une surestimation de H_T par Plume-MoM. De ce fait, les H_T obtenues avec le modèle à partir des MERs de VOLDORAD 2B ne reproduisent pas les observations faites par caméras visible et par le DPX4. En revanche, la comparaison entre les H_U modélisées et celles estimées à partir des observations (**Equation V.12**) montrent des résultats satisfaisants dans le cas des paroxysmes du 12 août 2011, du 12 avril 2012, du 23 novembre 2013 et celui de la Voragine le 3 décembre 2015 (**Figure V.16**). En effet, les écarts de hauteurs obtenues sont en moyenne compris entre 755 ± 382 m et 1133 ± 586 m (*i.e.* **Figure V.16C** et **V.16D** ; voir **Tableau V.2**).

Tableau V.2 : Ecarts des hauteurs de panaches H_U modélisées et estimées à partir des observations par télédétection.

Ecarts (m)	12 août 2011 (NSEC)	12 avril 2012 (NSEC)	23 novembre 2013 (NSEC)	3 décembre 2015 (VOR)
Min	1	71	3	73
Max	2221	2657	2111	1480
Moyen \pm déviation standard	1133 ± 586	909 ± 542	755 ± 382	779 ± 465

Le fait que les H_U modélisées grâce aux débits éruptifs et vitesses d'éjection de VOLDORAD 2B soient en accord avec les observations en temps réel atteste du faible impact du changement de positionnement du faisceau en octobre 2012. Même si le radar a pu sous-échantillonner certaines fontaines de lave, les MERs calibrés permettent de modéliser rapidement des hauteurs de panaches fiables au premier ordre, au moins jusqu'à la fin du climax. Egalement, la TGSD de Poret *et al.* (2018a) semble être applicable à l'ensemble des paroxysmes dans un but de modélisation au premier ordre.

Finalement, l'ensemble des modélisations ont été faites en considérant 3% de fraction massique de gaz (*i.e.* de l'eau majoritairement). Cependant, afin de tester l'impact de cette fraction sur les estimations de hauteurs, une valeur de 10% de fraction massique (*i.e.* estimée à partir des études de Calvari *et al.*, 2018 et Benhcke *et al.*, 2014) à la source du panache du 23

novembre 2013 a été utilisée. Il en découle que le changement de fraction massique d'eau n'a quasiment aucun impact sur les hauteurs H_U modélisées (**Figure V.13C**).

V.4.4 Implications et perspectives

Les hauteurs des colonnes éruptives obtenues avec Plume-MoM grâce aux MERs de VOLDORAD 2B montrent des résultats satisfaisants entre quatre paroxysmes dont les MERs moyens calibrés varient entre $3,33 \times 10^4$ pour le 12 août 2011 et $1,45 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$ lors du paroxysme du 3 décembre 2015 (voir **Annexe D**). Comme suggéré par les **Figures V.3, V.5 et V.12**, les émissions à la source des panaches de téphras sont hautement variables en fonction du temps, à l'exception d'une phase de climax soutenue et relativement stable à l'échelle de quelques dizaines de minutes (mais fluctuante à plus courte période). Le fait que Plume-MoM soit dédié à la modélisation de colonnes soutenues, fortes (verticales) ou faibles (vents), atteste de sa potentielle viabilité dans le cadre de régimes éruptifs à intensité variable.

Concernant les MERs de VOLDORAD 2B, le fait qu'ils suffisent à modéliser des hauteurs de panaches similaires aux observations faites par d'autres capteurs en temps réel montre le faible impact du changement d'azimut et d'élévation du faisceau en Octobre 2012. En effet, dans le cas du paroxysme du 3 décembre 2015 (VOR), le fait que la bouche éruptive soit décalée par rapport au faisceau radar (**Figure V.1B**) n'empêche pas d'obtenir des hauteurs modélisées équivalentes aux observations du DPX4 avec des MERs supérieurs à 10^6 kg s^{-1} . En revanche, dans le cas d'émissions de faibles intensités (*i.e.* $\text{MER} < 10^5 \text{ kg s}^{-1}$), les hauteurs peuvent être à l'origine d'un sous-échantillonnage de la colonne éruptive au sein du faisceau radar, notamment au début des paroxysmes. Néanmoins, la méthodologie du proxy de masse reste fiable dans le cas des cratères excentrés du faisceau radar et dans le cas de paroxysmes de forte intensité.

Puisque les MERs radar permettent de reproduire les estimations de H_U au premier ordre en temps réel grâce au modèle Plume-MoM, chaque MER est censé être directement relié, en fonction du temps, aux hauteurs mesurées H_T pour tous les paroxysmes. La représentation directe des MERs radar en fonction des observations de hauteur montre toutefois des résultats contrastés (voir **Figure V.17**). En effet, dans le cas de paroxysmes de faible magnitude comme le 12 août 2011 et le 3 avril 2013 (TEM radar entre 3 et $9,7 \times 10^8 \text{ kg}$; **Annexe D**), mais aussi

pour le paroxysme violent du 3 décembre 2015, les MERs sont faibles vis à vis des hauteurs maximales (H_T) mesurées et des résultats des modèles de Mastin *et al.* (2009) et Degruyter & Bonadonna (2012) (**Figure 17A, 17D et 17F**).

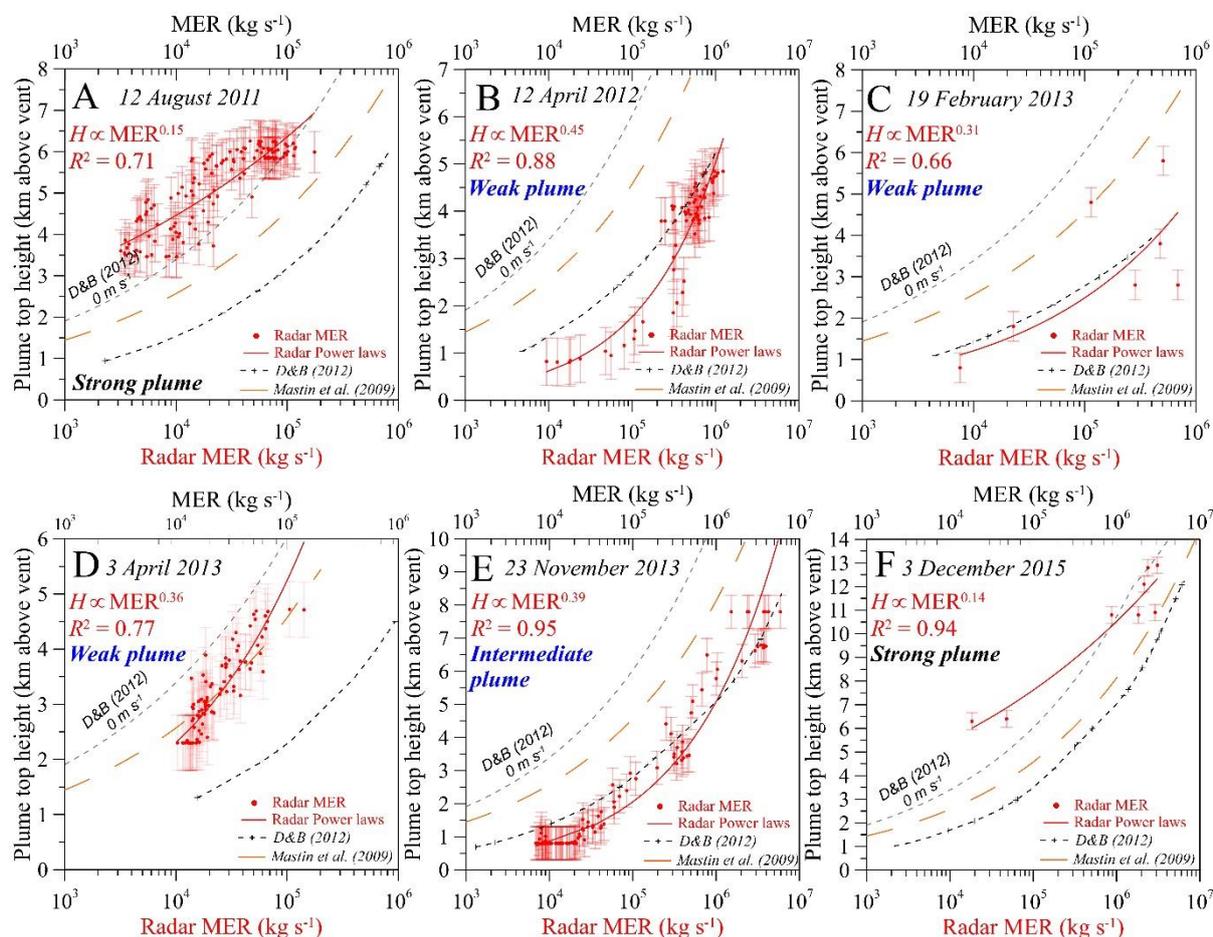


Figure V.17 : MERs calibrés (axes des x inférieurs) à partir des signaux de VOLDORAD 2B (points et lois exponentielles rouges) en fonction des hauteurs maximales des panaches de téphras des paroxysmes du 12 août 2011 (± 500 m) (A), du 12 avril 2012 (± 500 m) (B), du 19 février 2013 (± 350 -360 m) (C), du 3 avril 2013 (± 500 m) (D), du 23 novembre 2013 (± 500 m) (E) et du 3 décembre 2015 (± 340 -360 m) (F). Sont également représentées les lois (axes des x supérieurs) de Mastin *et al.* (2009) (ligne pointillée orange), et de Degruyter & Bonadonna (2012) (notée D & B (2012)) en considérant un vent nul (ligne pointillée grise) ou le profil journalier de vent mesuré par radiosondage (ligne pointillée noire).

Ceci pourrait indiquer un sous-échantillonnage des émissions pyroclastiques lié (i) à des éjections de fontaines de lave penchées, (ii) au décalage du faisceau vis à vis du NSEC pour le 12 août 2012 et de la VOR le 3 décembre 2015, et/ou (iii) à une faible éjection de matériels ne remplissant pas suffisamment le faisceau radar. Néanmoins les résultats des lois empiriques de Mastin *et al.* (2009) et de Degruyter & Bonadonna (2012) peuvent également être critiqués. D'une part, comme mentionné dans la **Partie V.2**, l'**Equation V.8** est biaisée par la forte

proportion d'éruptions de forte d'intensité dans le jeu de données utilisé par Mastin *et al.* (2009). Ces données ne prennent également pas en compte les conditions de vents pour l'ensemble des éruptions. Cette loi correspond donc à une sorte de moyenne représentant des conditions source extrêmement variables. D'autre part, les profils de vents utilisés dans l'**Equation V.9**, physiquement plus réaliste, proviennent de radiosondages toutes les 12 heures et peuvent être une source d'incertitude sur les estimations représentées dans la **Figure V.17** pouvant permettre d'expliquer certains des écarts, bien que raisonnables, observés dans les **Figure V.17B** et **V.17F**. Néanmoins, les **Figures V.16A** et **V.16D** montrent que Plume-MoM a permis de modéliser des hauteurs similaires aux observations en utilisant les MERs du 12 août 2013 et du 3 décembre 2015 (*i.e.* à environ $1 \pm 0,5$ km et $0,8 \pm 0,5$ km près, respectivement; voir **Tableau V.2**). Ainsi, le fait que le modèle fonctionne mais que la comparaison directe MERs *vs* hauteurs observées montre de larges écarts avec les résultats attendus d'après Degruyter & Bonadonna (2012) reste à expliquer.

En revanche, une information importante ressort des comparaisons montrées par la **Figure V.17**. De la même manière que pour les couples hauteurs maximales *vs* flux individuels utilisés pour calibrer les proxy des MERs radar dans la **Partie V.2 (Figure V.6)**, il existe des relations en loi puissance entre les variations au cours du temps de chaque MER calibré et les observations de H_T (**Figure V.17**). Ces lois, malgré la dispersion des valeurs associées aux observations par radar Bande-X pour le 19 février 2013 et le 3 décembre 2015 (**Figures V.17C** et **V.17F**, respectivement), montrent des corrélations moyennes à excellentes (*i.e.* R^2 entre 0,66 et 0,95). Théoriquement, les exposants appliqués au MERs dans les lois hauteurs *vs* flux varient de 0,25 pour des panaches forts à 0,33 pour des panaches faibles sous l'influence des vents atmosphériques (Morton *et al.*, 1956 ; Degruyter & Bonadonna, 2012 ; de' Michieli Vitturi *et al.*, 2016). De manière intéressante, les lois MERs radar *vs* H_T observées font intervenir des coefficients inférieurs à 0,25 dans le cas de panache forts (*i.e.* le 12 août 2011 et le 3 décembre 2015 dans les **Figures V.17A** et **V.17F**) et supérieurs à 0,3 (*i.e.* dans les **Figures V.17B**, **V.17C**, **V.17D** et **V.17E**) pour les panaches faibles à intermédiaires (Calvari *et al.*, 2018). Cette observation montre que, malgré une possible sous-estimation des MERs (*i.e.* panaches forts du 12 août 2011 et du 3 décembre 2013, et faible du 3 avril 2013), les relations existant entre les mesures radar et les hauteurs maximales des panaches de téphras renseignent sur la dynamique en temps réel des panaches alimentés par fontaines de laves à l'Etna. En effet, il est important de noter que l'ensemble des lois et modèles utilisés dans cette étude sont uniquement basés sur

l'émission de panaches de téphras ne faisant pas intervenir de fontaines de laves à leur source. Dans le cas d'un panache alimenté par une fontaine de lave, la dynamique de cette dernière va contrôler l'ascension de la colonne éruptive. Étonnamment, les plus grandes différences entre les couples MER vs H_T provenant du radar et ceux issus des lois empiriques font intervenir des MERs radar faibles inférieurs à 10^5 kg s^{-1} . Ceci pourrait être un indice de l'impact thermique positif qu'ont les fontaines de lave sur la flottabilité des panaches de téphras associés dans le cas d'une faible intensité à la source.

V.5 Conclusions

Ce chapitre traite de l'application opérationnelle du radar Doppler VOLDORAD 2B pour l'estimation des paramètres éruptifs à la source des panaches de téphras émis lors des paroxysmes à fontaines de lave de l'Etna entre 2011 et 2015.

En profitant de la large gamme de paramètres radar dérivés des signaux de VOLDORAD 2B, on montre que des MERs absolus, des vitesses d'éjection, des diamètres caractéristiques de retombées proximales, ainsi que leurs vitesses de chute peuvent être obtenus en quasi temps-réel et à haute résolution temporelle. En plus d'être capable de localiser un cratère en éruption dans toutes les conditions météorologiques (*i.e.* grâce aux 13 portes du faisceau), VOLDORAD 2B permet d'estimer aisément la durée d'un paroxysme à l'Etna.

La dernière partie a consisté à intégrer les MERs et les vitesses d'éjection dérivées de VOLDORAD 2B (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018 ; **Partie V.2**) dans un modèle de colonne (*i.e.* Plume-MoM ; de' Michieli Vitturi, 2015, 2016) pour, dans un premier temps, vérifier la fiabilité des valeurs obtenues grâce à la méthode du proxy de masse. Au premier ordre, les MERs calibrés de VOLDORAD 2B permettent de modéliser des hauteurs de panaches de téphras sensiblement similaires aux mesures faites par caméra visible et par radar en bande-X en fonction du temps avec des écarts compris entre 755 ± 382 m et 1133 ± 586 m.

Toutes ces applications radar constituent une large avancée dans la quantification des paramètres sources des panaches de téphras émis lors des épisodes paroxysmaux de l'Etna. VOLDORAD 2B est désormais capable de fournir au premier ordre la quasi totalité du terme source des panaches issus des fontaines de lave de l'Etna et à très haute résolution spatio-temporelle. En revanche, la TGSD reste l'inconnue principale de chacune des méthodologies développées dans ce chapitre. L'estimation d'une telle TGSD a été explorée par Poret *et al.* (2018a, 2018b) en intégrant un ensemble de méthodes dont de l'imagerie infrarouge par satellite, de l'échantillonnage au sol et de la modélisation numérique *via* le modèle de dispersion FALL3D (voir **Chapitre I**). Un des points majeurs mis en avant par Poret *et al.* (2018a) est que la résolution temporelle des paramètres sources éruptifs est un point crucial dans l'affinement des paramètres de sortie des modèles de dispersion. En effet, l'utilisation d'une valeur moyenne d'un MER pour caractériser l'émission des paroxysmes mène à des incertitudes sur la

modélisation des dépôts qui proviennent directement de la variabilité des émissions. Cette variabilité a été mise en avant d'une part par le radar DPX4 (Marzano *et al.*, 2013 ; Montopoli, 2016) mais surtout par VOLDORAD 2B et sa résolution temporelle maximale de 0,2 s. En ce sens, en cas d'un futur paroxysme à l'Etna, il est essentiel de tirer parti de tous les capteurs de télédétection disponibles dans le cadre du réseau de surveillance de l'INGV-CT afin d'obtenir des paramètres sources éruptifs, à inter-comparer et contraindre afin de fournir au mieux les modèles de colonne et dispersion utilisés en opérationnel. Cette synergie est l'un des objectifs du programme européen EUROVOLC.

Chapitre VI

Conclusions et Perspectives

VI.1 Synthèse des résultats

L'ensemble des résultats acquis dans le cadre de ce travail de thèse montre de nombreuses applications radar et par lidars optiques permettant (i) d'étudier les processus dynamiques des panaches de téphras et (ii) de quantifier leurs paramètres de charges internes que ce soit au sein des retombées, dans les colonnes et à la source de leur émission.

VI.1.1 Dynamique de la sédimentation des panaches faibles transitoires

Les premiers résultats de cette thèse ont mis en évidence des figures de sédimentation intermittentes au sein des retombées issues de panaches faibles Stromboliens lors d'une activité normale. En effet, lors de la campagne de mesures géophysiques au volcan Stromboli (Italie), les retombées au sol enregistrées par le Parsivel² (96% des retombées mesurées) et les mesures faites par Mini-BASTA (3 séries temporelles) montrent que la sédimentation associée à des panaches transitoires présente des figures organisées dans le temps (*i.e.* espacées de 30 à 50 s) et dans l'espace (*i.e.* épaisseurs constantes entre 80 et 95 m). Les données acquises par caméra infrarouge (Université de Florence) ont montré des pics de vitesses d'ascension d'un des panaches parents des figures de sédimentation observées par le radar. Cependant, les périodes de tels pics (*i.e.* de 3 à 5 s) sont très courtes vis à vis des échelles de temps des figures internes des retombées (*i.e.* < 30 s) à plus de 1 km de la source éruptive (*i.e.* le cratère SW de Stromboli). Également, à cause de l'absence de pulsativité des panaches parents sur les données de réflectivités radar, nous avons discuté les possibles origines de telles structurations des retombées.

Dans un premier temps, l'origine de ces figures peut provenir d'un contrôle externe d'un vent horizontal sur la dynamique du panache. En effet, dans le cas de l'ascension des panaches transitoires comme ceux détectés à Stromboli, l'entraînement d'air mène à la formation d'un vortex annulaire qui, sous l'action d'un vent horizontal, s'étire et forme un panache de cendres ayant une double vorticité (i.e. 'counter-pair vortex'). Pour les trois événements de retombées mis en avant, la diminution du facteur de réflectivité interne aux retombées (*i.e.* indiquant une diminution de concentration) concomitante à l'épaississement des premières figures de sédimentation, a lieu après un temps de retournement ('*overturn*') des cellules convectives liées

à la vitesse du vent. Ce dernier semble donc contrôler la diminution de réflectivité ainsi que l'augmentation volumétrique des retombées par incorporation d'air mais n'explique pas leur structuration interne. L'hypothèse de la dynamique interne de chute d'un mélange multiphasique a donc été testée avec un dispositif expérimental basé sur les expériences de Bush *et al.* (2003) et de Carazzo & Jellinek (2012, 2013), dans le cadre d'une collaboration menée avec Johanand Gilchrist et Mark Jellinek (Université de Colombie Britannique, Vancouver, Canada). Un mélange polydisperse est relâché dans un fluide sous l'effet d'un vent horizontal afin de reproduire les figures observées. Les résultats montrent la formation de fingers (*i.e.* particules chutant en groupe avec une vitesse terminale supérieure que la vitesse de chute des particules individuelles) dont les fronts de chute entraînent le fluide ambiant menant à la genèse de 'thermiques' de sédimentation inversés (Bush *et al.*, 2003). Les fronts de ces thermiques sont susceptibles de former des couches limites de densité pouvant mener à une seconde génération de thermiques. Bien que les variations de tailles de particule au sein des structures observées ne soient pas solidement établies, de tels phénomènes permettraient d'expliquer l'ensemble des observations radar en réflectivité et vitesse que ce soit au niveau temporel mais également spatial. Cette première partie implique que les processus menant à une sédimentation irrégulière phasée ne sont pas l'apanage des panaches soutenus et concentrés mais s'appliquent à l'ensemble des panaches de téphras, y compris les panaches Stromboliens faibles et dilués en régime transitoire. Cette partie illustre également l'intérêt du couplage disdromètre-radar pour les retombées de cendres : c'est principalement grâce à l'excellente résolution spatiotemporelle (*i.e.* de 12,5 m et 2 s) que de telles dynamiques fines de sédimentation ont pu être observées.

VI.1.2 Apports de la caractérisation des cendres et du couplage radar-disdromètre sur la quantification des paramètres de charges des panaches

En parallèle de l'étude des processus dynamiques internes des panaches faibles de Stromboli, la deuxième partie de cette thèse était centrée sur l'apport d'une caractérisation statistique des cendres échantillonnées sur le terrain pour valider les données obtenues par le disdromètre optique Parsivel². En effet, la possibilité qu'ont les disdromètres à fournir des tailles de téphras et leurs vitesses de chute en temps-réel est un atout considérable (i) pour contraindre l'extraction de concentrations à partir des données radar, souffrant d'un manque d'informations sur les distributions de tailles des téphras détectés et (ii) car leurs mesures peuvent servir à dessein opérationnel pour les modèles de dispersion.

D'une part, six échantillons de cendres à Stromboli prélevés au sommet (Pizzo Sopra La Fossa), sur le flanc Nord-est (Rochette) et à deux kilomètres des cratères sommitaux (Punta Labronzo) présentent des distributions triées de cendres grossières principalement comprises entre 63 μm et 2 mm avec des modes entre 180 et 355 μm . Les analyses morphologiques de chaque fraction granulométrique tamisée au 1/4 de Φ ont cependant révélé un large décalage entre les tailles (en diamètre équivalent circulaire, D_{CE}) et les limites indiquées par les tamis manuels. Ainsi, pour définir les limites des fractions granulométriques obtenues par cette technique, nous proposons d'utiliser les mailles inférieures de chaque tamis et la diagonale des mailles des tamis supérieurs. Ceci a un impact méthodologique important dès lors que toutes les fractions tamisées se chevauchent. Pour répondre à ce problème, les analyses au Morphologi G3 ont permis d'obtenir des distributions de tailles de particule (PSDs) hautement résolues (*i.e.* tous les 5 μm), en tenant compte des pourcentages de poids de chaque fraction. Les analyses au G3 ont également mis en évidence la présence systématique de populations de cendres fines, d'origine incertaine, comprises entre 2 μm (*i.e.* la limite basse de résolution de l'optique $\times 5$) et 100 μm avec un mode entre 5 et 20 μm . Bien qu'importante en nombre, les proportions massiques de telles fractions n'ont en revanche qu'un faible impact dans les PSDs obtenues. Les densités des fractions granulométriques, obtenues par pycnométrie à eau, diminuent légèrement de $2811 \pm 55 \text{ kg m}^{-3}$ à $2645 \pm 35 \text{ kg m}^{-3}$ pour des tailles allant de 63 μm à 500 μm . Cette faible diminution correspond au début de la forme sigmoïdale typique des variations de densité en fonction de la taille des téphras observées dans la littérature (*e.g.* Eychenne & Le Pennec, 2012 ; Cashman & Rust, 2016). Finalement, les analyses morphologiques montrent une diminution des paramètres de formes des fractions granulométriques en fonction de leur diamètre équivalent circulaire. Ce diamètre se trouvent être en moyenne égale à 0,92 fois la distance entre les axes des particules mesurées en deux-dimensions (les longueurs L et les axes intermédiaires I).

La caractérisation physique des tailles, des formes et des densités d'un grand nombre de cendres de Stromboli permet non seulement (i) d'apporter des informations à comparer avec d'autres échantillons dans le cadre du suivi de l'activité éruptive du volcan (Leibrandt & Le Pennec, 2015) mais également (ii) de vérifier les PSDs mesurées par disdromètre et (iii) de modéliser la vitesse terminale de chute des téphras par le biais de lois empiriques (Kunii & Levenspiel, 1969 ; Ganser, 1993 ; Dellino *et al.*, 2005 ; Bagheri & Bonadonna, 2016b). Le modèle décrivant le mieux les données par disdromètres sur le terrain ou en laboratoire (*i.e.*

sans influence du vent sur la trajectoire des particules) est celui de Ganser (1993), notamment parce que la méthodologie employée pour caractériser les cendres de Stromboli reproduit les conditions expérimentales de ce dernier. Néanmoins, les autres lois ne sont pas à exclure pour autant et cette étude révèle leur applicabilité dans d'autres conditions expérimentales (*i.e.* en fonction de la taille des téphras, de la résolution des paramètres de formes, des caractéristiques techniques des analyseurs morphologiques, etc.).

Finalement, le disdromètre est capable d'estimer des vitesses de chutes cohérentes avec les modèles et fournit des PSDs contraintes grâce aux analyses morphologiques. Ceci atteste de leur potentiel à des fins de surveillance opérationnelle d'une activité éruptive. Les données du disdromètre au sol ont été utilisées pour calculer des concentrations C_{ash} et des facteurs de réflectivité Z_{ash} . Une loi de la forme $C_{ash} = aZ_{ash}^b$ (avec $a = 1,75 \times 10^{-5}$ et $b = 0,7817$) est obtenue et fournit, par comparaison avec les réflectivités mesurées par le radar Mini-BASTA, les concentrations en cendres dans les panaches de Stromboli et au sein de leurs retombées. Les concentrations vues dans les panaches à Stromboli s'étalent entre $1,95 \times 10^{-6}$ et $7,45 \times 10^{-4}$ kg m⁻³ avec une valeur modale entre $8,52 \times 10^{-6}$ et $1,46 \times 10^{-5}$ kg m⁻³. Les modes sont 4 à 7 fois supérieurs au seuil de 2 mg m⁻³ fixé pour la sécurité aérienne, et les concentrations maximales jusqu'à trois ordres de grandeur supérieurs.

Les deux premières parties de cette thèse ont donc pleinement montré les capacités du couplage disdromètre-radar Doppler, peu utilisé en volcanologie, pour étudier la dynamique fine des processus de sédimentation des panaches, mais également pour estimer des paramètres de charges, possiblement en temps réel, au sein des panaches et de leurs retombées.

VI.1.3 Application de VOLDORAD 2B dans la surveillance et la quantification du terme source des panaches de l'Etna

La dernière partie de ce travail de thèse traitait des capacités de VOLDORAD 2B à fournir des paramètres source quantitatifs, en temps réel, lors des paroxysmes à fontaine de lave alimentant des panaches de téphras à l'Etna.

Grâce au développement d'une nouvelle méthodologie basée sur l'estimation d'un proxy de la masse de téphras détectée par VOLDORAD 2B (Freret-Lorgeril *et al.*, 2018), la forte variabilité des paroxysmes en fonction du temps a été étudiée. Les paroxysmes à fontaine de

lave sont caractérisés par une augmentation rapide de l'intensité éruptive atteignant un climax généralement court au regard de la durée totale de ces événements. Malgré cela, ces phases soutenues représentent en moyenne plus de 73% de la masse totale (TEM) de chaque paroxysme et les flux de masse (MER) moyennés sur la durée totale de l'événement correspondent en moyenne à 43% des MER moyennés sur la durée des climax. Cette première observation indique qu'il est primordial d'être capable de mesurer les variations du MER en temps réel dans le cas d'éruptions aussi variables que les paroxysmes de l'Etna. En ce sens, les paramètres de charges obtenus à partir des dépôts de retombées, souvent moyennés sur la durée des événements, doivent être considérés comme des minimums, souvent bien inférieurs aux MERs maximum observés durant les climax. Les proxys de masse ont ensuite été calibrés grâce à l'utilisation de la loi hauteur vs flux de Degruyter & Bonadonna (2012) prenant en compte l'effet du vent sur l'ascension des colonnes éruptives. Par exemple, les MERs des paroxysmes à climax sont compris entre $2,69 \times 10^4$ (le 28 décembre 2014 ; NSEC) et $3,26 \times 10^6 \text{ kg s}^{-1}$ (le 23 novembre 2013 ; NSEC) et 57% d'entre eux sont inférieurs à 10^5 kg s^{-1} . La comparaison des TEMs calibrées avec celles obtenues par imagerie infrarouge (Calvari *et al.*, 2011), par radar en bande-X (Vulpiani *et al.*, 2016) et par intégration de données de terrain (*i.e.* analyse des dépôts), satellite et radar en bande-X (Poret *et al.*, 2018b) montre une tendance générale cohérente qui atteste toutefois d'écarts importants liés aux limites de détection de chaque instrument et à la méthode d'inversion. Chaque capteur renseignant sur le spectre des tailles de téphras auxquels il est le plus sensible, cette dernière comparaison indique la nécessité de recourir à une stratégie multi- capteurs/méthodes dans le but de fournir des paramètres sources fiabilisés, au maximum représentatifs de la totalité de la gamme de tailles des téphras émis lors des éruptions volcaniques explosives.

Ensuite, l'analyse des spectres Doppler fournis par VOLDORAD 2B a permis de discuter des tailles caractéristiques des téphras émis par les fontaines de lave. En effet, Il existe très peu d'informations concernant la forme, la taille et les densités de tels pyroclastes qui peuvent parcourir plusieurs kilomètres à partir de leur source d'éjection, y compris les téphras les plus grossiers (*i.e.* bombes d'un mètre de diamètre, de' Michieli Vitturi *et al.*, 2010). Nous avons identifié des tailles de l'ordre de 60 cm à 68 cm pouvant largement parcourir plus de 1,5 km au travers du faisceau de VOLDORAD 2B. Ces tailles sont cohérentes avec les observations de terrain faites par Andronico *et al.* (2015) attestant de la présence de bombe denses d'au moins 20 cm à 5 km du NSEC après le paroxysme violent du 23 novembre 2013. Les informations sur

les tailles de blocs/bombes tirées des données acquises par VOLDORAD 2B pourraient être utilisées dans l'objectif de mieux caractériser l'aléa balistique et les risques associés, l'Etna étant un site touristique extrêmement fréquenté.

Une dernière étape fut de tester la fiabilité des MERs calibrés à partir des signaux de VOLDORAD 2B, mais également les estimations de vitesses d'éjection, pour modéliser des hauteurs de panaches à dessein opérationnel. Pour ce faire, les MERs ainsi que les vitesses d'éjection mesurées ont été entrés dans le modèle de colonne Plume-MoM (de Vitturi Michieli *et al.*, 2015, 2016). Les comparaisons préliminaires entre les hauteurs H_U de la ligne centrale des panaches (à leur niveau de flottabilité neutre) modélisées et celles dérivées des mesures faites par caméra visible et par le radar météorologique DPX4 sont satisfaisantes au premier ordre, bien que les temps d'ascension du panache ne soient pas pris en compte. Les résultats montrent des écarts compris entre 755 ± 382 m et 1133 ± 586 m. Ces premiers tests encouragent non seulement l'applicabilité de VOLDORAD 2B dans l'obtention de hauteurs à partir de ses MERs, mais indique également que la TGSD de Poret *et al.*, 2018a, obtenue par une intégration de données multi-méthode, peut être utilisée afin de modéliser les colonnes d'autres paroxysmes que celui du 23 novembre 2013. Ces observations laissent entrevoir un domaine de validité de Plume-MoM étendu aux panaches de téphras issus de fontaine de lave. En effet, ce code a été initialement développé pour modéliser le terme source effectif de panaches faibles (inclinés par le vent) ou forts associés à une émission continue et ne faisant pas intervenir de fontaines de lave à leur source. Finalement, les relations entre hauteurs mesurées et MERs radar montrent des variations du coefficient de puissance sur le MER entre des panaches faibles et des panaches forts (*i.e.* $< 0,25$ à $> 0,30$, respectivement) similaires à celles des équations de Morton *et al.* (1956). Cette dernière observation indique que malgré un potentiel sous-échantillonnage des fontaines de lave lié aux différentes positions des centres éruptifs vis à vis du faisceau de VOLDORAD 2B, le radar est capable de fournir des informations qualitatives sur la dynamique des panaches de téphras nourris par fontaine de lave à l'Etna. La dernière partie de ce travail de thèse montre donc l'étendue des applications opérationnelles du radar Doppler VOLDORAD 2B, permettant potentiellement de fournir au premier ordre la quasi-totalité des paramètres à la source des panaches de téphras lors des paroxysmes sommitaux de l'Etna.

Pour conclure, cette thèse montre que les radars Doppler sont des capteurs de télédétection pouvant fournir des paramètres de charge à très hautes résolutions spatio-

temporelles que ce soit proche de la source des panaches de téphras, au sein de leurs colonnes, et dans leurs retombées. Leur utilisation peut être à dessein opérationnel et aussi bien que pour étudier les processus de transport et de sédimentation des téphras. En revanche, comme tous les capteurs de télédétection, les radars, en fonction de leur longueur d'onde, sont sensibles à une gamme préférentielle de tailles de téphras. Malgré toutes les méthodologies employées dans le cadre de ce travail de thèse, la distribution totale de tailles reste l'inconnue principale. Etant l'un des paramètres les plus importants à entrer dans les modèles de dispersion, ce n'est que grâce à des stratégies multi-méthodes/capteurs que ce dernier paramètre pourra être contraint en temps réel.

IV.2 Perspectives

VI.2.1 Dynamique et paramètres de charge totaux dans les panaches, nuages et retombées de téphras

Le couplage des données disdromètres avec les mesures radar de Mini-BASTA à Stromboli a montré qu'il était possible d'obtenir des concentrations de cendres au sol et dans les airs sous l'hypothèse que les distributions de tailles étaient similaires. Ces contraintes ont été apportées pour des panaches faibles liés à des explosions Stromboliennes de courte durée. Néanmoins, cette méthodologie peut être également éprouvée dans le cadre de la détection de panaches d'intensités supérieures. Dans cette optique, la campagne de mesures au volcan Sabancaya (Pérou) menée en Mai 2018 pourrait servir de cas d'étude. En outre, le radar VOLDORAD 3, grâce à son positionneur, a été en mesure de fournir des profils en deux-dimensions verticaux et horizontaux de réflectivité et de vitesse radiale au sein de colonnes fortes ou faibles, pouvant atteindre jusqu'à trois kilomètres au-dessus de l'événement. Le radar a également mesuré la dispersion de ces panaches et leur transition en nuage de cendres dispersés par la suite sur des dizaines de kilomètres au-dessus de la vallée de la Colca (Pérou). A l'instar de la mission à Stromboli, des mesures par disdromètre optique (situé à 5 km de l'événement) associées à un échantillonnage de cendres au sol permettront de renseigner sur les PSDs proximales de tels panaches afin de contraindre, au premier ordre, les concentrations en cendres à partir des mesures de VOLDORAD 3 grâce aux méthodologies développées lors de ce travail de thèse. En complément, une station météorologique positionnée à côté du disdromètre pourra également indiquer les conditions de vents au sol affectant la trajectoire des retombées de cendres, et donc leurs mesures de vitesses de chute.

Grâce aux multiples configurations testées, le radar devrait pouvoir fournir des restitutions des panaches et des retombées proximales en trois-dimension, des mesures fixes à haute résolution spatio-temporelle (*i.e.* entre 12,5 et 100 m, de 0.25 à 3 s), des profils renseignant sur les épaisseurs des colonnes mais également sur les gradients de concentrations et de vitesses internes, fondamentaux dans l'estimation du coefficient d'entraînement lié au vent. En effet, la valeur de coefficient est généralement considérée comme constante dans les modèles de colonne et égale à 0,5. D'ailleurs, Aubry *et al.* (2017) ont montré que cette valeur

(*i.e.* variant entre 0,4 et 0,6) permettrait de minimiser les erreurs associées aux modélisations des hauteurs des panaches. Essentiellement défini par les équations de Morton *et al.* (1956) et par contraintes multi-modèles (Woodhouse *et al.*, 2015 ; Aubry *et al.*, 2017), un tel coefficient n'a jamais été estimé à partir de mesures directes au sein des panaches de cendres. Dans cette optique, les scans 3-D fournis par VOLDORAD 3 pourraient permettre d'apporter des informations quantitatives fondamentales sur la variabilité naturelle du coefficient d'entraînement lié au vent.

Finalement, le couplage radar-disdromètre à Sabancaya permettra d'étudier la dynamique des retombées des panaches de cendres. En comparaison de la campagne à Stromboli où Mini-BASTA ne mesurait les retombées qu'en visée fixe, VOLDORAD 3 a scanné les retombées proximales et distales des panaches, notamment au-dessus du disdromètre et des zones d'échantillonnage au sol. Ainsi, toujours en supposant que la distribution de tailles ne change pas entre le sol et les airs, les concentrations internes des retombées pourront être quantifiées. En particulier, des figures de sédimentation visibles à l'œil nu (*i.e.* plus concentrées qu'à Stromboli) ont été une nouvelle fois observées dans les retombées. Les mesures 3-D du radar au sein du panache parent et des retombées devraient cette fois-ci contraindre l'origine de ces figures, leur géométrie, mais également leurs variations internes de concentrations et de vitesses dans l'espace et au cours du temps.

VI.2.2 Apports d'une stratégie multi-capteurs intégrant VOLDORAD 2B dans le réseau de surveillance de l'Etna

En marge des estimations du terme source des panaches de téphras par VOLDORAD 2B, de nombreux capteurs complémentaires constituent le réseau de surveillance de l'INGV-CT. Par exemple Calvari *et al.* (2011, 2014, 2018) ont pris avantage des données infrarouge au sol pour estimer des hauteurs et des volumes totaux de pyroclastes émis au sein des fontaines pour la quasi-totalité des paroxysmes de l'Etna entre 2011 et 2015. Ces données pourraient permettre de calibrer plus précisément les proxys de MER de VOLDORAD 2B sur les masses de pyroclastes des fontaines de lave. En effet, les MERs et TEMs obtenus par VOLDORAD 2B sont calibrés grâce à des modèles ne représentant que les panaches de téphras sans prendre en compte les fontaines de lave qui constituent un pourcentage important de la véritable masse totale de téphras (TEM) lors des paroxysmes de l'Etna. Il n'existe actuellement que très peu de

mesures de masses des dépôts proximaux (*i.e.* entre 1 et 5 km des cratères sommitaux) hormis par analyses stéréo-photogrammétriques et suivis GPS de la croissance du Nouveau Cratère Sud-Est par Behncke *et al.* (2014) et De Beni *et al.* (2015). En considérant la densité du mélange pyroclastique détecté par VOLDORAD 2B égale à 1300 kg m^{-3} , les sommes des TEMs radar sont en accord avec celles obtenues par Behncke *et al.* (2014) et De Beni *et al.* (2015). Il s'agit là d'un paradoxe dès lors que les TEMs radar sont calibrées sur les panaches de téphras. Pour résoudre ce problème, une analyse complémentaire concernant les caractéristiques physiques des pyroclastes des fontaines de lave pourrait être faite afin d'être en mesure de modéliser le signal radar induit par la détection de ces fontaines et d'en déduire des masses. Cependant, il n'existe à l'heure actuelle quasiment aucune indication sur les paramètres de formes et les tailles des particules au sein des fontaines de lave. C'est ici que les volumes obtenus par imagerie infrarouge pourraient servir à calibrer les proxy radar en masse absolue correspondant essentiellement aux pyroclastes contenus dans les fontaines.

Dans un cadre purement opérationnel, la perspective majeure de cette étude concerne les apports qu'offriront les paramètres quantitatifs de VOLDORAD 2B en complément de la totalité des mesures faites par l'ensemble des capteurs du réseau de surveillance de l'INGV-CT lors d'un futur paroxysme à l'Etna. En effet, une telle synergie constituera certainement un cas unique de télédétection d'une éruption volcanique explosive en termes de variabilité de capteurs : un Lidar (Boselli *et al.*, 2018), des disdromètres radar (Pludix, Scollo *et al.*, 2005), un ensemble de caméra visible et infrarouge (Calvari *et al.*, 2011, 2014, 2018), des capteurs multi-spectraux embarqués sur satellite (SEVIRI et MODIS ; Corradini *et al.*, 2016), et au moins trois radars Doppler différents, *i.e.* VOLDORAD 2B en bande L sur l'Etna (Donnadieu *et al.*, 2015, 2016b ; Freret-Lorgeril *et al.*, 2018), les DPX2 et DPX4 en bande X respectivement aux aéroports de Reggio Calabria (Calabre) et de Catane, et le système radar LAURO en bande C positionné à Syracuse (Sicile) (Marzano *et al.*, 2006a ; Marzano *et al.*, 2013 ; Montopoli, 2016 ; Vulpiani *et al.*, 2016).

VI.2.3 Contraintes sur la dynamique des fontaines de laves générant des panaches de téphras

Une dernière perspective d'étude concerne la dynamique et la phénoménologie du dynamisme éruptif particulier que constituent les paroxysmes de l'Etna. En effet, les résolutions spatio-temporelles fines du radar VOLDORAD 2B et sa capacité à fournir des MERs et des vitesses d'éjection proches de la source peuvent permettre d'étudier différents aspects physiques des fontaines de lave.

Dans un premier temps, le **Chapitre V** montrait un paradoxe entre les hauteurs H_U modélisées par Plume-MoM similaires à celles estimées par imagerie visible et par le DPX4, et les écarts des couples hauteurs maximales (H_T) mesurées *vs* MERs radar dans le cas des panaches forts le 12 août 2011 (Nouveau Cratère Sud-est) et le 3 décembre 2015 (Voragine). Comprendre ce paradoxe pourrait fournir des pistes quant à un possible impact thermique des fontaines sur l'ascension des colonnes éruptives sus-jacentes. Cet impact causerait une augmentation de la flottabilité du panache liée à une différence de température plus élevée avec l'air ambiant menant à une convection plus intense. Dans ce cas, à MER équivalent, les hauteurs des panaches nourris par fontaines seraient supérieures à leurs homologues sans fontaine.

Dans un deuxième temps, les vitesses d'éjection de VOLDORAD 2B peuvent servir à estimer les hauteurs des fontaines de lave. De telles hauteurs ont été estimées grâce aux caméras infrarouge au sol durant les paroxysmes de 2011 à 2015 (Calvari *et al.*, 2011, 2014, 2018 ; Bonaccorso & Calvari, 2017). En particulier, Calvari *et al.* (2018) ont montré qu'il existait un lien entre les hauteurs des fontaines et les hauteurs des panaches de téphras. Il serait donc intéressant de prendre avantage des vitesses d'éjection de VOLDORAD 2B pour estimer, d'une part, des hauteurs de fontaines à but d'inter-comparaison avec les données infrarouge, et d'autre part, de vérifier si le lien entre les hauteurs des fontaines et des hauteurs de panaches est vérifié par radar. Cependant, les observations par caméra infrarouge sont (i) très dépendantes des conditions de visibilité des cratères sommitaux (aveugles en présence de nuages) et (ii) très imprécises sur les hauteurs maximales des fontaines de lave en raison de la génération de cendres obscurcissant le signal thermique à leurs sommets. Ainsi, les possibles estimations de hauteurs de fontaines faites par VOLDORAD 2B, en toutes conditions météorologiques,

constitueraient une application supplémentaire de ce radar à dessein opérationnel et de recherche pour étudier la dynamique fine des fontaines de lave à l'Etna.

Finalelement, les vélocigrammes dans le **Chapitre V** montraient que les différentes phases paroxysmales étaient caractérisées par une succession d'émissions individuelles dont l'intensité et le nombre augmentaient en fonction du temps jusqu'à atteindre une phase climax. Lors de cette dernière phase, les émissions sont suffisamment rapprochées pour être difficilement distinguables même avec la résolution temporelle de VOLDORAD 2B. En revanche, les éjections latérales se transmettant de porte en porte durant le climax suggèrent la présence d'émissions pulsées d'intensité supérieures à l'émission moyenne même durant le climax (*i.e.* considéré initialement comme une phase d'émission soutenue). Il serait possible d'étudier les variations du signal radar (en termes de proxy et de vitesse d'éjection) à très haute résolution temporelle, notamment par le biais de traitements fréquentiels (*i.e.* par transformée de Fourier, ondelettes, etc.) pour étudier les variations de pulsatilité/périodicité des éjections des fontaines au cours de chaque phase de tous les paroxysmes détectés. Une telle étude de la périodicité des émissions pyroclastiques permettrait de renseigner sur la complexité des processus opérant dans les conduits éruptifs des cratères sommitaux de l'Etna (*e.g.* développement d'une porosité, variations du taux d'alimentation magmatique et de la géométrie des conduits, etc.) mais également de fournir un indicateur qualitatif de classification des différentes phases des paroxysmes de l'Etna simplement sur la base du signal brut de VOLDORAD 2B (Dominguez *et al.*, 2016).

Références bibliographiques

A

- Adams, R.J., Perger, W.F., Rose, W.I. & Kostinski, A. (1996). Measurements of the complex dielectric constant of volcanic ash from 4 to 19 GHz. *Journal of Geophysical Research*, 101(B4):8175–8185.
- Alfano, F., Bonadonna, C., Delmelle, P. & Costantini, L. (2011). Insights on tephra settling velocity from morphological observations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 208:86–98. doi:10.1016/j.volgeores.2011.09.013
- Alparone, S. (2003). Relationship between tremor and volcanic activity during the Southeast Crater eruption on Mount Etna in early 2000. *Journal of Geophysical Research*, 108(B5):1–13, doi:10.1029/2002JB001866
- Andronico, D., Cristaldi, A. & Scollo, S. (2008a). The 4-5 September 2007 lava fountain at South-East Crater of Mt Etna, Italy. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 173(3-4):325–328. doi:10.1016/j.volgeores.2008.02.004
- Andronico, D., Scollo, S., Caruso, S. & Cristaldi, A. (2008b). The 2002-03 Etna explosive activity: Tephra dispersal and features of the deposits. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(4):1–16. doi:10.1029/2007JB005126
- Andronico, D., Scollo, S., Cristaldi, A. & Ferrari, F. (2009). Monitoring ash emission episodes at Mt. Etna: The 16 November 2006 case study. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 180(2-4):123–134. doi:10.1016/j.volgeores.2008.10.019
- Andronico, D. & Corsaro, R. A. (2011). Lava fountains during the episodic eruption of South-East Crater (Mt. Etna), 2000: Insights into magma-gas dynamics within the shallow volcano plumbing system. *Bulletin of Volcanology*, 73(9):1165–1178. doi:10.1007/s00445-011-0467-y
- Andronico, D., Lo Castro, M. D., Sciotto, M. & Spina, L. (2013). The 2010 ash emissions at the summit craters of Mt Etna: Relationship with seismo-acoustic signals. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(1):51–70. doi:10.1029/2012JB009895
- Andronico, D., Scollo, S., Cristaldi, A. & Lo Castro, M. D. (2014a). Representivity of incompletely sampled fall deposits in estimating eruption source parameters: a test using the 12-13 January 2011 lava fountain deposit from Mt. Etna volcano, Italy. *Bulletin of Volcanology*, 76(10):861. doi:10.1007/s00445-014-0861-3
- Andronico, D., Scollo, S., Lo Castro, M.D., Cristaldi, A., Lodato, L. & Taddeucci, J. (2014b). Eruption dynamics and tephra dispersal from the 24 November 2006 paroxysm at South-East Crater, Mt Etna, Italy. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 274:78–91. doi:10.1016/j.volgeores.2014.01.009
- Andronico, D., Scollo, S. & Cristaldi, A. (2015). Unexpected hazards from tephra fallouts at Mt Etna: The 23 November 2013 lava fountain. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 304:118–125. doi:10.1016/j.volgeores.2015.08.007
- Armienti, P., Macedonio, G. & Pareschi, M. (1988). A numerical model for the simulation of tephra transport and deposition: applications to May 18, 1980 Mt. St. Helens eruption. *Journal of Geophysical Research*, 93(B6):6463–6476.
- Aubry, T.J., Carazzo, G. & Jellinek, A.M. (2017). Turbulent Entrainment Into Volcanic Plumes: New Constraints From Laboratory Experiments on Buoyant Jets Rising in a Stratified Crossflow. *Geophysical Research Letter*, 44. doi:10.1002/2017GL075069

B

- Bagheri, G. & Bonadonna, C. (2016a). Aerodynamics of Volcanic Particles: Characterization of Size, Shape and Settling Velocity. *In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 39–52. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00005-7
- Bagheri, G. & Bonadonna, C. (2016b). On the drag of freely falling non-spherical particles. *Powder Technology*, 301:526–544. doi:10.1016/j.powtec.2016.06.015
- Barnie, T., Bombrun, M., Burton, M. R., Harris, A. & Sawyer, G. (2015). Quantification of gas and solid emissions during Strombolian explosions using simultaneous sulphur dioxide and infrared camera observations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 300:167–174. doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.10.003
- Barsotti, S., Neri, A. & Scire, J. (2008). The VOL-CALPUFF model for atmospheric ash dispersal: 1. Approach and physical formulation. *Journal of Geophysical Research*, 113:B03209. doi:10.1029/2006JB004624.
- Barsotti, S., Andronico, D., Neri, A., Del Carlo, P., Baxter, P. J., Aspinall, W. P. & Hincks, T. (2010). Quantitative assessment of volcanic ash hazards for health and infrastructure at Mt. Etna (Italy) by numerical simulation. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 192(1-2):85–96. doi:10.1016/j.jvolgeores.2010.02.011
- Baxter, P.J. (1999). Cristobalite in Volcanic Ash of the Soufriere Hills Volcano, Montserrat, British West Indies. *Science*, 283(5405):1142–1145. doi:10.1126/science.283.5405.1142
- Baxter, P.J. & Horwell, C.J. (2015). Impacts of Eruptions on Human Health. *In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 1035–1047. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00060-2>
- Beckett, F.M., Witham, C.S., Hort, M.C., Stevenson, J.A., Bonadonna, C. & Millington, S.C. (2015). Sensitivity of dispersion model forecasts of volcanic ash clouds to the physical characteristics of the particles. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 120. doi:10.1002/2015JD023609
- Behncke, B., Neri, M., Pecora, E. & Zanon, V. (2006). The exceptional activity and growth of the Southeast Crater, Mount Etna (Italy), between 1996 and 2001. *Bulletin of Volcanology*, 69(2):149–173. doi:10.1007/s00445-006-0061-x
- Behncke, B. (2009). Hazards from pyroclastic density currents at Mt. Etna (Italy). *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 180(2-4):148–160. doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.09.021
- Behncke, B., Branca, S., Corsaro, R. A., De Beni, E., Miraglia, L. & Proietti, C. (2014). The 2011-2012 summit activity of Mount Etna: Birth, growth and products of the new SE crater. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 270:10–21. doi:10.1016/j.jvolgeores.2013.11.012
- Bertagnini, A., Di Roberto, A. & Pompilio, M. (2011). Paroxysmal activity at Stromboli: lessons from the past. *Bulletin of Volcanology*, 73(9):1229–1243. doi:10.1007/s00445-011-0470-3
- Blackburn, E.A., Wilson, L. & Sparks, R.S.J. (1976). Mechanisms and dynamics of strombolian activity. *Journal of Geophysical Society London*, 132(4):429–440.
- Boccia, L., Di Massa, G. & Venneri, I. (2010). L-band array for ground-based remote sensing of volcanic eruptions. *IET Microwaves, Antennas & Propagation*, 4(12):2062–2068. doi:10.1049/iet-map-2009-0512

- Bombrun, M., Harris, A., Gurioli, L., Battaglia, J. & Barra, V. (2015). Anatomy of a Strombolian eruption: Inferences from particle data recorded with thermal video. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120(4):2367–2387. doi:10.1002/2014JB011556
- Bonaccorso, A., Bonforte, A., Currenti, G., Del Negro, C., Di Stefano, A. & Greco, F. (2011a). Magma storage, eruptive activity and flank instability: Inferences from ground deformation and gravity changes during the 1993-2000 recharging of Mt. Etna volcano. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 200(3-4):245–254. doi:10.1016/j.jvolgeores.2011.01.001
- Bonaccorso, A., Caltabiano, T., Currenti, G., Del Negro, C., Gambino, S., Ganci, G., and Boschi, E. (2011b). Dynamics of a lava fountain revealed by geophysical, geochemical and thermal satellite measurements: The case of the 10 April 2011 Mt Etna eruption. *Geophysical Research Letters*, 38(24):1–7. doi:10.1029/2011GL049637
- Bonaccorso, A. & Calvari, S. (2013). Major effusive eruptions and recent lava fountains: Balance between expected and erupted magma volumes at Etna volcano. *Geophysical Research Letters*, 40(23):6069–6073. doi:10.1002/2013GL058291
- Bonaccorso, A., Calvari, S., Currenti, G., Del Negro, C., Ganci, G., Linde, A., Napoli, R., Sacks, S. & Sicali, A. (2013b). From source to surface: Dynamics of Etna's lava fountains investigated by continuous strain, magnetic, ground and satellite thermal data. *Bulletin of Volcanology*, 75(2):1–12. doi:10.1007/s00445-013-0690-9
- Bonaccorso, A., Calvari, S., Linde, A. & Sacks, S. (2014). Eruptive processes leading to the most explosive lava fountain at Etna volcano: The 23 November 2013 episode. *Geophysical Research Letter*, 41:4912–4919. doi:10.1002/2014GL060623
- Bonaccorso, A. & Calvari, S. (2017). A new approach to investigate an eruptive paroxysmal sequence using camera and strainmeter networks: Lessons from the 3-5 December 2015 activity at Etna volcano. *Earth and Planetary Science Letter*, 475:231–241. <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2017.07.020>
- Bonadonna, C., Ernst, G. G. J. & Sparks, R. S. J. (1998). Thickness variations and volume estimates of tephra fall deposits: the importance of particle Reynolds number. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 81:173–187.
- Bonadonna, C., Macedonio, G. & Sparks, R.S.J. (2002). Numerical modelling of tephra fallout associated with dome collapses and Vulcanian explosion: Application to hazard assessment in Montserrat. In: Druitt, T.H. & Kokelaar, B.P. (Eds.), *The eruption of Soufrière Hills Volcano, Montserrat, from 1995 to 1999*, Geological Society of London Memoir, 21:517–537. doi:10.1144/GSL.MEM.2002.021.01.23
- Bonadonna, C. & Phillips, J.C. (2003). Sedimentation from strong volcanic plumes. *Journal of Geophysical Research* 108:2340. doi:10.1029/2002JB002034
- Bonadonna, C. & Houghton, B.F. (2005). Total grain-size distribution and volume of tephra-fall deposits. *Bulletin of Volcanology*, 67:441–456. doi:10.1007/s00445-004-0386-2
- Bonadonna, C., Connor, C.B., Houghton, B.F., Connor, L., Byrne, M., Laing, A. & Hincks, T.K. (2005). Probabilistic modeling of tephra dispersal: Hazard assessment of a multiphase rhyolitic eruption at Tarawera, New Zealand. *Journal of Geophysical Research*, 110:B03203. doi:10.1029/2003JB002896
- Bonadonna, C. & Costa, A. (2010). Modeling of tephra sedimentation from volcanic plumes. In: Fagents, S., Gregg, T., Lopes, R. (Eds.), *Modeling Volcanic Processes: The Physics and Mathematics of Volcanism*, Cambridge University Press.
- Bonadonna, C., Folch, A., Loughlin, S. & Puempel, H. (2011a). Future developments in modelling and monitoring of volcanic ash clouds: Outcomes from the first IAVCEI-WMO workshop on Ash Dispersal Forecast and Civil Aviation. *Bulletin of Volcanology*, 74(1):1–10. doi:10.1007/s00445-011-0508-6

- Bonadonna, C., Genco, R., Gouhier, M., Pistolesi, M., Cioni, R., Alfano, F., Hoskuldsson, A. & Ripepe, M. (2011b). Tephra sedimentation during the 2010 Eyjafjallajökull eruption (Iceland) from deposit, radar, and satellite observations. *Journal of Geophysical Research*, 116:B12202. doi:10.1029/2011JB008462
- Bonadonna, C. & Costa, A. (2012). Estimating the volume of tephra deposits: A new simple strategy. *Geology*, 40(5):415–418. doi:10.1130/G32769.1
- Bonadonna, C. & Costa, A. (2013). Plume height, volume, and classification of explosive volcanic eruptions based on the Weibull function. *Bulletin of Volcanology*, 75(8):1–19. doi:10.1007/s00445-013-0742-1
- Bonadonna, C., Biass, S. & Costa, A. (2015a). Physical characterization of explosive volcanic eruptions based on tephra deposits: Propagation of uncertainties and sensitivity analysis. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 296:80–100. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.03.009
- Bonadonna, C., Costa, A., Folch, A. & Koyaguchi, T. (2015b). Tephra Dispersal and Sedimentation. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 587–597. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00033-X>
- Bonny, E. (2012). Study of the ash plumes from Etna volcano: a perspective from Doppler radar and deposits analysis. Mémoire de Master 1, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, 27 pp.
- Boselli, A., Scollo, S., Leto, Guiseppe, Sanchez, R.Z., Sannino, A., Wang, X., Coltelli, M. & Spinelli, B. (2018). First Volcanic Plume Measurements by an Elastic/Raman Lidar Close to the Etna Summit Craters. *Frontiers on Earth Science*. <https://doi.org/10.3389/feart.2018.00125>
- Burgisser, A. & Degruyter, W. (2015). Magma Ascent and Degassing at Shallow Levels. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 225–236. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00011-0>
- Bursik, M.I. & Woods, A.W. (1991). Buoyant, superbuoyant and collapsing eruption columns. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 45:347–350.
- Bursik, M. (2001). Effect of wind on the rise height of volcanic plumes. *Geophysical Research Letter*, 18:3621–3624.
- Bursik, M., Jones, M., Carn, S., Dean, K., Patra, A., Pavolonis, M., Pitman, E.B., Singh, T., Singla, P., Webley, P., Bjornsson, H. & Ripepe, M. (2012). Estimation and propagation of volcanic source parameter uncertainty in an ash transport and dispersion model: application to the Eyjafjallajökull plume of 14–16 April 2010. *Bulletin of Volcanology*, 74:2321–2338. doi:10.1007/s00445-012-0665-2
- Bush, J.W.M., Therber, B.A. & Blanchette, F. (2003). Particle clouds in homogeneous and stratified environments. *Journal of Fluid Mechanics*, 489:29–54. doi:10.1017/S0022112003005160

C

- Casadevall, T.J. (1994). The 1989–1990 eruption of Redoubt Volcano, Alaska: impacts on aircraft operations. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 62:301–316.
- Calvari, S., Salerno, G.G., Spampinato, L., Gouhier, M., La Spina, A., Pecora, E., Harris, A.J.L., Labazuy, P., Biale, E. & Boschi, E. (2011). An unloading foam model to constrain Etna’s 11–13 January 2011 lava fountaining episode. *Journal of Geophysical Research*, 116(11):1–18. doi:10.1029/2011JB008407
- Calvari, S., Bonaccorso, A. & Pellegrino, A. (2014). Investigation on the Lava Fountain Events Occurred at Etna between 2011 and 2013, Conferenza A. Rittmann, 31 ottobre 2014, Nicolosi (Italy). doi:10.1029/2011JB008407

- Calvari, S., Cannavò, F., Bonaccorso, A., Spampinato, L. & Pellegrino, A.G. (2018). Paroxysmal Explosions, Lava Fountains and Ash plumes at Etna Volcano: Eruptive Processes and Hazard Implications. *Frontiers in Earth Science*, 6:107. doi:10.3389/feart.2018.00107
- Campbell, J.M. & Ulrichs, J. (1969). Electrical Properties of Rocks and Their Significance for Lunar Radar Observations. *Journal of Geophysical Research*, 74(25):5867–5881.
- Carey, S. & Sparks, R.S.J. (1986). Quantitative models of the fallout and dispersal of tephra from volcanic eruption columns. *Journal of Volcanology and Geothermal Research* 48:109–125. <https://doi.org/10.1007/BF01046546>
- Carey, S. & Bursik, M. (2015). Volcanic Plumes. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 571–585. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00032-8>
- Carazzo, G. & Jellinek, A. M. (2012). A new view of the dynamics, stability and longevity of volcanic clouds. *Earth and Planetary Science Letter*, 325–326:39–51.
- Carazzo, G. & Jellinek, A. M. (2013). Particle sedimentation and diffusive convection in volcanic ash-clouds. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 118(4):1420–1437. doi:10.1002/jgrb.50155
- Cashman, K.V. & Scheu, B. (2015). Magmatic fragmentation. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 459–472. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00025-0>
- Cashman, K. & Rust, A. (2016). Volcanic Ash: Generation and Spatial Variations. In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., Watson, M. (Eds.), *Volcanic Ash*, Elsevier, pp. 5–21. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00002-1
- Chevalier, L. & Donnadiou, F. (2015). Considerations on ejection velocity estimation from infrared radiometer data: a case study at Stromboli volcano. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 302:130–140. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.06.022
- Chhabra, R.P., Agarwal, L. & Sinha, N.K. (1999). Drag on non-spherical particles: an evaluation of available methods. *Powder Technology*, 101:288–295.
- Chien, S.F. (1994). Settling velocity of irregularly shaped particles. *SPE Drilling and Completion*, 9(4):281–288.
- Chouet, B., Hamisevicz, N. & McGetchin, T. R. (1974). Photoballistics of volcanic jet activity at Stromboli, Italy. *Journal of Geophysical Research B: Solid Earth*, 79(32):4961–4976. doi:10.1029/JB079i032p04961
- Cioni, R., Pistolesi, M., Bertagnini, A., Bonadonna, C., Hoskuldsson, A. & Scatani, B. (2014). Insights into the dynamics and evolution of the 2010 Eyjafjallajökull summit eruption (Iceland) provided by volcanic ash textures. *Earth and Planetary Science Letter*, 394:111–123
- Cioni, R., Pistolesi, M. & Rosi, M. (2015). Plinian and Subplinian eruptions. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 519–535. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00028-8>
- Clarke, A.B., Esposti Ongaro, T. & Belousov, A. (2015). Vulcanian Eruption. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 505–518. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00028-6>
- Clarisse, L. & Prata, F. (2016). Infrared Sounding of Volcanic Ash. In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), *Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 189–215. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00017-3

- Coltelli, M., Pompilio, M., Del Carlo, P., Calvari, S., Pannucci, S. & Scribano, V. (1998). Etna, 1. Eruptive activity, *Acta Vulcanologica*, 26(10):141–148.
- Coltelli, M., Miraglia, L. & Scollo, S. (2008). Characterization of shape and terminal velocity of tephra particles erupted during the 2002 eruption of Etna volcano, Italy (2008). *Bulletin of Volcanology*, 70:1103–1112. doi:10.1007/s00445-007-0192-8
- Corradini, S., Spinetti, C., Carboni, E., Tirelli, C., Buongiorno, M.F., Pugnaghi, S. & Gangale, G. (2008). Mt. Etna tropospheric ash retrieval and sensitivity analysis using Moderate Resolution Imaging Spectroradiometer measurements. *Journal of Applied Remote Sensing*, 2:023550. doi:10.1117/1.3046674
- Corradini, S., Montopoli, M., Guerrieri, L., Ricci, M., Scollo, S., Merucci, L., Marzano, F.S., Pugnaghi, S., Prestifilippo, M., Ventress, L.J., Grainger, R.G., Carboni, E., Vulpiani, G. & Coltelli, M. (2016). A Multi-Sensor Approach for Volcanic Ash Cloud Retrieval and Eruption Characterization: The 23 November 2013 Etna Lava Fountain. *Remote Sensing*, 8:58. doi:10.3390/rs8010058
- Corsaro, R.A., Andronico, D., Behncke, B., Branca, S., Caltabiano, T., Ciancitto, F., Cristaldi, A., De Beni, E., La Spina, A., Lodato, L., Miraglia, L., Neri, M., Salerno, G., Scollo, S. & Spata, G. (2017). Monitoring the December 2015 summit eruption of Mt. Etna (Italy): Implications on eruptive dynamics. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 341:53–69. doi:10.1016/j.volgeores.2017.04.018
- Costa, A., Macedonio, G. & Folch, A. (2006). A three-dimensional Eulerian model for transport and deposition of volcanic ashes. *Earth and Planetary Science Letter*, 241:634–647. doi:10.1016/j.epsl.2005.11.019
- Costa, A., Dell'Erban F., Di Vito, M.A., Isaia, R., Macedonio, G., Orsi, G. & Pfeiffer, T. (2009). Tephra fallout hazard assessment at the Campi Flegrei caldera (Italy). *Bulletin of Volcanology*, 71:259–273. <http://dx.doi.org/10.1007/s00445-008-0220-3>
- Costa, A., Folch, A. & Macedonio, G. (2010). A model for wet aggregation of ash particles in volcanic plumes and clouds: 1. Theoretical formulation. *Journal of Geophysical Research*, 115:B09201. doi:10.1029/2005JB007175
- Costa, A., Folch, A. & Macedonio, G. (2013). Density-driven transport in the umbrella region of volcanic clouds: implications for tephra dispersion models. *Geophysical Research Letter*, 40:4823–1827. <https://doi.org/10.1002/grl.50942>

D

- Daggitt, M.L., Tamsin, A.M., Pyle, D.M. & Page, S. (2014). AshCalc—a new tool for the comparison of the exponential, power-law and Weibull models of tephra deposition. *Journal of Applied Volcanology*, 3:7. doi:10.1186/2191-5040-3-7
- De Beni, E., Behncke, B., Branca, S., Nicolosi, I., Carluccio, R., D' Ajello Caracciolo, F. & Chiappini, M. (2015). The continuing story of Etna's New Southeast Crater (2012-2014): Evolution and volume calculations based on field surveys and aerophotogrammetry. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 303:175–186. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.07.021
- Degruyter, W. & Bonadonna, C. (2012). Improving on mass flow rate estimates of volcanic eruptions. *Geophysical Research Letter*, 39:L16308. doi:10.1029/2012GL052566
- Degruyter, W. & Bonadonna, C. (2013). Impact of wind on the condition for column collapse of volcanic plumes. *Earth and Planetary Science Letter*, 377-378:218–226. <https://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2013.06.041>

- Delanoë, J., Protat, A., Vinson, J.P., Brett, W., Caudoux, C., Bertrand, F., Parent du Chatelet, J., Hallali, R., Barthes, L., Haeffelin, M. & Dupont, J.C. (2016). BASTA: A 95-GHz FMCW Doppler Radar for Cloud and Fog Studies. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 33:1023–1037. doi:10.1175/JTECH-D-15-0104.1
- Del Bello, E., Llewellyn, E.W., Taddeucci, J., Scarlato, P. & Lane, S. (2012). An analytical model for gas overpressure in slug-driven explosions: Insights into Strombolian volcanic eruptions. *Journal of Geophysical Research*, 117:B02206. doi:10.1029/2011JB008747
- Del Bello, E., Taddeucci, J., Michieli Vitturi, M., Scarlato, P., Andronico, D., Scollo, S., Kueppers, U. & Ricci, T. (2017). Effect of particle volume fraction on the settling velocity of volcanic ash particles: insights from joint experimental and numerical simulations. *Scientific Reports*, 7:39620. doi:10.1038/srep39620
- Dellino, P., Mele, D., Bonasia, R., Braia, G., La Volpe, L. & Sulpizio, R. (2005). The analysis of the influence of pumice shape on its terminal velocity. *Geophysical Research Letters*, 32:L21306. doi:10.1029/2005GL023954.
- Dellino, P., Dioguardi, F., Mele, D., D'Addabbo, M., Zimanowski, B., Büttner, R., Doronzo, D.M., Sonder, I., Sulpizio, R., Dürrig, T. & La Volpe, L. (2014). Volcanic jets, plumes, and collapsing fountains: Evidence from large-scale experiments, with particular emphasis on the entrainment rate. *Bulletin of Volcanology*, 76(6):1–18. doi:10.1007/s00445-014-0834-6
- De' Michieli Vitturi, M., Neri, A., Esposti Ongaro, T., Lo Savio, S. & Boschi, E. (2010). Lagrangian modeling of large volcanic particles: Application to Vulcanian explosions. *Journal of Geophysical Research*, 115:B08206. doi:10.1029/2009JB007111
- De' Michieli Vitturi, M., Neri, A. & Barsotti, S. (2015). PLUME-MoM 1.0: A new integral model of volcanic plumes based on the method of moments. *Geoscientific Model Development*, 8:2447–2463. doi:10.5194/gmd-8-2447-2015
- De' Michielli Vitturi, M., Engwell, S.L., Neri, A. & Barsotti, S. (2016). Uncertainty quantification and sensitivity analysis of volcanic columns models: Results from the integral model Plume-MoM. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 326:77–91. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.03.014>
- Dingwell, D.B. (1996). Volcanic Dilemma: Flow or Blow? *Science*, 273(5278):1054–1055. <http://www.jstor.org/stable/2899531>
- Dioguardi, F. & Mele, D. (2015). A new shape dependent drag correlation formula for non-spherical rough particles. Experiments and results. *Powder Technology*, 277:222–230. doi:10.1016/j.powtec.2015.02.062
- Dioguardi, F., Mele, D., Dellino, P. & Dürrig, T. (2017). The terminal velocity of volcanic particles with shape obtained from 3D X-ray microtomography. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 329:41–53. <http://dx.doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2016.11.013>
- Dioguardi, F., Mele, D. & Dellino, P. (2018). A New One-Equation Model of Fluid Drag for Irregularly Shaped Particles Valid Over a Wide Range of Reynolds Number. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123. <https://doi.org/10.1002/2017JB014926>
- Dominguez, L., Pioli, L., Bonadonna, C., Connor, C. B., Andronico, D., Harris, A. J. L. & Ripepe, M. (2016). Quantifying unsteadiness and dynamics of pulsatory volcanic activity. *Earth and Planetary Science Letters*, 444:160–168. doi:10.1016/j.epsl.2016.03.048
- Donnadiou, F., Dubosclard, G., Allard, P., Cordesses, R., Hervier, C., Kornprobst, J. & Lénat, J.F. (2003). Sondages des jets volcaniques par radar Doppler : applications à l'Etna. Rapport quadriennal /C.N.F.G.G/. 1999-2002, p. 119-124.

- Donnadiou, F., Dubosclard, G., Cordesses, R., Druitt, T.H., Hervier, C., Kornprobst, J., Lénat, J.F., Allard, P. & Coltelli, M. (2005). Remotely monitoring volcanic activity with ground-based Doppler radar. *Eos, Transactions American Geophysical Union*, 86(21):201. doi:10.1029/2005EO210001
- Donnadiou, F., Valade, S. & Moune, S. (2011). Three dimensional transport speed of wind-drifted ash plumes using ground-based radar. *Geophysical Research Letters*, 38(18):1–5. doi:10.1029/2011GL049001
- Donnadiou, F. (2012). Volcanological applications of Doppler radars: A review and examples from a transportable pulse radar in L-band. In: Bechn J. & Chau, J.L. (Eds.), *Doppler Radar Observations - Weather Radar, Wind Profiler, Ionospheric Radar, and Other Advanced Applications*, InTech, pp. 409–446. doi:10.5772/35940
- Donnadiou, F., Freville, P., Rivet, S., Hervier, C. & Cacault, P. (2015). The Volcano Doppler radar data base of Etna (VOLDORAD 2B). Université Clermont Auvergne – CNRS. <http://www.obs.univ-bpclermont.fr/SO/televolc/voldorad/bddtr.php>, doi:10.18145/VOLDORAD.ETNA.2009
- Donnadiou, F., Freret-Lorgeril, V., Delanoë, J., Vinson, J.P., Peyrin, F., Hervier, C., Caudoux, C. & Van Baelen, J. (2016a). Multifrequency radar imaging of ash plumes: an experiment at Stromboli: EGU General Assembly Vienna, 23–28 April 2016.
- Donnadiou, F., Freville, P., Hervier, C., Coltelli, M., Scollo, S., Prestifilippo, M., Valade, S., Rivet, S. & Cacault, P. (2016b). Near-source Doppler radar monitoring of tephra plumes at Etna. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 312:26–39. doi:10.1016/j.volgeores.2016.01.009
- Donnadiou, F., Freret-Lorgeril, V., Gilchrist, J., Soriaux, C., Peyrin, F., Latchimy, T., Hervier C. & Ramos, D. (2018). The ash mass load of volcanic plumes: retrievals from a new millimeter-wave radar at Stromboli and Sabancaya Volcanoes. Cities on Volcanoes 10, September 2-7, 2018, Naples (Italy).
- Draxler, R.R. & Hess, G.D. (1998). An overview of the HYSPLIT_4 modeling system of trajectories, dispersion, and deposition. *Australian Meteorological Magazine*, 47:295–308.
- Druitt, T.H. (1998). Pyroclastic density currents. In: Gilbert, J.S. & Sparks, R.S.J. (Eds.). *The Physics of Explosive Volcanic Eruptions*, Geological Society, London, Special Publications, 145:(145–182).
- Dubosclard, G., Cordesses, R., Allard, P., Hervier, C., Coltelli, M. & Kornprobst, J. (1999). First testing of a volcano Doppler radar (Voldorad) at Mount Etna, Italy. *Geophysical Research Letter*, 26(22):3389–3392. doi:10.1029/1999GL008371
- Dubosclard, G., Donnadiou, F., Allard, P., Cordesses, R., Hervier, C., Coltelli, M. & Kornprobst, J. (2004). Doppler radar sounding of volcanic eruption dynamics at Mount Etna. *Bulletin of Volcanology*, 66(5):443–456. doi:10.1007/s00445-003-0324-8
- Dufek, J. & Manga, M. (2008). In situ production of ash in pyroclastic flows. *Journal of Geophysical Research*, 113:B09207. doi:10.1029/2007JB005555
- Durant, A.J. & Rose, W.I. (2009). Sedimentological constraints on hydrometeor-enhanced particle deposition: 1992 Eruptions of Crater Peak, Alaska. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186:40–59. doi:10.1016/j.volgeores.2009.02.004
- Durant A.J., Rose, W.I., Sarna-Wojcicki, A.M., Carey, S. & Volentik, A.C.M. (2009). Hydrometeor-enhanced tephra sedimentation: Constraints from the 18 May 1980 eruption of Mount St. Helens. *Journal of Geophysical Research*, 114(B03204). doi:10.1029/2008JB005756

E

- Engwell, S., Sparks, R.S.J. & Carey, S. (2014). Physical characteristics of tephra layers in the deep sea Realm: The Campanian ignimbrite eruption. *Marine Tephrochronology*, 398:47–64
- Engwell, S.L. & Eychenne, J. (2016). Contribution of Fine Ash to the Atmosphere From Plume Associated With Pyroclastic Density Currents. *In*: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), *Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 67–88. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00007-0
- Ernst, G.G.J, Davis, J.P. & Sparks, R.S.J. (1994). Bifurcation of volcanic plumes in a crosswind. *Bulletin of Volcanology*, 56:159–169.
- Eychenne, J. (2012). Budgets éruptifs et origine des paroxysmes explosifs andésitiques en système ouvert : l'éruption d'août 2006 du Tungurahua en Equateur. Mémoire de Thèse, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, 251 pp.
- Eychenne, J. & Le Pennec, J.L. (2012). Sigmoidal particle density distribution in a subplinian scoria fall deposit. *Bulletin of Volcanology*, 74:2243–2249. doi:10.1007/s00445-011-0517-5
- Eychenne, J., Rust, A.C., Cashman, K.V. & Wobrock, W. (2017). Distal Enhanced Sedimentation From Volcanic Plumes: Insights From the Secondary Mass Maxima in the 1992 Mount Spurr Fallout Deposits. *Journal of Geophysical Research*, 122. https://doi.org/10.1002/2017JB014412

F

- Fanaki, F.H. (1975). Experimental observations of a bifurcated buoyant plume. *Boundary-Layer Meteorology*, 9:473–495.
- Fisher, R.V. & Schmincke, H.U. (1986). *Pyroclastic rocks*, Springer-Verlag, Berlin, New York. ISBN 3-540-12756-9. https://doi.org/10.1002/gj.3350200312
- Folch, A., Costa, A., Durant, A. & Macedonio, G. (2010). A model for wet aggregation of ash particles in volcanic plumes and clouds: 2. Model application. *Journal of Geophysical Research*, 115:B09202. doi:10.1029/2009JB007176
- Folch, A. (2012). A review of tephra transport and dispersal models: Evolution, current status, and future perspectives. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 235-236:96–115, doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.05.020
- Folch, A., Costa, A. & Macedonio, G. (2016). FPUME-1.0: An integral volcanic plume model accounting for ash aggregation. *Geoscientific Model Development*, 9:431–450. https://doi.org/10.5194/gmd-9-431-2016
- Folk, R.L. & Ward, W.C. (1957). Brazos River bar: a study in the significance of grain size parameters. *Journal of Geology*, 62:3–26.
- Freret-Lorgeril, V., Donnadiou, F., Scollo, S., Provost, A., Fréville, F., Ghéhenneux, Y., Hervier, C., Prestifilippo, M. & Coltelli, M. (2018). Mass Eruption Rates of Tephra Plumes During the 2011-2015 Lava Fountain Paroxysms at Mt. Etna From Doppler Radar Retrievals. *Frontiers in Earth Science*, 6(73). doi:10.3389/feart.2018.00073
- Freret-Lorgeril V., Donnadiou, F., Eychenne, J., Soriaux, C. & Latchimy, T. (*under review*). *In situ* terminal settling velocity measurements at Stromboli: input from physical characterization of ash. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*.

Freret-Lorgeril, V., Gilchrist, J., Donnadiou, F., Jellinek, A.M., Delanoë, J., Latchimy, T., Vinson, J.P., Caudoux, C., Peyrin, F., Hervier, C. & Valade, S. (*in preparation*). Fingering and Sediment Thermals in Strombolian Ash Fallout. *Earth and Planetary Science Letter*.

G

Ganser, G.H. (1993). A rational approach to drag prediction of spherical and non spherical particles. *Powder Technology*, 77(2):143–152. [http://dx.doi.org/10.1016/0032-5910\(93\)80051-B](http://dx.doi.org/10.1016/0032-5910(93)80051-B)

Gerst, A., Hort, M., Kyle, P.R. & Vöge, M. (2008). 4D velocity of Strombolian eruptions and man-made explosions derived from multiple Doppler radar instruments. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 177:648–660. doi:10.1016/j.jvolgeores.2008.05.022

Gill, A.E. (1982). *Atmosphere-Ocean Dynamics*, Academic Press, Orlando, 662 pp.

Gonnermann, H.M. & Manga, M. (2007). The Fluid Mechanics Inside a Volcano. *Annual Review of Fluid Dynamics*, 39:321–356. doi:10.1146/annurev.fluid.39.050905.110207

Gouhier, M. (2008) Application du radar Doppler (VOLDORAD) à l'étude de la dynamique des éruptions Stromboliennes de l'Etna. Mémoire de Thèse, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, 245 pp.

Gouhier, M., & Donnadiou, F. (2008). Mass estimations of ejecta from Strombolian explosions by inversion of Doppler radar measurements. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 113(10):1–17. doi:10.1029/2007JB005383

Gouhier, M. & Donnadiou, F. (2010). The geometry of Strombolian explosions: Insights from Doppler radar measurements. *Geophysical Journal International*, 183(3):1376–1391. doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04829

Gouhier, M. & Donnadiou, F. (2011). Systematic retrieval of ejecta velocities and gas fluxes at Etna volcano using L-Band Doppler radar. *Bulletin of Volcanology*, 73(9):1139-1145. doi:10.1007/s00445-011-0500-1

Gouhier, M., Harris, A., Calvari, S., Labazuy, P., Guéhenneux, Y., Donnadiou, F. & Valade, S. (2012). Lava discharge during Etna's January 2011 fire fountain tracked using MSG-SEVIRI. *Bulletin of Volcanology*, 74(4):787–793. doi:10.1007/s00445-011-0572-y

Gudmundsson, G. (2011). Respiratory health effects of volcanic ash with special reference to Iceland. A review. *The Clinical Respiratory Journal*, 5:2–9. doi:10.1111/j.1752-699X.2010.00231.x

Guerrieri, L., Merucci, L., Corradini, S. & Pugnaghi, S. (2015). Evolution of the 2011 Mt. Etna ash and SO₂ lava fountain episodes using SEVIRI data and VPR retrieval approach. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 291:63–71. doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.12.016

Gurioli, L., Harris, A. J. L., Colò, L., Bernard, J., Favalli, M., Ripepe, M. & Andronico, D. (2013). Classification, landing distribution, and associated flight parameters for a bomb field emplaced during a single major explosion at Stromboli, Italy. *Geology*, 41(5):559–562. doi:10.1130/G33967.1

Gunn, R. & Kinzer, G. (1949). The Terminal Velocity of Fall for Water Droplets in Stagnant. *Journal of Meteorology*, 6:243–248.

H

- Haider, A. & Levenspiel, O. (1989). Drag coefficient and terminal velocity of spherical and non spherical particles. *Power Technology*, 58:63–70.
- Harris, A.J.L., Blake, S., Rothery, D.A. & Stevens, N.F. (1997). A chronology of the 1991 to 1993 Mount Etna eruption using advanced very high resolution radiometer data: Implications for real-time thermal volcano monitoring. *Journal of Geophysical Research*, 102(B4):7985–8003. doi:10.1029/96JB03388
- Harris, A.J.L. & Ripepe, M. (2007). Synergy of multiple geophysical approaches to unravel explosive eruption conduit and source dynamics: A case study from Stromboli. *Chemie der Erde*, 67(1):1–35. doi:10.1016/j.chemer.2007.01.003
- Harris, A.J.L., Steffke, A., Calvari, S. & Spampinato, L. (2011). Thirty years of satellite-derived lava discharge rates at Etna: Implications for steady volumetric output. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 116(8):1–15. doi:10.1029/2011JB008237
- Harris, A. J. L., Ripepe, M. & Hughes, E. A. (2012). Detailed analysis of particle launch velocities, size distributions and gas densities during normal explosions at Stromboli. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 231-232:109–131. doi:10.1016/j.jvolgeores.2012.02.012
- Harris, A. J. L., Delle Donne, D., Dehn, J., Ripepe, M. & Worden, A. K. (2013a). Volcanic plume and bomb field masses from thermal infrared camera imagery. *Earth and Planetary Science Letters*, 365:77–85. doi:10.1016/j.epsl.2013.01.004
- Harris, A.J.L., Valade, S., Sawyer, G.M., Donnadieu, F., Battaglia, J., Gurioli, L., Kelfoun, K., Labazuy, P., Stachowicz, T., Bombrun, M., Barra, V., Delle Donne, D. & Lacanna, G. (2013b). Modern Multispectral Sensors Help Track Explosive Eruptions. *EOS, Transactions, American Geophysical Union*, 94(37):321–328.
- Harris, D.M., Rose, W.I., Roe, R., Thompson, M.R., Kipman, P.W., Mullineaux, D.R. (1981). Radar observations of Ash Eruptions, the 1980 Eruptions of Mont St. Helens, Washington. *Volume U.S. Geological Survey Professional Paper 1250*, U.S. Geological Survey, Reston, VA, pp. 323–333.
- Harris, D.M. & Rose, W.I. (1983). Estimating particle sizes, concentrations, and total mass of ash in volcanic clouds using weather radar. *Journal of Geophysical Research*, 88:969–983.
- Herzog, M., Oberhuber, J.M. & Graf, H.F. (2003). A prognostic Turbulence Scheme for the Nonhydrostatic Plume Model ATHAM. *Journal of the Atmospheric Sciences, American Meteorological Society*, 60:2783–2796.
- Hort, M. & Seyfried, R. (1998). Volcanic eruption velocities measured with a micro radar. *Geophysical Research Letter*, 25(1):113–116.
- Hort, M., Seyfried, R. & Vöge, M. (2003). Radar Doppler velocimetry of volcanic eruptions: theoretical considerations and quantitative documentation of changes in eruptive behaviour at Stromboli volcano, Italy. *Geophysical Journal International*, 154:515–532.
- Hort, M., Vöge, M., Seyfried, R. & Ratdomopurbo, A. (2006). In situ observation of dome instabilities at Merapi volcano, Indonesia: A new tool for volcanic hazard mitigation. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 153:301–312. doi:10.1016/j.volgeores.2005.12.007
- Hort, M. & Scharff, L. (2016). Detection of Airborne Volcanic Ash Using Radar. In: Mackie, S.; Cashman, K.; Ricketts, H.; Rust, A. & Watson, M. (Eds.), *Volcanic Ash*, Elsevier, pp. 131-160, doi: 10.1016/b978-0-08-100405-0.00013-6.

Houghton, B.F. & Gonnermann, H.M. (2008). Basaltic explosive volcanism: Constraints from deposits and models. *Chemie der Erde*, 68:117–140.

J

Jaupart, C. & Vergnolle, S. (1988). Laboratory models of Hawaiian and Strombolian eruptions. *Nature*, 331:58–60.

Jaupart, C. & Vergnolle, S. (1989). The generation and collapse of a foam layer at the roof of a basaltic magma chamber. *Journal of Fluid Mechanics*, 203:347–380.

Jones, A.R., Thomson, D.J., Hort, M. & Devenish, N. (2007). The UK Met Office's next-generation atmospheric dispersion model, NAME III. In: Borrego, C., Norman, A.-L. (Eds.), *Air Pollution Modeling and Its Application XVII (Proceedings of the 27th NATO/CCMS International Technical Meeting on Air Pollution Modelling and Its Application)*, Springer, pp. 580–589.

K

Kaminski, E., Tait, S., Ferrucci, F., Martet, M., Hirn, B. & Husson, P. (2011). Estimation of ash injection in the atmosphere by basaltic volcanic plumes: The case of the Eyjafjallajökull 2010 eruption. *Journal of Geophysical Research*, 116:B00C02. doi:10.1029/2011JB008297

Kunii, D.K. & Levenspiel, O. (1969). *Fluidization engineering*, Wiley, New York.

Kylling, A., Kahnert, M., Lindqvist, H. & Nousiainen, T. (2014). Volcanic ash infrared signature: porous non-spherical ash particles shapes compared to homogeneous spherical ash particles. *Atmospheric Measurement Technology*, 7:919–929. doi:10.5194/amt-7-919-2014

L

Lacasse, C., Karlsdóttir, S., Larsen, G., Soosalu, H., Rose, W.I. & Ernst, G.G.J. (2004). Weather radar observations of the Hekla 2000 eruption cloud, Iceland. *Bulletin of Volcanology*, 66:457–473. doi:10.1007/s00445-003-0329-3

Lane, S.J., Gilbert, J.S., & Hilton, M. (1993). The aerodynamic behaviour of volcanic aggregates. *Bulletin of Volcanology*, 55:481–488. doi:10.1007/BF00304591

Lautze, N.C., Taddeucci, J., Andronico, D., Cannata, C., Tornetta, L., Scarlato, P., Houghton, B. & Lo Castro, M. (2011). SEM-based methods for the analysis of basaltic ash from weak explosive activity at Etna in 2006 and the 2007 eruptive crisis at Stromboli. *Physics and Chemistry of the Earth*, 45-46:113–127. doi:10.1016/j.pce.2011.02.001

Lautze, N., Taddeucci, J., Andronico, D., Houghton, B., Niemeijer, A. & Scarlato, P. (2013). Insights into explosion dynamics and the production of ash at Stromboli from samples collected in real-time, October 2009. In: Rose, W.I., Palma, J.L., Delgado Granados, H., and Varley, N. (Eds.), *Understanding Open-Vent Volcanism and Related Hazards*, Geological Society of America Special Paper, 498:125–139. doi:10.1130/2013.2498(08)

Leibrandt, S. & Le Pennec, J. L. (2015). Towards fast and routine analyses of volcanic ash morphometry for eruption surveillance applications. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 297:11–27. doi:10.1016/j.jvolgeores.2015.03.014

- Le Pennec, J.L., Ruiz, G.A., Ramon, P., Palacios, E., Mothes, P. & Yepes, H. (2012). Impact of tephra falls on Andean communities: The influences of eruption size and weather conditions during the 1999-2001 Tungurahua volcano, Ecuador. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 217–218:91–103. doi:10.1016/j.jvolgeores.2011.06.011
- Leshner, C.E. & Spera F.J. (2015). Thermodynamic and Transport Properties of silicate Melts and Magma. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 113–141. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00005-5>
- Liu, E. J., Cashman, K. V., Rust, A. C. & Gislason, S. R. (2015a). The role of bubbles in generating fine ash during hydromagmatic eruptions. *Geology*, 43(3):239–242. doi:10.1130/G36336.1
- Liu, E. J., Cashman, K. V. & Rust, A. C. (2015b). Optimising shape analysis to quantify volcanic ash morphology. *GeoResJ*, 8:14–30. doi:10.1016/j.grj.2015.09.001
- Löffler-Mang, M. & Jürg, J. (2000). An Optical Disdrometer for Measuring Size and Velocity of Hydrometeors. *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 17:130–139.
- M**
-
- Mackie, S. (2016). Observing Airborne Ash From Space. In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), *Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 187–188. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00016-1
- Maki, M., Iguchi, M., Maesaka, T., Miwa, T., Tanada, T., Kozono, T., Momotani, T., Yamaji, A. & Kakimoto, I. (2016). Preliminary Results of Weather Radar Observations of Sakurajima Volcanic Smoke. *Journal of Disaster Research*, 11(1):15–30.
- Manzella, I., Bonadonna, C., Phillips, J.C. & Monnard, H. (2015). The role of gravitational instabilities in deposition of volcanic ash. *Geology*, 43:211–214, doi:10.1130/G36252.1
- Marshall, J.S. & Palmer, McK. W. (1948). The distribution of raindrops with size. *Journal of Atmospheric Sciences*, 5(4):165–166.
- Marzano, F.S., Barbieri, S., Vulpiani, G., Rose, W.I. (2006a). Volcanic ash cloud retrieval by ground-based microwave weather radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 44:3235–3246.
- Marzano, F.S., Vulpiani, G. & Rose, W.I. (2006b). Microphysical Characterization of Microwave Radar Reflectivity Due to Volcanic Ash Clouds. *IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, 1–15. doi:10.1109/TGRS.2005.861010
- Marzano, F.S., Barbieri, S., Picciotti, E. & Karlsdóttir, S. (2010a). Monitoring Subglacial Volcanic Eruption Using Ground-Based C-Band Radar Imagery. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48(1):403–414. doi:10.1109/TGRS.2009.2024933
- Marzano, F.S., Marchiotto, S. Textor, C. & Schneider, D.J. (2010b). Model-Based Weather Radar remote Sensing of Explosive Volcanic Ash Eruption. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 48(10):3591–3607. doi:10.1109/YGRS.2010.2047862
- Marzano, F.S., Picciotti, E., Vulpiani, G. & Montopoli, M. (2012). Synthetic signatures of volcanic ash cloud particles from X-Band dual-polarization radar. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 50:193–211.
- Marzano, F.S., Picciotti, E., Montopoli, M., Vulpiani, G. (2013). Inside Volcanic Clouds: Remote Sensing of Ash Plumes Using Microwave Weather Radars. *Bulletin of American Meteorological Society*, 94:1567–1586. doi:10.1175/BAMS-D-11-00160.1

- Mastin, L.G. (2007). A user-friendly one-dimensional model for wet volcanic plumes. *Geochemistry Geophysics Geosystems*, 8(3):Q03014. doi:10.1029/2006GC001455
- Mastin, L. G., Guffanti, M., Servranckx, R., Webley, P., Barsotti, S., Dean, K., Durant, A., Ewert, J. W., Neri, A., Rose, W. I., Schneider, Siebert, L., Stender, B., Swanson, G., Tupper, A., Volentik, A. & Waythomas, C. F. (2009). A multidisciplinary effort to assign realistic source parameters to models of volcanic ash-cloud transport and dispersion during eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186:10–21. doi:10.1016/j.volgeores.2009.01.008
- Mereu, L., Marzano, F.S., Montopoli, M. & Bonadonna, C. (2015). Retrieval of Tephra Size Spectra and Mass Flow Rate From C-Band Radar During the 2010 Eyjafjallajökull Eruption, Iceland. *IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, 53(10):5644–5660. doi:10.1109/TGRS.2015.2427032
- Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3):377–445. <https://doi.org/10.1002/andp.19083300302>.
- Milazzo, M. F., Ancione, G., Salzano, E. & Maschio, G. (2013). Risks associated with volcanic ash fallout from Mt. Etna with reference to industrial filtration systems. *Reliability Engineering and System Safety*, 120:106–110. doi:10.1016/j.res.2013.05.008
- Miwa, T. & Toramaru, A. (2013). Conduit process in vulcanian eruptions at Sakurajima volcano, Japan: Inference from comparison of volcanic ash with pressure wave and seismic data. *Bulletin of Volcanology*, 75:685. doi:10.1007/s00445-012-0685-y
- Montopoli, M. (2016). Velocity profiles inside volcanic clouds from three-dimensional scanning microwave dual polarization Doppler radars. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 121:7881–7900. doi:10.1002/2015JD023464
- Morton, B., Taylor, G. & Turner, J. (1956). Gravitational turbulent convection from maintained and instantaneous sources. *Proceedings of The Royal Society A Mathematical Physical and Engineering Sciences*, 234:1–23. <https://doi.org/10.1098/rspa.1956.0011>.

N

- Namiki, A. & Manga, M. (2008). Transition between fragmentation and permeable outgassing of low viscosity magmas. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 169:48–60.

O

- Oberhuber, J.M., Herzog, M. Graf, H.F. & Schwanke, K. (1998). Volcanic plume simulation on large scales. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 87:29–53.
- Oguchi, T., Udagawa, Munehiro, Nanba, Noriyuki, Maki, M. & Ishimine, Y. (2009). Measurements of Dielectric Constant of Volcanic Ash Erupted From Five Volcanoes in Japan. *IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing*, 47(4):1089–1096. doi:10.1109/TGRS.2008.2008023

P

- Panebianco, J.E., Mendez, M.J., Buschiazzo, D.E., Bran, D. & Gaitán, J.J. (2017). Dynamics of volcanic ash remobilisation by wind through the Patagonian steppe after the eruption of Cordón Caulle, 2011. *Scientific Reports*, 4:45529. doi:10.1038/srep45529

- Pardini, F., Spanu, A., de' Michieli Vitturi, M., Salvetti, M.V. & Neri, A. (2016). Grain size distribution uncertainty quantification in volcanic ash dispersal and deposition from weak plumes. *Journal of Geophysical Research Solid Earth*, 121:538–557. doi:10.1002/2015JB012536
- Parfitt, E.A. (2004). A discussion of the mechanisms of explosive basaltic eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 134:77–107. doi:10.1016/j.jvolgeores.2004.01.002
- Parfitt, E.A. & Wilson, L. (1995). Explosive volcanic eruptions-IX. The transition between Hawaiian-style lava fountaining and Strombolian explosive activity. *Geophysical Journal International*, 121(1):226–232. doi:10.1111/j.1365-246X.1995.tb03523.x
- Parker, D.E., Wilson, H., Jones, P.D., Christy, J.R. & Folland, C.K. (1996). The impact of Mount Pinatubo on world-wide temperatures. *International Journal of Climatology*, 16:487–497. doi:10.1002/(SICI)1097-0088(199605)16:53.0.CO;2-J
- Patrick, M.R., Harris, A.J.L., Ripepe, M., Dehn, J., Rothery, D.A., Calvari, S. (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
- Pering, T.D., Tamburello, G., McGonigle, A.J.S., Aiuppa, A., James, M.R., Lane, S.J., Sciotto, M., Cannata, A. & Patanè, D. (2015). Dynamics of mild strombolian activity on Mt. Etna. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 300:103–111. doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.12.013
- Pfeiffer, T., Costa, A., Macedonio, G. (2005). A model for the numerical simulation of tephra fall deposits. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 140:273–294. doi:10.1016/j.volgeores.2004.09.001
- Poret., M., Corradini, S., Merucci, L., Costa, A., Andronico, D., Montopoli, M., Vulpiani, G. & Freret-Lorgeril, V. (2018a). Reconstructing volcanic plume evolution integrating satellite and ground-based data: application to the 23 November 2013 Etna eruption. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 18:4695–4714. <https://doi.org/10.5194/acp-18-4695-2018>
- Poret, M., Costa, A., Andronico, D., Scollo, S., Gouhier, M. & Cristaldi, A. (2018b). Modelling eruption source parameters by integrating field, ground-based and satellite-based data: The case of the 23rd February 2013 Etna paroxysm. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 123(7):5427–5450. <https://doi.org/10.1029/2017JB015163>
- Prata, A.J. (1989). Infrared radiative transfer calculations for volcanic ash clouds. *Geophysical Research Letter*, 16(11):1293–1296.
- Prata, A.J. (2009). Satellite detection of hazardous volcanic clouds and the risk to global air traffic. *Natural Hazards*, 51:303–324. doi:10.1007/s11069-008-9273-z
- Prata, A.J. & Bernardo, C. (2009). Retrieval of volcanic ash particle size, mass and optical depth from a ground-based thermal infrared camera. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186:91–107. doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.02.007
- Prata, A.J. & Grant, I.F. (2001). Retrieval of microphysical and morphological properties of volcanic ash plumes from satellite data: application to Mt. Ruapehu, New Zealand. *Quarterly Journal of Royal Meteorological Society*, 127(576):2153–2179. <https://doi.org/10.1002/qj.49712757615>
- Prata, A.J. & Tupper, A. (2009). Aviation hazards from volcanoes: the state of the science. *Natural Hazards*, 51:239–244. doi:10.1007/s11069-009-9415-y
- Prata, F. & Rose, W.I. (2015). Volcanic Ash Hazards to Aviation. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 911-934. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00052-3>

- Pyle, D.M. (1989). The thickness, volume and grainsize of tephra fall deposits. *Bulletin of Volcanology*, 51:1–15.
- Pyle, D.M. (2016). Field Observations of Tephra Fallout Deposits. *In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 25–37. <https://dx.doi.org/10.1016/B978-0-08-100405-0.00004-5>

R

- Ricketts, H. (2016). Aircraft and Ground-Based Remote Sensing of Ash. *In: Mackie, S., Cashman, K., Ricketts, H., Rust, A., and Watson, M. (Eds.), Volcanic Ash*, Elsevier 1, pp. 129–130. doi:10.1016/B978-0-08-100405-0.00012-4
- Riley, C.M., Rose, W.I. & Bluth, G.J.S. (2003). Quantitative shape measurements of distal volcanic ash. *Journal of Geophysical Research*, 108 (B10):2504.
- Ripepe, M., Rossi, M. & Saccorotti, G. (1993). Image processing of explosive activity at Stromboli. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 54(3-4):335–351. doi:10.1016/0377-0273(93)90071
- Ripepe, M. & Harris, A.J.L. (2008). Dynamics of the 5 April 2003 paroxysm observed at Stromboli by a near-vent thermal, seismic and infrasonic array. *Geophysical Research Letter*, 35:L07306. doi:10.1029/2007GL032533
- Robock, A. (2015). Climactic Impacts of Volcanic Eruptions. *In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 935-942. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00053-5>
- Roger, A.B., Macfarlane, D.G. & Duncan, A.R. (2011). Complex Permittivity of Volcanic Rock and Ash at Millimeter Wave Frequencies. *IEEE Geoscience and Remote Sensing Letters*, 8(2):298–302. doi:10.1109/LGRS.2010.2064756
- Rose, W.I., Delene, D.J., Schneider, D.J., Bluth, G.J.S., Kruger, A.J., Sprod, I., McKee, C., Davies, H.L. & Ernst, G.J. (1995a). Ice in the 1994 Rabaul eruption: implications for volcanic hazard and atmospheric effects. *Nature*, 375:477–479.
- Rose, W.I., Kostinski, A.B. & Kelley, L. (1995b). Real-time C-band radar observations of 1992 eruption clouds from Crater Peak, Mount Spurr Volcano, Alaska. *US Geological Survey Bulletin*, 19–26
- Rose, W.U. & Mayberry, G.C. (2000). Use of goes thermal infrared imagery for eruption scale measurements, Soufrière Hills Volcano, Montserrat. *Geophysical Research Letter*, 27(19):3097–3100
- Rose, W.I., Riley, C.M. & Derteville, S. (2003). Sizes and shapes of 10-Ma distal fall pyroclasts in the Ogalla Group, Nebraska. *Journal of Geology*, 111(1):115–124.
- Rose, W.I. & Durant, A.J. (2009). Fine ash content of explosive eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186:32–39. doi:10.1016/j.volgeores.2009.01.010
- Rose, W.I. & Durant, A.J. (2011). Fate of volcanic ash: Aggregation and fallout. *Geology*, 39(9):895–896. doi:10.1130/focus092011.1
- Rust, A.C. & Cashman, K.V. (2011). Permability controls on expansion and size distributions of pyroclasts. *Journal of Geophysical Research*, 116:B11202. doi:10.1029/2011JB008494

S

- Sauvageot, H. (1992). *Radar meteorology*, Artech House, ISBN 0890063184, Boston.
- Saxby, J. Beckett, F., Cashman, K., Rust, A. & Tennant, E. (2018). The impact of particle shape on fall velocity: Implications for volcanic ash dispersion modelling. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 362:32–48. <https://doi.org/10.1016/j.jvolgeores.2018.08.006>
- Scharff, L., Ziemer, F., Hort, M., Gerst, A. & Johnson, J. B. (2012). A detailed view into the eruption clouds of Santiaguito volcano, Guatemala, using Doppler radar. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117(4):1–21. doi:10.1029/2011JB008542
- Scharff, L., Hort, M. & Gerst, A. (2014). The dynamics of the dome at Santiguito volcano, Guatemala. *Geophysical Journal International*, 197:926–942. doi:10.1093/gji/ggu069
- Scharff, L., Hort, M. & Varley, N.R. (2015). Pulsed Vulcanian explosions: A characterization of eruption dynamics using Doppler radar. *Geology*, 43:995–998. doi:10.1130/G36705.1
- Schwaiger, H.F., Denlinger, R.P. & Mastin, L.G. (2012). Ash3d: a finite-volume, conservative numerical model for ash transport and tephra deposition. *Journal of Geophysical Research*, 117:B04204. doi:10.1029/2011JB008968
- Scollo, S., Coltelli, M., Prodi, F., Folegani, M. & Natali, S. (2005). Terminal Settling velocity measurements of volcanic ash during the 2002–2003 Etna eruption by an X-band microwave rain gauge disdrometer. *Geophysical Research Letter*, 32:L10302. doi:10.1029/2004GL022100
- Scollo, S., Tarantola, S., Bonadonna, C., Coltelli, M. & Saltelli, A. (2008). Sensitivity analysis and uncertainty estimation for tephra dispersal models. *Journal of Geophysical Research*, 113:B06202. doi:10.1029/2006JB004864
- Scollo, S., Prestifilippo, M., Spata, G., D'Agostino, M. & Coltelli, M. (2009). Monitoring and forecasting Etna volcanic plumes. *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 9:1573–1585.
- Scollo, S., Prestifilippo, M., Coltelli, M., Peterson, R.A. & Spata, G. (2010). A statistical approach to evaluate the tephra deposit and ash concentration from PUFF model forecasts. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 200:129–142. doi:10.1016/j.volgeores.2010.12.004
- Scollo, S., Coltelli, M., Bonadonna, C. & Del Carlo, P. (2013). Tephra hazard assessment at Mt. Etna (Italy). *Natural Hazards and Earth System Sciences*, 13:3221–3233. doi:10.5194/nhess-13-3221-2013
- Scollo, S., Prestifilippo, M., Pecora, E., Corradini, S., Merucci, L., Spata, G. & Coltelli, M. (2014). Height estimation of the 2011–2013 Etna lava fountains, *Annals of Geophysics*, 57. doi:10.4401/ag-6396
- Scollo, S., Boselli, A., Coltelli, M., Leto, G., Pisani, G., Prestifilippo, M., Spinelli, N. & Wang, X. (2015). Volcanic ash concentration during the 12 August 2011 Etna eruption. *Geophysical Research Letter*, 42.2634–2641. doi:10.1002/2015GL063027
- Scollo, S., Bonadonna, C. & Manzella, I. (2017). Settling-driven gravitational instabilities associated with volcanic clouds: new insights from experimental investigations. *Bulletin of Volcanology*, 79:39. doi:10.1007/s00445-017-1124-x
- Searcy, C., Dean, K.G. & Stinger, W. (1998). PUFF: a volcanic ash tracking and prediction model. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 80:1–16.
- Self, S., Sparks, R.S.J., Booth, B. & Walker, G.P.L. (1974). The 1973 Heimaey strombolian scoria deposit, Iceland. *Geology Magazine*, 111:539–548.

- Self, S., Kienle, J. & Huot, J.P. (1980). Ukinrek Maars, Alaska, II. Deposits and formation of the 1977 craters. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 7(1-2):39–65. [https://doi.org/10.1016/0377-0273\(80\)90019-0](https://doi.org/10.1016/0377-0273(80)90019-0)
- Settle, M. (1978). Volcanic eruption clouds and the thermal power output of explosive eruptions. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 3:309–324.
- Seyfried, R. & Hort, M. (1999). Continuous monitoring of volcanic eruption dynamics: a review of various techniques and new results from a frequency-modulated radar Doppler system. *Bulletin of Volcanology*, 60:624–639.
- Soriaux, C. (2018). Sondage des panaches de cendres par radar à ondes millimétriques : Exemple à Stromboli. Mémoire de Master, Université Clermont-Auvergne, Laboratoire Magmas et Volcans, 77 pp.
- Spanu, A., de' Michieli Vitturi, M. & Barsotti, S. (2016). Reconstructing eruptive source parameters from tephra deposit: a numerical study of medium-sized explosive eruptions at Etna volcano. *Bulletin of Volcanology*, 78:59. doi:10.1007/s00445-016-1051-2
- Sparks, R.S.J., Wilson, L. & Hulme, G. (1978). Theoretical modeling of the generation, movement and emplacement of pyroclastic flow by column collapse. *Journal of Geophysical Research*, 94:1867–1887.
- Sparks, R.S.J. (1986). The dimensions and dynamics of volcanic eruption columns. *Bulletin of Volcanology*, 48:3–15.
- Sparks, R.S.J., Bursik, M.I., Carey, S.N., Gilbert, J.S., Glaze, L.S., Sigurdsson & H., Woods, A.W. (1997). *Volcanic Plumes*, Wiley, J., Chichester, England.
- Spence, R.J.S., Kelman, I., Baxter, P.J., Zuccaro, G. & Petrazzuoli, S. (2005). Residential building and occupant vulnerability to tephra fall. *Natural Hazards and Earth Systems Sciences*, 5:477–494.
- Stohl, A., Prata, A.J., Eckhardt, S., Clarisse, L., Durant, A., Henne, S., Kristiansen, N.I., Minikin, A., Schumann, U., Seibert, P., Stebel, K., Thomas, H.E., Thorsteinsson, T., Tørseth, K. & Weinzierl, B. (2011). Determination of time- and height-resolved volcanic ash emissions and their use for quantitative ash dispersion modeling: the 2010 Eyjafjallajökull eruption, *Atmospheric Chemistry and Physics*, 11:4333–4351. <https://doi.org/10.5194/acp-11-4333-2011>
- Suzuki, T. (1983). A theoretical model for dispersion of tephra. In: Shimozuru, D., Yokoyama, I. (Eds.), *Volcanism; Physics and Tectonics*, Arc, Tokyo, pp. 95–113.
- Suzuki, Y.J. & Koyaguchi, T. (2013). 3D numerical simulation of volcanic eruption clouds during the 2011 Shinmoe-dake eruptions. *Earth, Planets and Space*, 65: 581–589. doi:10.5047/eps.2013.03.009
- Suzuki, Y.J. & Koyaguchi, T. (2015). Effects of wind on entrainment efficiency in volcanic plumes. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 120:6122–6140. doi:10.1002/2015JB012208

T

- Taddeucci, J. (2002). Monitoring the explosive activity of the July–August 2001 eruption of Mt. Etna (Italy) by ash characterization. *Geophysical Research Letters*, 29(8):2–5.
- Taddeucci, J., Spieler, O., Kennedy, B., Pompilio, M., Dingwell, D.B. & Scarlato, P. (2004). Experimental and analytical modeling of basaltic ash explosions at Mount Etna, Italy, 2001. *Journal of Geophysical Research*, 109:B08203. <https://dx.doi.org/10.1029/2003JB002952>
- Taddeucci, J., Scarlato, P., Montanaro, C., Cimarelli, C., Del Bello, E., Freda, C., Andronico, D., Gudmundsson, M.T. & Dingwell, D.B. (2011). Aggregation-dominated ash settling from the Eyjafjallajökull volcanic

cloud illuminated by field and laboratory high-speed imaging. *Geology*, 39(9):891–894.
<https://doi.org/10.1130/G32016.1>

- Taddeucci, J., Edmonds, M., Houghton, B., James, M.R., V.R. & Vergnolle, S. (2015). Hawaiian and Strombolian Eruptions. In: Sigurdsson, H., Houghton, B., McNutt, S., Rymer, H., Stix, J. (Eds.), *The Encyclopedia of Volcanoes*, Elsevier Science, pp. 485-504. <http://dx.doi.org/10.1016/B978-0-12-385938-9.00027-4>
- Tokay, A., Wolff, D.B., Petersen, W.A., 2014. Evaluation of the New Version of the Laser-Optical Disdrometer, OTT Parsivel². *Journal of Atmospheric and Oceanic Technology*, 31:1276–1288. doi:10.1175/JTECH-D-13-00174.1
- Tomašek, I., Horwell, C.J., Damby, D.E., Barošová, H., Geers, C., Petri-Fink, A., Rothen-Rutishauser, B. & Clift, M.J.D. (2016). Combined exposure of diesel exhaust particles and respirable Soufrière Hills volcanic ash causes a (pro-)inflammatory response in an in vitro multicellular epithelial tissue barrier model. *Particle and Fibre Toxicology*, 13:67. doi:10.1186/s12989-016-0178-9
- Tournigand, P.Y., Taddeucci, J., Gaudin, D., Peña Fernández, J.J., Del Bello, E., Scarlato, P., Kueppers, U., Sesterhenn, J. & Yokoo, A. (2017). The initial Development of Transient Volcanic Plumes as a Function of Source Conditions. *Journal of Geophysical Research, Solid Earth*, 122:9784–9803. doi:10.1002/2017JB014907.
- Tupper, A. & Wunderman, R. (2009). Reducing discrepancies in ground and satellite-observed eruption heights. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 186:22–31. doi:10.1016/j.jvolgeores.2009.02.015
- Turner, J.S. (1979). *Buoyancy effects in fluid*, Cambridge University Press, Cambridge, 368 pp.

U

- Ulivieri, G., Ripepe, M. & Marchetti, E. (2013). Infrasound reveals transition to oscillatory discharge regime during lava fountaining: Implication for early warning. *Geophysical Research Letters*, 40(12):3008–3013. doi:10.1002/grl.50592

V

- Valade, S. (2012). Dynamique des émissions pyroclastiques et mécanismes à la source : approche couplée par radar Doppler (VOLDORAD) et autres signaux géophysiques. Mémoire de Thèse, Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, 277 pp.
- Valade, S. & Donnadieu, F. (2011). Ballistics and ash plumes discriminated by Doppler radar, *Geophysical Research Letters*, 38:L22301. doi:10.1029/2011GL049415
- Valade, S., Donnadieu, F., Lesage, P., Mora, M.M., Harris, A. & Alvarado, G.E. (2012). Explosion mechanisms at Arenal volcano, Costa Rica: An interpretation from integration of seismic and Doppler radar data. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 117:B01309. doi:10.1029/2011JB008623
- Valade, S., Harris, A.J.L. & Cerminara, M. (2014). Plume ascent tracker: Interactive MATLAB software for analysis of ascending plumes in image data. *Computational Geosciences*, 66:132–144. <https://doi.org/10.1016/j.cageo.2013.12.015>
- Valentine, G.A., Krier, D., Perry, F.V. & Heiken, G. (2005). Scoria cone construction mechanisms, Lathrop Wells volcano, southern Nevada, USA. *Geology*, 33:629–632. <http://dx.doi.org/10.1130/G21459.1>

- Vergnolle, S. & Jaupart, C. (1986). Separated two-phase flow and basaltic eruptions. *Journal of Geophysical Research*, 91(B12):12,842–12,860.
- Vergnolle, S. & Ripepe, M. (2008). From Strombolian explosions to fire fountains at Etna Volcano (Italy): what do we learn from acoustic measurements? *Geological Society, London, Special Publications*, 307:103–124. doi:10.1144/SP307.7
- Vergnolle, S. & Gaudemer, Y. (2015). From reservoirs and Conduits to the Surface: review of Rol of Bubbles in Driving basaltic Eruptions. In: Carey, R., Cayol, V., Poland, M., Weis, D. (Eds.), *Hawaiian Volcanoes: From Source to Surface*, Wiley, pp. 289–321. <https://doi.org/10.1002/9781118872073.ch14>
- Viccaro, M., Garozzo, I., Cannata, A., Di Grazia, G., & Gresta, S. (2014). Gas burst vs. gas-rich magma recharge: A multidisciplinary study to reveal factors controlling triggering of the recent paroxysmal eruptions at Mt. Etna. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 278-279:1–13. doi:10.1016/j.jvolgeores.2014.04.001
- Viccaro, M., Calcagno, R., Garozzo, I., Giuffrida, M., & Nicotra, E. (2015). Continuous magma recharge at Mt. Etna during the 2011–2013 period controls the style of volcanic activity and compositions of erupted lavas. *Mineralogy and Petrology*, 109(1):67–83. doi:10.1007/s00710-014-0352-4
- Vidal, L., Nesbitt, S.W., Salio, P., Farias, C., Nicora, M.G., Osoreo, M.S., Mereu, L. & Marzano, F.S. (2017). C-band Dual-Polarization Radar Observations of a Massive Volcanic Eruption in South America. *IEEE Journal of Selected Topics in Applied Earth Observations and remote Sensing*, 10(3):960–974. doi:10.1109/JSTARS.2016.2640227
- Vöge, M., Hort, M. & Seyfried, R. (2005). Monitoring Volcano Eruptions and Lava Domes with Doppler Radar. *EOS, Transactions, American Geophysical Union*, 86(51):537–548.
- Vöge, M., Hort, M., Seyfried, R. & Ratdomopurbo, A. (2008). Automatic classification of dome instabilities based on Doppler radar measurements at Merapi volcano, Indonesia: Part II. *Geophysical Journal International*, 172:1207–1218. doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03665.x
- Vöge M. & Hort, M. (2009). Installation of a Doppler Radar Monitoring System at Merapi Volcano, Indonesia. *IEEE Transactions On Geoscience And Remote Sensing*, 47(1):251–271. doi:10.1109/TGRS.2008.2002693
- Vulpiani, G., Montopoli, M., Picciotti, E. & Marzano, F.S. (2011). On the use of a polarimetric X-band radar for ash cloud monitoring, AMS Radar Conference, 35th: Pittsburgh, USA, 101.
- Vulpiani, G., Ripepe, M. & Valade, S. (2016). Mass discharge rate retrieval combining weather radar and thermal camera observations. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 121:5679-5695. doi:10.1029/2001GL014372

W

- Walker, G.P.L. (1973). Explosive volcanic eruptions – a new classification scheme. *Geologische Rundschau*, 62:431–446.
- Walker, G.P.L. (1980). The Taupo pumice: Product of the most powerful known (ultraplinian) eruption?. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 8(1):69–94.
- Wallis, G.B. (1969). *One dimensional Two-Phase Flow*, 408 pp., McGraw-Hill, New York.
- Watt, S.F.L., Gilbert, J.S., Folch, A., Phillips, J.C. & Cai, X.M. (2015). An example of enhanced tephra deposition driven by topographically induced atmospheric turbulence. *Bulletin of Volcanology*, 77:35. doi:10.1007/s00445-015-0927-x

- Wen, S. & Rose, W.I. (1994). Retrieval of sizes and total masses of particles in volcanic clouds using AVHRR bands 4 and 5. *Journal of Geophysical Research*, 99:5421-5431.
- Wilson, L. (1980). Relationships between pressure, volatile content and ejecta velocity in three types of volcanic explosion. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 8:297–313.
- Wilson, L., Sparks, R.S.J., Huang, T.C., Watkins, N.D. (1978). The control of volcanic column heights by eruption energetics and dynamics. *Journal of Geophysical Research*, 83(B4):1829–1836. doi:10.1029/JB083iB04p01829.
- Wilson, L. & Huang, T.C. (1979). The influence of shape on the atmospheric settling velocity of volcanic ash particles. *Earth and Planetary Science Letter*, 44:311–324.
- Wilson, T.M., Daly, M. & Johnston, D. (2009). Review of Impacts of Volcanic Ash on Electricity Distribution Systems, Broadcasting and Communication Networks, *Auckland Engineering Lifelines Group Project AELG-19*. Auckland Regional Council Technical Publication 051, April 2009.
- Wilson, T.M., Stewart, C., Sword-Daniels, V., Leonard, G.S., Johnston, D.M., Cole, J.W., Wardman, J., Wilson, G. & Barnard, S.T. (2012). Volcanic ash impacts on critical infrastructure. *Physics and Chemistry of the Earth*, 45-46:5–23. doi:10.1016/j.pce.2011.06.006
- Woodhouse, M.J., Hogg, A.J., Phillips, J.C. & Sparks, R.S.J. (2013). Interaction between volcanic plumes and wind during the 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland. *Journal of Geophysical Research*, 118:92–109. doi:10.1029/2012JB009592
- Woodhouse, M.J., Hogg, A.J., Phillips, J.C. & Rougier, J.C. (2015). Uncertainty analysis of a model of wind-blown volcanic plume. *Bulletin of Volcanology*, 77:83. doi:10.1007/s00445-015-0959-2
- Woods, A.W. (1988). The fluid dynamics and thermodynamics of eruption columns. *Bulletin of Volcanology*, 50:169–193.
- Woods, A.W. (1998). Observations and models of volcanic eruption columns. In: GILBERT, J.S. & SPARKS, R.S.J. (Eds.) *The Physics of Explosive Volcanic Eruptions*, Geological Society, London, Special Publications, 145:91–114.
- Woods, A.W. (1993). Moist Convection and the Injection of Volcanic Ash into the Atmosphere. *Journal of Geophysical Research*, 95(B10):17,627–17,636.
- Woods, A.W. & Bursik, M.I. (1991). Particle fallout, thermal disequilibrium and volcanic plumes. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 53:559–570.
- Woods, A.W. & Wolhert, K.H. (1991). Dimensions and dynamics of co-ignimbrite eruption columns. *Nature*, 350:225–227.

Annexe A

Classes des tailles et des vitesses de chute du Parsivel²

Classification des vitesses de chute et des tailles enregistrées par le Parsivel² (OTT). Cette Annexe est associée aux **Chapitres IV** correspond à l'étude Freret-Lorgeril *et al.* (*en révision*).

Index de classe	Vitesse de chute (m s ⁻¹)	Epaisseur de la classe (m s ⁻¹)	Taille (mm)	Epaisseur de la classe (mm)
1	0.05	0.1	0.062	0.125
2	0.15	0.1	0.187	0.125
3	0.25	0.1	0.312	0.125
4	0.35	0.1	0.437	0.125
5	0.45	0.1	0.562	0.125
6	0.55	0.1	0.687	0.125
7	0.65	0.1	0.812	0.125
8	0.75	0.1	0.937	0.125
9	0.85	0.1	1.062	0.125
10	0.95	0.1	1.187	0.125
11	1.1	0.2	1.375	0.25
12	1.3	0.2	1.625	0.25
13	1.5	0.2	1.875	0.25
14	1.7	0.2	2.125	0.25
15	1.9	0.2	2.375	0.25
16	2.2	0.4	2.750	0.5
17	2.6	0.4	3.25	0.5
18	3	0.4	3.75	0.5
19	3.4	0.4	4.25	0.5
20	3.8	0.4	4.75	0.5
21	4.4	0.8	5.5	1.0
22	5.2	0.8	6.5	1.0
23	6.0	0.8	7.5	1.0
24	6.8	0.8	8.5	1.0
25	7.6	0.8	9.5	1.0
26	8.8	1.6	11.0	2.0
27	10.4	1.6	13.0	2.0
28	12.0	1.6	15.0	2.0
29	13.6	1.6	17.0	2.0
30	15.2	1.6	19.0	2.0
31	17.6	3.2	21.5	3.0
32	20.8	3.2	24.5	3.0

Annexe B

Tableaux des résultats du tamisage manuel des échantillons de cendres de Stromboli (2015)

Masse (g) et pourcentage de masse obtenus pour chaque fraction tamisée provenant des 6 échantillons de cendres de Stromboli. Cette Annexe est associée au **Chapitre IV** et correspond à l'étude Freret-Lorgeril *et al.* (en révision).

1/2 Φ	1601_summit		1246_roc		1530PL		1550_summit		1636_summit		1042-1252_roc	
Diameter (μm)	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%
2000-2800											0,0299	0,4396
1400-2000	0,0099	0,0392									0,0426	0,6264
1000-1400	0,0055	0,0218	0,0064	0,1287							0,0111	0,1632
710-1000	0,0185	0,0733	0,0050	0,1006			0,0004	0,5891			0,0406	0,5970
500-710	0,6204	2,4590	0,1288	2,5909	0,0003	0,1157	0,0006	0,8837	0,0040	0,6416	0,0318	0,4676
355-500	4,4479	17,6295	1,2990	26,1305	0,0010	0,3855	0,0012	1,7673	0,0280	4,4915	0,0391	0,5749
250-355	7,9853	31,6503	2,3787	47,8496	0,0087	3,3539	0,0033	4,8601	0,1441	23,1152	0,2829	4,1597
180-250	5,5236	21,8932	0,7910	15,9117	0,0606	23,3616	0,0120	17,6730	0,2052	32,9163	1,2834	18,8710
125-180	3,6909	14,6291	0,1902	3,8260	0,1128	43,4850	0,0372	54,7865	0,1961	31,4565	2,1109	31,0385
90-125	1,6927	6,7091	0,0677	1,3618	0,0482	18,5813	0,0124	18,2622	0,0382	6,1277	1,4896	21,9030
63-90	0,7670	3,0401	0,0431	0,8670	0,0227	8,7510	0,0008	1,1782	0,0062	0,9945	0,8614	12,6660
0-63	0,4681	1,8553	0,0613	1,2331	0,0051	1,9661			0,0016	0,2567	0,5776	8,4930
1/4 Φ	1601_summit		1246_roc		1530PL		1550_summit		1636_summit		1042-1252_roc	
Diameter (μm)	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%	Mass (g)	wt%
2360-2800											0,0298	0,4501
2000-2360											0,0000	0,0000
1600-2000											0,0328	0,4954
1400-1600											0,0108	0,1631
1180-1400											0,0058	0,0876
1000-1180											0,0060	0,0906
850-1000											0,0209	0,3156
710-850							0,0004	0,7156			0,0171	0,2583
600-710	0,0726	0,3064	0,0173	0,3660	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0016	0,2638	0,0090	0,1359
500-600	0,5189	2,1897	0,1034	2,1874	0,0001	0,0400	0,0003	0,5367	0,0022	0,3627	0,0171	0,2583
425-500	1,7265	7,2857	0,4670	9,8794	0,0004	0,1601	0,0004	0,7156	0,0052	0,8572	0,0168	0,2537
355-425	2,6035	10,9865	0,7508	15,8832	0,0003	0,1200	0,0003	0,5367	0,0240	3,9565	0,0242	0,3655
300-355	3,7705	15,9112	1,6416	34,7281	0,0027	1,0804	0,0013	2,3256	0,0699	11,5232	0,0865	1,3064
250-300	3,2857	13,8654	0,5719	12,0986	0,0047	1,8808	0,0016	2,8623	0,0537	8,8526	0,1236	1,8667
212-250	3,8763	16,3576	0,6160	13,0315	0,0213	8,5234	0,0043	7,6923	0,1360	22,4200	0,5249	7,9274
180-212	2,3582	9,9514	0,2050	4,3368	0,0414	16,5666	0,0081	14,4902	0,0893	14,7214	0,5555	8,3896
150-180	2,3027	9,7172	0,1390	2,9405	0,0703	28,1313	0,0159	28,4436	0,1316	21,6947	1,1451	17,2942
125-150	1,3902	5,8665	0,0480	1,0154	0,0416	16,6467	0,0132	23,6136	0,0571	9,4131	0,9691	14,6361
112-125	0,8370	3,5321	0,0238	0,5035	0,0198	7,9232	0,0040	7,1556	0,0186	3,0663	0,6154	9,2942
90-112	0,9551	4,0304	0,0286	0,6050	0,0234	9,3637	0,0051	9,1234	0,0117	1,9288	0,8304	12,5413
75-90					0,0122	4,8820	0,0008	1,4311	0,0038	0,6264	0,5278	7,9712
63-75					0,0075	3,0012	0,0001	0,1789	0,0011	0,1813	0,3712	5,6061
0-63							0,0001	0,1789	0,0008	0,1319	0,6815	10,2925

Annexe C

Résultats morphologiques et densités des échantillons par pycnométrie à eau

Moyennes des diamètres en équivalent circulaire $\overline{D_{CE}}$, des sphericités $\overline{\varphi}$ et des densités $\overline{\rho}$ pour les échantillons 1246_roc et 1601_summit à Stromboli. Cette annexe est associée au **Chapitre IV** et correspond à l'étude Freret-Lorgeril *et al.* (en révision).

1246_roc Corrected Sieved fraction (μm)	$\overline{D_{CE}}$ (μm)	Std. error	$\overline{\varphi}$	Std. error	$\overline{\rho}$ (kg m^{-3})
500-600	698.97	± 3.77	0.706	± 0.005	-
425-500	588.36	± 2.3	0.745	± 0.003	2645
355-425	506.01	± 1.73	0.765	± 0.002	2710
300-355	415.56	± 1.24	0.770	± 0.002	2737
250-300	355.28	± 0.68	0.780	± 0.001	2708
212-250	307.82	± 0.58	0.776	± 0.001	2782
180-212	262.74	± 0.42	0.777	± 0.001	2811
150-180	228.19	± 0.75	0.765	± 0.002	2811
125-150	185.86	± 0.80	0.763	± 0.003	2811
1601_summit Corrected Sieved fraction (μm)	$\overline{D_{CE}}$	Std. error	$\overline{\varphi}$	Std. error	$\overline{\rho}$ (kg m^{-3})
500-600	696.59	± 3.06	0.737	± 0.003	-
425-500	585.16	± 2.08	0.764	± 0.002	2683
355-425	495.67	± 1.59	0.777	± 0.002	2728
300-355	410.08	± 1.13	0.765	± 0.002	2743
250-300	352.31	± 0.73	0.759	± 0.001	2772
212-250	297.37	± 0.51	0.759	± 0.001	2774
180-212	252.94	± 0.42	0.744	± 0.001	2792
150-180	211.87	± 0.35	0.730	± 0.001	2737
125-150	174.65	± 0.23	0.714	± 0.001	2724

Annexe D

**Tableau général des variables obtenues à
partir des paramètres radar de
VOLDORAD 2B pour les paroxysmes de
l'Etna entre 2011 et 2015**

Date (mm/dd/yy)	Event	Paroxysm Time GMT	Dt (min)	TEM* (mW m)	Total $\overline{\text{MER}}^*$ (mW m s ⁻¹)	Climax Time	Dt climax (min)	Climax M* (mW m)	Climax $\overline{\text{MER}}^*$ (mW m s ⁻¹)	V(t) max	Climax average V(t)	TEM ratio	MER ratio	Type	Radar TEM (kg)	Radar Climax M (kg)	Radar Average MER (kg/s)	Radar Climax MER (kg/s)
12/5/15	V4	14:45-16:10	85	4.77E-07	9.35E-11	14:54-15:25	31	3.59E-07	1.93E-10	317	87	75.32	48.43	B2	3.94E+08	2.96E+08	7.71E+04	1.59E+05
12/4/15	V3	20:26-21:15	49	5.04E-07	1.71E-10	20:36-20:50	14	3.76E-07	4.47E-10	341	106	74.50	38.36	B2	4.16E+08	3.10E+08	1.41E+05	3.69E+05
12/4/15	V2	09:03-10:14	71	6.24E-07	1.47E-10	09:07-09:30	23	3.67E-07	2.66E-10	317	99	58.77	55.13	B2	5.15E+08	3.03E+08	1.21E+05	2.19E+05
12/3/15	V1	02:00-03:31	91	9.60E-06	1.76E-09	02:32-03:12	40	7.86E-06	3.27E-09	378	191	81.89	53.68	A	7.92E+09	6.48E+09	1.45E+06	2.70E+06
12/28/14	/	16:53-19:32	159	2.06E-07	2.16E-11	17:21-18:22	61	1.19E-07	3.26E-11	292	61	57.95	66.20	A	1.70E+08	9.82E+07	1.78E+04	2.69E+04
12/2/13	E44	19:08-22:42	214	4.14E-06	3.23E-10	20:54-22:02	68	3.61E-06	9.03E-10	378	139	87.27	35.74	A	3.42E+09	2.98E+09	2.66E+05	7.45E+05
11/28/13	E43	15:15-23:35	500	9.04E-06	3.01E-10	17:20-18:46	86	5.03E-06	9.75E-10	378	152	55.69	30.89	A	7.46E+09	4.15E+09	2.48E+05	8.04E+05
11/23/13	E42	07:13-10:26	193	5.60E-06	4.83E-10	09:55-10:14	19	4.49E-06	3.95E-09	378	184	80.27	12.23	A	4.62E+09	3.70E+09	3.98E+05	3.26E+06
11/16-17/13	E41	22:14-04:35	381	1.15E-06	5.05E-11	00:40-02:17	97	8.07E-07	1.37E-10	378	98	69.91	36.42	A	9.49E+08	6.66E+08	4.17E+04	1.13E+05
11/11/13	E40	00:01-11:52	711	1.84E-06	4.31E-11	07:44-09:46	122	9.10E-07	1.15E-10	378	98	49.45	37.57	A	1.52E+09	7.51E+08	3.56E+04	9.49E+04
10/26/13	E39	01:35-10:27	531	1.11E-06	3.47E-11					341				B1	9.16E+08		2.86E+04	
4/27/13	E38	14:40-20:48	368	9.10E-07	4.12E-11					378				B1	7.51E+08		3.40E+04	
4/20/13	E37	15:11-16:34	83	2.53E-06	5.07E-10	15:30-16:17	44	2.24E-06	7.95E-10	366	148	88.75	63.79	A	2.09E+09	1.85E+09	4.18E+05	6.56E+05
4/18/13	E36	10:37-13:14	157	4.75E-07	5.04E-11	11:59-12:51	52	3.33E-07	1.06E-10	293	88	70.22	47.48	A	3.98E+08	2.75E+08	4.16E+04	8.75E+04
4/12/13	E35	10:14-12:05	111	2.19E-07	3.29E-11					293				B1	1.81E+08		2.71E+04	
4/3/13	E34	11:19-15:06	227	3.04E-07	2.23E-11					232				B1	2.51E+08		1.84E+04	
3/16/13	E33	17:17-18:17	60	1.97E-06	5.49E-10	17:51-18:03	12	1.52E-06	2.11E-09	317	155	76.87	26.03	A	1.63E+09	1.25E+09	4.53E+05	1.74E+06
3/5/13	E32	22:26-00:12	106	2.70E-06	4.25E-10	23:28-00:05	37	2.49E-06	1.12E-09	353	154	92.04	37.93	B2	2.23E+09	2.05E+09	3.51E+05	9.24E+05
2/28/13	E31	09:38-10:53	75	8.86E-07	1.97E-10	10:23-10:44	21	7.38E-07	5.85E-10	317	127	83.24	33.65	A	7.31E+08	6.09E+08	1.63E+05	4.83E+05
2/23/13	E30	18:00-19:18	78	6.74E-06	1.44E-09	18:37-19:07	30	5.53E-06	3.07E-09	378	195	82.06	46.88	A	5.56E+09	4.56E+08	1.19E+06	2.53E+06
2/21/13	E29	04:05-05:08	63	4.34E-07	1.15E-10	04:34-05:00	26	3.71E-07	2.38E-10	305	119	85.46	48.29	B2	3.58E+08	3.06E+08	9.49E+04	1.96E+05
2/20/13	E28	13:09-13:49	40	1.63E-07	6.77E-11	13:28-13:42	14	1.26E-07	1.49E-10	280	101	77.26	45.31	A	1.34E+08	1.04E+08	5.59E+04	1.23E+05
2/20/13	E27																	
2/19/13	E26	03:36-05:09	93	1.17E-06	2.09E-10					304				B1	9.65E+08		1.72E+05	
4/24/12	E25	01:05-02:25	80	2.26E-06	4.72E-10	01:35-02:13	38	2.10E-06	9.20E-10	432	200	92.62	51.28	A	1.86E+09	1.73E+09	3.89E+05	7.59E+05
4/12/12	E24	13:46-15:19	33	1.52E-06	2.72E-10	14:29-14:58	29	1.23E-06	7.08E-10	432	180	81.10	38.46	A	1.25E+09	1.01E+09	2.24E+05	5.84E+05
4/1/12	E23	01:53-03:40	107	6.66E-07	1.04E-10					419				B1	5.49E+08		8.58E+04	
3/18/12	E22	07:46-09:50	124	3.90E-07	5.24E-11	08:26-09:13	47	2.77E-07	1.03E-10	335	101	71.10	51.00	B2	3.22E+08	2.29E+08	4.32E+04	8.50E+04
3/4/12	E21	07:12-09:31	139	8.85E-07	1.06E-10					404				B1	7.30E+08		8.75E+04	
2/9/12	E20	00:49-07:28	399	5.66E-07	2.15E-11	02:28-05:14	166	3.66E-07	3.63E-11	432	73	64.56	59.29	B2	4.67E+08	3.02E+08	1.77E+04	2.99E+04
1/5/12	E19	04:58-06:56	118	4.78E-06	6.76E-10	06:05-06:48	43	4.13E-06	1.60E-09	432	154	86.41	42.19	A	3.94E+09	3.41E+09	5.58E+05	1.32E+06
11/15/11	E18	11:06-12:41	95	2.31E-06	4.06E-10	11:36-12:18	42	2.11E-06	8.36E-10	376	156	91.00	48.55	A	1.91E+09	1.74E+09	3.35E+05	6.90E+05
10/23/11	E17	18:30-21:08	158	3.55E-07	3.74E-11					363				B1	2.93E+08		3.09E+04	
10/8/11	E16	14:08-15:24	76	3.06E-07	6.70E-11	14:46-15:03	17	2.36E-07	2.32E-10	349	116	77.28	28.94	A	2.52E+08	1.95E+08	5.53E+04	1.91E+05
9/28/11	E15	18:52-20:03	71	2.04E-06	4.79E-10	19:33-19:53	20	1.95E-06	1.63E-09	432	145	95.68	29.43	A	1.68E+09	1.61E+09	3.95E+05	1.34E+06
9/19/11	E14	11:50-13:20	90	3.12E-07	5.78E-11	12:33-12:43	10	1.49E-07	2.49E-10	363	120	47.81	23.25	B2	2.57E+08	1.23E+08	4.77E+04	2.05E+05
9/8/11	E13	06:53-08:29	96	5.78E-07	1.00E-10	07:30-08:17	47	5.13E-07	1.78E-10	320	105	88.75	56.37	A	4.77E+08	4.23E+08	8.25E+04	1.47E+05
8/29/11	E12	03:50-04:53	63	5.31E-07	1.40E-10	04:24-04:43	19	3.83E-07	3.36E-10	335	125	72.21	41.79	A	4.38E+08	3.16E+08	1.16E+05	2.77E+05
8/20/11	E11	06:59-07:51	52	1.85E-06	5.92E-10	07:12-07:29	17	1.51E-06	1.48E-09	349	148	81.66	40.05	A	1.53E+09	1.25E+09	4.88E+05	1.22E+06
8/12/11	E10	08:20-10:50	150	3.64E-07	4.04E-11	09:19-09:54	35	2.09E-07	9.94E-11	376	101	57.42	40.63	A	3.00E+08	1.72E+08	3.33E+04	8.20E+04
8/5/11	E9	21:30-23:20	110	6.32E-07	8.77E-11	21:55-22:47	52	5.55E-07	1.78E-10	432	108	87.92	49.29	A	5.21E+08	4.58E+08	7.24E+04	1.47E+05
7/30/11	E8	19:00-21:20	140	8.60E-07	1.06E-10	19:36-20:23	47	6.46E-07	2.29E-10	390	90	75.20	46.33	A	7.10E+08	5.33E+08	8.75E+04	1.89E+05
7/25/11	E7	03:00-06:20	200	2.52E-07	2.10E-11	03:59-05:24	85	1.87E-07	3.66E-11	320	55	74.17	57.31	A	2.08E+08	1.54E+08	1.73E+04	3.02E+04
7/19/11	E6																	
7/9/11	E5	13:42-15:18	96	3.38E-07	5.87E-11	14:21-14:57	36	2.69E-07	1.25E-10	376	94	79.58	47.13	A	2.79E+08	2.22E+08	4.84E+04	1.03E+05
5/12/11	E4	00:54-04:04	190	5.95E-07	5.23E-11					432				B1	4.91E+08		4.31E+04	
4/10/11	E3	09:10-13:20	250	4.82E-07	3.22E-11					390				B1	3.98E+08		2.66E+04	
2/18/11	E2	06:26-12:30	364	7.34E-07	3.36E-11					335				B1	6.06E+08		2.77E+04	
1/12/11	E1	21:51-23:20	89	1.74E-06	3.21E-10					368				B1	1.44E+09		2.65E+05	