



HAL
open science

Etude des effets de la solidification sur les intrusions de type sill : application à la croissance plutonique

Lola Chanceaux

► **To cite this version:**

Lola Chanceaux. Etude des effets de la solidification sur les intrusions de type sill : application à la croissance plutonique. Sciences de la Terre. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2016. Français. NNT : 2016CLF22738 . tel-01487301

HAL Id: tel-01487301

<https://theses.hal.science/tel-01487301>

Submitted on 11 Mar 2017

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 BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies
Laboratoire Magmas et Volcans

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES
N°880

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de
DOCTEUR D'UNIVERSITÉ
spécialité : Volcanologie

Par
Lola CHANCEAUX
Titulaire du Master 2 Recherche Magmas et Volcans

Étude des effets de la solidification sur les intrusions de type sill : application à la croissance plutonique

Thèse dirigée par **Thierry MENAND**

Soutenue publiquement le 14 octobre 2016

Membres de la commission d'examen :

Luca CARICCHI	Université de Genève, Suisse	Rapporteur
Olivier GALLAND	Université d'Oslo, Norvège	Rapporteur
Catherine ANNEN	Université de Bristol, Royaume-Uni	Examinatrice
Tim DRUITT	Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France	Examineur
Virginie PINEL	Université Savoie Mont Blanc, Chambéry, France	Examinatrice
Olivier ROCHE	Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France	Examineur
Michel de SAINT BLANQUAT	Université Paul Sabatier, Toulouse, France	Invité
Thierry MENAND	Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand, France	Directeur de thèse

Laboratoire Magmas et Volcans
Université Blaise Pascal
Campus Universitaire des Cézeaux
6 Avenue Blaise Pascal
TSA 60026 – CS 60026
63178 AUBIERE Cedex

RÉSUMÉ

Étude des effets de la solidification sur les intrusions de type sill : application à la croissance plutonique

Il est maintenant avéré que la plupart des grands corps magmatiques sont construits par amalgamation d'intrusions plus petites. Ces incréments sont pour la plupart des sills, qui sont considérés comme les briques élémentaires des corps magmatiques plus grands. Malgré de nombreuses études, certains aspects de la mise en place des plutons sont encore mal compris : aucun modèle ne contraint leur taille et on ne sait toujours pas comment l'encaissant se déforme lors de leur mise en place incrémentale.

La taille des réservoirs magmatiques, construits par injections répétées de magma, dépend de la taille des sills qui le constituent, et notamment de l'extension latérale de ces sills. Cette extension latérale pourrait être contrôlée par la solidification du magma lors de la mise en place du sill. Des expériences analogiques de laboratoire ont donc été réalisées afin de quantifier les effets de la solidification sur 1) la formation des sills et 2) la dynamique de propagation, la géométrie et la taille des sills. De l'huile végétale chaude, analogue du magma se solidifiant lors de sa propagation, est injectée dans un solide de gélatine plus froid, analogue des roches encaissantes. Le premier set d'expérience montre qu'avec l'augmentation des effets de la solidification, différents types d'intrusions sont observés (dykes traversant l'interface, sills et dykes stoppés à l'interface). Contrairement à des expériences où le refroidissement ne peut pas affecter la formation des sills, la présence d'une interface a priori mécaniquement favorable n'est donc pas suffisante pour former un sill ; les effets de la solidification restreignent la formation des sills. Le second set d'expérience montre deux comportements extrêmes pour la dynamique de propagation et la géométrie des sills. Quand les effets de la solidification sont faibles, la propagation du sill est continue et leur surface est lisse et régulière. A l'inverse, quand les effets sont forts, la propagation est discontinue et la géométrie des sills est complexe (e.g. lobes et surfaces cordées). De plus, des effets de la solidification plus importants entraînent des surfaces de sills plus faibles : en restreignant l'extension latérale des sills, le refroidissement du magma et la solidification sont susceptibles d'impacter directement la taille des plutons construits par amalgamation de sills.

Les grandes déformations induites par la mise en place incrémentale des plutons sont encore mal comprises. Les modèles actuels négligent généralement les rhéologies cassantes et plastiques observées sur le terrain. Dans un premier temps, une mission de terrain dans les Henry Mountains (Utah, USA) a été réalisée afin de mieux comprendre les déformations entourant trois intrusions de tailles différentes : le *Maiden Creek Sill*, le *Trachyte Mesa Laccolith* et le *Black Mesa Bysmalith*. L'intensité de la déformation, la réduction de porosité et l'augmentation de microstructures liées à une forte déformation sont positivement corrélées. L'intensité de ces paramètres augmente à l'approche du contact encaissant / intrusion, et est plus marquée pour les contacts latéraux que pour les contacts supérieurs et inférieurs. Plus la taille de l'intrusion est importante, plus l'encaissant situé sur les côtés est déformé sur une grande distance. En revanche, la déformation observée au sommet du bysmalite est peu étendue, ce qui est dû à la présence d'une faille ayant permis une translation de l'encaissant plutôt que sa déformation importante. Dans un deuxième temps, des expériences analogiques de laboratoire multi-injections ont été effectuées pour essayer de mieux caractériser ces déformations. Ces expériences permettent d'observer la création d'un corps principal constitué de plusieurs sills empilés les uns sur les autres, par sur ou sous-accrétion. L'extension latérale de ce corps principal est fortement contrainte par la taille du premier sill mis en place. Cependant, des contraintes expérimentales ainsi que des contraintes inhérentes aux propriétés mécaniques de la gélatine limitent l'apport de ces expériences.

Mots-clés : formation, propagation et morphologie des sills ; expériences analogiques de laboratoire ; effets de la solidification ; formation des plutons ; Henry Mountains.

ABSTRACT

Solidification effects on sill intrusion: application to pluton growth

It is now accepted that the majority of large magma bodies is constructed by amalgamation of smaller magmatic intrusions. These increments are mostly sills and are thought as building blocks for larger magma bodies. Despite numerous studies, some aspects of their emplacement are still misunderstood: no model exists to constrain the size of plutons and we still do not know how the host rock is deformed during their incremental emplacement.

The size of magma reservoirs, constructed by repeating magma pulses, depends on the size of the sills that built them, especially the lateral extent of these sills. This lateral extent could be controlled by solidification during sill emplacement. Analogue experiments have thus been carried out to quantify the effects of magma solidification on 1) sill formation and 2) sill propagation dynamics, geometry and size. Hot liquid vegetable oil, the magma analogue that solidifies during its propagation, is injected in a layered colder gelatine solid, the host rock analogue. A first set of experiments shows that as solidification effects increase, several types of intrusions are observed (dykes passing through the interface, sills, and dykes stopping at the interface). Contrary to isothermal experiments, where cooling cannot affect sill formation, the presence of an interface that would be a priori mechanically favorable is not a sufficient condition for sill formation; solidification effects restrict sill formation. A second set of experiments shows two extreme behaviours for sill propagation dynamics and geometry. When solidification effects are small, the propagation is continuous and sills have a regular and smooth surface. Conversely, when solidification effects are important, sill propagation is discontinuous and their geometry is complex (e.g. lobes andropy structures). Moreover, higher solidification effects induce smaller sill surfaces; in restricting the lateral extent of sills, magma cooling and solidification are likely to impact directly the size of plutons constructed by amalgamated sills.

The large deformations induced by incremental pluton emplacement are still misunderstood. Current models usually neglect brittle and plastic rheology, which are observed in the field. Firstly, a field study has been realized in the Henry Mountains (Utah, USA), in order to better understand the deformations around three intrusions of increasing size: the Maiden Creek Sill, the Trachyte Mesa Laccolith and the Black Mesa Bysmalith. The intensity of the deformation, the porosity reduction and the augmentation of microstructures related to large deformation are positively correlated. The intensity of these parameters increases as one gets closer to the host rock / intrusion contact, and is more important for lateral contacts than upper ones. Larger intrusions induce lateral deformation of the host rock over larger distances. However, the deformation at the top of the bysmalith is localized because of a fault allowing the translation of the host rock instead of an intense deformation. Secondly, analogue laboratory experiments involving multiple injections have been carried out in order to better understand these deformations. The creation of a main body, made of multiple stacked sills emplaced by under or over-accretion can be observed. The lateral extent of this main body is highly dependant on the size of the first sill emplaced. However, the experimental difficulties and the mechanical properties of the gelatine as a crustal analogue limit the usefulness of these experiments.

Keywords: sill formation, propagation and morphology; analogue modelling; solidification effects; pluton growth; Henry Mountains.

REMERCIEMENTS

Le doctorat est une grande aventure, qui aurait été impossible à réaliser seule. C'est pourquoi je tiens à adresser mes remerciements à toutes les personnes ayant contribué à cette thèse.

Je tiens tout d'abord à remercier mon directeur, *Thierry Menand*. Merci de m'avoir fait confiance il y a 5 ans au début du M1 en me confiant ce sujet, pour lequel je me suis passionnée. Je te remercie pour tout tes conseils, toutes nos discussions, ton soutien, ta disponibilité, et les dizaines de corrections envoyées. Merci de m'avoir supportée avec ma manie organisationnelle, de m'avoir envoyée à autant de congrès, et de m'avoir emmenée sur le terrain. Je pense que tu mérites largement le très humble titre de "meilleur directeur de thèse de l'univers".

Un grand merci à *Michel de Saint Blanquat*, sans qui le terrain dans les Henry Mountains n'aurait pas pu être possible. Merci de nous avoir supportés là-bas avec notre niveau de néophyte, et pour tes remarques constructives lors de ma rédaction. Merci à *Chantal Bosq*, pour les centaines de litres d'eau désionisée fournies pour les expériences avec de la gélatine. Merci à *Jean-Louis Fruquière*, d'avoir trafiqué la cuve, et d'être venu à ma rescousse lors de mes problèmes de bricolage. Merci à *Frank Pointud*, pour avoir eu l'idée de tremper mes bouchons en silicone dans de l'azote pour les percer, me faisant ainsi gagner des jours de manip ratées ! Merci à *Claire Fonquernie*, pour les scies, merci à *Christophe Constantin* et *Colette Guilbaud* pour la rapidité incroyable avec laquelle mes lames minces ont été réalisées. Merci à tous les *porteurs de cuve*, qui m'ont aidé à la transporter (40 kg tout de même), plus de 60 fois, réparties sur au moins 60 semaines, entre le réfrigérateur et la table de manip'.

Je remercie tous les membres de mon jury *Luca Caricchi*, *Olivier Galland*, *Catherine Annen*, *Tim Druitt*, *Virginie Pinel* et *Olivier Roche* d'avoir accepté d'en faire parti, ainsi que pour l'enrichissement retiré de la discussion qui a suivi la soutenance.

Merci à mes amis-doctorants, qui sont devenus des amis-amis, et sans qui la vie au labo aurait été beaucoup plus compliquée et triste. Les co-bureaux, *Marina* alias Jean-Michel sans transition pour tous les fous rires revigorants et les soirées vidage de sac. Merci à *Coco*, alias la rougne, pour les astuces Illustrator, les blagues foireuses, les conseils et le soutien en général. *Bapt*, merci pour les cafés que tu m'apportes les lendemains de fête et merci pour ce super voyage en Grèce (Banana !). Et merci à tous les autres dans le désordre: *Marine*, *Mathias*, *Vincent*, *Sylvia*, *Marie-Anne*, *Melo*, *Simon* (pour le whisky), *Alejandra*, *Juliette*, *Valentin F.*, *Valentin G.*, *Ann*, *Gioacchino & Swetha*. Merci aussi à ceux qui ne sont plus à Clermont *Julien*, *Pierre*, *Angélie*, *Nina*, *Camille*. Merci à ceux que j'oublie, et qu'ils veuillent bien m'excuser. Merci à tout ceux qui ont organisé mon incroyable pot de thèse, tant par l'installation de la nourriture que par le magnifique spectacle que vous avez préparé. Merci aux non-doctorants aussi : *Lydie* (merci ! GNÉ ?! MERCI !), *Yannick*, *Seb & Nico*. Merci à *Chouchou*, de toujours être Chouchou ! Merci également à tous mes amis depuis le lycée jusqu'à la fac, même si ce n'est pas normal qu'il y en est autant en thèse bon sang ! Merci à *Benjamin*, qui m'a accompagné de la L1 au M2, mon binôme de cœur avec qui tout a été beaucoup plus fun. Les M2 : *Mathieu*, *Béné*, *Antho*, *Guy*, *Tom-Tom & Rachel* pour notre super entente. Merci à mes amis de licence : *Pauline*, *Céline*, *Thomas*, *Etienne*, *André & Solange*. Merci à ceux avec qui je suis coincée depuis le lycée, j'espère qu'on restera comme ça encore longtemps : *Sami*, *Clem*, *Elé*, *Stéphane*, *Romain*, *Jean*, *Léo & Léo*. Merci à ceux qui sont là depuis le début, parce qu'à chaque fois c'est comme si on s'était quitté hier. Merci à *Manon*, parce qu'elle me met toujours de bonne humeur et que c'est la seule chose qui compte.

Pour finir, merci à ma famille. En particulier à ma *mamie*, qui m'a toujours aidée et soutenue, même si « tous ces trucs scientifiques, c'est bien trop compliqué pour moi ». Merci à *mes parents* pour les courageuses relectures de ma thèse. Merci de m'avoir encouragée dans mes études et de m'avoir appris qu'on pouvait toujours faire ce que l'on a envie lorsque l'on en a envie et surtout parce qu'on en a envie. Qu'il n'y a pas de limite à la vie, à l'apprentissage et au rêve.

Merci à *Laurent* de me supporter tous les jours, sans qui cette thèse aurait été beaucoup plus douloureuse. Merci de m'avoir soutenu et fait garder les pieds sur terre, et d'être toujours là pour moi et pour nous.

Table des matières

Résumé	iii
Abstract	v
Remerciements	vii
Liste des figures	xvii
Liste des tableaux	xvii
Introduction générale	1
Chapitre I La formation des plutons : importance des sills	5
I.1 Intrusions magmatiques : quelques définitions	5
I.2 Mise en place et formation des plutons	7
I.2.1 Historique	7
I.2.2 Évidence pour la formation incrémentale des plutons	12
I.2.3 Plutonisme et volcanisme	15
I.3 Problématiques	16
I.3.1 Taille des plutons	16
I.3.1.1 Relation avec la taille des sills	16
I.3.1.2 Solidification et intrusions planaires	18
I.3.2 Déformations engendrées par la formation incrémentale des plutons	20
Chapitre II Formation et mise en place des sills	23
II.1 Formation des sills	23

II.1.1 Niveau de flottabilité neutre	23
II.1.2 Champ de contrainte	25
II.1.3 Contrastes rhéologiques	27
II.1.4 Contrastes de rigidité	27
II.1.5 Résistance de l'interface	29
II.1.6 Importance des hétérogénéités crustales	30
II.2 Mise en place des sills	31
II.2.1 Physique de propagation	31
II.2.2 Observations morphologiques	35
Chapitre III Méthodologie	39
III.1 Choix des matériaux utilisés	39
III.2 Dispositif utilisé pour l'étude des effets de la solidification sur la formation des sills	40
III.2.1 Description générale du dispositif expérimental	40
III.2.2 Fabrication de la gélatine	41
III.2.3 Mesures des propriétés élastiques de la gélatine	43
III.2.4 Effets de bords	44
III.2.5 Contraste de rigidité entre les deux couches de gélatine	45
III.2.6 Injection de l'huile végétale	46
III.3 Dispositif utilisé pour l'étude des effets de la solidification sur la propagation des sills	47
III.3.1 Dispositif expérimental	47
III.3.2 Traitement des images et analyse des intrusions	48
Chapitre IV Les effets de la solidification sur la formation des sills	51
IV.1 Résumé	51
IV.2 <i>Solidification effects on sill formation: An experimental approach</i> (EPSL 2014)	52

Chapitre V Les effets de la solidification sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills	63
V.1 Taille des intrusions construites par amalgamation	63
V.2 Résumé	65
V.3 <i>The effects of solidification on sill propagation dynamics and morphology</i> (EPSL 2016)	66
Chapitre VI Étude de terrain : Henry Mountains (Utah, USA)	79
VI.1 Présentation de la zone d'étude	79
VI.1.1 Henry Mountains et centre intrusif du Mont Hillers	79
VI.1.2 <i>Maiden Creek Sill</i>	83
VI.1.3 <i>Trachyte Mesa Laccolith</i>	84
VI.1.4 <i>Black Mesa Bysmalith</i>	86
VI.1.5 Évolution de la géométrie d'un pluton au cours du temps	87
VI.2 Méthodologie et objectifs	89
VI.2.1 Stratégie d'échantillonnage	89
VI.2.1.1 <i>Maiden Creek Sill</i>	92
VI.2.1.2 <i>Trachyte Mesa Laccolith</i>	92
VI.2.1.3 <i>Black Mesa Bysmalith</i>	93
VI.2.2 Analyse de la porosité 2D	93
VI.2.3 Mesure de la déformation finie 2D : Analyse de Fry	96
VI.3 Observations et résultats	98
VI.3.1 Réduction de porosité	98
VI.3.1.1 Résultats	98
VI.3.1.2 Porosité en fonction du type de contact	100
VI.3.1.3 Porosité en fonction de la taille de l'intrusion	102
VI.3.2 Analyse de Fry	103
VI.3.2.1 Résultats	103
VI.3.2.2 Observations	103

VI.3.3	Microstructures	105
VI.4	Discussions et implications	105
VI.4.1	Porosité, intensité de la déformation et microstructures	105
VI.4.2	<i>Black Mesa Bysmalith</i>	107
VI.4.3	Déformation et taille de l'intrusion	108
VI.5	Conclusions	110
Chapitre VII Les déformations autour des plutons : expériences multi-injections		111
VII.1	Problématiques	111
VII.1.1	Objectifs	111
VII.1.2	Expériences préliminaires	112
VII.2	Méthodologie	113
VII.2.1	Dispositif expérimental	113
VII.2.2	Module d'Young	116
VII.3	Résultats	116
VII.3.1	Observations	117
VII.3.1.1	Expérience n° 1	117
VII.3.1.2	Expérience n° 2	118
VII.3.2	Déformations	119
VII.4	Discussion	123
VII.4.1	Mise à l'échelle	123
VII.4.2	Mise en place des intrusions	123
VII.4.2.1	Organisation et morphologies	123
VII.4.2.2	Restriction de la surface	125
VII.4.2.3	Déformations observées	125
VII.4.3	Défis expérimentaux	126
VII.5	Conclusions	128
Synthèse et perspectives		129

Synthèse des différents résultats	129
Perspectives	132
Formation des sills	132
Propagation des sills	134
Déformation de l'encaissant lors de la croissance d'un pluton	136
Références bibliographiques	139
Annexes	155

Liste des figures

1	Types d'intrusions magmatiques	7
2	Mécanismes de formations des plutons et chambres magmatiques	9
3	Morphologies des plutons	11
4	Rapports d'aspect des intrusions magmatiques	12
5	Exemple de variations dans la taille des plutons	17
6	Exemple de pluton bordé par une faille	22
7	Propagation d'une intrusion en fonction du champ de contrainte	25
8	Formation d'un sill grâce au champ de contrainte	26
9	Dyke dévié le long d'un contraste de rigidité, Islande	28
10	Formation d'un sill grâce à un contraste de rigidité	29
11	Schéma d'une fracture induite par la propagation d'un fluide dans un encaissant élastique	32
12	Structures liées à la mise en place de sill dans un encaissant cassant	36
13	Évolution des <i>Magma fingers</i> dans le temps	37
14	Exemple de sills lobés mis en évidence par la sismique réflexion	38
15	Dispositif expérimental n° 1	41
16	Étape de réalisation de la gélatine	43
17	Illustration schématique de la mesure du module d'Young	44
18	Dispositif expérimental n° 2	48
19	Traitement des images	49

20	Construction verticale d'un pluton	64
21	Exemple de variations dans la taille des sills	65
22	Henry Mountains et centre intrusif du Mont Hillers (Utah, USA)	80
23	Localisation de la zone d'étude	82
24	Stratigraphie de la zone d'étude	82
25	Géologie et géométrie du <i>Maiden Creek Sill</i>	84
26	Géologie et géométrie du <i>Trachyte Mesa Laccolith</i>	85
27	Géologie et géométrie du <i>Black Mesa Bysmalith</i>	87
28	Bloc-diagramme schématique de l'évolution d'un pluton idéal	88
29	Localisation des échantillons prélevés	90
30	Échantillons du MCS par rapport au contact encaissant / intrusion	92
31	Échantillons du TML par rapport au contact encaissant / intrusion	93
32	Échantillons du BMB par rapport au contact encaissant / intrusion	94
33	Analyse d'une microphotographie	95
34	Analyse de Fry	97
35	Diagramme de Fry	98
36	Porosité 2D en fonction de la distance au contact encaissant / intrusion	101
37	Porosité 2D pour les contacts supérieurs et latéraux	103
38	Rapport de forme R_s et ellipsoïde de déformation en fonction de l'éloignement e	106
39	Expérience multi-injections préliminaire	112
40	Dispositif expérimental n° 3	113
41	Minimisation des effets de bords	114
42	Couches de gélatine colorées	115
43	Morphologie de l'expérience multi-injections n° 1	117
44	Morphologie de l'expérience multi-injections n° 2	118
45	Emplacements initiaux et finaux des interfaces	119
46	Allongement relatif et intensité de la contrainte en fonction des couches	122
47	Effet du contraste de rigidité sur la formation des sills	133

48	Expériences à très haut flux	134
----	--	-----

Liste des tableaux

1	Liste des échantillons prélevés	91
2	Valeurs de la porosité 2D	99
3	Résultat de l'analyse de Fry	104
4	Paramètres utilisés pour les expériences multi-injections	116
5	Allongements relatifs et contraintes	121

Introduction générale

Les intrusions magmatiques représentent un constituant essentiel de la croûte terrestre car elles sont à la fois importantes pour le transport du magma et pour son stockage. La majorité des intrusions sont planaires et possèdent une longueur bien plus importante que leur épaisseur (dykes et sills). D'autres sont des corps magmatiques de plus grands volumes : les plutons. La compréhension de la croissance des grands corps magmatiques, comme les plutons ou les chambres magmatiques, a fait l'objet de nombreuses publications et théories depuis plusieurs dizaines d'années. Les plutons, considérés pendant longtemps comme de simples chambres magmatiques fossilisées, sont maintenant reconnus comme un processus discontinu, dans le temps et dans l'espace : ils se formeraient grâce à l'amalgamation d'intrusions plus petites, sous la forme de sills (intrusions planaires suivant les structures de l'encaissant).

Malgré le fait que la construction incrémentale des plutons soit maintenant reconnue, des questions restent en suspens : on ne sait toujours pas ce qui contrôle la taille des plutons, ni comment l'encaissant se déforme lors de leur mise en place. Le but de cette thèse est d'aborder ces deux problèmes.

On ne sait pas ce qui contraint la taille des plutons. Cependant, plusieurs études de terrain semblent montrer que la taille du premier sill mis en place va contraindre la taille du corps final construit par amalgamation de sills. Plusieurs facteurs pourraient être déterminant pour contrôler l'extension latérale d'un sill (composition du magma, flux, ...). Cependant, une possibilité serait que la solidification et le refroidissement du magma au cours de sa propagation en restreignent la taille. Le but de la première partie de cette thèse est de tester cette hypothèse. Des expériences analogiques de laboratoire, impliquant l'injection d'un fluide se solidifiant au cours de sa propagation, ont été réalisées afin de comprendre les effets de la solidification sur la formation, la dynamique de propagation, la morphologie, et la taille des sills, afin de savoir si

la solidification peut restreindre leur taille.

Les déformations engendrées par la mise en place des grands plutons sont également peu connues et peu comprises (rhéologie de l'encaissant complexe à cause de l'évolution de la température au fur et à mesure de la mise en place du pluton). De plus, il y a contradiction entre les modèles utilisés (rhéologie visco-élastique) et les observations de terrain (présence de failles, *i.e.* rhéologie cassante). Le but de la deuxième partie de cette thèse a donc été d'essayer de mieux comprendre comment l'encaissant se déforme. Pour cela, une étude de terrain a été conduite dans les Henry Mountains (Utah, USA) où se trouvent plusieurs intrusions de différentes tailles (sill, laccolite, bysmalite). Les déformations observées sont liées à la mise en place des intrusions (aucune tectonique régionale depuis leur mise en place), ce qui permet de relier les déformations et les propriétés de l'intrusion. Des expériences analogiques de laboratoire impliquant plusieurs injections successives ont également été réalisées.

Cette thèse est articulée en huit parties :

- Le chapitre I commence par décrire les différents types d'intrusions magmatiques, avant de détailler les différentes théories existantes sur la formation des plutons. Des évidences (géochimiques, géophysiques, géochronologiques et de terrain) de la construction incrémentale des plutons sont ensuite exposées. Pour finir, les problématiques portant sur la taille des plutons et les déformations engendrées par leur mise en place sont abordées.

- Le chapitre II énumère tout d'abord les différents modes de formation des sills afin d'insister sur l'importance des hétérogénéités crustales dans leur genèse. Une synthèse sur la mise en place et la morphologie des sills est ensuite exposée.

- Le chapitre III présente la méthodologie détaillée des expériences analogiques de laboratoire effectuées lors de cette thèse (chapitres IV et V).

- Le chapitre IV présente les résultats des effets de la solidification sur la formation des sills via une publication dont ils ont fait l'objet (Chanceaux et Menand, 2014, *Solidification effects on sill formation : an experimental approach, Earth and Planetary Science Letters*, 403 : 79-88).

- Le chapitre V décrit quant à lui les résultats des effets de la solidification sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills. Ces résultats ont également fait l'objet d'une publication (Chanceaux et Menand, 2016, *The effects of solidification on sill propagation dynamics and geometry, Earth and Planetary Science Letters*, 442 : 39-50).

- Le chapitre VI porte sur l'étude de terrain réalisée dans les Henry Mountains (Utah, USA). Le contexte géologique de la zone d'étude est dans un premier temps expliqué. Dans un deuxième temps, l'échantillonnage et les méthodes utilisés sont décrits. Pour finir, les résultats obtenus et leurs implications sont exposés.

- Le chapitre VII présente des expériences impliquant plusieurs injections successives afin de mieux comprendre les déformations liées à la mise en place incrémentale d'une intrusion de grand volume. Les défis méthodologiques liés à de telles modélisations sont également abordés.

- Pour conclure, une synthèse des résultats obtenus est présentée, ainsi que certaines perspectives envisagées par rapport à ce travail.

Chapitre I

La formation des plutons : importance des sills

Ce chapitre commence par définir les grands types d'intrusions magmatiques. Par la suite, les différents mécanismes de formation des plutons existants sont développés et discutés. Les problématiques liées à ce thème sont ensuite présentées, avant de détailler les objectifs de cette thèse.

I.1 Intrusions magmatiques : quelques définitions

Alors que le volcanisme est l'expression du magmatisme à la surface (éruptions explosives, coulées de lave, ...), le plutonisme est l'expression du magmatisme en profondeur, *i.e.* dans la croûte terrestre (Fig. 1). En effet, la majeure partie du magma transporté dans la croûte n'atteint jamais la surface et ne crée donc aucune éruption. Elle reste piégée dans la croûte terrestre. Malgré des calculs plutôt rares et imprécis, le volume de magma intrusif est estimé être globalement 10 fois supérieur au volume de magma extrusif en contexte continental (Crisp, 1984 ; Shaw, 1985). Des calculs plus spécifiques ont montré que la proportion du magma atteignant la surface en Islande et à Ténériffe (Iles Canaries) ne serait que de quelques pour cent (Gudmundsson *et al.*, 1999). Ce plutonisme se manifeste par la création d'intrusions magmatiques. Ces intrusions sont un mécanisme majeur pour le transport et le stockage du magma dans la croûte.

Il existe différents types d'intrusions magmatiques (Fig. 1). Elles possèdent généralement une longueur bien plus importante que leur épaisseur et ont donc une forme planaire ou tabulaire. On appelle dykes les intrusions planaires discordantes, recoupant les structures de l'encaissant (stratigraphie), et sills les intrusions planaires concordantes, où l'intrusion se met en place parallèlement aux structures de l'encaissant. Les dykes et les sills peuvent mesurer de quelques centimètres à plusieurs kilomètres d'épaisseur et peuvent posséder des rapports d'aspect (ratio de la longueur sur l'épaisseur) allant de 10 à plus de 1000. Les laccolites sont eux des intrusions lenticulaires de plus grandes tailles et sont définis comme étant mis en place à faible profondeur en déplaçant les couches situées au-dessus d'eux lors de leur mise en place. Les plutons¹ sont des intrusions magmatiques de volume important, pouvant atteindre une épaisseur supérieure à plusieurs dizaines de kilomètres (Fig. 1). Les batholites, enfin, sont des massifs plutoniques de très grands volumes (jusqu'à 10^5 km^3), impliquant l'agrégation de plusieurs plutons. D'autres géométries peuvent être observées pour les intrusions magmatiques (*e.g.* Mathieu *et al.*, 2008) ; elles sont généralement en surface et sont liées aux structures volcaniques : *neck* (conduit magmatique solidifié), *cone sheets* (dykes inclinés vers un point central), *cup-shaped* (intrusion ayant une forme de coupole), *stock* (intrusion discordante de petite taille), ...

Les intrusions magmatiques sont présentes dans tous les contextes tectoniques, et sont donc un composant important de la croûte terrestre. L'étude de leur formation et de leur processus d'emplacement est donc très importante pour développer notre compréhension de l'évolution de la croûte continentale terrestre. Les dykes sont un élément essentiel des systèmes d'alimentation volcanique (*e.g.* Costa *et al.*, 2007 ; Geshi *et al.*, 2010 ; Tarasewicz *et al.*, 2012). Cependant, dans la plupart des cas, ces dykes n'atteignent pas la surface et sont associés à la formation et à l'alimentation de sills subhorizontaux (*e.g.* Gudmundsson *et al.*, 1999 ; Gudmundsson et Brenner, 2001 ; Burchardt, 2008). Les sills, eux, sont à la fois acteurs du transport mais aussi du stockage de magma dans la coûte. En effet, les complexes de sills interconnectés sont proposés comme viables et efficaces pour transporter le magma à travers la coûte (Cartwright et Hansen,

¹Les plutons sont définis ici comme tout corps magmatique de grand volume (ce qui implique par exemple les bysmalites, et autres termes plus spécifiques).

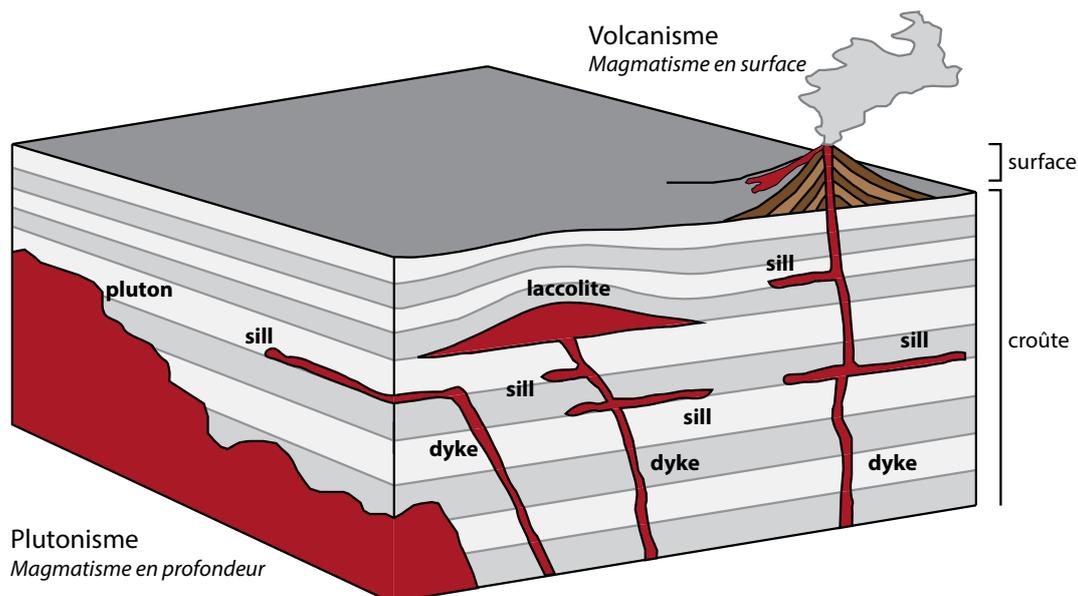


Figure 1 : Types d'intrusions magmatiques. Les dykes et les sills possèdent une longueur bien plus importante que leur épaisseur ; les dykes sont dits discordants, et les sills sont dits concordants. Les laccolites possèdent une forme lenticulaire et déplacent les couches situées au-dessus d'eux lors de leur mise en place à faible profondeur. Les plutons sont d'immenses corps magmatiques intrusifs.

2006 ; Muirhead *et al.*, 2012). De plus, l'amalgamation de pulses² répétés de magma, la plupart d'entre eux sous forme de sills, peut amener à la formation de chambres magmatiques et de plutons (voir section I.2.2).

I.2 Mise en place et formation des plutons

I.2.1 Historique

Les plutons ont longtemps été considérés comme des chambres magmatiques fossilisées. Le modèle conceptuel de la dynamique d'une chambre magmatique implique des chambres de longue vie qui refroidissent lentement, cristallisent et se différencient. Cette vision classique est basée sur la supposition que les réservoirs sont largement fondus lors de leur mise en place et que cette mise en place est rapide (*e.g.* Buddington, 1959 ; Pitcher et Berger, 1972 ; Paterson *et al.*, 1996 ; Petford *et al.*, 2000) ; cela réduit les plutons à des chambres magmatiques

²Un pulse est ici défini comme un évènement magmatique discret.

fossilisées (Glazner *et al.*, 2004). En effet, le lien entre les plutons et les chambres magmatiques est flou, car les plutons (corps magmatiques éteints) pourraient être fondus lors de leur mise en place (*i.e.* comme une chambre magmatique) ou se solidifier sans participer à un système volcanique actif (voir section I.2.3, Glazner *et al.*, 2015).

Les chambres magmatiques sont nécessaires pour expliquer la différenciation magmatique. De plus, de nombreuses études pétro-géochimiques réalisées sur des volcans actifs montrent un stockage temporaire du magma à différentes profondeurs (*e.g.* Stromboli, Italie, Vaggelli *et al.*, 2003, volcans d'Islande, Kelley et Barton, 2008, Kilauea, Hawaï, USA, Pietruszka *et al.*, 2015, Piton de la Fournaise, Ile de la Réunion, France, Pichavant *et al.*, 2016). Cependant, une chambre magmatique active est supposée être localisable via les méthodes sismiques. En effet, les ondes sismiques ralentissent et s'atténuent lorsqu'elles atteignent une zone où se situe du liquide. Cependant, malgré de nombreuses campagnes de mesures réalisées dans des zones volcaniques actives, il n'y a aucune évidence de zone contenant des quantités importantes de magma fondu (>50 %, vue pétrologique classique d'une chambre magmatique) dans la croûte supérieure (*e.g.* Iyer, 1984 ; Detrick *et al.*, 1990 ; Iyer *et al.*, 1990 ; Lees, 1992 ; Schilling et Partzsch, 2001 ; Zandt *et al.*, 2003). Les estimations de la proportion de liquide dans les chambres magmatiques via la propagation des ondes sismiques sont généralement de quelques pour cent et dépassent rarement les 10 % (Glazner *et al.*, 2004). Les grandes chambres magmatiques possédant une forte quantité de liquide sont donc rares ou inexistantes. Malgré tout, les éruptions impliquant la formation de caldeira avec des volumes de l'ordre de 1000 km³ sont la preuve irréfutable que de grands corps magmatiques peuvent exister, au moins de manière éphémère, dans la croûte terrestre.

De ce constat, les observations de terrain sur les plutons, qui sont d'immenses corps ignés (généralement constitués de magma évolué, *i.e.* granite), ont été interprétées comme des chambres magmatiques fossilisées. Cependant, les plutons, bien qu'observables directement, sont des corps magmatiques éteints, et il est donc difficile de retracer leur histoire, notamment leur processus de mise en place dans la croûte. Divers mécanismes ont donc été proposés pour

la mise en place des plutons: le diapirisme, le *ballooning* et le *stopping* en sont les principaux (e.g. Pitcher, 1993 ; Paterson *et al.*, 1996).

Le diapirisme (Fig. 2a) est un mécanisme impliquant la remontée par flottabilité du magma en fusion, peu dense, à travers des roches encaissantes, plus denses. Ce mécanisme est supposé être réduit aux zones ductiles. La perte de chaleur ou de flottabilité entraîne un refroidissement qui stoppe la remontée. Parfois, le magma situé au niveau des bordures va cristalliser pendant que la « queue magmatique » du diapir, encore chaude, continue son ascension en élargissant les marges déjà cristallisées. Ce processus est appelé le *ballooning* (Fig. 2b, e.g. Paterson et Vernon, 1995) et est supposé expliquer la forme hypothétiquement elliptique des plutons. Cependant, il a été montré que la vitesse d'ascension d'un diapir magmatique est faible, ce qui implique une solidification très rapide et donc un déplacement stoppé bien avant la croûte supérieure (e.g. Mahon *et al.*, 1988). De plus, les structures de déformation liées au passage d'un diapir ne sont pas observées sur le terrain (e.g. Clemens et Mawer, 1992). Le diapirisme pose donc un certain nombre de problèmes mécaniques et thermiques (e.g. Clemens et Mawer, 1992) ; si il existe, il est limité à la croûte inférieure chaude ductile ou à des croûtes supérieures réchauffées par un magmatisme antérieur (e.g. Annen *et al.*, 2015).

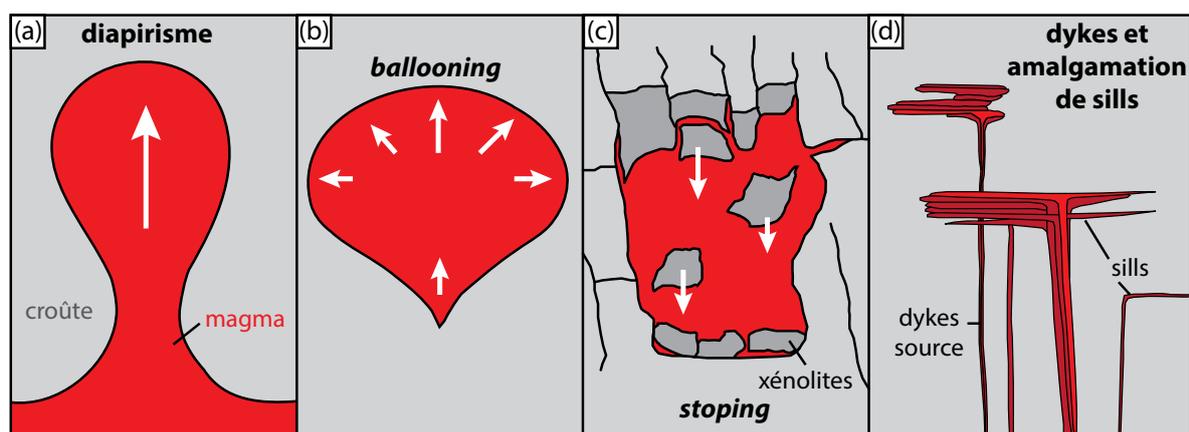


Figure 2 : Mécanismes de formations des plutons et chambres magmatiques. (a) Diapirisme. (b) *Ballooning*. (c) *Stopping*. (d) Amalgamation de sills alimentés par des dykes.

Le *stopping* (Fig. 2c) implique un magma qui monte à travers la croûte en fracturant l'encaissant sans le fondre. Les blocs détachés (xénolites) coulent ou flottent, ce qui permet de faire la place

pour le magma qui remonte (Daly, 1903, 1933). Cependant, le *stopping* est limité par l'énergie nécessaire pour assimiler les xénolites (*e.g.* Glazner, 2007). De plus, la remontée d'un volume important de magma via ce mécanisme implique un volume considérable de roche encaissante « coulant » dans le corps magmatique afin qu'il puisse monter à travers la croûte terrestre ; les plutons devraient alors contenir une proportion très importante de xénolites, ce qui n'est pas le cas (*e.g.* Glazner, 2007). Le *stopping* est donc considéré comme un mécanisme insignifiant par rapport au volume d'un pluton (Glazner et Bartley, 2006).

Le modèle actuellement considéré comme le plus probable pour le transport du magma jusqu'à la croûte supérieure (*e.g.* Vigneresse et Clemens, 2000) implique le transport du magma à travers la croûte via des dykes, alimentant plutons et chambres magmatiques superficielles (Fig. 2d). En effet, de nombreux plutons montrent sur le terrain une alimentation via les dykes (*e.g.* Leuthold *et al.*, 2012, 2014). De plus, leur volume bien plus faible permet de résoudre les problèmes mécaniques et thermiques liés à l'ascension d'un grand volume de magma via les diapirs par exemple (*e.g.* Petford *et al.*, 2000). Le transport du magma via des fractures, *i.e.* dykes, est suffisamment rapide pour ne pas se solidifier (Petford *et al.*, 1994) et permet également d'alimenter rapidement des chambres magmatiques ou plutons situés dans la croûte supérieure (Petford *et al.*, 1993 ; Petford, 1996 ; Cruden, 1998). De cette hypothèse, confirmée par de nombreuses études géophysiques, géochimiques, géochronologiques et de terrain (voir section I.2.2), a découlé le modèle de la formation des plutons par accumulation de volumes plus faibles de magma, initialement transportés par des dykes à travers la croûte et généralement mis en place sous la forme de sills.

La morphologie tridimensionnelle exacte des plutons est souvent difficile à contraindre, car les affleurements géologiques sont bidimensionnels. Cependant, Cruden et McCaffrey (2001), grâce à une revue de données de terrain et de gravité, ont montré que les plutons sont plutôt tabulaires ou en forme d'entonnoir ; ceci est en accord avec un mécanisme de formation des plutons par accumulation d'intrusions plus petites. Ces intrusions peuvent être horizontales (sills) et construire des plutons tabulaires, éventuellement concordants (Fig. 3a, *e.g.* Leuthold

et al., 2012 ; Miller *et al.*, 2011), ou peuvent être de plus en plus inclinées et construire un pluton en forme d'entonnoir (Fig. 3b, e.g. Cruden *et al.*, 1999 ; Cruden et McCaffrey, 2001 ; Tibaldi et Pasquarè, 2008).

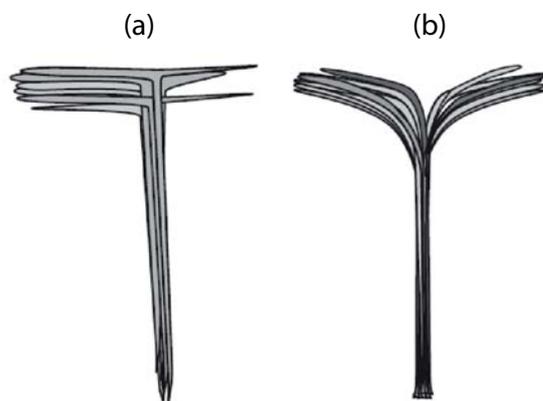


Figure 3 : Morphologies des plutons, figure modifiée d'après Annen *et al.* (2015). (a) Pluton tabulaire résultant de l'amalgamation de sills. (b) Pluton en entonnoir résultant de l'amalgamation d'intrusions inclinées.

De plus, la construction incrémentale des plutons peut expliquer les différences de morphologie entre les différents types d'intrusions magmatiques. En effet, une importante compilation de données de terrain sur les dimensions et les géométries de différentes intrusions (des sills aux batholites) semble indiquer un lien continu entre l'épaisseur et la longueur de ces intrusions (Fig. 4, Cruden et McCaffrey, 2002 ; McCaffrey et Cruden, 2002). Cependant, ces relations ne suivent pas qu'une seule loi d'échelle (McCaffrey et Cruden, 2002 ; Breikreuz et Petford, 2004 ; Cruden et McCaffrey, 2006) : les sills semblent croître principalement via une propagation latérale, alors que les laccolites et les plutons semblent croître via un épaissement vertical. Les batholites semblent eux aussi croître latéralement. Cela illustrerait des processus de construction différents (Pollard et Johnson, 1973 ; Cruden et McCaffrey, 2002, 2006), et serait cohérent avec une construction incrémentale des laccolites et des plutons via amalgamation de sills, ainsi que des batholites représentant l'agrégation de plusieurs plutons.

Si une formation incrémentale des plutons et chambres magmatiques est considérée, les super-éruptions entraînant la formation de caldeira seraient associées à des chambres magmatiques possédant une surface de plusieurs dizaines de kilomètres, se mettant en place avec des flux

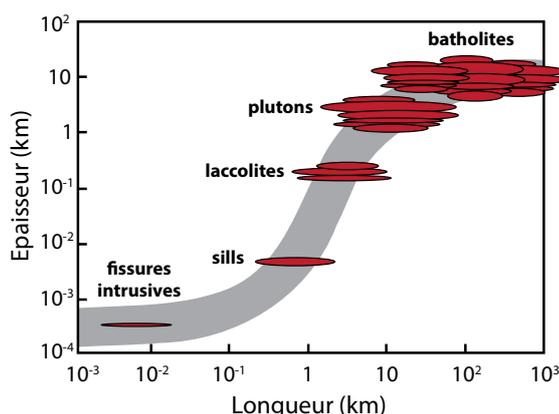


Figure 4 : Rapports d'aspect des intrusions magmatiques, compilation de données d'après McCaffrey et Cruden (2002), Cruden et McCaffrey (2002) et figure modifiée d'après Menand (2008). Les différents types d'intrusions semblent liés par une relation en forme de S.

volumétriques très importants et très rapides (Annen *et al.*, 2015) ; cela expliquerait leur rareté. Si on considère les réservoirs magmatiques de taille classique d'un point de vue sismique (inférieures à quelques dizaines de km³), des zones possédant un pourcentage élevé de liquide ne pourraient exister que si elles sont suffisamment petites par rapport à la résolution spatiale des méthodes sismiques. La mise en place des plutons par amalgamation de petites intrusions est donc compatible avec les observations géophysiques, ce qui indique que les chambres magmatiques actuelles dans le sens pétrologique (>50 % de liquide) sont généralement petites et éphémères (Glazner *et al.*, 2004).

I.2.2 Évidence pour la formation incrémentale des plutons

Il est maintenant reconnu que la plupart des plutons se construisent par amalgamation d'incrément de magma, qui sont généralement des intrusions planaires concordantes de type sill. Ceci est confirmé par des données géophysiques, des modèles théoriques, des études de terrain et des données géochronologiques (*e.g.* Cargill *et al.*, 1928 ; Hawkes et Hawkes, 1933 ; Gretener, 1969 ; Bédard *et al.*, 1988 ; Hutton, 1992 ; John et Blundy, 1993 ; Rutter *et al.*, 1993 ; Vigneresse et Bouchez, 1997 ; Wiebe et Collins, 1998 ; Benn *et al.*, 1999 ; Annen et Sparks, 2002 ; Coleman *et al.*, 2004 ; Glazner *et al.*, 2004 ; Horsman *et al.*, 2005 ; Morgan *et al.*, 2005 ; Belcher et Kisters, 2006 ; Saint Blanquat *et al.*, 2006 ; Pasquarè et Tibaldi, 2007 ; Menand,

2008 ; Horsman *et al.*, 2009 ; Saint Blanquat *et al.*, 2011 ; Gudmundsson, 2011 ; Miller *et al.*, 2011 ; Leuthold *et al.*, 2012 ; Davis *et al.*, 2012 ; Friese *et al.*, 2012 ; Zibra *et al.*, 2014 ; Olivier *et al.*, 2016).

Benn *et al.* (1999) par exemple ont étudié le *South Mountain Batholith* (Nouvelle-Écosse, Canada). Des données gravimétriques, appuyées par des observations de terrain, montrent que le pluton possède une structure stratifiée. Ces stratifications sont constituées de sills, ce qui suggère que le pluton a été construit par de nombreuses intrusions planaires représentant différents pulses magmatiques. Des données géochronologiques effectuées par Coleman *et al.* (2004) sont en accord avec la mise en place d'une série de sills dans le cas de la *Tuolumne intrusive suite* (Sierra Nevada, USA). Grâce à des observations de terrain, Horsman *et al.* (2005), Morgan *et al.* (2005), Saint Blanquat *et al.* (2006) et Horsman *et al.* (2009) ont pu mettre en évidence les structures stratifiées de plusieurs intrusions situées dans les Henry Mountains (Utah, USA) : le *Maiden Creek Sill* serait composé de deux sills superposés, le *Trachyte Mesa Laccolith* d'au moins douze sills différents, et le *Black Mesa Bismalith* serait également le résultat d'une accumulation de nombreux feuillets. Saint Blanquat *et al.* (2011) ont compilé différentes caractéristiques de plutons de différentes tailles (le *Black Mesa Pluton*, Utah, USA ; le *Tinos pluton*, Cyclades, Grèce ; le *Papoose flat pluton*, Californie, USA ; le *Mono Creek Pluton*, Sierra Nevada, USA ; et la *Tuolumne intrusive suite*, Sierra Nevada, USA). Ils ont trouvé une relation positive entre la durée de construction par amalgamation de sills et le volume du corps magmatique considéré. Grâce à des données géochimiques, géochronologiques, pétrologiques et des observations de terrain, Miller *et al.* (2011) ont montré que plusieurs plutons du Sud du Nevada (USA) avaient été construits par amalgamation de sills, qui en se mettant en place ont été susceptibles de refondre une partie de l'intrusion déjà présente, entraînant une destruction des contacts internes ; cela est observé même dans les plutons de relativement petite taille. Leuthold *et al.* (2012) ont mesuré les âges des différents sills composant le *Torres Del Paisne* (Patagonie) avec une résolution temporelle très fine (incertitudes inférieures à 10 ka) et ont déduit que cette intrusion s'était construite par sous-

accrétion³ (sills granitiques de la partie supérieure) puis sur-accrétion⁴ (sills basiques de la partie inférieure). Plus récemment, des études de terrains multidisciplinaires ont montré que le *Cundimurra pluton* (Australie) et le *Saint Laurent-La Jonquera pluton* (Pyrénées) se sont mis en place par amalgamation de pulses de magma de plus en plus évoluées chimiquement (Zibra *et al.*, 2014 ; Olivier *et al.*, 2016). Ces études mettent également en évidence le caractère global du processus d'amalgamation des plutons. Si seules les intrusions précédemment citées sont prises en compte, elles possèdent des compositions allant du gabbro au granite, des âges compris entre 15 Ma et 2700 Ma, des tailles allant de 0,5 km³ à des surfaces de 7000 km², et des durées d'accrétion totales entre 100 ans et plusieurs dizaines de milliers d'années.

Différentes études ont également montré que l'amalgamation de sills pouvait conduire à la formation de chambres magmatiques. John (1988) a effectué une étude de terrain de la *Chemehuevi Mountains plutonic suite* et a mis en évidence la construction verticale de cette chambre magmatique, chaque pulse étant un sill de plus en plus évolué. Grâce à des études théoriques, Gudmundsson (1986) et Gudmundsson (1990) suggèrent que le contexte tectonique de l'Islande favoriserait la formation de sills, qui fusionneraient et absorberaient le magma transporté via les dykes, devenant des sites préférentiels pour la création de chambres magmatiques. Annen et Sparks (2002) ont simulé numériquement la mise en place répétée de sills basaltiques dans la croûte inférieure en balayant différentes configurations géodynamiques. Après une période où les intrusions se solidifient, des liquides silicatés sont générés lorsque le solidus du basalte ou de l'encaissant est atteint. La genèse de ces liquides inclue le refroidissement et la cristallisation du magma initial mis en place, puis la fusion partielle de la croûte basaltique nouvellement formée et celle de la croûte pré-existante. Michaut et Jaupart (2006) ont également réalisé un modèle numérique basé sur une alimentation régulière en sills. L'amalgamation de sills de petite taille (< 2 m d'épaisseur) entraîne une augmentation progressive de la température qui, couplée à la chaleur résultant de la cristallisation de chaque intrusion, peut provoquer une montée importante en température de la pile de magma : une

³ Amalgamation répétée de magma plus récent en dessous d'un corps magmatique plus ancien.

⁴ Amalgamation répétée de magma plus récent au-dessus d'un corps magmatique plus ancien.

grande quantité de liquide évolué peut alors être générée en peu de temps. Ces larges quantités de magma pourraient être stockées dans des zones volcaniques actives sans être détectées par les méthodes sismiques classiques.

I.2.3 Plutonisme et volcanisme

La problématique des sills est donc étroitement liée aux réservoirs magmatiques, ainsi qu'aux relations entre le plutonisme et le volcanisme. En particulier, les modélisations numériques de *Annen (2009)* montrent qu'une chambre magmatique active peut seulement être formée pour des vitesses de mise en place rapides : de faibles vitesses de mise en place empêchent le développement d'une chambre magmatique, alors que des vitesses élevées entraînent éruption et vidange de la chambre magmatique, accélérant son refroidissement et sa solidification. La mise en place des corps magmatiques serait un processus impliquant différentes échelles de temps. Les grandes chambres magmatiques seraient des structures éphémères correspondant à des flux magmatiques élevés ; seul un faible volume du pluton final pourrait donc être considéré comme une chambre magmatique fossilisée (*Annen, 2009*). Ceci est confirmé par une étude récente de *Glazner et al. (2015)*. Leur but était de comparer, à partir d'une base de données, les compositions géochimiques plutoniques et volcaniques. Cela permettrait de comprendre si les plutons sont des résidus issus de l'extraction de liquide volcanique (*i.e.* chambre magmatique fossilisée) ou bien des corps magmatiques à part entière (*i.e.* non reliés à un système volcanique actif). Les plutons montrent peu ou pas d'évidence d'extraction de liquide, et les données montrent une grande similarité entre les roches volcaniques et plutoniques. Cela indique que les roches plutoniques seraient donc issues du même magma que celui qui atteint la surface (*Glazner et al., 2015*).

La compréhension de la formation des sills et de la construction des grands corps magmatiques, est donc fondamentale pour comprendre le lien entre le volcanisme et le plutonisme, ainsi que la croissance et la construction de la croûte terrestre. En plus de représenter les briques élémentaires des grands corps magmatiques, les sills possèdent un impact économique

significatif : ils sont en effet particulièrement importants pour l'amélioration de la prospection pétrolière dans les bassins sédimentaires (*e.g.* Malthé-Sørenssen *et al.*, 2004), et ont également été exploités pour le minerai de diamant (kimberlites), mais aussi les minerais d'or, de cuivre, de nickel, ou encore d'éléments du groupe platine (*e.g.* Davies et Tredoux, 1985 ; White *et al.*, 2012).

Les évidences pour la formation des plutons par injections répétées de magma ne cessent de croître et ce modèle de mise en place semble donc maintenant avéré. Cependant, de nombreux points concernant leur formation sont encore mal compris : on ne peut pas encore expliquer ce qui contrôle la taille des plutons, ni expliquer exactement comment l'encaissant se déforme lors de leur formation. Le but de cette thèse est d'aborder ces deux problèmes.

I.3 Problématiques

I.3.1 Taille des plutons

I.3.1.1 Relation avec la taille des sills

La taille d'un réservoir magmatique détermine la fréquence, la taille et le type d'éruption volcanique, qui est l'une des questions fondamentales du volcanisme. En effet, les modèles numériques de Caricchi *et al.* (2014) ont montré que le taux de magma injecté dans la croûte supérieure contrôle le volume d'une éruption. L'intervalle entre les injections de magma déterminerait la durée de l'activité magmatique précédant les éruptions. Dans un premier temps, il est donc primordial de comprendre les mécanismes susceptibles de former les sills, briques élémentaires des grands corps magmatiques. Une fois solidifié, le sill peut fournir un site favorable pour la mise en place d'autres sills, grâce au contraste de rigidité favorable (Menand, 2011, voir section II.1.4), aboutissant à la création d'un corps magmatique plus grand, dont la taille sera contrôlée par la dynamique de propagation et la géométrie du premier pulse ou sill

mis en place.

Les plutons possèdent une grande variabilité de tailles (Fig. 5). Actuellement, aucun modèle ne permet de contraindre la taille des plutons. En effet, toutes les modélisations traitant de la formation des plutons fixent a priori leur extension latérale. Cependant, lorsqu'un pluton est construit par amalgamation de sills, son extension latérale dépendra notamment de l'extension latérale des incréments, et donc des sills (Menand, 2011). Dans les Henry Mountains (Utah, USA) par exemple, plusieurs intrusions de différents volumes sont composées de plusieurs sills semblant tous posséder une extension latérale similaire (Horsman *et al.*, 2005 ; Saint Blanquat *et al.*, 2006 ; Morgan *et al.*, 2008). Des observations semblables sont faites en Islande, au Nevada (USA) et en Patagonie (Pasquarè et Tibaldi, 2007 ; Miller *et al.*, 2011 ; Leuthold *et al.*, 2012). Ces études suggèrent que l'extension latérale d'un pluton construit incrémentalement est contrainte par l'extension latérale du premier pulse ou sill mis en place (Horsman *et al.*, 2009). Il est donc important de mieux comprendre ce qui contrôle la formation, la taille, et la dynamique des sills afin de mieux contraindre la formation des grands corps magmatiques.

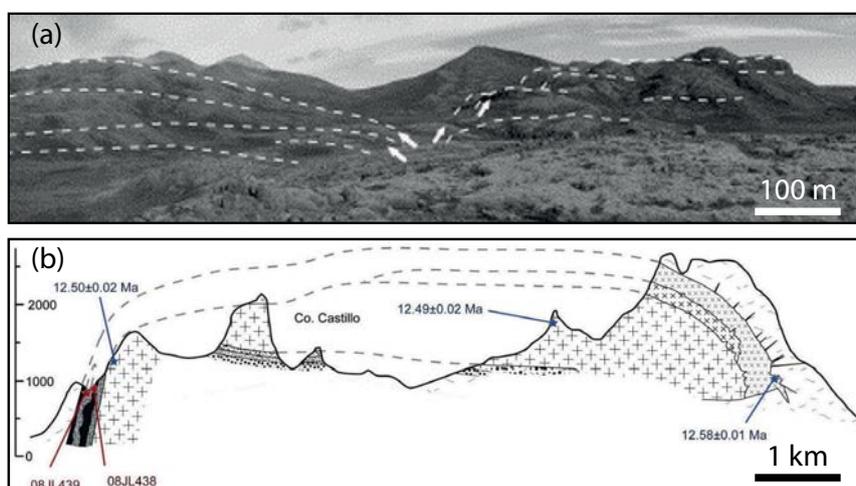


Figure 5 : Exemple de variations dans la taille des plutons. (a) Édifice subvolcanique du volcan Stardalur, Islande, image modifiée d'après Pasquarè et Tibaldi (2007). (b) Torres Del Paisne, Patagonie, image modifiée d'après Leuthold *et al.* (2012).

L'extension latérale des sills pourrait être le simple reflet de variations de conditions au niveau de la source. Un volume injecté plus grand pourrait en effet induire un sill possédant une

extension latérale plus importante. De la même manière, une surpression plus importante serait également susceptible d'entraîner un sill plus important en étant capable de se propager plus facilement une fois formé. La composition du magma pourrait elle aussi influencer la taille des sills : un magma basique plus fluide, pourrait se propager plus facilement et donc former des sills plus grands qu'un magma acide, beaucoup plus visqueux. Cependant, une autre possibilité est que la solidification partielle du magma lors de la propagation des sills en limite la taille.

I.3.1.2 Solidification et intrusions planaires

Le refroidissement et la solidification sont des mécanismes inhérents au magmatisme. Pour ce qui est des coulées de lave par exemple, les études théoriques et les expériences analogiques de laboratoire montrent que le taux d'effusion contrôle la morphologie finale de la coulée (Hallworth *et al.*, 1987 ; Blake et Bruno, 2000) et que la formation d'une croûte solidifiée à la surface de la coulée a un impact important sur sa morphologie et sa dynamique (Griffiths et Fink, 1993 ; Fink et Griffiths, 1990).

La problématique de l'extension latérale des sills est similaire à celle de l'étendue des coulées de lave. En effet, l'extension d'une coulée peut être limitée soit par la quantité de magma délivrée à la source, soit par l'évolution de la rhéologie de la coulée lors de son refroidissement (Harris et Rowland, 2009). Si l'étendue d'une coulée de lave est limitée par le refroidissement et la quantité de chaleur perdue, elle sera dépendante du taux d'effusion. Une coulée avec un taux d'effusion important atteindra des distances plus importantes qu'une coulée avec un taux d'effusion faible car la perte de chaleur (*i.e.* le refroidissement) sera plus lente. Dans le cas d'une coulée dont la taille est limitée par le volume, la coulée s'arrêtera avant d'avoir atteint son extension maximum théorique (limitée par le refroidissement) car l'alimentation en magma aura cessé (Harris et Rowland, 2009).

De nombreuses études portent sur l'évolution thermique des plutons et intrusions de grands volumes mais très peu portent sur la mise en place et la propagation des dykes, sills et autres laccolites. En effet, les effets de la solidification sur les intrusions planaires ont été très

peu étudiés : la grande majorité des études réalisées ont toujours négligé l'effet potentiel du refroidissement du magma et de la solidification. Les expériences analogiques et numériques sur les sills sont donc généralement réalisées avec des conditions isothermales. Très peu d'études abordent le thème du refroidissement et des effets de la solidification sur les intrusions planaires mais elles ont cependant montré qu'ils peuvent avoir un impact significatif. En ce qui concerne les études de terrain, *Holness et Humphreys (2003)* par exemple ont étudié le Traigh Bhán na Sgúrra Sill (Isle de Mull, Écosse) et ont montré que l'évolution thermique affecte la pétrographie et la morphologie du sill et que la solidification détermine où et pendant combien de temps le sill reste actif.

Expérimentalement, seules quelques études ont été réalisées pour comprendre les effets de la solidification sur les intrusions planaires. *Taisne et Tait (2011)* ont étudié les effets de la solidification sur la propagation d'un dyke à l'aide d'un modèle impliquant de l'huile végétale (la paraffine) se solidifiant lors de sa propagation dans un solide de gélatine. Ils ont trouvé qu'ils avaient un impact sur la dynamique des dykes : quand les effets de la solidification sont importants, les dykes se propagent de manière intermittente, avec des étapes de propagation, durant lesquelles le dyke stoppe momentanément, s'épaissit sans se propager, avant de reprendre sa propagation quand le fluide stocké dans la fissure est capable de fracturer le solide environnant et la coque solidifiée développée par la fissure. Sans solidification, la propagation d'un dyke est continue. De plus, la solidification affecte la propagation du dyke en focalisant le flux de fluide dans sa portion centrale et donc en limitant sa dimension horizontale, ce qui implique une géométrie complexe due aux vagues successives de propagation ayant lieu à la périphérie du dyke et parfois éloignées de son extrémité. Cette étude soulève la question des effets que la solidification pourrait avoir, non seulement sur la géométrie et la dynamique de propagation des sills mais aussi sur leur formation. *Currier et Marsh (2015)* ont étudié les effets de la solidification sur les laccolites (emplacement à faible profondeur et soulèvement des couches situées au-dessus de l'intrusion) avec des expériences analogiques de laboratoire dans de la gélatine. Ils comparent des expériences où il y a injection d'eau (pas de solidification) à des expériences où il y a injection de cire (solidification du fluide lors de la propagation). Ils ont

trouvé que les effets de la solidification peuvent modifier la direction de propagation et même arrêter la propagation des intrusions laccolitiques.

Les études théoriques (*e.g.* Bruce et Huppert, 1989 ; Lister et Kerr, 1991 ; Bolchover et Lister, 1999 ; Lister, 1999) sont limitées à deux dimensions et fournissent donc uniquement une compréhension limitée de ces effets car les dykes et les sills sont des objets tridimensionnels (*e.g.* Taisne et Tait, 2009, 2011). Elles sont cependant instructives. Par exemple, Bruce et Huppert (1989) ont montré qu'une fissure éruptive peut être bloquée localement par la solidification, même si il y a toujours un afflux de magma. Les théories bidimensionnelles (Bolchover et Lister, 1999) prédisent qu'un dyke ne peut pas reprendre sa propagation une fois qu'il s'est arrêté et s'est solidifié. Cela est différent des expériences analogiques de laboratoire tridimensionnelles (Taisne et Tait, 2011), qui montrent qu'une solidification importante peut induire une propagation discontinue du dyke avec une succession d'arrêts momentanés intercalés d'étapes de propagation.

Une meilleure compréhension de la solidification et des effets thermiques sur le transport de magma dans la croûte est donc nécessaire pour obtenir de meilleures interprétations de terrain et des données géophysiques, ainsi que de meilleurs modèles (*e.g.* déformation de surface par interférométrie radar, surveillance de l'activité sismique, interprétation sismique 3D).

Le but du premier volet de cette thèse est donc d'étudier et de quantifier, à l'aide d'expériences analogiques de laboratoire, les effets de la solidification sur la formation (chapitre IV), la dynamique de propagation, la géométrie et la taille des sills (chapitre V), afin de savoir si le refroidissement du magma est un mécanisme viable pour contraindre leur taille, et donc celle des grands corps magmatiques construits par amalgamation de sills.

I.3.2 Déformations engendrées par la formation incrémentale des plutons

Comme dit précédemment, la formation des plutons par injections répétées de magma est mécaniquement plus viable que celle de la formation des plutons via un grand volume de

magma mis en place rapidement. Cependant, cela nécessite une nouvelle façon d'interpréter les observations de terrain, ainsi que les mécanismes impliqués dans la construction des plutons, qui est un processus discontinu (Menand *et al.*, 2011). En effet, la formation incrémentale des plutons implique un certain nombre de processus se succédant dans l'espace et dans le temps et n'opérant pas aux mêmes échelles de temps et d'espace. Ces processus ont donc tendance à se superposer et à être de plus en plus complexes lorsque le volume du pluton augmente (*e.g.* Glazner *et al.*, 2004 ; Horsman *et al.*, 2009 ; Miller *et al.*, 2011).

Les déformations engendrées lors de la mise en place des grands plutons sont encore très mal comprises. La plupart des études traitant de la mise en place des plutons portent sur leur évolution thermique avec une mise en place instantanée dans la croûte (*e.g.* Huppert et Sparks, 1988) ou une mise en place par accrétion de sills (*e.g.* Annen, 2009). De nombreuses études théoriques et numériques ont également été effectuées pour comprendre le développement et les déformations induites, notamment en surface, par la mise en place d'un sill ou d'un laccolite (*e.g.* Pollard et Johnson, 1973 ; Bungler et Cruden, 2011 ; Michaut, 2011 ; Galland et Scheibert, 2013). Toutes les études montrent que la propagation des sills dépend d'interactions complexes entre la pression du fluide qui se propage, de la taille du sill et des propriétés mécaniques de l'encaissant. Cependant, les déformations autour des sills et des laccolites, qui sont des intrusions avec des volumes relativement faibles, sont généralement élastiques. Elles sont donc difficiles à extrapoler aux intrusions plus importantes (*i.e.* plutons), qui impliquent des volumes plus grands, et donc une déformation de l'encaissant non élastique.

Très peu d'études traitent des déformations de l'encaissant lors de la mise en place des plutons, encore moins de manière incrémentale. Certaines études se sont penchées sur l'évolution du comportement mécanique de l'encaissant lors de la mise en place d'une chambre magmatique. Caricchi *et al.* (2014) ont développé un modèle numérique thermomécanique d'injection de magma dans la croûte terrestre. Leur étude montre que le taux d'alimentation en magma dans la croûte contrôle le volume et la fréquence des éruptions volcaniques. Les roches encaissantes y sont modélisées comme un milieu viscoélastique. Gregg *et al.* (2015) ont

également modélisé numériquement la croissance d'un réservoir magmatique : au delà d'une certaine taille, l'évolution du réservoir serait contrôlée par le comportement mécanique de l'encaissant, qui serait alors un paramètre déterminant pour la fréquence des éruptions. Le comportement de l'encaissant y est également considéré comme viscoélastique. Lavecchia *et al.* (2016) ont eux étudié numériquement la mise en place successive de dykes insérés les uns à côté des autres dans une croûte continentale à deux couches (couche inférieure ductile et couche supérieure cassante). Leurs résultats impliquent qu'une mise en place rapide entraîne un comportement ductile à proximité des dykes, alors qu'une mise en place plus lente induit la génération de liquide et un changement d'un comportement ductile vers un comportement fragile à l'aplomb du corps magmatique.

Les modèles de mise en place des plutons supposent donc des déformations majoritairement ductiles ou élastiques, dues au réchauffement de l'encaissant causé par l'intrusion. Or, sur le terrain, des déformations cassantes sont également observées, avec des plutons bordés par des failles (*e.g. Black Mesa Bysmalith, Henry Mountains, Fig. 6*). On observe donc une différence entre les observations de terrain et les modélisations effectuées.

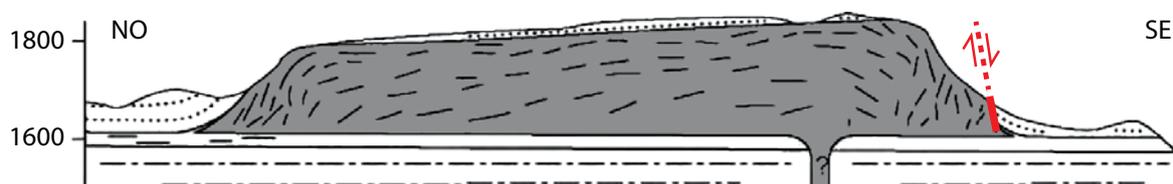


Figure 6 : Exemple de pluton bordé par une faille, figure modifiée d'après Saint Blanquat *et al.* (2006). Le flan SE du Black Mesa Bysmalith (Henry Mountains, Utah, USA) est bordé par une faille, créée par le pluton lui même lors de sa mise en place (pas de tectonique régionale depuis la mise en place de l'intrusion).

Le but du deuxième volet de cette thèse est donc, dans un premier temps, d'étudier cette problématique grâce à une étude de terrain dans les Henry Mountains (Utah, USA), pour essayer de comprendre les déformations observées autour des intrusions en fonction de leur taille (chapitre VI) ; dans un deuxième temps, des expériences analogiques de laboratoire multi-injections ont été réalisées (chapitre VII).

Chapitre II

Formation et mise en place des sills

Ce chapitre présente tout d'abord un résumé bibliographique portant sur les différents modes de formation des sills, afin de montrer l'importance des hétérogénéités crustales dans leur formation. La physique de mise en place des sill est ensuite présentée, ainsi que leurs caractéristiques morphologiques naturelles les plus communes.

II.1 Formation des sills

Plusieurs modèles, basés sur des observations de terrain, des expériences analogiques de laboratoire ou des simulations numériques, ont été proposés pour la formation des sills : le niveau de flottabilité neutre, le changement du champ de contrainte, les contrastes de rhéologie, les contrastes de rigidité et la résistance à la fracture d'une interface.

II.1.1 Niveau de flottabilité neutre

Pendant plusieurs décennies, le niveau de flottabilité neutre a été proposé comme mécanisme de formation des sills (Gilbert, 1877 ; Francis, 1982 ; Corry, 1988). La différence de densité entre le magma et son encaissant peut induire une force de flottabilité qui entraîne le magma vers la surface. Cependant, une autre source de flottabilité existe : le gradient vertical des contraintes peut également générer de la flottabilité indépendamment du contraste de densité (variations verticales des contraintes déviatoriques horizontales du milieu dans lequel se propage le dyke, Lister et Kerr, 1991 ; Takada, 1989). Le niveau de flottabilité neutre, qui pourrait permettre la

formation des sills, n'est donc pas situé uniquement à l'endroit où le magma atteint la même densité que les roches de l'encaissant mais résulte d'un ajustement entre les deux sources de flottabilité précédemment citées.

Néanmoins, ce modèle contredit les observations de terrain (Johnson et Pollard, 1973) et les données de sismique 3D (Thomson et Hutton, 2004 ; Cartwright et Hansen, 2006 ; Thomson, 2007). En effet, les sills peuvent se mettre en place dans des formations sédimentaires variables et donc caractérisées par des densités différentes ; de plus, un réseau de sills (sills transgressifs) peut se mettre en place successivement dans différents niveaux stratigraphiques : si l'un de ces niveaux représente celui de flottabilité neutre, les autres non. De plus, si le niveau de flottabilité neutre pouvait contrôler la formation des sills et donc l'arrêt des dykes, les coulées de lave basaltique n'arriveraient jamais à la surface à cause de leur densité importante.

Comme illustré par les expériences analogiques de laboratoire de Lister et Kerr (1991), même dans le cas où le niveau de flottabilité neutre permet l'arrêt de la propagation verticale d'un dyke (Pinel et Jaupart, 2004), l'afflux supplémentaire de magma résulte généralement en la propagation latérale de ce dyke et non en la formation d'un sill. Cependant, Taisne et Jaupart (2009) ont montré que pour des conditions spécifiques, le niveau de flottabilité neutre peut amener à la création d'un sill. La propagation d'un dyke se propageant grâce aux forces de flottabilité est déterminée par la flottabilité locale à l'apex du dyke (indépendamment de la flottabilité totale de la colonne de magma, Lister et Kerr, 1991 ; Taisne et Jaupart, 2009). Un dyke s'injectant dans une couche de faible densité peut alors développer une surpression telle qu'elle peut générer un sill. Toutefois, le développement d'une telle surpression nécessite que cette couche de faible densité possède une épaisseur d'au moins 700 m et d'en moyenne 2 km. Ces valeurs sont supérieures à l'épaisseur classique d'une couche sédimentaire (*e.g.* Hinze *et al.*, 1978). Le niveau de flottabilité neutre seul n'est donc pas suffisant pour promouvoir la formation des sills (Menand, 2011).

II.1.2 Champ de contrainte

La formation des sills peut aussi être le résultat d'un champ de contrainte adapté. Les intrusions magmatiques ont tendance à se propager perpendiculairement à la contrainte compressive minimale (Anderson, 1951). Les sills devraient donc se former lorsque la contrainte compressive minimale est verticale. Une transition d'un dyke vers un sill est donc possible si la contrainte compressive minimale tourne de l'horizontale, dans le cas d'une tectonique d'extension par exemple, vers la verticale, dans le cas d'un champ de contrainte compressif par exemple (Fig. 7).

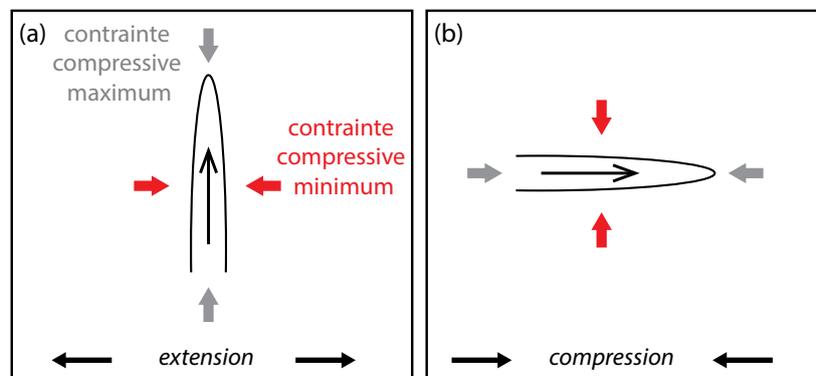


Figure 7 : Propagation d'une intrusion en fonction du champ de contrainte. (a) Cas d'une tectonique extensive : la contrainte compressive minimum est horizontale donc l'intrusion se propage verticalement. (b) Cas d'une tectonique compressive : la contrainte compressive minimum est verticale donc l'intrusion se propage horizontalement.

Cependant, l'orientation d'une intrusion ne dépend pas uniquement des directions principales des contraintes mais aussi de la surpression du magma. Dans leur modèle, Mériaux et Lister (2002) ont étudié numériquement la trajectoire de dykes en présence d'un champ de contrainte généré par un réservoir magmatique (simulé par une sphère sous pression) dans un milieu élastique. Une contrainte déviatorique locale est ensuite appliquée. Ils observent que plus la surpression du dyke est élevée, plus le dyke va se propager loin avant d'ajuster sa trajectoire par rapport au champ de contrainte. La distance nécessaire pour que les intrusions s'ajustent à la direction principale des contraintes est donc de plus en plus élevée avec l'augmentation de la surpression à la source.

Ceci est confirmé par les expériences analogiques de laboratoire de Menand *et al.* (2010). Ces expériences impliquent l'injection d'air (analogue du magma se propageant par flottabilité) dans un solide de gélatine homogène (analogue des roches encaissantes élastiques). Ce solide est ensuite compressé latéralement, afin que la contrainte déviatorique minimum passe de l'horizontale à la verticale, favorisant la formation d'un sill. En réponse à la contrainte compressive minimum verticale, la fissure d'air initialement verticale change de direction de propagation pour former un sill horizontal (Fig. 8). Le réajustement n'est pas instantané : plus la fissure possède une flottabilité importante, plus la distance nécessaire au réajustement est importante. Quand le dyke possède une très grande flottabilité, il peut alors atteindre la surface avant de pouvoir changer son orientation et former un sill (Menand *et al.*, 2010).

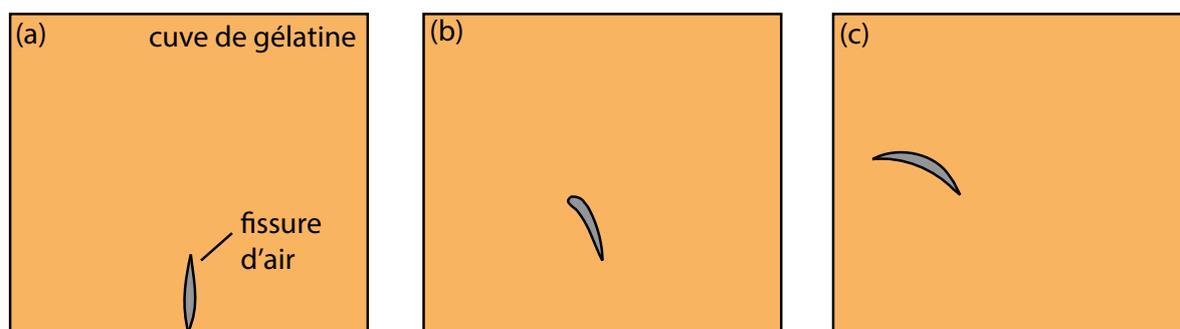


Figure 8 : Formation d'un sill grâce au champ de contrainte, figure modifiée d'après Menand *et al.* (2010). Les figures (a), (b) et (c) représentent les états successifs d'une même expérience dans le temps. (a) Injection d'air dans la gélatine : création d'une fissure se propageant grâce à la flottabilité. (b) Compression latérale de la gélatine : changement de direction de propagation de la fissure dû à la contrainte compressive horizontale. (c) Changement de direction de propagation de la fissure à 90° : formation d'un sill et arrêt.

Un changement dans le champ de contrainte peut donc entraîner la formation d'un sill si la distance nécessaire au réajustement de la fissure est suffisante. Cependant, la distance caractéristique nécessaire pour qu'un sill se forme grâce à un champ de contrainte semble toujours plus grande que l'épaisseur classique d'une unité lithologique (Menand *et al.*, 2010 ; Dahm, 2000 ; Watanabe *et al.*, 2002). Cela suggère que théoriquement, un dyke se propageant grâce aux forces de flottabilité aura de grandes chances d'atteindre la surface, même dans un environnement tectonique non favorable.

II.1.3 Contrastes rhéologiques

Les contrastes de rhéologie entre des couches adjacentes peuvent jouer un rôle important dans la mise en place des sills. On observe souvent leur mise en place dans des matériaux ductiles comme les schistes, les argiles ou les hyaloclastites (Mudge, 1968 ; Fridleifsson, 1977 ; Antonellini et Cambray, 1992) avec une déformation ductile lors de la formation du sill. Lorsqu'il y a accumulation de magma dans une même région, les pulses de magma successifs partiellement solidifiés ou chauffés peuvent également développer un comportement ductile. Les sills pourraient alors se mettre en place au niveau des interfaces séparant des magmas faibles en cristaux et des magmas riches en cristaux (Wiebe et Collins, 1998 ; Miller *et al.*, 2011). D'après ce modèle, les sills se mettent donc en place dans les zones ductiles les plus faibles.

II.1.4 Contrastes de rigidité

Différentes études montrent que les hétérogénéités crustales et les contrastes de rigidité sont très efficaces pour stopper la propagation d'un dyke et créer un sill lorsque la couche supérieure est plus rigide que la couche inférieure. Sur le terrain, lorsque les sills se mettent en place dans une séquence sédimentaire, ils le font généralement contre les couches de roche rigide, ce qui suggère que ces couches ont arrêté les dykes sources et entraîné la formation de sills. Les exemples incluent des calcaires et grès de haute rigidité, des anciennes coulées de lave (*e.g.* Fig. 9) et des *mush* solidifiés (*i.e.* bouillie cristalline) possédant une teneur en cristaux élevée (Fridleifsson, 1977 ; Hyndman et Alt, 1987 ; Gudmundsson et Brenner, 2001 ; Holness et Humphreys, 2003 ; Miller *et al.*, 2011).

Gudmundsson (2011) et Burchardt (2008) ont étudié les effets du contraste de rigidité sur la propagation d'un dyke grâce à des observations de terrain et des modèles numériques. Gudmundsson (2011) a étudié le pluton felsique du Slaufudalur (Islande) et a observé que lorsque la couche supérieure est plus rigide, comme une coulée de lave basaltique rigide située

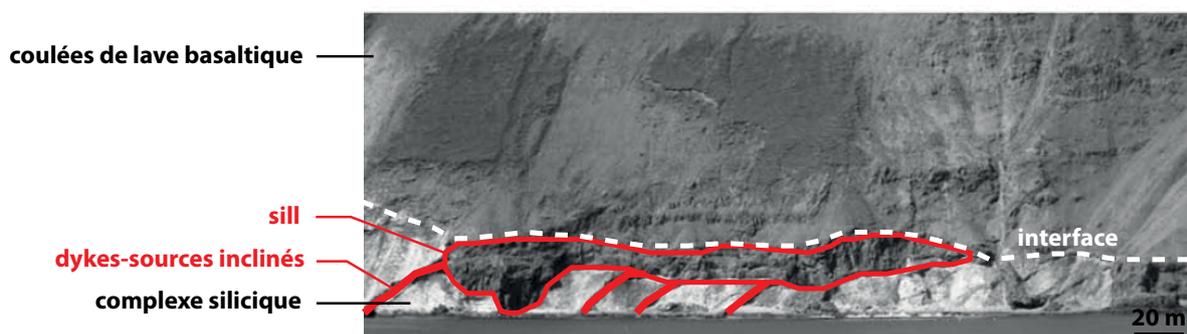


Figure 9 : Dyke dévié le long d'un contraste de rigidité, Islande, image modifiée d'après Burchardt (2008). Le Njardvik sill est nourrit par huit dykes inclinés. Il est situé à l'interface entre le complexe silicique du Njardvik et des coulées de lave basaltiques du volcan Dyrfjöll.

au-dessus d'une couche tendre pyroclastique, un dyke peut être dévié dans le contact pour former un sill. Burchardt (2008) décrit le Njardvik Sill (Islande). Ce complexe intrusif expose un dyke incliné évoluant en un sill horizontal mis en place le long d'un contact net entre un complexe silicique (moins rigide) et des coulées de lave basaltique sus-jacentes.

Hyndman et Alt (1987), Rivalta *et al.* (2005) et Kavanagh *et al.* (2006) ont mis en évidence les effets des contrastes de rigidité grâce à des expériences analogiques de laboratoire. Hyndman et Alt (1987) ont reproduit expérimentalement la géométrie des intrusions magmatiques observées dans le Nord des Adel Mountains (Montana, USA). Les injections successives de gélatine fluide colorée dans un bloc de gélatine solide avec deux couches de différentes rigidités (la couche supérieure étant plus rigide que la couche inférieure) ont permis de reproduire la mise en place des dykes observés sur le terrain et la formation d'un sill horizontal à l'interface entre les deux couches. Rivalta *et al.* (2005) ont réalisé des expériences où des fissures remplies d'air se propagent dans un bloc de gélatine stratifiée. Ils ont également observé la formation de sills au niveau des interfaces où le contraste de rigidité était important. Kavanagh *et al.* (2006) ont injecté de l'eau dans de la gélatine stratifiée et ont trouvé que les sills se formaient lorsque la couche supérieure était plus rigide que la couche inférieure (Fig. 10). Dans le cas opposé, quand la couche inférieure se situe au-dessus d'une couche plus rigide, les dykes sources ne se mettent pas en place comme des sills au niveau de l'interface entre les deux couches de gélatine mais continuent à la place leurs propagations comme des dykes verticaux.

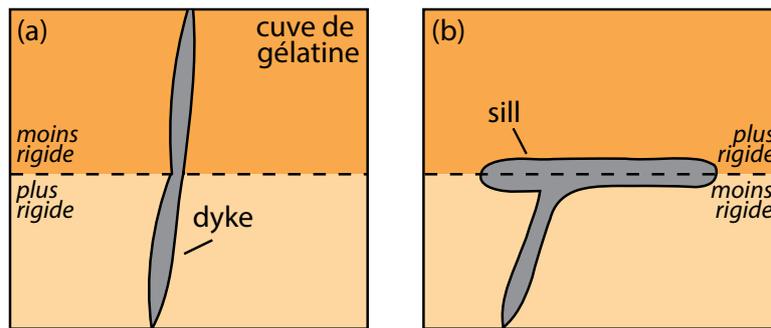


Figure 10 : Formation d'un sill grâce à un contraste de rigidité, figure modifiée d'après Kavanagh *et al.* (2006). L'expérience consiste à injecter de l'eau dans un solide de gélatine stratifié. (a) Couche supérieure moins rigide que la couche inférieure : création d'un dyke se propageant au-delà de l'interface (vue de profil). (b) Couche supérieure plus rigide que la couche inférieure : création d'un sill (vue de profil).

La formation d'un sill grâce à un contraste de rigidité favorable fournit également un emplacement préférentiel une fois le premier sill solidifié : le premier sill devient plus rigide ou moins rigide que les roches sous-jacentes, permettant la mise en place d'un nouveau sill par sous ou sur-accrétion (Menand, 2008 ; Gudmundsson, 2011).

II.1.5 Résistance de l'interface

Les études théoriques montrent que le fait qu'un dyke traverse une interface et se mette en place au niveau de cette interface en formant un sill, dépend non seulement des propriétés élastiques des couches adjacentes mais également de la résistance à la fracture de l'interface (He et Hutchinson, 1989 ; Gudmundsson, 2011). Maccaferri *et al.* (2011) ont étudié à l'aide de modélisations numériques la propagation d'un dyke en présence d'interfaces présentant différentes valeurs de résistance à l'interface. Ils ont pu observer la création de sills en présence de couches faiblement soudées, possédant donc une interface avec une faible résistance. Ceci a été confirmé par les expériences analogiques de laboratoire de Kavanagh *et al.* (2015) qui ont montré que les sills se formaient lorsque l'interface était faible, avec une résistance à la fracture plus faible que celle de la couche de gélatine la moins rigide.

II.1.6 Importance des hétérogénéités crustales

Une analyse de ces différents mécanismes suggère que les hétérogénéités crustales (anisotropies mécanique ou rhéologique) jouent un rôle dominant pour contrôler si et où se forment les sills (Menand, 2011). Le niveau de flottabilité neutre seul n'est pas suffisant pour promouvoir la formation des sills (section II.1.1, Menand, 2011) mais peut aider leur formation, spécialement dans le cas d'hétérogénéités crustales. De plus, comme expliqué précédemment (section II.1.2), un dyke aura peu de chance de former un sill grâce à un changement du champ de contrainte et atteindra généralement la surface grâce à sa flottabilité. Ceci contredit les observations de terrain, qui mettent en évidence un faible pourcentage de dykes atteignant la surface. Cette contradiction renforce le rôle clé des hétérogénéités crustales dans la formation des sills. De plus, l'efficacité de la mise en place d'un sill grâce aux effets du champ de contrainte sera favorisée par la présence de couches hétérogènes ou possédant des caractéristiques mécaniques différentes (Parsons *et al.*, 1992 ; Gudmundsson, 2011). Semblablement, la formation d'un sill grâce à la faible résistance à la fracture de l'interface est elle aussi facilitée par un contraste de rigidité favorable, ce qui montre l'importance de ces hétérogénéités crustales pour la formation des sills (Maccaferri *et al.*, 2011).

Les hétérogénéités crustales (contrastes de rigidité et de rhéologie) sont non seulement capables à elles seules de former des sills mais permettent également de favoriser leur genèse lorsque d'autres modes de formation sont considérés (niveau de flottabilité neutre, résistance de l'interface ou champ de contrainte adapté). Les hétérogénéités crustales sont donc essentielles dans la formation des sills. C'est pourquoi les expériences analogiques de laboratoire réalisées dans cette thèse impliquent reproduisent un contraste de rigidité entre deux couches (voir Chap. III).

II.2 Mise en place des sills

II.2.1 Physique de propagation

Malgré un rapport d'aspect similaire, les dykes et les sills sont susceptibles de se mettre en place de manière différente car les dykes sont discordants, et recoupent les structures de l'encaissant alors que les sills sont concordants, et se mettent généralement en place dans des plans horizontaux. La propagation des dykes a longtemps été étudiée via le principe de la mécanique de fracture élastique linéaire ou LEFM (*Linear Elastic Fracture Mechanics*). Cette théorie implique une fissure, se mettant en place dans un matériel cassant et élastique et néglige l'effet de la viscosité du fluide. Selon cette théorie, la fissure se propage lorsque la concentration des contraintes à sa pointe, induite par la pression du fluide dans la fissure et caractérisée par un facteur d'intensité des contraintes K_I , sont suffisamment fortes pour fracturer l'encaissant, c'est à dire quand K_I devient supérieur ou égal à la ténacité K_c de l'encaissant (résistance à la fracture ou *fracture toughness*) qui traduit sa résistance à la fracture (*e.g.* Pollard, 1987). La fracturation de l'encaissant serait donc le processus s'opposant à la propagation. Par la suite, la viscosité du fluide a été prise en compte. En comparant les différentes échelles de pression intervenant dans la propagation d'une fissure remplie de magma visqueux, Lister et Kerr (1991) ont montré qu'une fois la propagation de la fissure amorcée, la résistance à la fracture devient négligeable devant la perte de charge induite par l'écoulement du magma visqueux : la viscosité du magma serait donc en fait le processus principal s'opposant à l'écoulement magmatique et pas la fracturation. Cependant, le débat est encore ouvert actuellement (Rivalta *et al.*, 2015), principalement parce qu'on ne connaît pas la résistance à la fracture réelle K_c des roches. En effet, suivant qu'elle est mesurée en laboratoire ou estimée des observations de terrain, K_c peut varier de deux ou trois ordres de grandeurs, et la résistance à la fracture être négligeable ou non.

Ce cadre théorique ne dépend pas de l'orientation de l'intrusion, et est donc valable pour les dykes comme pour les sills. La propagation du magma à travers une fissure implique les forces

motrices et de résistance de l'encaissant et du fluide : l'aptitude de l'encaissant à se déformer de manière élastique, sa résistance à la fracture, la flottabilité du fluide et la force visqueuse, liée à l'écoulement du fluide.

Afin de mieux comprendre la manière dont se propage les sills, et la différence avec la propagation d'un dyke, les différentes pressions impliquées sont ici développées. Ces principes théoriques servent de base pour le traitement des données effectués dans le chapitre IV, traitant des effets de la solidification sur la formation des sills, et le chapitre V, traitant des effets de la solidification sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills. Les équations présentées ci-dessous sont valides pour la propagation d'une intrusion planaire (dyke ou sill) dans une croûte se déformant de manière élastique; elles sont issues des articles de Lister et Kerr (1991) et Kavanagh *et al.* (2006). Une fissure induite par la propagation du magma peut être divisée en plusieurs parties comprenant l'encaissant intact, la zone de propagation, et la fissure elle-même (voir Fig. 11, Rubin, 1995). Entre le magma et l'extrémité de la fissure existe une cavité qui peut être remplie par des éléments volatils issus du magma.

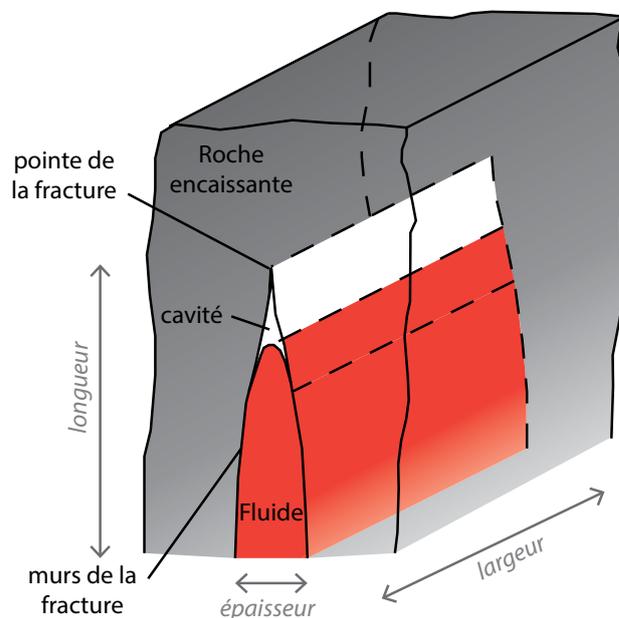


Figure 11 : Schéma d'une fracture induite par la propagation d'un fluide dans un encaissant élastique, modifié d'après Kavanagh *et al.* (2006) et Rubin (1995). Voir texte pour détails.

La pression élastique P_e est la pression permettant à l'encaissant élastique de se déformer lors

de la propagation de l'intrusion :

$$P_e = \frac{E}{2(1-\nu^2)} \frac{e}{l} \quad (\text{II.1})$$

où e est l'épaisseur de l'intrusion, l sa longueur, E est le module d'Young de l'encaissant et ν son coefficient de Poisson. E et ν représentent les propriétés intrinsèques d'un matériel élastique. Le module d'Young E (en unité de pression), aussi appelé module d'élasticité, relie la contrainte σ (en unité de pression) de traction ou de compression à la déformation (ε , adimensionné) pour un matériel élastique isotrope (loi de Hooke). À une dimension, le module d'Young représente la contrainte nécessaire pour induire un allongement de 100% . Plus le module d'Young est élevé, plus un matériel est rigide. Le coefficient de Poisson ν (adimensionné) traduit le rapport entre l'allongement relatif transversal et l'allongement relatif longitudinal : il traduit donc la capacité d'un matériau élastique à se comprimer.

La différence de densité entre la roche encaissante et le magma se propageant dans celle-ci induit une pression de flottabilité P_b , qui représente la force motrice de l'intrusion :

$$P_b = \Delta\rho gh \quad (\text{II.2})$$

où $\Delta\rho$ est la différence de masse volumique entre l'encaissant et le magma, g l'accélération gravitationnelle et h la hauteur de la fissure créée par l'intrusion du magma. ρ est la masse volumique. $\Delta\rho$ est donc égal à $\rho_{\text{encaissant}} - \rho_{\text{magma}}$.

La pression visqueuse est la perte de charge engendrée par l'écoulement visqueux, autrement dit la pression nécessaire au fluide (magma) pour s'écouler le long d'une fissure (pour un dyke) ou d'une interface (pour un sill). Elle est définie telle que :

$$P_v = \frac{12\eta l^2}{e^2 t} \quad (\text{II.3})$$

où l est la longueur de l'intrusion, e son épaisseur, η la viscosité du magma, qui représente sa résistance à l'écoulement, et t le temps écoulé depuis le début de l'injection.

Pour finir, la pression de fracturation est la pression nécessaire pour que le magma puisse initier une fissure et se propager. Elle peut être exprimée comme suit :

$$P_f = \frac{K_c}{l^{1/2}} \quad (\text{II.4})$$

où l est la longueur de l'intrusion et K_c la résistance à la fracture de la roche encaissant (sa ténacité). K_c représente l'aptitude d'un matériau présentant une fissure à résister à la fracture induite par la concentration des contraintes à la pointe de cette fissure, et donc à résister à sa propagation

Une approche simple pour évaluer la manière dont se propage un dyke est de considérer l'équilibre de pression dans les différentes parties du dyke (tête et queue du dyke, *e.g.* Lister et Kerr, 1991). Dans ces deux parties, un dyke se propage majoritairement grâce à sa flottabilité (*e.g.* Lister et Kerr, 1991 ; Menand et Tait, 2002 ; Taisne et Tait, 2011), et les deux sources de résistance possible sont la viscosité du magma et la fracturation de l'encaissant. Un équilibre peut donc se faire soit entre la pression de flottabilité P_b et la pression visqueuse P_v soit entre la pression de flottabilité P_b et la pression de fracturation P_f . L'analyse dimensionnelle réalisée par Rivalta *et al.* (2015) montre que l'équilibre de pression qui s'établit dépend d'un certain nombre de paramètres comme la taille et de la forme de la tête du dyke, de la longueur totale du dyke, ou de la résistance à la fracture de l'encaissant. On a longtemps opposé l'importance de la viscosité du fluide à celle de la résistance à la fracture (*e.g.* Lister et Kerr, 1991 ; Menand et Tait, 2002). Cependant, ces deux paramètres (viscosité du fluide et résistance à la fracture de l'encaissant) doivent en fait être pris en compte conjointement afin d'obtenir des modèles plus proches de la réalité pour la propagation d'un dyke (Rivalta *et al.*, 2015).

Considérons maintenant l'importance des différentes pressions dans les sills. Si on considère les pressions de résistance (pression visqueuse P_v et pression de fracturation P_f), les sills se

mettent généralement en place parallèlement aux structures dans lesquelles ils se propagent. La pression de fracturation P_f entre deux couches superposées est donc vraisemblablement relativement faible. La propagation des sills est donc plus à même d'être contrôlée par la dissipation visqueuse, contrairement aux dykes. La pression de flottabilité P_b induite par la propagation d'un sill horizontal peut également être considérée comme négligeable devant la pression élastique P_e (qui permet ici d'écarter l'interface entre deux couches de roche où le sill se met en place), puisque l'épaisseur des sills sur laquelle la pression de flottabilité joue (équation II.2) est relativement faible. La propagation des sills serait donc contrôlée par un équilibre entre la pression élastique et la pression visqueuse (Lister et Kerr, 1991 ; Kavanagh *et al.*, 2006)

II.2.2 Observations morphologiques

Différentes observations géométriques et morphologiques ont été observées pour les sills. Schofield *et al.* (2012b) par exemple, séparent en deux catégories distinctes les morphologies des sills naturels : les structures observées pour un encaissant cassant, et les structures observées pour un encaissant non cassant. Les structures liées à une mise en place dans une roche hôte cassante sont les structures de type *steps* (en escalier ou en échelons, Fig. 12a) et les structures de type *broken bridges* (« ponts brisés », Fig. 12b).

En effet, en ce qui concerne les structures de type *steps*, les sills présentent souvent des extrémités segmentées qui se réunissent en un seul feuillet magmatique quand on se rapproche de la source (*e.g.* Pollard *et al.*, 1975) : lorsque l'on observe une coupe du sill, ces segments apparaissent comme une série de sills interconnectés reliés les uns aux autres par des échelons verticaux. Les structures de type *broken bridges* se forment elles lorsque deux feuillets magmatiques différents se propagent le long d'horizons stratigraphiques proches et légèrement décalés. A la différence des structures de type *steps*, les segments se chevauchent. Lors de l'inflation de ces feuillets, le « pont » de roche hôte coincé entre les segments de sills va se déformer, jusqu'à ce qu'il y ait fracture au niveau de ce pont, formant alors un pont brisé (si la

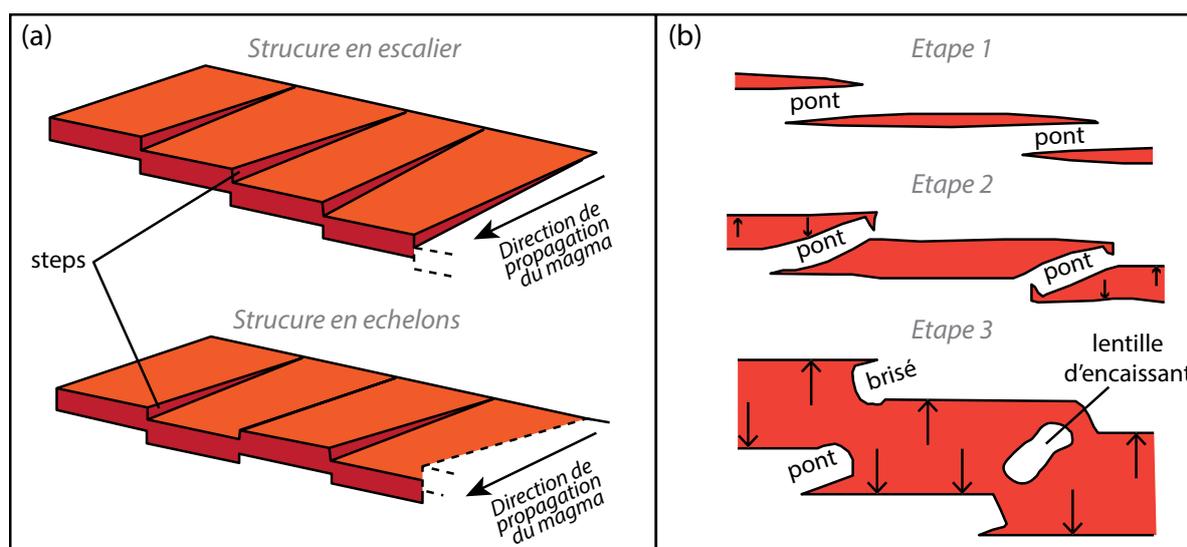


Figure 12 : Structures liées à la mise en place de sill dans un encaissant cassant, d'après Schofield *et al.* (2012b). (a) Schéma montrant des structures de type *steps* : structure en escalier (*steps* dans la même direction) et structure en échelons (*steps* dans des directions différentes). Figure modifiée d'après Schofield *et al.* (2012b). (b) Schéma montrant la formation de structures de type *broken bridges*. Étape 1 : Propagation de magma en feuillets proches les uns des autres. Étape 2 : Inflation des intrusions et création d'un pont (*bridge*). Étape 3 : Prolongation de l'inflation et fracture du pont, menant à une structure de *broken bridge* (pont brisé). Si il y a fracture des deux côtés du pont, une lentille de roche hôte peut être piégé dans l'intrusion. Figure modifiée d'après Schofield *et al.* (2012b).

fracture a lieu des deux côtés, une lentille d'encaissant peut se trouver au milieu des segments du sill). Bien sûr les *steps* et les *broken bridges* sont liées, une structure de type *steps* pouvant évoluer vers une structure de type *broken bridges*. En effet, si des segments de sill en escalier ou en échelons continuent leur inflation et se chevauchent, des structures de type *broken bridges* sont susceptibles de se former (e.g. Schofield *et al.*, 2012b)

Les structures liées à la mise en place d'un sill dans une roche hôte non cassante sont les *magma fingers* (« doigts de magma ») et les lobes. Les *magma fingers* (Fig. 13) sont largement observés sur le terrain (e.g. Pollard *et al.*, 1975 ; Horsman *et al.*, 2005 ; Schofield *et al.*, 2010) et sont étroitement liés au comportement ductile de l'encaissant lors de la mise en place du sill.

L'utilisation de plus en plus importante de la sismique réflexion, notamment dans les bassins sédimentaires, a également permis de mettre en évidence que de nombreux sills possèdent de multiples lobes (Fig. 14), possédant eux-même les structures décrites précédemment, c'est à dire *steps*, *broken bridges* et *magma fingers* (e.g. Thomson et Hutton, 2004 ; Hansen et

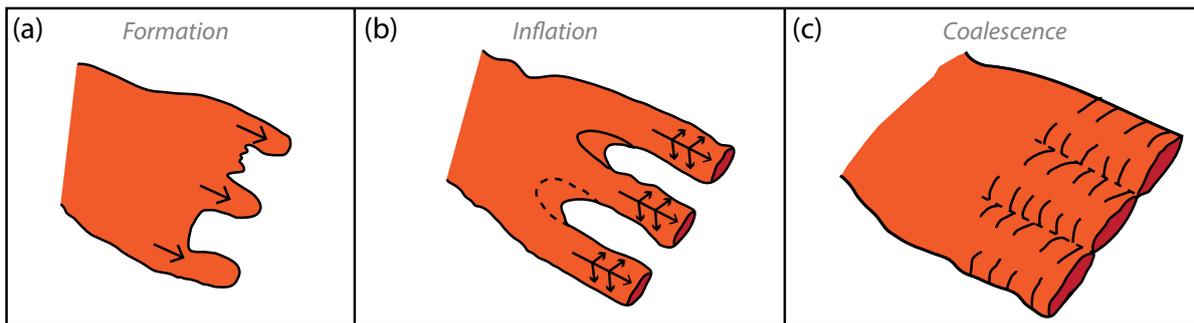


Figure 13 : Évolution des Magma fingers dans le temps, figure modifiée d'après Pollard *et al.* (1975) ; Schofield *et al.* (2010). Ces structures sont liées à la mise en place d'un sill dans un encaissant non cassant. (a) Formation des doigts (fingers). (b) Inflation des doigts. (c) Coalescence des doigts.

Cartwright, 2006b ; Schofield *et al.*, 2010, 2012b ; Magee *et al.*, 2012, 2016). En effet, les complexes de sills sont relativement bien imagés par la sismique réflexion grâce à l'importante différence de densité entre les roches sédimentaires encaissantes et l'intrusion magmatique. Cette approche géophysique permet d'apporter une vision 3D de l'intrusion magmatique très rarement accessible sur le terrain, et essentielle pour mieux comprendre la dynamique de propagation de ces intrusions. Les lobes se forment généralement pour les sills se mettant en place à faible profondeur et dans des sédiments hétérogènes. La formation de ces multiples lobes pour les sills serait due soit à des épisodes successifs de refroidissement du front du lobe, suivi par une inflation du lobe et une rupture, soit à des instabilités du front de magma développant une fracture lobée suivi par une avancée du magma et un remplissage du lobe (Hansen et Cartwright, 2006a).

Grâce à l'utilisation de la sismique réflexion, il est aussi possible d'étudier la manière dont le magma s'est écoulé dans les systèmes intrusifs. L'étude de Thomson (2007) par exemple, a permis de mettre en évidence la complexité morphologique importante d'un complexe intrusif du bassin sédimentaire *Faroe-Shetland*. Les sills y sont majoritairement concaves (*saucer-shaped sills*), mais peuvent être connectés à des sills plus plats, ou encore des feuillets magmatiques très inclinés. Chaque sill individuel peut contenir plusieurs feuillets mis en place à des niveaux stratigraphiques différents, mettant en évidence une propagation hors interface de ces intrusions.

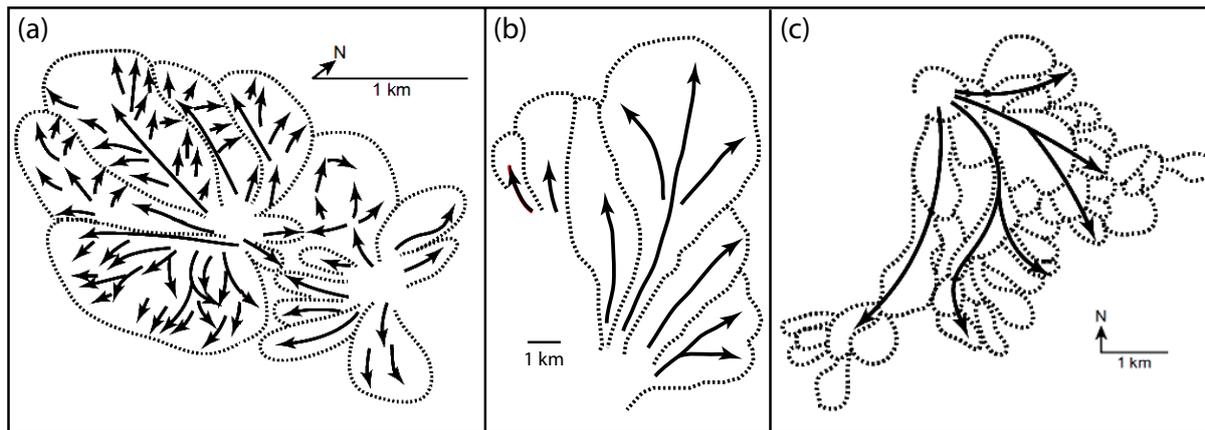


Figure 14 : Exemple de sills lobés mis en évidence par la sismique réflexion. (a) Complexe de sills du North Rockall Trough, figure modifié d'après Thomson et Hutton (2004) et Magee et al. (2016). (b) Flett Basin Sill, figure modifiée d'après Schofield et al. (2012a) et Magee et al. (2016). (c) Solsikke sill, figure modifiée d'après Hansen et Cartwright (2006a) et Magee et al. (2016).

Enfin, certaines études ont également mis en évidence une propagation apparemment discontinue des sills via l'étude de la propagation des ondes sismiques (Tarasewicz *et al.*, 2014). Cette propagation par palier pourrait être le reflet dynamique de la mise en place complexe, via lobes et autres structures, imagée par la sismique réflexion (*e.g.* Thomson et Hutton, 2004 ; Hansen et Cartwright, 2006b ; Thomson, 2007 ; Magee *et al.*, 2016, voir section V.3)

Chapitre III

Méthodologie

Les problématiques de la thèse, ainsi que le cadre théorique nécessaire à leurs compréhensions étant maintenant présentés, ce chapitre présente la méthodologie développée pour les expériences réalisées lors de cette thèse afin d'étudier les effets de la solidification sur 1) la formation des sills (Chap. IV) et 2) la propagation et la morphologie des sills (Chap. V).

III.1 Choix des matériaux utilisés

Les expériences ont été réalisées avec de la gélatine, analogue de l'encaissant et de l'huile végétale, analogue du magma. La gélatine utilisée est une gélatine à base de porc de la marque Gelita (260 bloom¹, granulométrie de 0,8 mm). À l'échelle d'expériences analogues de laboratoire, la gélatine permet de simuler un encaissant élastique et a été abondamment utilisée pour étudier la formation des sills dans la croûte terrestre (*e.g.* Hyndman et Alt, 1987 ; Rivalta *et al.*, 2005 ; Kavanagh *et al.*, 2006 ; Menand *et al.*, 2010 ; Kavanagh *et al.*, 2015) ; les propriétés de ce matériau ont donc été largement étudiées et son comportement est bien connu. Cela permet donc de se concentrer sur les effets que la solidification pourraient avoir sur la formation des sills et d'être capable de comparer les données aux études réalisées précédemment (également réalisées en milieu élastique). De plus, bien que les roches de la croûte terrestre soient généralement fracturées et hétérogènes, l'approximation élastique a été montrée comme étant correcte au premier ordre (Delaney et Pollard, 1981). La rigidité de la

¹Le bloom est l'unité mesurant le pouvoir gélifiant de la gélatine. Plus il est élevé, plus le pouvoir gélifiant sera fort.

gélatine est également facilement contrôlable, ce qui permet d'obtenir un solide à deux couches de rigidités différentes sans grandes contraintes techniques.

L'huile végétale utilisée, fabriquée à base d'huile de noix de coco, est vendue en France sous la marque Végétaline et est solide à température ambiante. Galland *et al.* (2006) ont étudié ses propriétés rhéologiques montrant que sa température de solidification est de 31 °C. Cette température de solidification a deux avantages : 1) elle permet à cette huile végétale de se solidifier au contact de la gélatine et donc d'étudier les effets de la solidification du magma dans le cadre de nos expériences ; 2) l'huile végétale chaude liquide peut être injectée à des températures relativement basses qui ne font pas fondre la gélatine (pas de modification de son comportement élastique). De plus, l'intrusion ainsi réalisée est entièrement solidifiée en fin d'expérience et il est donc possible de l'extraire pour en étudier les caractéristiques (*e.g.* géométrie).

III.2 Dispositif utilisé pour l'étude des effets de la solidification sur la formation des sills

Les expériences de laboratoire réalisées ici ont pour but d'étudier les effets de la solidification sur la formation des sills. Les hétérogénéités crustales ayant une importance cruciale dans leur formation, ces expériences impliquent donc la présence d'un contexte mécanique a priori favorable avec une couche supérieure plus rigide que la couche inférieure où se situe le dyke-source (Kavanagh *et al.*, 2006). Les calculs de propagation des erreurs liées aux paramètres de cette section sont situés en annexe (Annexe A).

III.2.1 Description générale du dispositif expérimental

Les expériences réalisées lors de cette thèse impliquent l'injection d'huile végétale chaude (analogue du magma) dans un solide de gélatine plus froid (analogue de l'encaissant) dans

une cuve de $40 \times 40 \times 40$ cm faite de Plexiglas. La gélatine possède deux couches de rigidités différentes afin de recréer les conditions a priori favorables pour former les sills (Kavanagh *et al.*, 2006).

L'huile végétale utilisée est solide à température ambiante. Elle est chauffée à l'aide d'un bain-marie (température constante et stable) et est injectée dans la gélatine à l'aide d'une pompe péristaltique (flux constant). L'huile chaude liquide va se solidifier lors de sa propagation dans la gélatine, ce qui permet d'étudier les effets de la solidification sur les intrusions. La cuve possède des ouvertures circulaires de 1 cm de diamètre à la base afin de faire les injections (Fig. 15). Six jours sont nécessaires pour la préparation et la réalisation d'une seule expérience. L'expérience est enregistrée via une caméra située devant la cuve.

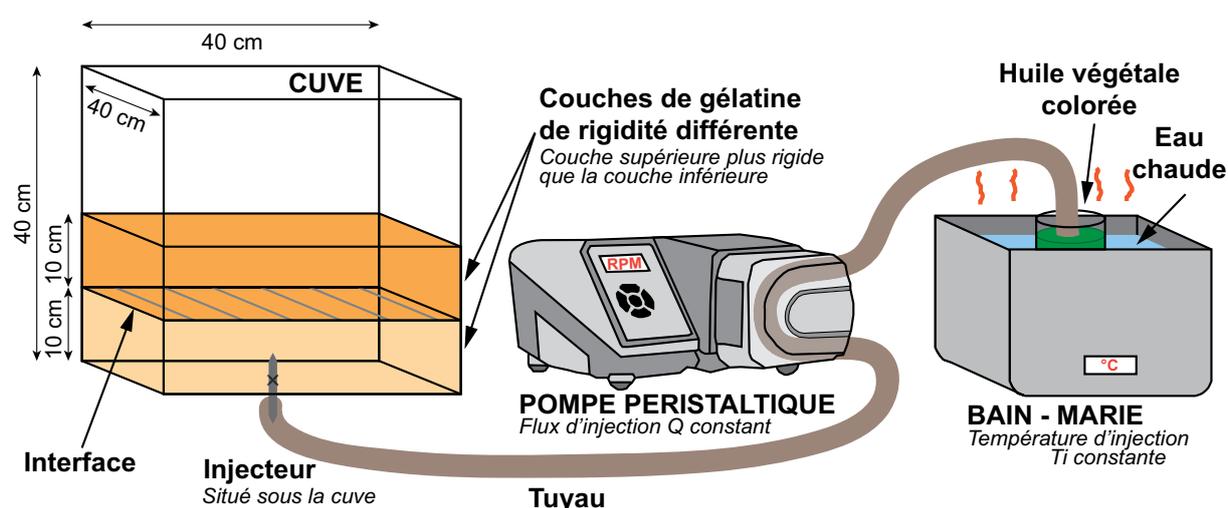


Figure 15 : Dispositif expérimental n° 1, utilisé pour étudier les effets de la solidification sur la formation des sills, figure modifiée d'après Chanceaux et Menand (2014). La gélatine possède deux couches de rigidités différentes afin de créer des conditions a priori favorables pour la formation des sills. L'huile végétale est chauffée au bain-marie et injectée grâce à une pompe péristaltique dans la gélatine solide stratifiée via un injecteur situé sous la cuve.

III.2.2 Fabrication de la gélatine

Les points d'injection de la cuve sont tout d'abord bloqués avec des bouchons. La gélatine utilisée est une gélatine en poudre de qualité alimentaire. Elle est préparée en deux fois afin d'obtenir un solide final en deux couches de même volume mais de rigidités différentes. La

couche supérieure est plus rigide que la couche inférieure. De l'eau désionisée est utilisée pour obtenir un solide de gélatine aussi clair que possible. L'analyse de l'intrusion est alors facilitée. De plus, ajouté à la basse température du réfrigérateur utilisé pour la prise de la gélatine, cela réduit la croissance de bactéries et garantit une gélatine pure pour au moins 140 h (Kavanagh *et al.*, 2013).

Chaque couche est préparée de la même manière (Fig. 16). La quantité de gélatine nécessaire pour obtenir la concentration désirée dans le mélange eau-gélatine est d'abord choisie (par exemple une couche inférieure avec 2 %pds de gélatine et une couche supérieure avec 4 %pds). La concentration en gélatine est directement liée à la rigidité de la gélatine : plus le mélange est concentré en gélatine, plus la gélatine sera rigide (*i.e.* une couche possédant 2 %pds de gélatine est moins rigide qu'une couche de 4 %pds de gélatine). Le volume d'une couche est calculé pour obtenir deux couches de 10 cm d'épaisseur à l'intérieur de la cuve. La masse de gélatine est pesée et placée dans une marmite. On fait bouillir la moitié de l'eau nécessaire (eau désionisée) avec une bouilloire et l'autre moitié est placée froide dans la cuve expérimentale. Séparer l'eau nécessaire en deux permet de faire bouillir moins d'eau et donc de faciliter et d'accélérer la préparation de la gélatine. Une fois que l'eau bout, elle est ajoutée dans la marmite avec la gélatine en poudre. Le mélange eau-gélatine doit être remué jusqu'à ce que la gélatine soit entièrement dissoute et que le mélange atteigne environ 40 °C. Le mélange eau-gélatine est alors ajouté à l'eau froide de la cuve. La cuve est ensuite placée dans un frigo à 5 °C.

La couche suivante est préparée quand la couche inférieure est partiellement solidifiée et peut supporter le poids de la couche supérieure sans déformation, mélange ou diffusion entre les deux couches (au minimum 5 h à 5 °C mais dans ces expériences 24 h ont été attendues avant de préparer la couche supérieure). Le mélange eau-gélatine de la couche supérieure est ajouté dans la cuve quand sa température est d'environ 30 °C (mélange de deux masses d'eau de volumes égaux à 40 °C et 20 °C). Ce mélange doit être versé sur la couche inférieure à une température supérieure à 28 °C afin de considérer l'interface comme soudée (Kavanagh *et al.*, 2015). La cuve est ensuite replacée dans le réfrigérateur pendant 72 h avant d'effectuer l'expérience.

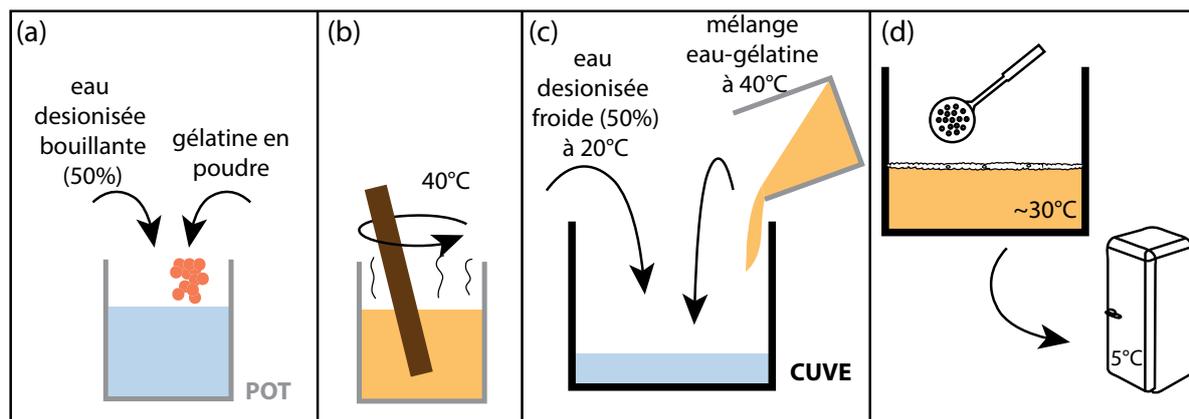


Figure 16 : Étapes de réalisation de la gélatine. (a) Faire bouillir 50 % de l'eau désionisée nécessaire et y ajouter la gélatine. (b) Mélanger jusqu'à ce que le mélange eau-gélatine atteigne 40 °C. (c) Mettre 50 % de l'eau désionisée nécessaire dans la cuve et y ajouter le mélange eau-gélatine. (d) Enlever la mousse formée à la surface de la gélatine liquide et mettre la cuve dans un réfrigérateur à 5 °C. Répéter ces étapes pour réaliser la deuxième couche une fois que la première couche est solidifiée.

A chaque fois que le mélange eau-gélatine est ajouté dans la cuve, de la mousse peut apparaître à la surface : cette mousse doit être enlevée pour éviter de modifier les propriétés de l'interface entre les deux couches et de fausser les mesures des propriétés élastiques de la gélatine (voir section III.2.3). La cuve doit être recouverte avec un film plastique pour éviter l'évaporation qui pourrait induire le développement d'une couche plus rigide à la surface de la couche, ce qui fausserait également les mesures des propriétés élastiques de la gélatine.

III.2.3 Mesures des propriétés élastiques de la gélatine

Avant d'effectuer une expérience, les mesures des propriétés élastiques de la gélatine sont effectuées. La gélatine est un matériel viscoélastique mais à basse température ($\sim 5-10$ °C) c'est un gel à l'état solide dans lequel le comportement élastique est prédominant et le comportement visqueux est négligeable sur des échelles de temps petites à modérées (Kavanagh *et al.*, 2013). Le module d'Young est calculé en appliquant un poids cylindrique de masse connue sur la couche supérieure de la gélatine solidifiée (Fig. 17).

La déflexion causée par le poids appliqué est directement liée au module d'Young E_{upp} de la couche supérieure (Timoshenko et Goodier, 1970) :

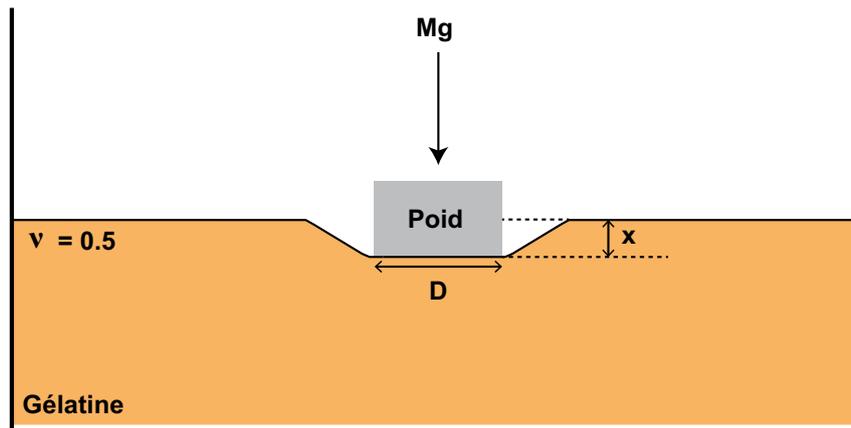


Figure 17 : Illustration schématique de la mesure du module d'Young, figure modifiée d'après Kavanagh et al. (2013). La déflexion causée par le poids placé à la surface de la gélatine solidifiée est mesurée et cette information est combinée aux propriétés de ce poids pour calculer le module d'Young de la gélatine (équation III.1).

$$E_{upp} = \frac{Mg(1 - \nu^2)}{Dx} \quad (\text{III.1})$$

où M est la masse du poids appliqué en kg ; $g = 9,81 \text{ m.s}^{-2}$ la pesanteur ; $\nu = 0,5$ est le coefficient de Poisson de la gélatine (Crisp, 1952 ; Richards et Mark, 1966) ; D est le diamètre du poids cylindrique appliqué sur la gélatine en m ; x est la déflexion mesurée en m ; E_{upp} est le module d'Young de la couche supérieur en Pa.

III.2.4 Effets de bords

Pour calculer le module d'Young, la gélatine est supposée semi-infinie. Pour éviter les effets de la base et des côtés de la cuve lorsque le poids est appliqué sur la gélatine dans la cuve, le diamètre du poids doit être $\leq 10 \%$ de la dimension horizontale de la cuve (Kavanagh et al., 2013). Pour ces expériences, le poids est de $29,99 \pm 0,01 \text{ mm}$ de diamètre et la cuve mesure $40 \times 40 \times 40 \text{ cm}$ donc le diamètre du poids représente $7,5 \%$ de la dimension horizontale de la cuve. La variation de contrainte avec la profondeur induite par un poids appliqué à la surface peut également être calculée. D'après Timoshenko et Goodier (1970), la contrainte la plus importante induite par une contrainte σ_0 appliquée à la surface d'un solide élastique semi-infini

est la composante verticale σ_z , qui peut être exprimée telle que :

$$\sigma_z = \sigma_0 \left[1 - \frac{8z^3}{(1 + 4z^2)^{3/2}} \right]$$

où z est la profondeur de la gélatine normalisé au diamètre du poids. L'épaisseur d'une couche de gélatine est de 100 mm et le diamètre du poids est de 29,99 mm donc $z = 3,33$. Par conséquent, $\sigma_z/\sigma_0 = 3,3\%$ à la base de la couche de gélatine. La contrainte verticale (générée par l'application du poids à la surface) à 10 cm de profondeur dans un milieu semi-élastique représente seulement 3,3 % du poids appliqué à la surface. Cela nous permet de supposer que les effets de base et de côtés sont négligeables et de considérer la couche supérieure de gélatine comme un milieu semi-infini ; et l'équation (III.1) comme valide.

III.2.5 Contraste de rigidité entre les deux couches de gélatine

La formation des sillons nécessite que le module d'Young de la couche supérieure E_{upp} soit plus grand que le module d'Young de la couche inférieure E_{low} (Kavanagh *et al.*, 2006). Il n'est pas possible de mesurer directement E_{low} mais le ratio des modules d'Young peut facilement être calculé, au premier ordre, à partir du ratio des modules d'Young à un temps infini (Kavanagh *et al.*, 2013) :

$$\Delta E = \frac{E_{upp}}{E_{low}} = \frac{E_{upp\infty}}{E_{low\infty}} = \frac{\alpha w_{upp} + \beta}{\alpha w_{low} + \beta}$$

où w est la concentration de gélatine en poids des couches supérieure et inférieure. Les constantes α et β sont estimées à $\alpha = 6000$ et $\beta = -7800$ (Kavanagh *et al.*, 2013) donc :

$$\Delta E = \frac{w_{upp} - 1,3}{w_{low} - 1,3} \quad (\text{III.2})$$

En effet, le module d'Young de la gélatine augmente avec le temps puis atteint un plateau E_∞ après environ 48 h, bien que la durée exacte dépende de la concentration en gélatine et du volume considéré (Kavanagh *et al.*, 2013). Les couches de gélatine sont laissées suffisamment longtemps dans le réfrigérateur pour considérer que les modules d'Young ont atteint leurs plateaux $E_{upp\infty}$ et $E_{low\infty}$ avant d'effectuer une expérience (72 h). Ce ratio permet également de calculer la valeur du module d'Young de la couche inférieure E_{low} une fois que la valeur du module d'Young de la couche supérieure E_{upp} a été déterminée. Cela permet aussi de vérifier si le ratio de rigidité entre les deux couches est suffisamment important pour créer un sill (i.e. ΔE suffisamment grand). Dans les expériences isothermales, ΔE doit être > 1 (Kavanagh *et al.*, 2006).

Une fois la gélatine solidifiée, le champ de contrainte est considéré comme lithostatique (ou « gélistatique »). Ces expériences ne sont donc pas applicables pour des champs de contrainte différents (*e.g.* contraintes tectoniques ou contraintes dues au poids d'un édifice volcanique).

III.2.6 Injection de l'huile végétale

La pompe utilisée pour injecter l'huile végétale est une pompe péristaltique, ce qui permet d'avoir un flux constant et maîtrisé tout au long de l'expérience. Avant l'injection, il est important que la température de l'huile végétale, chauffée à l'aide d'un bain-marie, soit stable et corresponde aux paramètres désirés pour l'expérience. L'huile est pour cela mise dans un bécher en verre, lui même placé dans un bain-marie. La température de l'eau du bain-marie doit ensuite être augmentée progressivement jusqu'à ce que l'huile végétale soit liquide. La température d'injection de l'huile végétale est mesurée de manière dynamique à l'aide d'un thermocouple situé dans l'injecteur : on fait tourner en boucle l'huile végétale via un tuyau relié à une pompe depuis le bécher placé dans le bain-marie jusqu'à ce que la température désirée soit stable, pour un flux d'injection donné. Ceci permet de chauffer l'ensemble du dispositif d'injection à la température désirée. Une fois la température désirée atteinte et stable au flux d'injection voulu, l'un des trous de la cuve est débouché et l'injecteur y est inséré afin

de commencer l'injection. Avant d'insérer l'injecteur, la gélatine est incisée à la base de la cuve afin d'obtenir une orientation préférentielle lors du développement du dyke.

Les thermocouples utilisés sont de type K. Ils sont directement reliés à un ordinateur : grâce à leur logiciel (PicoLog recorder) il est possible d'enregistrer la température de l'huile végétale et de la gélatine durant toute l'expérience avec une précision de 0,5 °C. Le thermocouple utilisé pour mesurer la température de la gélatine est inséré dans celle-ci juste avant le début de l'injection. Celui pour mesurer la température de l'huile végétale est, comme dit précédemment, directement inséré dans l'injecteur afin d'avoir la température exacte au niveau du point d'injection.

III.3 Dispositif utilisé pour l'étude des effets de la solidification sur la propagation des sills

Les calculs de propagation des erreurs liées aux paramètres de cette section sont également situés en annexe (Annexe A)

III.3.1 Dispositif expérimental

Le même dispositif expérimental que précédemment est utilisé (préparation de la gélatine et mesures des flux et températures) mais l'huile végétale, au lieu d'être injectée sous la cuve, est injectée directement au niveau de l'interface entre les deux couches de rigidité différente (Fig. 18). Cela permet d'observer les effets de la solidification sur la dynamique de propagation du sill, une fois qu'il est créé, sans prendre en compte le dyke-source. Les calculs de propagation des erreurs liés aux paramètres de ce chapitre sont situés en annexe (Annexe A). L'expérience est enregistrée via une caméra située au-dessus de la cuve.

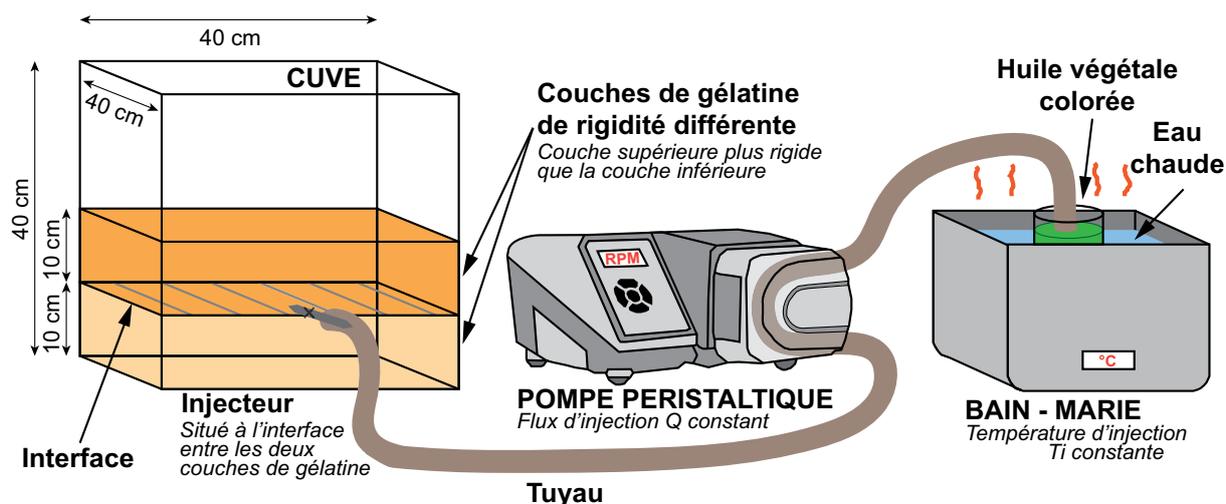


Figure 18 : Dispositif expérimental n° 2, utilisé pour étudier les effets de la solidification sur la dynamique de propagation et la géométrie des sill. L'huile végétale est chauffée au bain-marie et injectée grâce à une pompe péristaltique dans la gélatine solide stratifiée via un injecteur situé à l'interface entre les deux couches de gélatine de rigidité différente.

III.3.2 Traitement des images et analyse des intrusions

Afin d'analyser les expériences, la forme du sill qui se propage est extraite de la vidéo enregistrée depuis le haut de la cuve. Pour chaque expérience, une série d'images est échantillonnée à partir de l'enregistrement avec une fréquence de une image par seconde (Fig. 19a). La première image correspond au début de l'injection et donc de la formation du sill et la dernière image correspond à l'arrêt de l'injection.

Ces images sont recadrées (Fig. 19b) pour garder seulement la zone d'intérêt de l'image. Les images sont ensuite passées en niveau de gris (Fig. 19c). Si les contrastes ne sont pas assez importants, ils sont modifiés avec le logiciel Photoshop (Fig. 19d) ; la forme de l'intrusion est alors mieux définie. Les images sont ensuite traitées avec le logiciel Matlab afin de calculer la forme du sill et son évolution dans le temps. Le code utilisé pour extraire la forme de l'intrusion est basé sur un code disponible en ligne : <http://www.mathworks.com/matlabcentral/fileexchange/25157>. Ce code a été adapté pour pouvoir traiter un grand nombre d'images et obtenir l'évolution des propriétés de la forme du sill au cours du temps. Les niveaux de gris de l'image sont affichés sur un histogramme afin d'avoir le

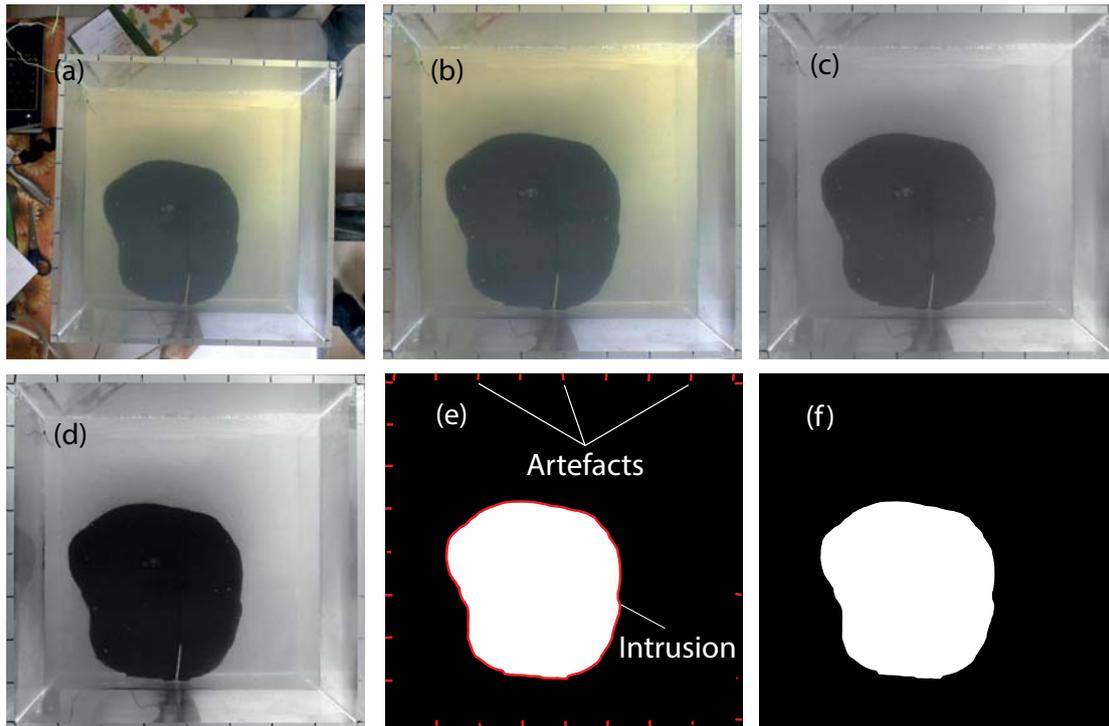


Figure 19 : Traitement des images. (a) Image originale. (b) Image recadrée. (c) Image en nuances de gris. (d) Image modifiée avec Photoshop. (e) Image binaire (intrusion et artefacts). (f) Image finale.

meilleur seuil possible pour identifier l'intrusion et le bruit de fond (c'est à dire la gélatine). Le seuil est utilisé pour convertir l'image en image binaire : l'intrusion et quelques artefacts sont visibles (Fig. 19e). Les artefacts sont petits comparés à l'intrusion, ils sont donc éliminés en sélectionnant les objets avec une surface supérieure à celle des artefacts et inférieure à celle de l'intrusion. L'image binaire finale (Fig. 19f) montre seulement l'intrusion et il est donc possible d'en extraire ses propriétés : évolution de la surface, longueur maximale, taux de création de surface, ...

Chapitre IV

Les effets de la solidification sur la formation des sills

Ce chapitre traite des effets de la solidification et leurs implications sur la formation des sills. Les résultats obtenus sont ici développés sous la forme d'un papier paru en 2014 dans Earth and Planetary Science Letters.

IV.1 Résumé

Dans le cadre d'expériences isothermales (injection d'un fluide qui ne se solidifie pas comme de l'air ou de l'eau par exemple), si la couche supérieure est plus rigide que la couche inférieure, il y a automatiquement formation d'un sill (*e.g.* Kavanagh *et al.*, 2006). Le but de cette étude était donc de savoir si la solidification d'un fluide au cours de sa propagation, dans un contexte mécanique favorable à la formation d'un sill, avait un impact sur leur formation. L'article inséré ci-après expose les résultats de cette étude et est paru en 2014 dans *Earth and Planetary Science Letters* (Chanceaux et Menand, 2014, <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2014.06.018>).

Cette étude comporte deux résultats principaux. Premièrement, plusieurs comportements sont observés en fonction de la température et du flux d'injection et donc en fonction de l'importance des effets de la solidification. Lorsque les effets de la solidification sont faibles (température et flux d'injection forts), l'apport constant d'huile végétale chaude à l'extrémité du dyke lui permet de percer l'interface et de se propager dans la couche supérieure plus rigide de gélatine. Lorsque les effets de la solidification sont plus forts (températures et flux d'injection moyens), le dyke-

source peut se propager comme un sill en écartant l'interface entre les deux couches. Enfin, lorsque les effets de la solidification sont importants (température et flux d'injection faibles), le dyke créé se solidifie partiellement durant sa propagation, ce qui l'empêche de percer l'interface et de se propager dans la couche supérieure ou d'écarter l'interface pour se propager le long de celle-ci sous la forme d'un sill. Ce dyke reste alors bloqué sous l'interface.

Deuxièmement, ces expériences montrent que contrairement aux expériences isothermales, où la solidification ne peut affecter la formation des sills, la présence d'une interface mécaniquement favorable (couche supérieure plus rigide que la couche inférieure) n'est pas suffisante pour former un sill. Tous les résultats peuvent être expliqués quantitativement en fonction d'une température adimensionnée θ (conditions thermiques) et d'un flux adimensionné ϕ (conditions dynamiques). Les expériences révèlent que la formation des sills est possible seulement pour un domaine restreint de $[\theta, \phi]$: $\theta_{min} < \theta < \theta_{max}$ avec $\theta_{min} = 0,0039\phi + 0,61$ et $\theta_{max} = 0,019\phi + 0,68$. Ces résultats sont en accord avec les observations de terrain et permettent de comprendre pourquoi certains dykes forment des sills alors que d'autres non, dans des conditions géologiques similaires.

On pourrait penser à une contradiction entre la proportion très importante de sills et d'intrusions construites par amalgamation de sills (*e.g.* laccolites et plutons) dans la croûte terrestre et les expériences présentées par Chanceaux et Menand (2014), où la solidification, qui est un processus inhérent au magmatisme, restreint la formation des sills. Cependant, un seul mode de formation des sills est considéré ici (contraste de rigidité). De plus, une fois un sill formé, il crée une interface supplémentaire mécaniquement susceptible d'entraîner l'amalgamation d'autres intrusions en feuillets, par sous-accrétion ou sur-accrétion, permettant alors la formation d'intrusions plus importantes (Menand, 2011).

IV.2 *Solidification effects on sill formation: An experimental approach (EPSL 2014)*



Solidification effects on sill formation: An experimental approach



L. Chanceaux^{a,*}, T. Menand^{a,b,c}

^a Université Blaise Pascal, Laboratoire Magmas et Volcans, F-63000 Clermont-Ferrand, France

^b CNRS, UMR 6524, LMV, Clermont-Ferrand, France

^c IRD, R 163, LMV, Clermont-Ferrand, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 10 December 2013

Received in revised form 21 April 2014

Accepted 12 June 2014

Available online 11 July 2014

Editor: Y. Ricard

Keywords:

sill formation
solidification
rigidity contrasts
analogue modelling

ABSTRACT

Sills represent a major mechanism for constructing continental Earth's crust because these intrusions can amalgamate and form magma reservoirs and plutons. As a result, numerous field, laboratory and numerical studies have investigated the conditions that lead to sill emplacement. However, all previous studies have neglected the potential effect magma solidification could have on sill formation. The effects of solidification on the formation of sills are studied and quantified with scaled analogue laboratory experiments. The experiments presented here involved the injection of hot vegetable oil (a magma analogue) which solidified during its propagation as a dyke in a colder and layered solid of gelatine (a host rock analogue). The gelatine solid had two layers of different stiffness, to create a priori favourable conditions to form sills. Several behaviours were observed depending on the injection temperature and the injection rate: no intrusions (extreme solidification effects), dykes stopping at the interface (high solidification effects), sills (moderate solidification effects), and dykes passing through the interface (low solidification effects). All these results can be explained quantitatively as a function of a dimensionless temperature θ , which describes the experimental thermal conditions, and a dimensionless flux ϕ , which describes their dynamical conditions. The experiments reveal that sills can only form within a restricted domain of the (θ, ϕ) parameter space. These experiments demonstrate that contrary to isothermal experiments where cooling could not affect sill formation, the presence of an interface that would be a priori mechanically favourable is not a sufficient condition for sill formation; solidification effects restrict sill formation. The results are consistent with field observations and provide a means to explain why some dykes form sills when others do not under seemingly similar geological conditions.

© 2014 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

Sill intrusions are a major mechanism for constructing continental crust. Indeed, the amalgamation of repeated pulses of magma, many of them in the form of sills, can lead to the formation of magma reservoirs (John, 1988) and plutons as confirmed by geophysical data (Benn et al., 1999), theoretical models (Annen and Sparks, 2002; Menand, 2008), field studies and geochronological data (Miller et al., 2011; Horsman et al., 2010; Leuthold et al., 2012). Interconnected sill complexes have also been proposed as viable and efficient pathways for magma transport in the crust (Cartwright and Hansen, 2006; Muirhead et al., 2012). Thus sills could both lead to magma storage or its transport in the crust.

Different models of sill formation have been proposed based on field observations, laboratory experiments or numerical simula-

tions: buoyancy could force sills to form at crustal levels where magmas become neutrally buoyant (Corry, 1988), or could help develop magma overpressures that are large enough to generate sills along specific horizons (Taisne and Jaupart, 2009); rigidity anisotropy in the crust could favour sill formation along those interfaces that separate an upper stiff layer from a softer lower one (Kavanagh et al., 2006; Burchardt, 2008; Maccaferri et al., 2010); rheology contrast between a ductile rock layer and a brittle one, or between adjacent layers where one is much more ductile than the other, would favour sill inception between these layers or within the weakest ductile zones (Parsons et al., 1992; Miller et al., 2011); and stress anisotropy would favour sill formations in crustal regions with high, horizontal, compressive deviatoric stress (Menand et al., 2010). An analysis of these different mechanisms suggests that crustal heterogeneities, and their mechanical or rheological anisotropies, would play a dominant role in controlling whether and where sills could form (Menand, 2011). However, all these studies have overlooked the potential effect of magma cooling and solidification.

* Corresponding author.

E-mail address: l.chanceaux@opgc.univ-bpclermont.fr (L. Chanceaux).

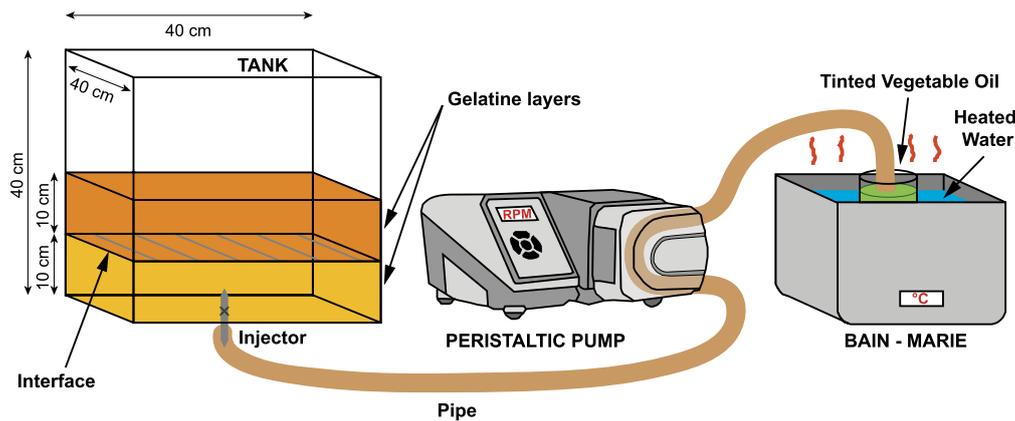


Fig. 1. Experimental apparatus. The gelatine solid has two layers of different stiffness, to create a priori favourable conditions to form sills. Vegetable oil is heated with a bain-marie and injected at a constant rate with a peristaltic pump in the layered gelatine solid.

All experimental and numerical studies on sill intrusions have therefore been carried out under isothermal conditions and have neglected the potential effect of magma solidification on sill formation and propagation. In fact, very few studies have dealt with cooling and solidification effects on intrusions. Theoretical studies (e.g. Bolchover and Lister, 1999; Lister, 1999) are limited to two dimensions, and so provide only a limited understanding of solidification effects because intrusions such as dykes and sills are inherently three-dimensional objects (e.g. Taisne and Tait, 2009, 2011). To our knowledge, Taisne and Tait (2011) are the only ones to have investigated experimentally solidification effects on intrusion propagation, focusing on dykes. They found that solidification effects have a strong impact on dyke dynamics: when solidification effects are important, dykes display an intermittent, stepwise mode of propagation, during which dykes momentarily stop propagating and then swell without advancing, before resuming their propagation when the incoming fluid that is stored in the fissure is able to fracture both the surrounding solid and the frozen crust that has developed within the fissure. Without solidification, dyke propagation operates continuously. Additionally, solidification affected the propagating dyke by focusing fluid flow in its central portion, hence limiting its horizontal dimension, and by adding a more complex geometry owing to the successive and intermittent outbreaks of fluid that occurred around the dyke periphery and sometimes away from its tip. These findings raise naturally the question of the effects that solidification could potentially have not only on the geometry and the dynamics of sills, but also on their formation.

To address this issue, we present laboratory experiments that involved the injection of hot vegetable oil (a magma analogue) which solidified during the propagation of an experimental dyke in a colder and layered solid gelatine (a host rock analogue). The gelatine solid had two layers of different stiffness, to create a priori favourable conditions to form sills. We investigated experimentally the effect of solidification on the formation of sills, and quantified how solidification can restrict sill formation. The experimental approach is introduced in Section 2, before presenting the experimental observations and results in Section 3. We discuss their geological implications in Section 4 and then conclude in Section 5.

2. Experimental approach

2.1. Experimental apparatus

The experiments described here involved the injection of hot vegetable oil (magma analogue) in a colder gelatine solid inside a tank of $40 \times 40 \times 40$ cm made of PMMA. The tank had circular openings of 1 cm diameter at its base to make injections

(Fig. 1). The gelatine had two layers with different stiffness, the upper layer being stiffer than the lower one, to create a priori favourable conditions to form sills (Kavanagh et al., 2006). The solidification temperature of the vegetable oil is higher than that of gelatine, which allows the analogue intrusion to partially solidify during its propagation depending on injection conditions.

The injection temperature and the injection flux were controlled and varied between experiments in order to observe the effects of solidification on sill formation. The vegetable oil was heated with a bain-marie to the desired temperature. This temperature had to be higher than the solidification temperature of the vegetable oil, which is 31°C (Galland et al., 2006). The gelatine was first incised at the base of the tank through the injection point in order to obtain a preferred orientation for the development of a dyke (the incision was typically 5 cm high). The hot oil was then injected in the cold gelatine solid through a metal tube of 4 mm diameter that was inserted into the incision made, and connected to a pipe fed by a peristaltic pump. This pump allowed us to both control and maintain constant the volumetric injection flux Q throughout each experiment. The temperature of the gelatine (host rock) and the injection temperature of the vegetable oil (magma), measured at the point of injection in the gelatine solid, were continuously recorded throughout the experiments with thermocouples while the experiments were recorded by a video camera in front of the tank.

2.2. The gelatine

The gelatine used is a 260 bloom, 20 mesh, pig-skin derived gelatine powder prepared in two batches to obtain a final solid with two layers of the same volume but different stiffness. The upper layer has to possess a higher stiffness than the lower layer, in order to create mechanically favourable conditions to form sills (Kavanagh et al., 2006). A higher gelatine concentration leads to a higher rigidity. The first batch of gelatine was poured in the tank, which was then placed in a fridge at a temperature of $\approx 5^\circ\text{C}$ for ≈ 24 h. Once the gelatine was solid, the second batch was poured in the tank, which was then placed back in the fridge and kept at the same temperature for another ≈ 72 h before running an experiment.

Before running an experiment, measurements of the elastic properties of the gelatine solid were performed. The Young's modulus was calculated by applying a cylindrical known-weight load on the upper layer of the solidified gelatine and measuring the deflection caused by this load. The measured deflection is directly linked to the Young's modulus E_{upp} of the upper layer (Timoshenko and Goodier, 1970):

$$E_{upp} = \frac{Mg(1 - \nu^2)}{Dx} \quad (1)$$

where M is the mass of the applied load in kg; $g = 9.81 \text{ m s}^{-2}$ is the gravitational acceleration; $\nu = 0.5$ is the Poisson's ratio of the gelatine (Crisp, 1952; Richards and Mark, 1966); D is the diameter of the cylindrical load applied on the gelatine in m; x is the deflection in m; E_{upp} is the Young's modulus of the upper layer in Pa.

To calculate the Young's modulus, the gelatine is assumed to be semi-infinite. To avoid base effects and side-wall effects when the load is applied on the gelatine in the tank, the diameter of the load needs to be $\leq 10\%$ of the horizontal dimension of the tank (Kavanagh et al., 2013). In these experiments, the applied load measured 29.99 mm in diameter and so represented 7.5% of the tank size. The stress variation with depth induced by a load applied to the surface can also be calculated. According to Timoshenko and Goodier (1970), the largest stress component induced by a load σ_0 applied on top of a semi-infinite elastic body is the vertical component σ_z , which can be expressed as:

$$\sigma_z = \sigma_0 \left[1 - \frac{8z^3}{(1 + 4z^2)^{\frac{3}{2}}} \right] \quad (2)$$

where z is the depth normalised by the load diameter. The thickness of the gelatine layer was 100 mm, so $z = 3.33$. Consequently, $\sigma_z/\sigma_0 = 3.3\%$. The vertical stress generated by the surface load at 10 cm depth in a semi-infinite elastic medium would be only 3.3% of the surface load. This allowed us to assume that the base and side-wall had negligible effects, and to consider the upper gelatine layer as a semi-infinite medium, and Eq. (1) to be valid.

The formation of a sill requires that the Young's modulus of the upper layer E_{upp} is higher than the Young's modulus of the lower layer E_{low} . It is not possible to directly measure E_{low} , but the Young's modulus ratio between the two layers can be easily calculated as a first approximation from the Young's modulus ratio at infinite time, $\Delta E = E_{upp}/E_{low}$, provided the gelatine layers are left long enough to solidify. Indeed, the Young's modulus of the gelatine increases with time before reaching a plateau E_∞ after about 48 h, although the exact amount of time depends on the gelatine concentration and volume (Kavanagh et al., 2013). Therefore, the gelatine layers were left long enough before running an experiment to ensure they had reached their Young's modulus plateaus $E_{upp\infty}$ and $E_{low\infty}$ (72 to 96 h) and that the Young's modulus ratio had reached the constant value:

$$\Delta E = \frac{E_{upp\infty}}{E_{low\infty}} = \frac{\alpha w_{upp} + \beta}{\alpha w_{low} + \beta} = \frac{w_{upp} - 1.3}{w_{low} - 1.3} \quad (3)$$

where w is the concentration by weight of the upper and lower layers; the numerical constants α and β have been estimated to be $\alpha = 6000$ and $\beta = -7800$ (Kavanagh et al., 2013). This ratio allows the value E_{low} of the lower layer to be calculated once E_{upp} has been determined. This measurement method for the Young's modulus has the added advantage of ensuring that the time between the preparation of the two layers is kept to a minimum, which helps to create an interface between the two that is as strong as possible.

Our experiments were designed to investigate and quantify the potential effect fluid solidification could have on sill formation when mechanically favourable conditions are already met. As shown by Kavanagh et al. (2006) isothermal experiments, sills should always occur when the rigidity contrasts $\Delta E > 1.1$. We therefore ran all our experiments in this mechanical condition and deliberately chose as narrow a ΔE range as possible to isolate and quantify the effect of solidification. The rigidity contrast ΔE in our experiments lied between 1.4 and 3.9.

2.3. Experimental limitations

Several assumptions were made in the experiments reported here. One limitation concerns a parameter that is unknown and uncontrolled in the experiments: the strength of the interface, i.e. how strongly welded the interface is. If an interface is weak or even not welded, it will necessarily force the creation of a sill, regardless of the rigidity contrast. This parameter will affect the formation of sills. In the experiments reported here, the interface is considered welded and relatively strong, but how strong is not known. This difficulty is inherent to an experimental approach, and quantifying the impact of interface strength on sill intrusions is more likely to be resolved by numerical studies.

Also, gelatine has an elastic behaviour and cannot act as an analogue material to simulate non-elastic behaviour of the crust. However, restricting our investigation to the elastic case, enabled us to focus on the effect solidification could have on sill formation, and to be able to compare our results with previous studies, which were also elastic. Moreover, even though rocks of the Earth crust are fractured and heterogeneous, the elastic approximation has been shown to be appropriate to first order (Delaney and Pol-lard, 1981).

Finally, the state of stress is considered lithostatic (or "gelistat-ic"), so these experiments are not applicable to different stress environments (e.g. tectonic stresses, stresses induced by the load of a volcanic edifice, ...).

2.4. Data processing

To analyse the experiments, we follow the experimental analysis of Taisne and Tait (2011) and define two dimensionless parameters. One describes the thermal conditions of the experiments at the injection point (dimensionless temperature θ) and the other describes their dynamical conditions (dimensionless flux ϕ).

The dimensionless temperature θ is defined as:

$$\theta = \frac{(T_s - T_g)}{(T_i - T_g)} \quad (4)$$

where T_s is the solidification temperature of vegetable oil, $T_s = 31^\circ\text{C}$ (Galland et al., 2006); T_g is the gelatine temperature during the injection, typically between 5 and 7°C; T_i is the injection temperature of vegetable oil. We note that θ can only be defined mathematically if the three temperatures differ from one another. This will not be the case if the injection temperature is equal to the gelatine ambient temperature as this would amount to having also the solidification temperature equal to the two other temperatures. In this particular case, trying to define a dimensionless temperature would therefore be meaningless.

The dimensionless flux ϕ is defined as the ratio between the heat advected by vegetable oil and the heat lost by conduction in the gelatine. ϕ describes the competition between the heat advected along the intrusion over a time Δt to increase the temperature by an amount ΔT and the heat lost by conduction over a distance δ and the same time Δt . The advected heat A is defined by $A = \rho H L B C_p \frac{\Delta T}{\Delta t} = Q \rho C_p \Delta T$ where ρ is the density of the intrusion; H is the thickness, L the length, and B the breadth of the intrusion; C_p is the heat capacity of the intrusion; $Q = V/\Delta t$ is the flux, or volumetric rate of flow of the intrusion where $V = H L B$ is its volume. The heat lost by conduction C is defined by $C = \rho H L B C_p \frac{\Delta T}{\Delta t}$ which diffuses over a distance δ in a time $\Delta t = \delta^2/\kappa$ where κ is the thermal diffusivity. In the experiments presented here, the heat lost by conduction is considered to be over a distance similar to the thickness of the intrusion, i.e. $\delta \simeq H$. Therefore: $C = \frac{\rho H L B C_p \Delta T \kappa}{H^2} = \frac{\rho L B C_p \Delta T \kappa}{H}$. And we get the dimensionless flux:

Table 1
Behaviour of the dimensionless temperature θ and dimensionless flux ϕ .

$\theta \rightarrow 1$	$T_i \rightarrow T_s$	Solidification operates rapidly
$\theta \rightarrow 0$	$T_i \gg T_s$	Almost no solidification
$\phi \rightarrow 0$	Low Q values	Solidification operates rapidly
$\phi \gg 1$	High Q values	Almost no solidification

$$\phi = \frac{A}{C} = \frac{QH}{\kappa LB} \quad (5)$$

To find H/LB , a pressure balance is used (Taisne and Tait, 2011) between the buoyancy pressure P_b , that drives the intrusion, and the elastic pressure P_e , which allows the dyke to deform the host rock:

$$P_b = P_e \Leftrightarrow \Delta\rho gL = \frac{E}{2(1-\nu^2)} \frac{H}{B}$$

$$\Leftrightarrow \frac{H}{LB} = \frac{2(1-\nu^2)}{E} \Delta\rho g \quad (6)$$

where $\Delta\rho$ is the density difference between the host rock and the intrusion; $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ is the gravitational acceleration; E and ν are the Young's modulus and the Poisson's ratio of the host rock.

The same formula as in Taisne and Tait (2011) is found for the dimensionless flux of a dyke:

$$\phi = \frac{3Q\Delta\rho g}{2E\kappa} \quad (7)$$

where Q is the flux of injection in m^3s^{-1} ; $\Delta\rho$ is the difference of density between the gelatine and the vegetable oil – from Galland et al. (2006), $\rho_{\text{vegetable oil}} = 892 \text{ kg m}^{-3}$ and $\rho_{\text{gelatine}} = 1000 \text{ kg m}^{-3}$ (considered the same as that of water) therefore $\Delta\rho = 108 \text{ kg m}^{-3}$; E is the Young's modulus of the lower layer (through which the dyke propagates); $\nu = 0.5$ is the gelatine Poisson's ratio; κ is the thermal diffusivity (assumed to be identical to that of water), $\kappa = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$; $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ is the gravitational acceleration.

T_s and T_g were essentially the same for all experiments so θ varied only with T_i the injection temperature. Likewise, $\Delta\rho$, g , κ were all kept constant. Consequently, ϕ varied between experiments with the injection flux Q and the Young's modulus E_{low} of the lower layer. θ and ϕ were maintained constant during an experiment (T_i , E_{low} and Q were maintained constant), and were varied systematically between experiments to quantify their respective influence on the formation of sills.

θ varies between 0 and 1 and ϕ varies between 0 and ∞ . Table 1 summarises the behaviour of θ and ϕ .

2.5. Experimental strategy

The flux ϕ and the temperature θ are dimensionless. These values are thus scale-independent, and can be compared between experiments and with values in nature.

Regarding θ , in the Earth crust, values of 300°C at ≈ 10 km depth and 450°C at ≈ 15 km depth are obtained (using a thermal gradient of 30°C km^{-1}) for the temperature of the host rock (T_g). Magmatic injection and solidification temperatures will depend on magma composition: for a basalt, reasonable values are $T_i \approx 1200^\circ\text{C}$ and $T_s \approx 900^\circ\text{C}$ while for a rhyolite, $T_i \approx 800^\circ\text{C}$ and $T_s \approx 775^\circ\text{C}$. Using Eq. (4), the range of natural values obtained for θ is:

- $\theta = 0.67$ (basalt) to $\theta = 0.95$ (rhyolite) at 10 km depth;
- $\theta = 0.60$ (basalt) to $\theta = 0.93$ (rhyolite) at 15 km depth.

Regarding ϕ , Taisne and Tait (2011) used as natural values $E \approx 10 \text{ GPa}$, $\kappa \approx 10^{-6} \text{ m}^2\text{s}^{-1}$ and $\Delta\rho \approx 100 \text{ kg m}^{-3}$. The range of magmatic flux Q is quite large, but values between 1 and $100 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$

seem to be typical of many volcanoes, including Piton de la Fournaise Volcano, La Réunion Island, France (Traversa et al., 2010). Of course, these values could be extended. Indeed, magmatic fluxes can reach values higher than $1000 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$, i.e. an order of magnitude higher, as has been observed at the Mauna Loa in Hawaii or during the 1783 Laki eruption in Iceland (Macdonald and Finch, 1950; Thordarson and Self, 1993). However this is rather an exception, and values between 1 and $100 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$ seem more reasonable. Using Eq. (7), the range of natural values obtained for ϕ is:

- $\phi = 0.15$ ($Q \approx 1 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$) to $\phi = 16$ ($Q \approx 100 \text{ m}^3\text{s}^{-1}$).

In order to scale experiments correctly, the range of experimental injection temperatures and fluxes were chosen to ensure they cover these ranges of natural values for θ and ϕ . The experiments focused on the formation of sills in experiments involving solidification. Therefore θ and ϕ were varied systematically between experiments to identify whether these values affected conditions for the formation of sills and the type of the intrusions (feeder dykes or sills).

2.6. Scaling

If the experiments reported here represent a good analogue of natural intrusions, they should be correctly scaled so that their geometry, kinematics and dynamics are similar to those in nature. The scaling procedure for analogue intrusions defined in Kavanagh et al. (2013) is followed. Different scale ratios between experimental parameters and natural parameters are defined:

$$L^* = \frac{L_l}{L_n}; \quad T^* = \frac{T_l}{T_n}; \quad U^* = \frac{U_l}{U_n}; \quad E^* = \frac{E_l}{E_n} \quad (8)$$

where the subscript l means laboratory and the subscript n means nature, so that $*$ is the ratio between the value measured in laboratory experiments and the natural value. L is a length scale, T is a time scale, U is a velocity scale and E is a Young's modulus scale.

The characteristic length scale of a dyke is the buoyancy length L_b (Taisne and Tait, 2011). It is the length, for which the buoyancy pressure (allowing the ascent of the dyke) is balanced by resistance from rock fracture, and defined as:

$$L_b = \left(\frac{K_c}{\Delta\rho g} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (9)$$

K_c is the fracture toughness; $\Delta\rho$ is the density difference between the host rock and the fluid; $g = 9.81 \text{ ms}^{-2}$ is the gravitational acceleration.

By introducing the reduced gravity scale $g' = \Delta\rho g / \rho_{\text{solid}}$ where ρ_{solid} is the density of the host rock, a characteristic time scale T and a characteristic velocity scale U can be defined:

$$T = \sqrt{\frac{L_b}{g'}}; \quad U = \frac{L_b}{T} \quad (10)$$

To obtain a characteristic Young's modulus scale, a balance between the buoyancy pressure ($\Delta\rho g L_b$) and the elastic pressure ($\frac{E}{2(1-\nu^2)} \frac{H}{L_b}$) that occurs in the head region of the dyke is used, yielding the following scale:

$$E = 2(1-\nu^2)\Delta\rho g L_b \frac{L_b}{H} \quad (11)$$

where H is the thickness of the dyke head; E is the Young's modulus of the surrounding solid, and ν its Poisson's ratio (Kavanagh et al., 2013). Moreover, $\nu = 1/2$ for gelatine and $\nu = 1/4$ to $1/3$ for rocks therefore $2(1-\nu^2)$ does not vary much between the laboratory and nature. From these expressions we obtain:

Table 2

Experimental data for investigation of sill formation. θ is calculated from Eq. (4) with $T_s = 31^\circ\text{C}$. ϕ is calculated from Eq. (7) with $\Delta\rho = 108\text{ kg m}^{-3}$, $g = 9.81\text{ m s}^{-2}$, $\kappa = 1.4 \times 10^{-7}\text{ m}^2\text{ s}^{-1}$. E of the lower gelatine layer is determined and calculated from Eq. (3). The uncertainties σ_θ and σ_ϕ were calculated according to the principles of the “Propagation of Errors” (Bevington and Robinson, 2003).

Exp	w_{upp}	w_{low}	T_g ($^\circ\text{C}$)	T_i ($^\circ\text{C}$)	E_{low} (Pa)	Q ($\text{m}^3\text{ s}^{-1}$)	θ	ϕ	$\frac{\sigma_\theta}{\theta}$	$\frac{\sigma_\phi}{\phi}$	Result	Symbols
1	5	3	7.00	45.78	10164	1.38E–06	0.62	1.54	0.03	0.08	Sill	●
2	5	3	7.02	46.02	10164	2.50E–06	0.62	2.79	0.03	0.07	Crossing dyke	△
3	3	2	7.56	42.65	996	1.38E–06	0.67	15.68	0.04	0.07	Crossing dyke	△
4	3	2	5.73	44.08	3159	3.75E–06	0.66	13.48	0.03	0.06	Crossing dyke	△
5	4	2	5.87	38.35	2930	2.50E–06	0.77	9.69	0.04	0.06	Sill	●
6	4	2	6.24	34.81	2882	2.50E–06	0.87	9.85	0.04	0.06	Blocked dyke	□
7	4	2	6.24	34.81	2882	4.00E–06	0.87	15.77	0.04	0.06	Sill	●
8	4	2	6.64	32.44	1828	2.25E–06	0.94	13.98	0.04	0.06	Blocked dyke	□
9	4	2	6.64	32.44	1828	7.51E–07	0.94	4.66	0.04	0.09	No intrusion	★
10	5	4	6.66	37.72	12903	1.50E–05	0.78	13.21	0.04	0.06	Sill	●
11	5	4	6.66	37.72	12903	1.00E–06	0.78	0.88	0.04	0.08	No intrusion	★
12	4	2	6.57	43.34	3003	2.50E–06	0.66	9.96	0.04	0.15	Sill	●
13	4	2	6.57	43.34	2851	1.38E–06	0.66	5.48	0.03	0.07	Sill	●
14	4	2	6.57	40.89	2851	3.75E–07	0.71	1.42	0.03	0.06	Blocked dyke	□
15	4	2	6.48	37.07	3003	2.00E–06	0.80	7.57	0.04	0.07	Sill	●

$$L^* = \left(\frac{K_c^*}{\Delta\rho^*} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (12)$$

$$T^* = (\rho_{\text{solid}}^*)^{\frac{1}{2}} (K_c^*)^{\frac{1}{3}} (\Delta\rho^*)^{-\frac{5}{6}} \quad (13)$$

$$U^* = (\rho_{\text{solid}}^*)^{-\frac{1}{2}} (K_c^*)^{\frac{1}{3}} (\Delta\rho^*)^{\frac{1}{6}} \quad (14)$$

$$E^* = \Delta\rho^* L_b^* \left(\frac{L_b}{H} \right)^* \quad (15)$$

In our experiments, $E_{l_{\text{mean}}} \simeq 5000\text{ Pa}$ implying a fracture toughness $K_c \simeq 100\text{ Pa m}^{1/2}$ (Kavanagh et al., 2013). These values give us an experimental buoyancy length $L_b \simeq 22\text{ cm}$.

In nature, K_c varies between 10^6 to $10^8\text{ Pa m}^{1/2}$ depending on whether the value is measured in the field or in the laboratory (Delaney and Pollard, 1981). $K_c \simeq 10^7\text{ Pa m}^{1/2}$ seems to be a representative value. The ratio between thickness and length H/L_b for a dyke varies in nature between 10^{-4} and 10^{-3} (Kavanagh and Sparks, 2011; Gudmundsson, 2011), while it is $\simeq 10^{-2}$ – 10^{-1} in gelatine. The magnitude of $\Delta\rho$ in nature is 100 kg m^{-3} , i.e. the same as in gelatine. Finally, we take a value for ρ_{solid} of 2800 kg m^{-3} in nature and 1000 kg m^{-3} in gelatine. Consequently:

- $L^* = 4.6 \times 10^{-4}$,
- $T^* = 1.3 \times 10^{-2}$,
- $U^* = 3.6 \times 10^{-2}$,
- $E^* = 10^{-5}$ – 10^{-7} .

With experimental values $L_l = L_b \simeq 22\text{ cm}$, $T_l \simeq 80$ – 400 s , $U_l \simeq 7\text{ mm s}^{-1}$ and $E_l = E_{l_{\text{mean}}} \simeq 5000\text{ Pa}$, these give:

- $L_n = 480\text{ m}$, which seems reasonable;
- $T_n = 2$ – 9 h , which seems also reasonable;
- $U_n = 0.2\text{ m s}^{-1}$, which is consistent with velocity of dykes between 0.1 and 0.5 m s^{-1} (White et al., 2011);
- $E_n = 10^9$ – 10^{11} Pa , which are typical natural values.

These calculations confirm that the experiments are correctly scaled.

In addition to the scale ratios determined by Kavanagh et al. (2013), we define an additional characteristic dynamic flux scale. A natural flux scale is:

$$Q = HL_b U \quad (16)$$

and applying the same pressure balance between the buoyancy pressure and the elastic pressure in the dyke head region as be-

fore – Eq. (11) – yields the following expression for the thickness H :

$$H = \Delta\rho g (L_b)^2 \frac{2(1 - \nu^2)}{E} \quad (17)$$

Consequently:

$$Q^* = \Delta\rho^* (L^*)^3 (E^*)^{-1} U^* \\ \Rightarrow Q^* = 10^{-7}$$
– $10^{-5} \quad (18)$

Experimental fluxes Q_l have typical values of 10^{-7} to $10^{-5}\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$, which would correspond to natural values $Q_n = 0.01$ – $100\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$, which are similar to natural values for volcanic systems (e.g. Traversa et al., 2010). We note that this range of natural flux Q_n is deduced directly from a scaling argument and therefore it does not include any considerations of the thermal evolution of the intrusion. It is thus independent from the range of flux considered to calculate the range of dimensionless fluxes ϕ in Section 2.5. The range of fluxes in the experiments thus correctly represent the dynamics of natural intrusions (Q_n), and their thermal evolution (ϕ).

3. Results

Fifteen experiments were performed with different injection temperatures and injection fluxes (Table 2). For each experiment, θ and ϕ were calculated. ϕ quantified the dyke dynamical conditions in the lower layer, and thus whether conditions for sill formation could be met.

In all experiments, a dyke was first generated in the lower layer. All experiments were prepared in such a way that the interface between the two gelatine layers was a priori mechanically favourable for the formation of sills ($\Delta E > 1.1$ – Kavanagh et al., 2006). However, contrary to what has been observed in previous isothermal experimental studies (e.g. Kavanagh et al., 2006), sill formation did not systematically occur. Instead, different types of intrusion were observed: dykes blocked at the interface, dykes passing through the interface, and sills. Each type of intrusion could be linked to distinct θ and ϕ fields.

3.1. Types of intrusions

The initial dyke could be blocked at the interface (Fig. 2A). It stopped its vertical propagation there and propagated laterally, underneath the interface, until the end of the injection (Fig. 3C).

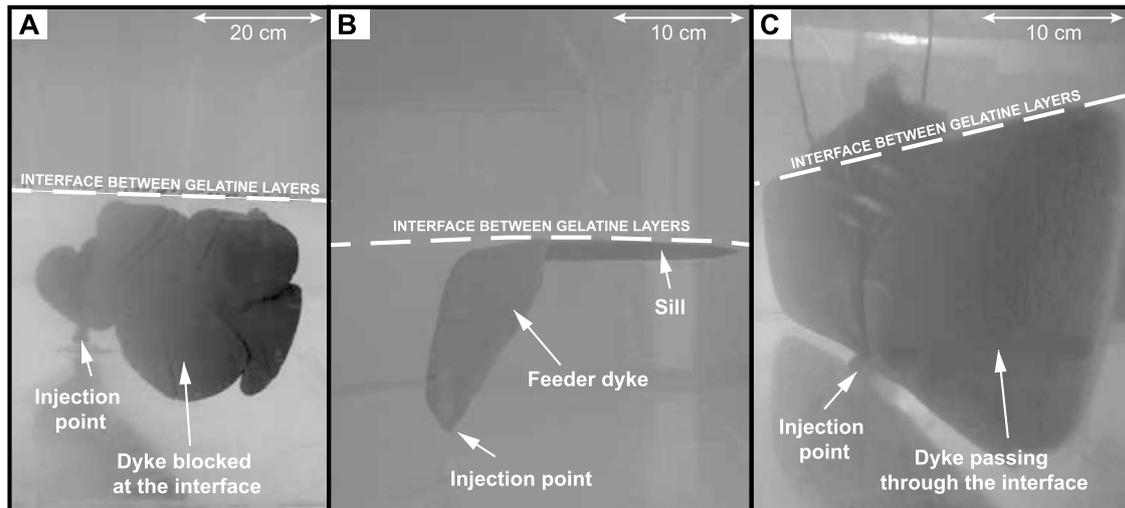


Fig. 2. Experimental intrusions. (A) Experimental dyke blocked at the interface, experiment 11, three-quarter view. (B) Experimental sill, experiment 1, side view. (C) Experimental dyke passing through the interface, experiment 2, three-quarter view. The dyke takes a triangular shape above the interface.

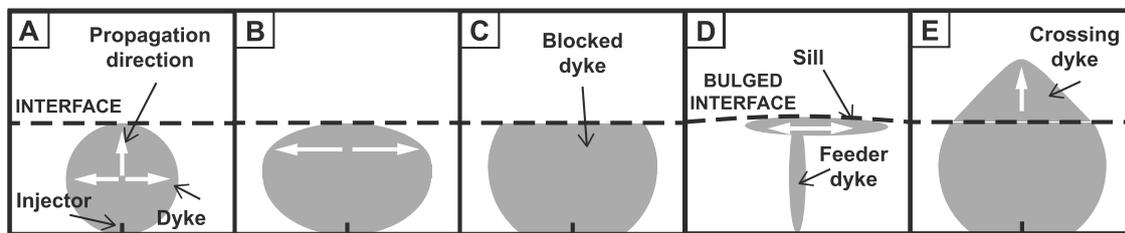


Fig. 3. Schematic diagram illustrating the formation of experimental intrusions. (A) Initial circular dyke, front view. (B) The dyke stops at the interface between the two layers and propagation continues laterally beneath the interface, front view. (C), (D) and (E) are the final shapes of the three different intrusions observed in the experiments. (C) Final shape of the dyke stopping at the interface, front view. (D) The dyke fractures the gelatine at the interface and creates a sill, side view. (E) The dyke pierces the interface, propagates into the upper layer of gelatine and creates a dyke passing through the interface, front view. The dyke takes a triangular shape above the interface.

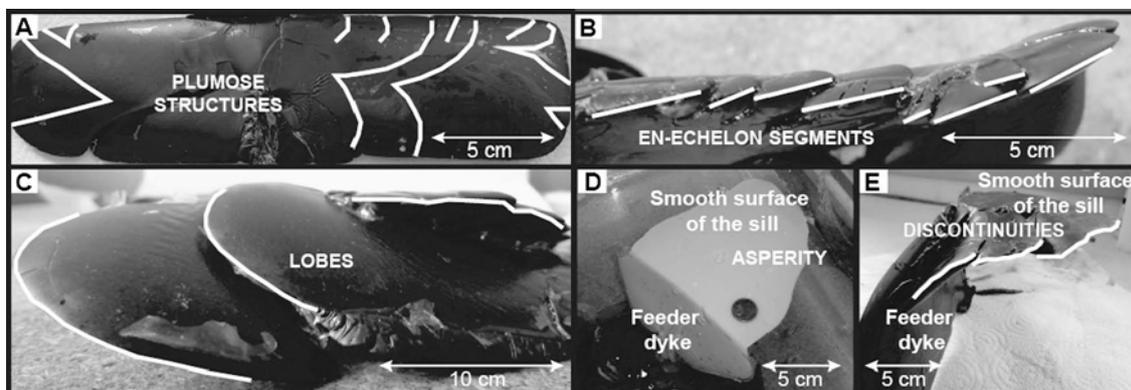


Fig. 4. Morphologies of intrusions. (A) Plumose structures on the feeder dyke, experiment 7, front view. (B) En-echelon segments at the upper tip of the dyke, experiment 14, top view. (C) Lobes on the side of the dyke, experiment 14, side view. (D) Smooth surface and asperity filled by gelatine on a sill, experiment 1, top view. (E) Discontinuities at the edge of the sill, experiment 5, side view.

These dykes were particularly thick with a thickness to length ratio greater than 10^{-1} .

When a sill formed (Fig. 2B) it took place at the interface between the two layers. Initially, the feeder dyke propagated in the same way as a dyke blocked at the interface before fracturing and propagating parallel to the interface, forming a sill (Fig. 3D). During the propagation of a sill, the upper layer was deformed and the interface bulged slightly towards the surface.

The dyke could also pass through the interface (Fig. 2C). It propagated initially in the same way as a dyke blocked at the interface before piercing the interface and propagating into the upper stiffer layer (Fig. 3E). The dyke made a pause before penetrating the inter-

face and taking a triangular shape along strike above the interface. These dykes had a thickness to length ratio of $\approx 10^{-1}$ (the length used is the total vertical length of the dyke in the lower and upper layers).

3.2. Morphologies of intrusions

Different morphologies of intrusions were observed, all similar to those observed in nature. The experimental dykes had sometimes a smooth surface, but were usually very irregular. Plumose structures were commonly observed (Fig. 4A). Additionally, many discontinuities could be seen at the leading edges of

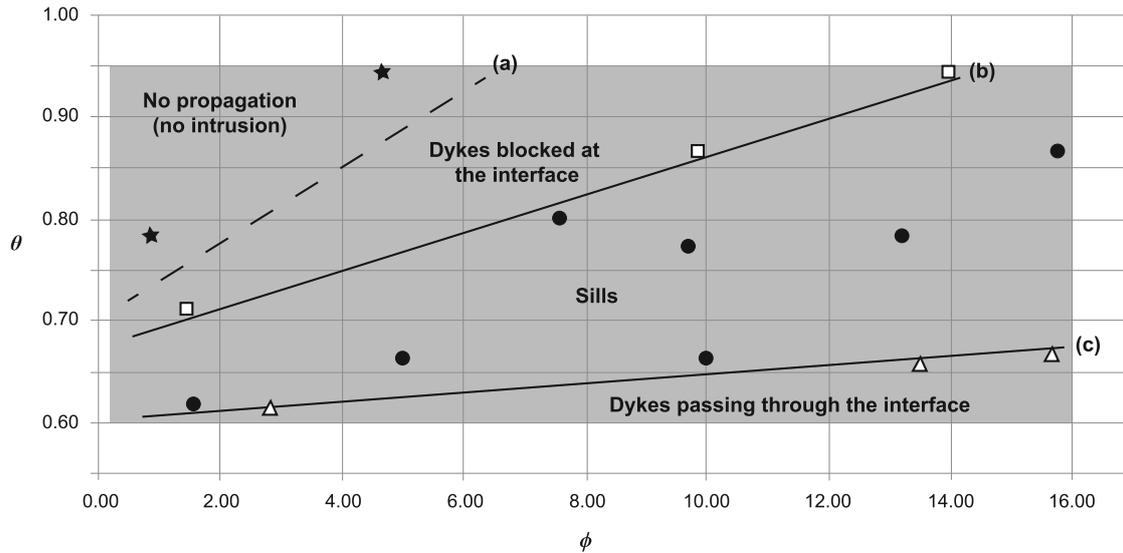


Fig. 5. Dimensionless temperature θ as a function of dimensionless flux ϕ . Gray area shows natural ranges of values for θ and ϕ as defined in 2.5. Stars represent experiments where no propagation occurred; squares are dykes blocked at the interface; disks are sills; triangles are dykes passing through the interface. Lines (a), (b) and (c) delimit the areas for each type of intrusions. The dashed line (a) is only qualitative whereas the continuous lines (b) and (c) can be determined reliably. See text for details.

the experimental dykes as en-echelon segments (Fig. 4B) or lobes (Fig. 4C). These en-echelon segments did not always have the same orientation. The discontinuities observed on our experimental dykes are similar to those observed in Taisne and Tait (2011) and they are linked to solidification processes. We observe that for dykes and sills as solidification effects become more important, the number of discontinuities usually increases as well. Additionally, these discontinuities are not limited to the propagating tip of the fissure but are also initiated at the margins (e.g. Fig. 4C), which corroborates the observations of Taisne and Tait (2011). In comparison, the experimental sills had generally very smooth surfaces with few asperities filled with gelatine (Fig. 4D). The surface of the sills were smooth probably because they did not really need to fracture the gelatine in order to propagate along the interface. However, as for dykes, discontinuities were also observed at the edge of some (Fig. 4E).

3.3. Result analysis

The results of the experiments, that is blocked dykes, crossing dykes, sills and cases when fluid could not intrude the gelatine, are all summarised on a graph showing θ as a function of ϕ (Fig. 5). Solidification effects increase as $\theta \rightarrow 1$ and $\phi \rightarrow 0$. Four areas are clearly identified:

- when the dimensionless temperature is relatively high and the dimensionless flux is very low ($\theta \simeq 0.75\text{--}0.95$ and $\phi < 6$), there is no propagation (Fig. 5, stars). Solidification effects are so important that vegetable oil freezes and solidifies in the tube and no intrusion is observed;
- when the dimensionless temperature is high and for larger dimensionless fluxes ($\theta \simeq 0.7\text{--}0.95$ and $\phi < 15$), dykes are blocked at the interface between the two gelatine layers (Fig. 5, squares). Solidification effects are important and the dyke partially solidifies at its walls during its propagation and development. Solidification at the upper tip of the dyke blocks its propagation, and prevents its piercing of the interface and subsequent propagation in the upper stiffer layer or its spreading along the interface as a sill;
- when the dimensionless temperature has intermediate values ($\theta \simeq 0.60\text{--}0.90$ and $\phi < 16$), sills are created (Fig. 5, disks). Solidification effects are smaller. Consequently, the feeder dyke

propagates as a sill by spreading at the interface between the two layers;

- finally, when the dimensionless temperature is low ($\theta \simeq 0.60\text{--}0.70$ and $\phi > 2$), dykes passing through the interface are created (Fig. 5, triangles). Dykes do not create sills but instead pierce directly the interface to propagate in the upper layer, easily fracturing the gelatine presumably because of their high temperature: higher input of hot vegetable oil at the tip of the feeder dyke leads to lower solidification effects and presumably easier fracturation; the injection flux seemed to have less of an effect. However, solidification along the walls of the dyke seem to prevent the fluid from intruding the interface between the gelatine layers.

These results are consistent and systematic over the narrow range of rigidity contrasts ΔE used in the experiments ($1.4 \leq \Delta E \leq 3.9$).

4. Discussion

4.1. Sill formation

The first important result of our experiments is the difference with isothermal experiments (using water as the injected fluid) where there is no effect of solidification. Indeed, in these experiments (Kavanagh et al., 2006), sill formation occurred systematically when the upper gelatine layer was stiffer than the lower one. With solidification effects, the rigidity contrast alone is not sufficient anymore to ensure sill formation. The conditions that are required for the formation of sills are reduced: it becomes more difficult to form sills when solidification of the flowing fluid occurs. At a given intermediate value of the dimensionless temperature θ , dykes passing through the interface are created for higher values of the dimensionless flux ϕ whereas sills are created with lower ϕ values (i.e. lower injection flux Q). In the same way at a comparatively higher value of θ , sills are created for higher values of ϕ and dykes blocked at the interface are created at comparatively lower ϕ values.

Each type of intrusion corresponds to a well defined area in Fig. 5, and so to a specific range of θ and ϕ values. The limits of each area appear well defined by the following linear relationships:



Fig. 6. Sill with its feeder dyke in the Henry Mountains, Utah, USA, modified from Menand (2011). The view is from the East. The sill, its feeder dyke (both outlined by dashed white lines) and the intruded layered sandstone (continuous white lines) have all been rotated almost 90° . The feeder dyke crosses several similar interfaces before spreading as a sill.

- (b): $\theta = 0.019\phi + 0.68$ ($R^2 = 0.99$);
- (c): $\theta = 0.0039\phi + 0.61$ ($R^2 = 0.89$).

These two equations (b) and (c) delimit the upper and lower ranges, respectively, of thermal (θ) and dynamical (ϕ) conditions for the formation of sills. It seems that there is also a separation between the “no propagation” area and the “dyke blocked at the interface” area (dashed line on Fig. 5), but this separation (a) is only qualitative. Sill formation depends on the thermal and dynamical conditions of the injected fluid. The thermal conditions (θ) depend essentially on the injection temperature T_i whereas the dynamical conditions (ϕ) depend not only on the injection flux Q but also on the rigidity of the intruded solid. Therefore, the formation of sills in our experiments depends mainly on three parameters: the rigidity of the rocks intruded below a potential interface, the injection temperature T_i , and the injection flux Q .

4.2. Geological applications

These experiments were carried out under dimensionless conditions (θ and ϕ) identical to those present in nature. The experimental results can therefore be extended to natural conditions. These results imply that because of solidification effects, even if mechanical conditions are favourable (upper layer stiffer than the lower one), above some injection magmatic flux (equation (c), Fig. 5), sills are no longer created, and dykes passing through the interface are expected instead, which could lead to an eruption.

The experimental results provide also a means to explain why some dykes form sills when other dykes do not under seemingly similar geological conditions. If one considers a dyke that encounters an interface with favourable mechanical conditions (rigidity contrast with $\Delta E > 1.1$), different scenarios can be envisaged depending on its dynamical and thermal conditions (Fig. 5). If conditions for sill formation were met (favourable injection temperature and flux), a sill would be created. However, a recharge in magma (e.g. the arrival of a new magma batch) or a new dyke propagating with a higher flux would change the dynamical and thermal conditions owing to increased magmatic flux and/or injection temperature. The conditions for sill formation would no longer be met and the dykes would now be able to cross the interface. In the same way, if a dyke was blocked at an interface because conditions for sill formation were not met (too low injection temperature or flux) a sill could subsequently form because of a recharge

in magma, which would lead to a temperature and flux increase. Similarly, if a dyke crossed the interface because of a large injection temperature or flux, this dyke could later turn into a sill along a subsequent favourable mechanical interface. As magma flows, it cools down and its injection flux will likely decrease as magma is withdrawn from the source: thermal and dynamical conditions will change and increase the likelihood for sill formation further away.

These results are consistent with field observations. Indeed, sills are not created each time there is a suitable rigidity contrast (upper layer stiffer than the lower one) as illustrated in Fig. 6 where a feeder dyke crosses several interfaces in the same rock unit, and thus characterised by presumably similar rigidity contrast, before spreading as a sill at one of them. Solidification effects could be a plausible explanation for this behaviour.

Our experiments explored a limited range of dimensionless fluxes ϕ when extremely-high-flux dykes do sometimes occur in nature, with ϕ values perhaps as high as 200. Extrapolating the results summarised in Fig. 5 to high values suggests that dykes with extremely-high dimensionless flux would have a greater propensity for crossing interfaces and thus for getting closer to the surface. Although this makes sense, our results might not necessarily hold for such extreme events, and additional work should clarify the behaviour of these extremely-high-flux dykes.

Additionally, some issues could not be addressed with our experiments. First, these experiments assume the deformation of the host rock is elastic. If materials are not consolidated (pyroclastic flows, hyaloclastites, shales, ...), deformation can be ductile, which would affect the formation of sills (very weak interface because of very soft material, premature arrest of the feeder dyke ...). These interactions with non-elastic materials are expected to be more important for intrusions close to the surface because crustal heterogeneities are likely to be more important there.

Another issue is that these experiments study the effects of solidification on the magma but neglect the potential effect on the host rocks. The temperature difference between the host rock and the intrusion and the heat advected by the intrusion during its propagation may affect the rheology of the host rock. For example, if an intrusion is taking place near an area of magma storage, the crust heated by this presence could possess a different rheology, likely to be more ductile than elastic.

Also, the vegetable oil used as a magma analogue here has a single solidification temperature. Magma in nature will have a range of solidification temperature between its liquidus and solidus. This temperature range depends widely on its composition, which evolves as the magma solidifies. Likewise, the experimental temperature at the injection point T_i was maintained constant during an experiment whereas magma temperature is likely to change during an intrusive event. In nature the thermal conditions θ are thus likely to change, which is not accounted for in these experiments. In the same way, ϕ remains constant during an experiment because Q is maintained constant whereas natural magma fluxes are likely to wax and wane during the same injection of magma.

5. Conclusions

The purpose of this study was the quantification of the effects of solidification on the formation of sills by means of analogue laboratory experiments. They involved the injection of hot vegetable oil, a magma analogue that solidifies during its injection, in a layered colder solid gelatine, a host rock analogue. The injection temperature T_i and the injection flux Q were systematically varied between experiments. The experiments were carried out under dimensionless conditions (temperature θ and flux ϕ) identical to those present in nature, and are correctly scaled geometrically, dynamically, kinematically, and thermally. The results are consistent with field observations and provide a means to explain why some dykes form sills where other dykes do not under similar geological conditions.

Several types of intrusions were observed: dykes stopping at the interface, dykes passing through the interface and sills. These different shapes demonstrate that contrary to isothermal experiments (no temperature effect able to block sill formation), a rigidity contrast between two layers is not a sufficient condition to create a sill. When solidification effects are significant (low Q and T_i slightly higher than T_s), the created dyke partially solidifies on the walls during its propagation, which prevents its piercing of the interface and propagation in the upper stiffer gelatine layer, or its spreading along the interface as a sill. When solidification effects are lower (range of medium Q and T_i higher than T_s), the feeder dyke can propagate as a sill by spreading at the interface between the two layers. When solidification effects are low (range of medium and high Q and T_i higher than T_s), the constant input of hot vegetable oil at the dyke tip allows it to pierce the interface and propagate in the upper layer of gelatine.

Thus, solidification effects restrict sill formation at an interface with a favourable rigidity contrast (upper layer stiffer than the lower one). Sill formation occurs only for a specific range of dimensionless temperatures θ and fluxes ϕ : $\theta_{min} \leq \theta \leq \theta_{max}$, where $\theta_{min} = 0.0039\phi + 0.61$ and $\theta_{max} = 0.019\phi + 0.68$. The thermal conditions (θ) depend on injection temperature T_i , and dynamical conditions (ϕ) depend on injection flux Q and rigidity contrast of the intruded solid. Therefore, in our experiments, sill formation along an interface depends on three critical parameters: the injection temperature T_i , the injection flux Q , and the rigidity of the solid below this interface.

Acknowledgements

The authors would like to thank two anonymous reviewers whose comments have strengthened and improved the manuscript. L.C. was supported by a Fellowship from the French Ministry of Higher Education and Research (Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, MESR), and T.M. acknowledges support from a chaire mixte IRD–UBP. This research was performed

in the framework of the Laboratoire Mixte International of IRD “Séismes et Volcans dans les Andes du Nord”, and was financed by the French Government Laboratory of Excellence initiative n° ANR-10-LABX-0006, the Région Auvergne and the European Regional Development Fund. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution number 104.

References

- Annen, C., Sparks, R.S.J., 2002. Effects of repetitive emplacement of basaltic intrusions on thermal evolution and melt generation in the crust. *Earth Planet. Sci. Lett.* 203, 937–955.
- Benn, K., Roest, W.R., Rochette, P., Evans, N.G., Pignotta, G.S., 1999. Geophysical and structural signatures of syntectonic batholith construction: the South Mountain Batholith, Meguma Terrane, Nova Scotia. *Geophys. J. Int.* 136, 144–158.
- Bevington, P., Robinson, D.K., 2003. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw–Hill, New York.
- Bolchover, P., Lister, J.R., 1999. The effect of solidification on fluid-driven fracture, with application to bladed dykes. *Proc. R. Soc., Math. Phys. Eng. Sci.* 455 (1987), 2389–2409.
- Burchardt, S., 2008. New insights into the mechanics of sill emplacement provided by field observations of the Njardvik Sill, Northeast Iceland. *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 173, 280–288.
- Cartwright, J., Hansen, D.M., 2006. Magma transport through the crust via interconnected sill complexes. *Geology* 34 (11), 929–932.
- Corry, C.E., 1988. *Laccoliths: Mechanics of Emplacement and Growth*. Spec. Pap., Geol. Soc. Am., vol. 220. 114 pp.
- Crisp, J., 1952. The use of gelatin models in structural analysis. *Proc. Inst. Mech. Eng., B J. Eng. Manuf.* 12, 580–604.
- Delaney, P.T., Pollard, D.D., 1981. *Deformation of Host Rocks and Flow of Magma During Growth of Minette Dikes and Breccia-Bearing Intrusions Near Ship Rock, New Mexico*. US Government Printing Office.
- Galland, O., Cobbold, P.R., Hallot, E., de Bremond d’Ars, J., Delavaud, G., 2006. Use of vegetable oil and silica powder for scale modelling of magmatic intrusion in a deforming brittle crust. *Earth Planet. Sci. Lett.* 243 (3–4), 786–804.
- Gudmundsson, A., 2011. Deflection of dykes into sills at discontinuities and magma-chamber formation. *Tectonophysics* 500 (1–4), 50–64.
- Horsman, E., Morgan, S., de Saint-Blanquat, M., Habert, G., Nugent, A., Hunter, R.A., Tikoff, B., 2010. Emplacement and assembly of shallow intrusions from multiple magma pulses, Henry Mountains, Utah. *Earth Environ. Sci. Trans. R. Soc. Edinb.* 100, 117–132.
- John, B.E., 1988. Structural reconstruction and zonation of a tilted mid-crustal magma chamber: the felsic Chemehuevi Mountains plutonic suite. *Geology* 16, 613–617.
- Kavanagh, J.L., Sparks, R.S.J., 2011. Insights of dyke emplacement mechanics from detailed 3D dyke thickness datasets. *J. Geol. Soc.* 168, 965–978.
- Kavanagh, J.L., Menand, T., Sparks, R.S.J., 2006. An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media. *Earth Planet. Sci. Lett.* 245 (3–4), 799–813.
- Kavanagh, J.L., Menand, T., Daniels, K., 2013. Gelatine as a crustal analogue: determining elastic properties for modelling magmatic intrusions. *Tectonophysics* 582, 101–111.
- Leuthold, J., Müntener, O., Baumgartner, L.P., Putlitz, B., Ovtcharova, M., Schaltegger, U., 2012. Time resolved construction of a bimodal laccolith (Torres del Paine, Patagonia). *Earth Planet. Sci. Lett.* 325–326, 85–92.
- Lister, J.R., 1999. Fluid-mechanical models of the interaction between solidification and flow in dykes. In: *Physics and Chemistry of Dykes*, pp. 115–124.
- Maccaferri, F., Bonafede, M., Rivalta, E., 2010. A numerical model of dyke propagation in layered elastic media. *Geophys. J. Int.* 180 (3), 1107–1123.
- Macdonald, G.A., Finch, R.H., 1950. The June 1950 eruption of Mauna Loa, Part II. *Volc. Lett.* 509, 1–6.
- Menand, T., 2008. The mechanics and dynamics of sills in layered elastic rocks and their implications for the growth of laccoliths and other igneous complexes. *Earth Planet. Sci. Lett.* 267, 93–99.
- Menand, T., 2011. Physical controls and depth of emplacement of igneous bodies: a review. *Tectonophysics* 500 (1–4), 11–19.
- Menand, T., Daniels, K.A., Benghiat, P., 2010. Dyke propagation and sill formation in a compressive tectonic environment. *J. Geophys. Res., Solid Earth* 115 (B8), 1978–2012.
- Miller, C.F., Furbish, D.J., Walker, B.A., Claiborne, L.L., Koteas, G.C., Bleick, H.A., Miller, J.S., 2011. Growth of plutons by incremental emplacement of sheets in crystal-rich host: evidence from Miocene intrusions of the Colorado River region. *Tectonophysics* 500, 65–77.
- Muirhead, J.D., Airolidi, G., Rowland, J.V., White, J.D.L., 2012. Interconnected sills and inclined sheet intrusions control shallow magma transport in the Ferrar large igneous province, Antarctica. *Geol. Soc. Am. Bull.* 124 (1–2), 162–180.
- Parsons, T., Sleep, N.H., Thompson, G.A., 1992. Host rock rheology controls on the emplacement of tabular intrusions: implications for underplating of extending crust. *Tectonics* 11 (6), 1348–1356.

- Richards Jr., R., Mark, R., 1966. Gelatin models for photoelastic analysis of gravity structures. *Exp. Mech.* 6 (1), 30–38.
- Taisne, B., Jaupart, C., 2009. Dike propagation through layered rocks. *J. Geophys. Res., Solid Earth* 114 (B9), 1978–2012.
- Taisne, B., Tait, S., 2009. Eruption versus intrusion? Arrest of propagation of constant volume, buoyant, liquid-filled cracks in an elastic, brittle host. *J. Geophys. Res.* 114 (B6), B06202.
- Taisne, B., Tait, S., 2011. Effect of solidification on a propagating dike. *J. Geophys. Res.* 116 (B1), B01206.
- Thordarson, T., Self, S., 1993. The Laki (Skaftar Fires) and Grimsvötn eruptions in 1783–1785. *Bull. Volcanol.* 55, 233–263.
- Timoshenko, S.P., Goodier, J.N., 1970. *Theory of Elasticity*. McGraw–Hill, New York.
- Traversa, P., Pinel, V., Grasso, J.R., 2010. A constant influx model for dike propagation: implications for magma reservoir dynamics. *J. Geophys. Res.* 115 (B1), 1–18.
- White, R.S., Drew, J., Martens, H.R., Key, J., Soosalu, H., Jakobsdóttir, S.S., 2011. Dynamics of dyke intrusion in the mid-crust of Iceland. *Earth Planet. Sci. Lett.* 304 (3–4), 300–312.

Chapitre V

Les effets de la solidification sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills

*La solidification est capable d'affecter les sills en limitant les conditions favorables à leur formation. Il est maintenant nécessaire de tester ces effets sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills, afin de savoir notamment si ces effets peuvent avoir un contrôle sur la taille des sills. Ce chapitre commence par expliquer les enjeux de ce sujet, les résultats et implications sont ensuite exposés sous la forme d'un article publié en 2016 dans *Earth and Planetary Science Letters*.*

V.1 Taille des intrusions construites par amalgamation

Les effets de la solidification sur la formation des sills étant maintenant mieux connus, on peut tester ces effets sur la dynamique de propagation et la morphologie des sills ; ce qui est capital pour la compréhension de la croissance des grands corps magmatiques. En effet, la taille des grands corps magmatiques (*i.e.* plutons) est très variable. Actuellement, aucun modèle ne contraint leur extension latérale. Tous les modèles traitant de la construction de ces corps fixent toujours cette extension latérale a priori.

Des études de terrain montrent que l'extension latérale des plutons construits de manière

incrémentale par amalgamation de sills est contrainte par l'extension latérale du premier pulse ou sill qui le construit. Par exemple, le *Maiden Creek sill* est composé de deux sills superposés (Horsman *et al.*, 2005), possédant une morphologie identique. Le *Trachyte Mesa laccolith* est constitué d'au moins douze feuillets magmatiques indépendants (Morgan *et al.*, 2008), avec une extension latérale paraissant identique. Des observations similaires sont faites pour le *Black Mesa Bysmalith*, également construit de multiples sills (Saint Blanquat *et al.*, 2006) ou encore pour le pluton Aztek Wash au Nevada (Miller *et al.*, 2011). Ces intrusions sont considérées comme différentes étapes de construction d'un pluton (Fig. 20) et le premier pulse magmatique semble contrôler l'extension latérale de ces corps (Horsman *et al.*, 2009), ce qui implique une construction verticale des grands corps magmatiques.

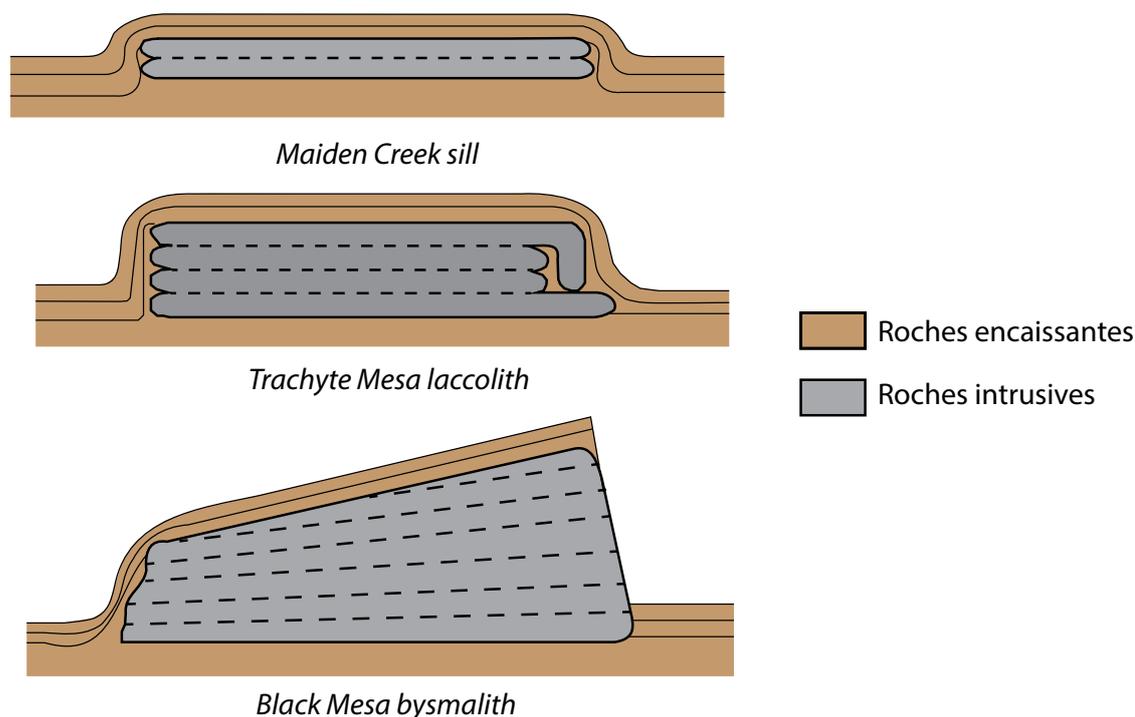


Figure 20 : Construction verticale d'un pluton, figure modifiée d'après Horsman *et al.* (2009). Coupe schématique à travers le *Maiden Creek sill*, le *Trachyte Mesa laccolith* et le *Black Mesa bysmalith*, Henry Mountains (Utah, USA). On observe l'accumulation de sills pour créer des corps plus importants : l'extension latérale du premier sill mis en place semble contrôler l'extension latérale de l'intrusion finale. Le schéma n'est pas à l'échelle et le nombre de couches illustre un nombre croissant de pulses avec l'augmentation de la taille des intrusions.

V.2 Résumé

Les sills, de la même manière que les plutons, possèdent une grande variété de tailles (Fig. 21). Ils peuvent faire moins d'un mètre d'épaisseur ou bien s'étendre sur des milliers de kilomètres carrés (Dickin et Jones, 1983 ; Muirhead *et al.*, 2012).

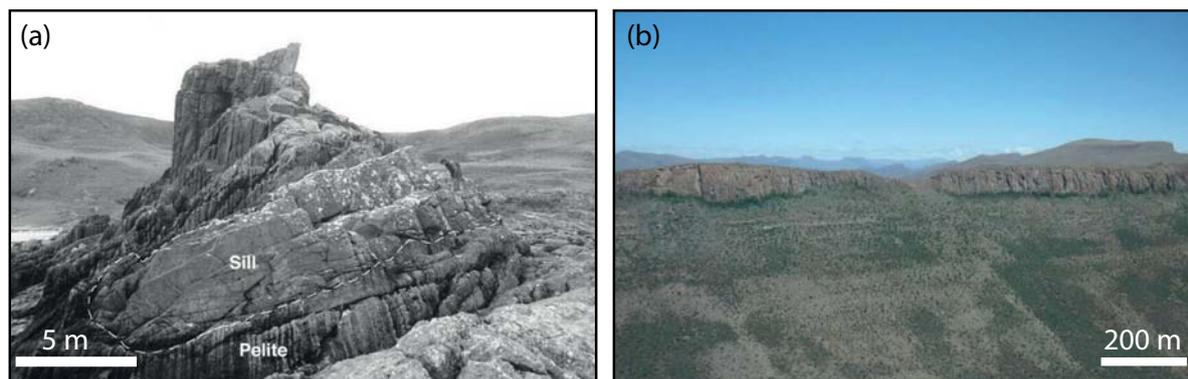


Figure 21 : Exemples de variations dans la taille des sills. (a) Traigh Bhàn na Sgùrra Sill, Écosse, image modifiée d'après Holness et Humphreys (2003), épaisseur maximum d'environ 10 m. (b) Golden Valley Sill, Afrique du Sud, image modifiée d'après (Schofield *et al.*, 2010), épaisseur maximum supérieure à 100 m.

Ces différences pourraient être expliquées par des variations des conditions de source, comme le volume injecté, la surpression à la source ou la composition du magma. Mais l'extension latérale des sills pourrait également être contrainte par le refroidissement et la solidification lors de leur emplacement : à flux de magma plus faible, la solidification aura des effets plus importants et limitera donc plus la propagation d'un sill et donc sa taille. Le but de l'étude expérimentale exposée dans ce chapitre est donc de savoir si la taille des sills et donc celle des corps magmatiques construits par amalgamation de sills, pourrait être restreinte par la solidification et si la géométrie et la dynamique de propagation des sills pourraient être reliées à des conditions de flux et à la température d'injection. L'article inséré ci-après expose les résultats de cette étude et est paru en 2016 dans *Earth and Planetary Science Letters* (Chanceaux et Menand, 2016, <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2016.02.044>).

Notre étude montre qu'une fois un sill formé, sa morphologie et sa dynamique sont contrôlées

par les effets de la solidification et le refroidissement. Quand les effets de la solidification sont faibles (température et flux d'injection importants), la propagation est continue et le sill a une surface lisse. Inversement, lorsque les effets de la solidification sont importants (température et flux d'injection faibles), la propagation du sill est discontinue. On observe des étapes de création de surface du sill intercalées de périodes d'arrêts momentanés. Ces sills expérimentaux comportent des structures cordées, des lobes et des cicatrices correspondant à chaque étape de création de surface. Ces expériences impliquent que pour un volume injecté constant, lorsque les effets de la solidification augmentent, la surface des sills diminue, leur épaisseur augmente et le nombre d'étapes de création augmente.

Ces résultats ont diverses implications géologiques et géophysiques. La morphologie des sills observée sur le terrain, comme les lobes et les structures cordées, peuvent être reliées à la solidification lors de la mise en place du sill. De plus, une propagation discontinue du sill due aux effets de la solidification pourrait être associée, comme pour les dykes, à des pics d'activité sismique. Finalement, nos résultats montrent que les effets de la solidification représentent un modèle viable pour contrôler l'extension latérale et l'épaisseur des sills. Le refroidissement du magma et la solidification peuvent donc impacter la taille des plutons construits par amalgamation de sills.

V.3 The effects of solidification on sill propagation dynamics and morphology (EPSL 2016)



The effects of solidification on sill propagation dynamics and morphology



L. Chanceaux*, T. Menand

Laboratoire Magmas et Volcans, Université Blaise Pascal – CNRS – IRD, OPGC, 5 rue Kessler, 63038, Clermont-Ferrand, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 17 July 2015

Received in revised form 23 February 2016

Accepted 23 February 2016

Available online xxx

Editor: T.A. Mather

Keywords:

sill propagation
sill dynamics
solidification
pluton growth
sill morphology
analogue modelling

ABSTRACT

Sills are an integral part of the formation and development of larger plutons and magma reservoirs. Thus sills are essential for both the transport and the storage of magma in the Earth's crust. However, although cooling and solidification are central to magmatism, their effects on sills have been so far poorly studied. Here, the effects of solidification on sill propagation dynamics and morphology are studied by means of analogue laboratory experiments. Hot fluid vegetable oil (magma analogue), that solidifies during its propagation, is injected as a sill in a colder layered gelatine solid (elastic host rock analogue). The injection flux and temperature are maintained constant during an experiment and systematically varied between each experiment, in order to vary and quantify the amount of solidification between each experiments. The oil is injected directly at the interface between the two gelatine layers. When solidification effects are small (high injection temperatures and fluxes), the propagation is continuous and the sill has a regular and smooth surface. Inversely, when solidification effects are important (low injection temperatures and fluxes), sill propagation is discontinuous and occurs by steps of surface-area creation interspersed with periods of momentary arrest. The morphology of these sills displays folds, ropy structures on their surface, and lobes with imprints of the leading fronts that correspond to each step of area creation. These experiments show that for a given, constant injected volume, as solidification effects increase, the area of the sills decreases, their thickness increases, and the number of propagation steps increases. These results have various geological and geophysical implications. The morphology of sills, such as lobate structures (interpretation of 3D seismic studies in sedimentary basin) and ropy flow structures (field observations) can be related to solidification during emplacement. Moreover, a non-continuous morphology as observed in the field does not necessarily involve multiple injections, but could instead reflect a continuous, yet complex morphology induced by solidification effects during emplacement. Also, a discontinuous sill propagation induced by solidification effects should be associated with bursts of seismic activity. Finally, our study shows that once a sill has initiated, the dimensionless flux influences the sill thermal state, and in turn its propagation, and final extent and thickness. In restricting the lateral extent of sills, magma cooling and solidification are likely to impact directly the size of plutons constructed by amalgamated sills.

© 2016 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

It is now accepted that large magma bodies are constructed by amalgamation of smaller magmatic intrusions (e.g. Menand et al., 2011, and reference therein). In many cases, these increments are mostly sills, which could then be considered as building blocks for larger magma bodies, and thus as essential for magma transport and storage in the Earth's crust. Moreover, the size of plutons and magma reservoirs depends on the size of

the sills that built them, i.e. mainly on their lateral extent (e.g. Horsman et al., 2009) and emplacement rate (Menand et al., 2011; Annen et al., 2015). In turn, the size of reservoirs determines the frequency, size and type of volcanic eruptions (Caricchi et al., 2014), a key question in volcanism. However, we do not know what constrains the lateral extent of sills. Like large magma reservoirs, sills have a very large range of sizes: from less than a meter thick (e.g. Dickin and Jones, 1983, Isle of Skye, Scotland) to covering thousands of square kilometres (e.g. Muirhead et al., 2012, Ferrar sills, Antarctica). Furthermore, a lot of studies deal with the evolution of sills in laccoliths (e.g., Bunger and Cruden, 2011; Michaut, 2011; Horsman et al., 2009; Saint Blanquat et al., 2006; Currier and Marsh, 2015) and with the conditions that turn a dyke

* Corresponding author.

E-mail address: l.chanceaux@opgc.univ-bpclermont.fr (L. Chanceaux).

fissure into a sill (e.g. Kavanagh et al., 2006; Maccaferri et al., 2011) but no model predicts the dynamic and the lateral extent of the sills themselves, and thus that of larger magmatic bodies. The variety of sizes displayed by sills could reflect variations in source conditions such as injected volume, source overpressure or magma composition, although these parameters are not well constrained. An additional challenge is locating the feeders of large sills, which could form as continuous bodies or instead as the amalgamation of several discrete, smaller sills. With the latter interpretation, the growth of large sills would be similar to that of other plutons, and so the dynamics of the smaller sills would be the dominant control. To our knowledge, one aspect of sill dynamics that has never been quantified is the influence of magma cooling and progressive solidification during propagation. These could potentially control the lateral extent of sills.

Even though cooling and solidification are central to magmatism, their effects on intrusion propagation are poorly understood. Nevertheless, some studies have shown that they could have a significant impact. The formation of a solidified crust on lava flows impacts their morphology and dynamics (Griffiths and Fink, 1993; Fink and Griffiths, 1990). Holness and Humphreys (2003) studied the Traigh Bhán na Sgúrra Sill (Isle of Mull, Scotland) and showed that thermal evolution affected its petrography and morphology, and determined where and how long it stayed active. Likewise, the analogue experiments of Taisne and Tait (2011) showed that solidification has important effects on dyke propagation and morphology. This effect could be as important in sills. Chanceaux and Menand (2014) showed that solidification affects sills by restricting the range of favourable conditions for their formation. Theoretical studies show also how a fissure eruption can be locally blocked by solidification, even if there is still a magma supply (Bruce and Huppert, 1989). However, theoretical studies are limited to two dimensions when intrusions are three-dimensional objects. This could explain some discrepancies between theory, which predicts that a dyke cannot resume its propagation once it has solidified and stopped (Bolchover and Lister, 1999), and analogue experiments that show instead how solidification can induce discontinuous dyke propagation with successive momentary arrests interspersed with propagation steps (Taisne and Tait, 2011). Thus, a better understanding of solidification and thermal effects on magma transport in the crust is still needed. This will help refine our interpretations of both field and geophysical data (e.g. radar interferometry of surface deformation, monitoring of seismic activity, or 3D seismic interpretation).

The analogue laboratory experiments presented here were designed to quantify the potential effect fluid solidification could have on both sill propagation dynamics and morphology (including their size) when a sill has already formed, for given initial conditions. Section 2 details our apparatus, procedure and data processing used to analyse our experiments. Section 3 presents our results and observations. We discuss in section 4 their geological implications for the morphology of sills, the dynamics of sills and observed seismicity, and the growth of laccoliths and plutons, before concluding in section 5.

2. Experimental approach

All the parameters used in this paper are summarized in Table 1.

2.1. Experimental apparatus

The experiments described here involved the injection of hot vegetable oil (magma analogue) in a colder gelatine solid (host rock analogue) inside a tank of $40 \times 40 \times 40$ cm made of PMMA.

Table 1
Notation and parameters.

Notation and parameters		
T_i	Injection temperature	°C
Q	Injection flux	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
E_{upp}	Young's modulus of the upper layer	Pa
E_{low}	Young's modulus of the lower layer	Pa
ΔE	Rigidity contrast between the two layers	–
w_{upp}	Concentration of gelatine in the upper layer	wt.%
w_{low}	Concentration of gelatine in the lower layer	wt.%
θ	Dimensionless temperature	–
T_s	Solidification temperature	°C
T_g	Host temperature	°C
ϕ	Dimensionless flux	–
H	Thickness of the sill	m
L	Length of the sill	m
κ	Thermal diffusivity	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
V	Injected volume	m^3
m	Elastic stiffness of the host	Pa
t	Time of injection	s
η	Intrusion viscosity	Pa s
E	Young's modulus of the host	Pa
ν	Poisson's ratio of the host	–
S	Area of the sill	m^2
η_i	Viscosity of the injected fluid	Pa s
S_{max}	Final area of the experimental sill	m^2
H_{max}	Maximum thickness of the experimental sill	m
V_{final}	Injected volume of vegetable oil	m^3
P	Number of steps	–
t_{final}	Duration of the experiment	s
S_i	Isothermal area	m^2
H_i	Isothermal thickness	m
t_s	Solidification time of the experimental sill	s
λ	Constant parameter (calculation of t_s)	–
C_c	Crystallisation enthalpy of vegetable oil	J
H_c	Heat capacity of vegetable oil	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
τ	Dimensionless time	–
ξ	Dimensionless area	–
ψ	Dimensionless thickness	–
η_{adjusted}	Adjusted viscosities	Pa s

The gelatine had two 10 cm-thick layers. The tank had a circular opening of 1 cm diameter on one side to inject the vegetable oil directly at the interface between the two layers (Fig. 1), with no creation of dykes, in order to study the effects of solidification on dynamics of a sill once it is already formed (the effects of solidification on sill formation have already been investigated in a previous study: Chanceaux and Menand, 2014). The solidification temperature of the vegetable oil is higher than that of gelatine, which allowed the analogue intrusion to partially solidify during its propagation depending on injection conditions. The injection temperature T_i and the injection flux Q were controlled independently and maintained constant during each experiment. These conditions were varied between experiments in order to observe and quantify the effects of solidification on sill propagation.

For each experiments, we carried out the following procedure. The vegetable oil was heated with a bain-marie to the desired temperature. The hot oil was then injected in the cold gelatine solid through a 4 mm-diameter metal tube that was inserted directly at the interface between the two gelatine layers to ensure sill formation (Fig. 1). The metal tube was connected to a pipe fed by a peristaltic pump, which allowed us to both control and maintain the volumetric injection flux Q constant throughout each experiment. Each experiment corresponded to one single sill associated with a single pulse of fluid injected at a constant injection temperature and a constant injection flux directly at the interface between the two gelatine layers. The temperature of the vegetable oil at the injector tip and the temperature of the gelatine solid were continuously recorded throughout the experiments with thermocouples while the experiments were recorded by a video camera situated above the tank.

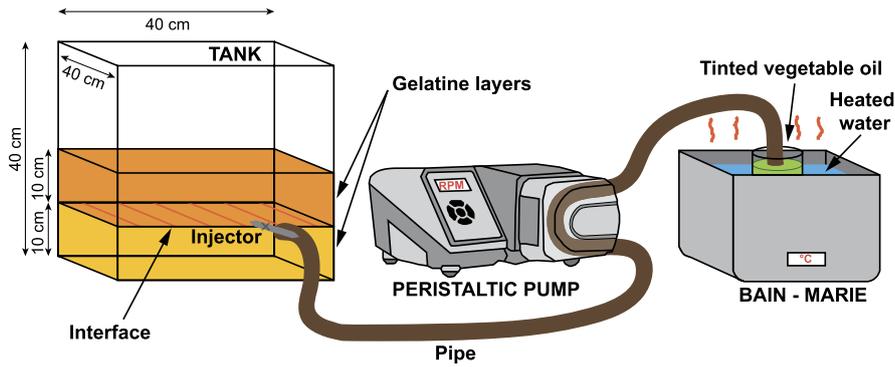


Fig. 1. Experimental apparatus, modified from Chanceaux and Menand (2014). The gelatine solid has two layers of different stiffness, the upper one being the stiffest, to create a priori favourable conditions to form sills. Vegetable oil is heated with a bain-marie and injected at a constant rate with a peristaltic pump between the two layers of gelatine solid. Both the injection temperature and the injection flux are maintained constant throughout the experiment.

2.2. The properties of the gelatine and the oil

The gelatine and its preparation were identical to those described in Chanceaux and Menand (2014). The two layers had the same volume but different stiffness (controlled by gelatine concentration) and were kept at 5 °C for at least 72 h, after which the mechanical properties of both layers did not evolve significantly anymore (Kavanagh et al., 2013), and the experiment could be carried out. This preparation was the same for all experiments, with the same waiting time before the realization of the upper layer and the same temperature of the water–gelatine mixture added on the lower layer, thus ensuring the mechanical properties of the host were the same for all experiments. The Young's modulus was calculated by applying a cylindrical known-weight load on the upper layer of the solidified gelatine and measuring the deflection caused by this load. The measured deflection is directly linked to the Young's modulus E_{upp} of the upper layer (Timoshenko and Goodier, 1970; Kavanagh et al., 2013). During the measurements of the Young's modulus, the base and side-wall had negligible effects, and the upper gelatine layer was thick enough that it could be considered as semi-infinite (Chanceaux and Menand, 2014).

Rigidity contrasts between adjacent layers (defined as the ratio of their Young's modulus ΔE) play a significant role in sill formation (Kavanagh et al., 2006; Menand, 2011). We therefore ran all our experiments in a favourable mechanical condition with the same ΔE to isolate and quantify the effects of solidification. The upper layer had $w_{upp} = 4$ wt.% gelatine and the lower layer $w_{low} = 2$ wt.%. The rigidity contrast $\Delta E = \frac{E_{upp}}{E_{low}} = \frac{w_{upp} - 1.3}{w_{low} - 1.3}$ was thus equal to 3.9 ± 0.3 in all experiments (Kavanagh et al., 2013).

In theory, the diffusion of heat from the injected sill into the gelatine host could change the rheological properties of the gelatine. However, at a temperature of 10 °C, gelatine solids behave elastically (Di Giuseppe et al., 2009; Kavanagh et al., 2015). This would correspond to ≈ 5 °C increase in our experiments, which would propagate with time t as $2\sqrt{\kappa t}$ (Turcotte and Schubert, 2002). Given the thermal properties of gelatine (thermal diffusivity $\kappa = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$), this boundary layer would be 1 to 2 cm thick at the end of our experiments ($t = t_{final}$, Table 3B) around the injection point. This boundary layer would be even thinner away from the injection point. Thus we assumed that the gelatine solid in our experiments behaved mainly elastically.

The vegetable oil used in the experiments is coconut-based (trademark Végétaline). Galland et al. (2006) studied the rheological properties of this oil: its solidification temperature is 31 °C; above this temperature the viscosity η varies following the Arrhenian relationship with temperature as $\eta = A \exp\left[\frac{E_a}{RT}\right]$ where A , E_a and R are constants ($A = 2.259 \times 10^{-7} \text{ Pa s}$; $E_a = 30380 \text{ J mol}^{-1}$; $R = 8.314 \text{ m}^2 \text{ kg s}^{-2} \text{ K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$; T in °K); the density of the oil is

0.89 g cm^{-3} at 50 °C with a volume decrease of less than 4% as the oil solidifies; curves of stress as a function of strain rate are linear for temperatures between 31 and 70 °C. Thus the injected vegetable oil is a Newtonian fluid over the temperature range used in our experiments.

2.3. Experimental limitations

As in Chanceaux and Menand (2014), our experiments simulate a lithostatic stress field and an elastic behaviour of the host rock. Also, as in nature, the exact interface strength in our experiments is not known (but considered as welded). However, although we did not measure the fracture toughness of the interface, great care was taken to ensure the experiments were always prepared in the same way: whatever the interface fracture toughness, it was thus the same in all experiments.

2.4. Data processing

The processing of the data, the scaling, and the analysis of the experiments are all based on dimensional analysis (Barenblatt, 1996). To analyse the experiments, we initially follow the experimental analysis of Taisne and Tait (2011) and Chanceaux and Menand (2014) and define two dimensionless parameters. The first describes the thermal conditions of the experiments at the injection point (dimensionless temperature θ) and the second describes their dynamical conditions (dimensionless flux φ).

The dimensionless temperature θ is defined as:

$$\theta = \frac{(T_s - T_g)}{(T_i - T_g)} \quad (1)$$

where T_s is the solidification temperature of vegetable oil, $T_s = 31$ °C (Galland et al., 2006); T_g is the gelatine temperature before the injection; T_i is the injection temperature of vegetable oil.

The dimensionless flux φ is defined as the ratio between the heat advected by the vegetable oil and the heat lost by conduction in the gelatine. Assuming sills are axisymmetrical (length and breadth of the same order of magnitude):

$$\varphi = \frac{QH}{\kappa L^2} \quad (2)$$

Q is the volumetric flux of the sill; H is its thickness and L its length; κ is the thermal diffusivity. The expression of the dimensionless flux φ is different from Chanceaux and Menand (2014) and Taisne and Tait (2011), because contrary to these previous authors we consider the dynamics of sills and not dykes.

Table 2
Parameters for nature and experiments. Magmatic injection and solidification temperatures and viscosity will depend on magma composition. For a basalt: $T_i \simeq 1200^\circ\text{C}$, $T_s \simeq 900^\circ\text{C}$, $\eta_i = 10^2$ to 10^3 Pas. For a rhyolite: $T_i \simeq 800^\circ\text{C}$, $T_s \simeq 775^\circ\text{C}$, $\eta_i = 10^{12}$ Pas. Using a thermal gradient of 30°Ckm^{-1} for the temperature of the host rock $T_g = 300^\circ\text{C}$ ($\simeq 10$ km depth) to 450°C ($\simeq 15$ km depth). Value of $Q = 1$ to $100 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ seem to be typical of many volcanoes (e.g. Piton de la Fournaise Volcano, La Réunion Island, France, Traversa et al., 2010). Taisne and Tait (2011) and Chanceaux and Menand (2014) used natural values of $E \simeq 10$ GPa and $\kappa \simeq 10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ for the host rock Young's modulus and thermal diffusivity. Extreme values will be used for the area of sills: $S = 10^4 \text{ m}^2$ to 10^{10} m^2 (Bunger and Cruden, 2011). θ and φ are calculated from equations (1) and (5).

		T_i ($^\circ\text{C}$)	T_s ($^\circ\text{C}$)	η_i (Pas)	T_g ($^\circ\text{C}$)	Q ($\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$)	E (Pa)	κ ($\text{m}^2 \text{ s}^{-1}$)	S (m^2)	θ	φ
Nature	min	800	775	10^2	300	1	10^{10}	10^{-6}	10^4	0.60	10^{-5}
	max	1200	800	10^{12}	450	100			10^{10}	0.95	10^5
Experiments	min	32	31	4×10^{-2}	3	6×10^{-7}	10^{-4}	10^{-7}	2×10^{-2}	0.63	10^{-1}
	max	47		7×10^{-2}	6	10^{-5}			4×10^{-2}	0.94	10^2

As detailed in Appendix A, sill propagation is controlled by a balance between the elastic pressure and the viscous pressure, and this pressure balance can be used to define H and L :

$$L = \left(\frac{Q^3 t^4 m}{12\eta} \right)^{\frac{1}{9}} \quad H = \left(\frac{Q^3 t (12\eta)^2}{m^2} \right)^{\frac{1}{9}} \quad (3)$$

t is the time after the start of injection; η is the viscosity of the injected fluid; m is defined by:

$$m = \frac{E}{2(1-\nu^2)} \quad (4)$$

where E and ν are the Young's modulus and the Poisson's ratio of the host rock.

The dimensionless flux is better expressed as a function of the area of the sill S . Accordingly, t and H are expressed as a function of L , and from equation (2) and $L^2 \simeq S$ (area of an axisymmetrical sill):

$$\varphi = \left(\frac{1}{\kappa} \right) \left(\frac{Q^5 12\eta}{m S^{\frac{7}{2}}} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (5)$$

In the experiments, the thermal diffusivity of gelatine is assumed to be identical to that of water, $\kappa = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$; Q is the injection flux in $\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$; the viscosity of vegetable oil at the injection point η_i in Pas varies with the injection temperature as $\eta_i = A \exp\left[\frac{E_a}{RT}\right]$ (Galland et al., 2006, see section 2.2) with $T = T_i$ in $^\circ\text{K}$; S represents the aerial extent of the experimental sill in m^2 ; m represents the elastic properties of the gelatine (from equation (4)) with $\nu = 0.5$ and E_{supp} .

θ varied mainly with the injection temperature T_i (same T_s and T_g for all experiments), and so was constant during an experiment, with a value between 0 and 1. As $\theta \rightarrow 1$, $T_i \rightarrow T_s$ and solidification operates rapidly whereas as $\theta \rightarrow 0$, $T_i \gg T_s$ and there is almost no solidification. φ varied mainly with the injection flux Q (thermal diffusivity κ , viscosity η_i and elastic stiffness m constant during an experiment) and decreased during sill propagation (area S increases). Note that the effect of Q is dominant (from equation (5)), φ varies with Q to the power 5 and S to the power of 3.5). φ varied between 0 and ∞ in the experiments. $\varphi \rightarrow 0$ for low Q values and large areas S (solidification operates rapidly) and inversely $\varphi \gg 1$ for high Q values and small areas S (almost no solidification).

Q and T_i were varied systematically between experiments to quantify their respective influence on the dynamics and morphology of sills. For each experiment, a volume of $\simeq 500 \text{ cm}^3$ of hot vegetable oil was injected; the shape and surface of the propagating sill was extracted from video records taken from above; the solidified sill was removed from the gelatine after the experiment, and its maximum thickness H_{max} and length L_{max} were measured.

2.5. Experimental strategy

To ensure the experiments were properly scaled, the dimensionless parameters θ and φ in nature and experiments must be similar. Thus values of injection temperatures T_i and fluxes Q were chosen so that the corresponding experimental θ and φ belonged to the natural range (Table 2).

3. Results

The experimental conditions and parameters are listed in Table 3.

3.1. Dataset and observations

Fifteen experiments were performed with different injection temperatures and fluxes (Table 3A). For each experiment, θ and φ were calculated. Still images were sampled from the video record with a frequency of one image per second. Images were processed with Matlab to calculate the shape of the propagating sill and its evolution through time. This section describes the effects of solidification on sill propagation dynamics. This will allow us to explain the morphologies of intrusions in the next section 3.2. We stress that for each experiment, a single sill was created with a continuous injection of fluid at a constant injection temperature and flux, directly at the interface between the two gelatine layers.

In the experiments, we used three different injection temperatures ($T_i \simeq 33, 40$ and 46°C) that correspond to three different dimensionless temperatures ($\theta \simeq 0.93, 0.75$, and 0.65), and five different injection fluxes ($Q = 1.25 \times 10^{-5}, 8.76 \times 10^{-6}, 4.38 \times 10^{-6}, 1.88 \times 10^{-6}$ and $6.26 \times 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$) that correspond to five non-overlapping ranges of dimensionless flux ($\varphi = [12-13.4], [7.5-8.7], [3.1-3.6], [1.1-1.3]$ and 0.3). Considering the dimensionless flux decreases as the sill area increases from an initial value theoretically infinite ($S = 0$), characteristic values of φ given in Table 3A were calculated with an arbitrary intermediate value of $S = 0.02 \text{ m}^2$ common to all experiments in order to display the dataset. The values given in Table 3A are therefore only indicative, relative to one another, as the value of φ for each experiment decreases with time.

Like Taisne and Tait (2011) did with dykes, we observed two end-members for sill propagation: a continuous propagation for high injection temperatures and fluxes, and a propagation proceeding in a series of successive steps for low injection temperatures and fluxes (the videos of four different experiments displaying the different propagation dynamics are provided as supplementary material in Appendix B). The duration of the experiment t_{final} , the injected volume V_{final} , the final area of the sill S_{max} , the maximum thickness of the sill H_{max} and the number of steps P are recorded in Table 3B for each experiment. P represents the number of breaks in area creation during an experiment. For a constant

Table 3
 A. Experimental data for investigation of sill propagation (see section 3.1), B. Extracted data for each experiment (see section 3.1) and C. Analysis parameters (see section 3.3). θ is calculated from equation (1) with $T_s = 31^\circ\text{C}$. φ is calculated from equation (5) with $\kappa = 1.4 \times 10^{-7} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ and a constant $S = 0.02 \text{ m}^2$, see text for details. The uncertainties σ_θ and σ_φ were calculated according to the principles of the "Propagation of Errors" (Bevington and Robinson, 2003). t_{final} is the duration of the experiments; V_{final} is the injected volume; S_{max} is the maximum experimental area; H_{max} is the maximum experimental thickness; and P is the number of propagation steps. S_i is the theoretical isothermal area expected for the injected volume V_{final} ; ξ is the dimensionless area; H_j is the theoretical isothermal thickness expected for the injected volume V_{final} ; ψ is the dimensionless thickness; t_s is the solidification time; and τ is the dimensionless time. They are calculated from equations (3), (6), (7), (8), (9) and (10). η_{adjusted} is the adjusted viscosity used to fit the experimental data with the theoretical equations (6) and (A.2) in Fig. 3, for each experiments. They are up to 150 times larger than the initial value η_i at the injection point. See section 4.1 for details.

Exp no.	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
A. Experimental data for sill propagation															
T_s ($^\circ\text{C}$)	4.94	4.25	4.49	4.76	4.78	4.51	5.69	4.40	8.76	5.45	5.69	3.89	3.69	4.91	3.95
T_i ($^\circ\text{C}$)	46.11	45.61	39.96	40.20	40.07	39.94	32.91	46.15	33.16	40.02	45.82	45.48	32.93	32.66	32.95
$12\eta_i$ (Pa s)	2.53×10^{-1}	2.58×10^{-1}	3.17×10^{-1}	3.14×10^{-1}	3.16×10^{-1}	3.18×10^{-1}	4.15×10^{-1}	2.53×10^{-1}	4.11×10^{-1}	3.17×10^{-1}	2.56×10^{-1}	2.59×10^{-1}	4.15×10^{-1}	4.19×10^{-1}	4.14×10^{-1}
m (Pa)	8554	9737	8894	8157	8894	8212	9125	7581	8380	8086	8077	9586	9586	8212	8077
Q ($\text{m}^3 \text{ s}^{-1}$)	1.25×10^{-5}	4.38×10^{-6}	8.76×10^{-6}	4.38×10^{-6}	1.88×10^{-6}	6.26×10^{-7}	1.25×10^{-5}	1.88×10^{-6}	8.76×10^{-6}	1.25×10^{-5}	6.26×10^{-7}	8.76×10^{-6}	4.38×10^{-6}	1.88×10^{-6}	6.26×10^{-7}
θ	0.63	0.65	0.75	0.74	0.74	0.75	0.93	0.64	0.91	0.74	0.63	0.65	0.93	0.94	0.93
φ	3.70	0.99	2.66	1.81	0.65	0.17	4.89	0.62	3.33	4.11	2.56	0.65	0.19	0.65	0.19
σ_θ/θ	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.03	0.04	0.03	0.04	0.03	0.03	0.03	0.04	0.04	0.04
σ_φ/φ	0.02	0.03	0.02	0.03	0.04	0.09	0.02	0.04	0.02	0.02	0.09	0.02	0.03	0.04	0.09
B. Extracted data for each experiment															
t_{final} (s)	40	115	58	114	266	799	41	265	57	41	798	56	117	268	797
V_{final} (m^3)	5.00×10^{-4}	5.04×10^{-4}	5.08×10^{-4}	4.99×10^{-4}	4.99×10^{-4}	5.00×10^{-4}	5.13×10^{-4}	4.97×10^{-4}	4.99×10^{-4}	5.13×10^{-4}	5.00×10^{-4}	4.90×10^{-4}	5.12×10^{-4}	5.03×10^{-4}	4.99×10^{-4}
S_{max} (m^2)	7.45×10^{-2}	7.52×10^{-2}	7.11×10^{-2}	4.19×10^{-2}	3.92×10^{-2}	3.98×10^{-2}	6.30×10^{-2}	4.11×10^{-2}	6.01×10^{-2}	7.11×10^{-2}	4.01×10^{-2}	6.85×10^{-2}	4.46×10^{-2}	4.37×10^{-2}	3.75×10^{-2}
H_{max} (m)	8.0×10^{-3}	9.0×10^{-3}	9.0×10^{-3}	1.6×10^{-2}	1.9×10^{-2}	1.9×10^{-2}	1.1×10^{-2}	1.6×10^{-2}	1.1×10^{-2}	1.0×10^{-2}	1.9×10^{-2}	8.0×10^{-3}	1.5×10^{-2}	1.8×10^{-2}	2.0×10^{-2}
P	0	1	0	1	3	11	0	3	0	0	11	0	1	6	17
C. Analysis parameters															
S_i (m^2)	1.45×10^{-1}	1.89×10^{-1}	1.53×10^{-1}	1.73×10^{-1}	2.12×10^{-1}	2.66×10^{-1}	1.35×10^{-1}	2.14×10^{-1}	1.40×10^{-1}	1.39×10^{-1}	2.78×10^{-1}	1.58×10^{-1}	1.72×10^{-1}	1.97×10^{-1}	2.49×10^{-1}
ξ	0.51	0.40	0.47	0.24	0.18	0.15	0.47	0.19	0.43	0.53	0.14	0.44	0.26	0.22	0.15
H_j (m)	3.45×10^{-3}	2.66×10^{-3}	3.32×10^{-3}	2.89×10^{-3}	2.35×10^{-3}	1.88×10^{-3}	3.80×10^{-3}	2.32×10^{-3}	3.56×10^{-3}	3.68×10^{-3}	1.80×10^{-3}	3.11×10^{-3}	2.98×10^{-3}	2.56×10^{-3}	2.00×10^{-3}
ψ	2.32	3.38	2.71	5.53	8.07	10.11	2.89	6.90	3.09	2.72	10.57	2.57	5.04	7.04	9.99
t_s (s)	21	13	20	15	10	6	26	10	23	24	6	17	16	12	7
τ	1.89	9.07	2.94	7.62	26.88	126.70	1.59	27.56	2.52	1.70	138.20	3.24	7.39	23.00	111.44
η_{adjusted} (Pa s)	1.6×10^{-1}	3.7×10^{-2}	2.9×10^{-2}	8.6×10^{-2}	2.3×10^{-1}	1.8	3.3×10^{-2}	6.6×10^{-1}	4.1×10^{-2}	1.4×10^{-2}	3.2	4.6×10^{-2}	4.4×10^{-1}	8.3×10^{-1}	4.9

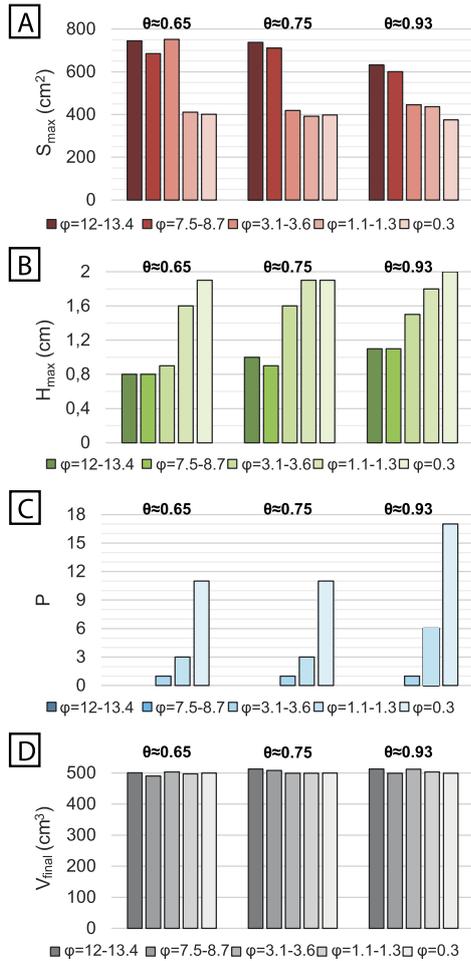


Fig. 2. Extracted data as a function of the dimensionless temperature θ and dimensionless characteristic flux φ . (A) Maximum experimental areas S_{max} . (B) Maximum experimental thicknesses H_{max} . (C) Number of steps P . (D) Injected volume V_{final} . See text for details.

injected volume, larger solidification effects induce smaller sill areas, thicker sills, and a higher number of propagation steps (Fig. 2). Conversely lower solidification effects induce sills with larger area, lower thickness, and continuous propagation ($P = 0$). The dimensionless temperature θ seems to have a lower effect than the dimensionless flux φ , suggesting that the principal parameter that control the propagation dynamics of cooling and solidifying sills is the injection rate Q rather than the injection temperature T_i .

The two end-members are illustrated by different evolutions of the sill area with time in Fig. 3. In the stepwise propagation experiments, the sill area initially increased quickly before slowly reaching a plateau. During this period of arrest, the sill thickened by storing internally hot fluid vegetable oil (mostly in the central thickest part), until the stored fluid vegetable oil drilled the solidified sill wall (usually under the sill and close to its edges) and created a new propagation step (Fig. 3E and 3G). In our experiments, up to 17 steps P were observed successively during a single continuous injection. This is in striking contrast with the low solidification case (Fig. 3A and 3F) where the sill area grows continuously. We stress that both continuous and discontinuous propagations were fed with a constant injection flux.

3.2. Morphologies of the intrusions

As revealed by the successive injection of fluids of two different colours, first pink and then black, but identical injection

temperature and flux (Fig. 4A and 4B), new hot fluid propagates inside the partially solidified intrusion near its centre and thickest portion. For experiments involving larger solidification effects, we observed some initial, pink solidified vegetable oil inside the subsequent black vegetable oil. This suggests that the hot black fluid ripped apart the pink solidified walls of the experimental intrusion, or that the later black liquid injection eroded thermally the previously solidified pink material by melting (Fig. 4B).

Intrusion morphologies were linked to the importance of solidification effects. When propagation was continuous (low solidification effects), sills had a smooth surface, with few asperities filled by gelatine (Fig. 4C). These asperities are associated with irregularities of the sills, and so seem to reflect the complex propagation history of the solidifying fluid. These sills have a large area and a small thickness (greatest at the centre of the sill). For intermediate solidification effects, the surface of the sills developed some irregularities with leading fronts and lobate structures (Fig. 4D). When solidification effects were significant, each propagation step left a scar on the sill surface (leading fronts on Fig. 3G and 4E) and the sills developed ropy flow structures (Randall and Farmer, 1970). These sills were thicker and had a smaller area than sills with lower solidification. When solidification effects seemed extreme, sills did not always follow the interface. Sills sometimes propagated downwards, within the lower layer and even backward relative to the initial direction of propagation, i.e. towards the injection point, before returning at the interface (see Appendix B). This process could be observed several times for a single sill. Sill morphologies were therefore complex (Fig. 4F, 4G, 4H) and showed many leading fronts and ropy structures.

The length to thickness ratio used to describe sill in nature is approximately 10 (Bunger and Cruden, 2011). Experimental length to thickness ratios are of the same order of magnitude, ranging from 13 to 47.

3.3. Sill propagation dynamics

During an experiment φ (equation (5)) is not constant but decreases with the sill area, hence time. It can be used as a characteristic value for each experiment to describe it qualitatively with physical meaning: this is the ratio of advection to conduction. However φ cannot be used directly to quantitatively describe the propagation dynamics of sills as done previously for dykes and sill formation (Taisne and Tait, 2011; Chavanceaux and Menand, 2014). We therefore need new dimensionless parameters.

In order to compare the experiments with each other, the final area of a sill at the end of an experiment S_{max} is normalized to the area S_i that would be formed if the experiment were isothermal (no effect of solidification). S_i is calculated for each experiment (Table 3C) using equation (A.2) (see Appendix A):

$$S = \left(\frac{Q^3 t^4 m}{12 \eta_i} \right)^{\frac{2}{5}} \quad (6)$$

$S_i = S$ and $t = t_{final}$ is the duration of the experiment.

In the same way, the maximum thickness of a sill at the end of an experiment H_{max} is normalized to the maximum intrusion thickness H_i if the experiment were isothermal (same volume, no solidification, equation (3) where $H = H_i$ is the isothermal thickness and $t = t_{final}$).

Finally, the duration of an experiment t_{final} is normalized to the characteristic time t_s needed to solidify entirely the intrusion by conduction (heat advection by the incoming fluid flow is neglected as if the intrusion were static). This is the natural time scale of these solidification experiments. According to Turcotte and Schubert (2002), $t_s = H^2 / 4\kappa\lambda^2$. However, the sill thickness H is not constant but increases during propagation, and so does the solidification time scale during propagation. Equation (3) gives the

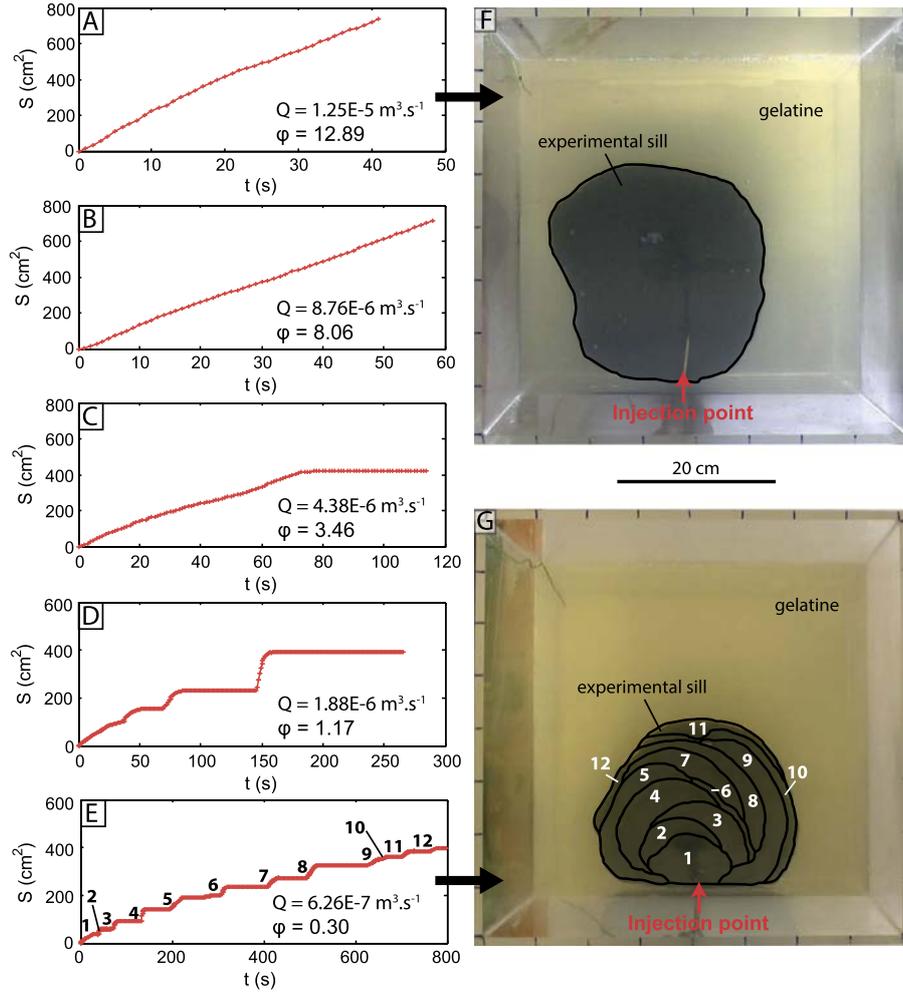


Fig. 3. Evolution of the area S with time t for $T_i \simeq 40^\circ\text{C}$ ($\theta \simeq 0.75$) and different fluxes Q . Experimental areas have uncertainties lower than 1%. There are more propagation steps as the solidification effects increase (lower flux Q). Videos of four different experiments are also provided as supplementary material in order to observe the different propagation dynamics, see Appendix B. (A) Experiment 10, $Q = 1.25 \times 10^{-5} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and characteristic $\varphi = 12.89$. (B) Experiment 3, $Q = 8.76 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and characteristic $\varphi = 8.06$. (C) Experiment 4, $Q = 4.38 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and characteristic $\varphi = 3.46$. (D) Experiment 5, $Q = 1.88 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and characteristic $\varphi = 1.17$. (E) Experiment 6, $Q = 6.26 \times 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and characteristic $\varphi = 0.30$. (F) Picture of the experiment 10 in the tank, top view, showing the continuous area creation of the intrusion ($P = 0$). (G) Picture of the experiment 6 in the tank, top view, showing the discontinuous formation of the intrusion in twelve steps of surface creation ($P = 11$).

evolution of the thickness H as a function of time. $t = V/Q$, and so $H = \left(\frac{V(12\eta)^2 Q^2}{m^2}\right)^{1/9}$ and the solidification time at the end of each experiment is:

$$t_s = \left(\frac{Q^2 (12\eta_i)^2 V_{final}}{m^2}\right)^{\frac{2}{9}} \times \frac{1}{4\kappa\lambda^2} \quad (7)$$

where V_{final} is the injected volume of vegetable oil; λ is a thermodynamical parameter (constant in our experiments) that should be of order unity (Turcotte and Schubert, 2002), thus $\lambda = 1$ is used here to calculate t_s .

t_s , S_i and H_i are calculated for each experiment which allows t_{final} , S_{max} and H_{max} to be normalized, and so to define a dimensionless time τ , a dimensionless areas ξ , and a dimensionless thickness ψ (Table 3C):

$$\tau = t_{final}/t_s \quad (8)$$

$$\xi = S_{max}/S_i \quad (9)$$

$$\psi = H_{max}/H_i \quad (10)$$

When $\tau \gg 1$, the solidification time t_s is small compared with the total duration t_{final} of the experiment, so solidification effects

are important. On the contrary, when $\tau \ll 1$, $t_s \gg t$ and the effects of solidification are limited. Regarding ξ , we note that all the experiments have a value much smaller than 1, which mean that $S_i \gg S_{max}$: solidification effects restrict significantly the area of sills compared to an isothermal experiment, by as much as an order of magnitude in some experiments. As $\xi \rightarrow 0$, the effects of solidification increase accordingly and so we expect the dimensionless area ξ to decrease as the solidification time τ increases. Concerning the dimensionless thickness, ψ are always much larger than 1, which means that $H_{max} \gg H_i$: sills get thicker with solidification effects. Note that ξ and ψ must obey the relationship $\xi\psi = 1$ (see section 4.1 for details).

The dimensionless area ξ and thickness ψ are shown in Fig. 5 as a function of the dimensionless time τ (i.e. the importance of solidification effects). The experiments on the graph are colour-coded as a function of their dimensionless fluxes Q . Low ξ and high ψ are associated with higher τ whereas high ξ and low ψ are associated with lower τ . All ξ and ψ data appear to follow two continuous trends (Fig. 5): $\xi = 0.6\tau^{-0.3}$ ($R^2 = 0.92$) and $\psi = 2.2\tau^{0.3}$ ($R^2 = 0.92$). As solidification effects increase the area of the sills becomes limited (lower ξ), sills become thicker (higher ψ) and the time to produce these sills increases (higher τ). In other words, the sill aspect ratio thickness:length increases with solid-

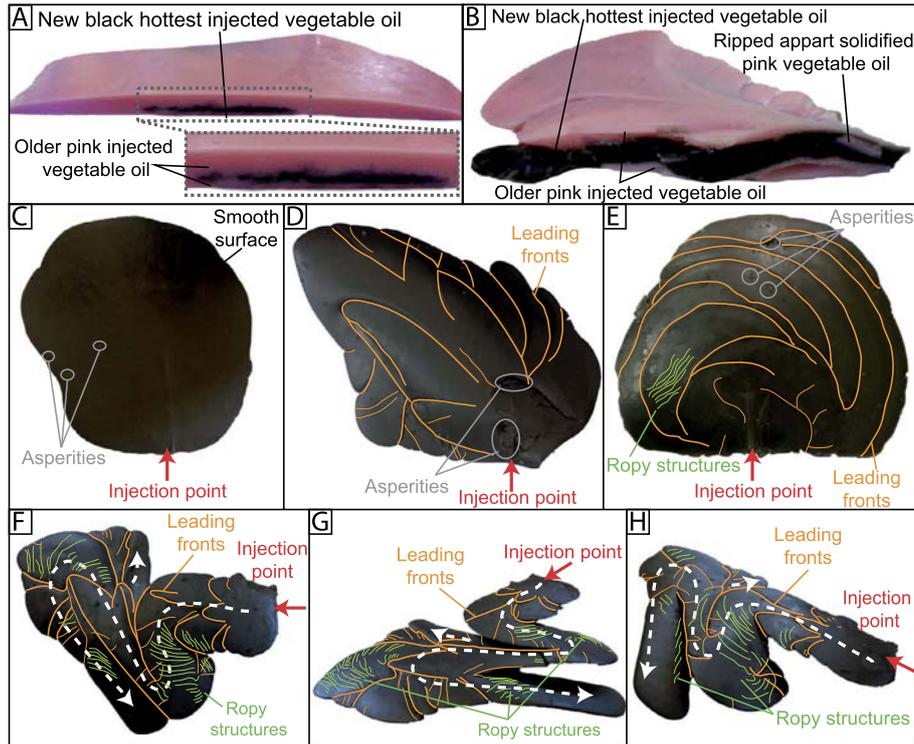


Fig. 4. Morphology of the experimental intrusions. (A) Multiple Coloured experiments with low solidification effects. (B) Multiple Coloured experiments with high solidification effects. See text for details. (C) Experiment 10 with low solidification effects, top view. (D) Experiment 13 with medium solidification effects, top view. (E) Experiment 6 with high solidification effects, top view. (F), (G) and (H) are from the complex morphology of experiment 14 with apparently extreme solidification effects. (F) Top view. (G) Rear view. (H) Three-quarter view. Four videos corresponding to experiments 10, 13, 6 and 14 are provided as supplementary material, see Appendix B. For a coloured version of this figure, the reader is referred to the web version of this article.

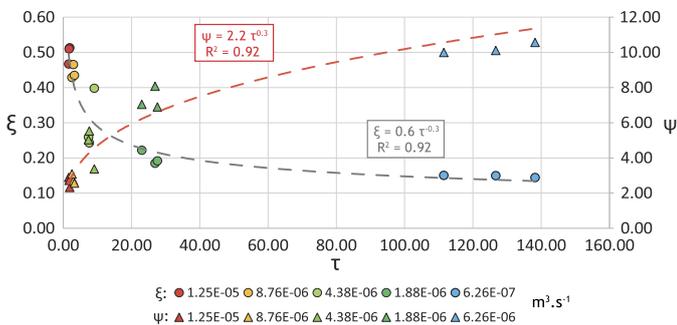


Fig. 5. Dimensionless area ξ (circle) and thickness ψ (triangle) as a function of the dimensionless time τ . For a coloured version of this figure, the reader is referred to the web version of this article.

ification (τ). For a same injected volume, the lateral extent, the thickness and the morphology of a sill are all controlled by solidification and cooling.

3.4. Comparison with other experimental studies

There are similarities between our experiments and studies on lava flows. Hallworth et al. (1987) for example showed that high effusion rates were associated with straight open channel, whereas low effusion rates were linked to more complicated structures of the lava flow. Blake and Bruno (2000) showed that low effusion rates induce more flow units. Fink and Griffiths (1990) revealed that for rapidly solidifying experiments, lobates structures, folding and fracturation are observed. Griffiths and Fink (1993) showed how the formation of a solidified crust greatly impact the morphology and the dynamics of a lava flows. However, a key difference is that our experiments deal with intrusions within a solid host: heat exchange between sills and host-rocks occurs by conduction only.

Taisne and Tait (2011) studied how solidification affects propagating dykes and found similar results to ours. First, the same shape irregularities (lobes) and thickness to length ratios were observed for both dykes and sills. Second, when solidification effects were limited, propagation is quasi-continuous whereas for larger solidification effects, propagation occurs by step. Third, when a sill resumes its propagation (after a momentary arrest), propagation did not always occurred at its leading tip, but also at its margins.

Currier and Marsh (2015) studied the effects of solidification on laccolithic intrusions (emplacement at relatively shallow depth and upward bending of the upper strata) with analogue laboratory experiments in gelatine. They compare water experiments (no solidification) with wax experiments (solidification of the propagating fluid) and found also that solidification effects can modify the direction of, and even arrest momentarily, the propagation of sills or laccolithic intrusions. However, Currier and Marsh (2015) focused their experiments and analysis on the formation of laccoliths whereas our experiments focus on the dynamics of sills and on quantifying the effects of solidification on these dynamics. Moreover, injection conditions were identical for all their experiments, and so only a couple of them displayed a single, momentary arrest of propagation. The injection conditions in our experiments were systematically varied in order to quantify the effect of solidification on sill dynamics. As a result, we observe that sill propagation, even with a continuous supply of fluid, can operate through repeated discontinuous steps of momentary arrest: up to 17 in our experiments.

4. Discussion

4.1. Pressure equilibrium and axisymmetric approximation

Over the entire duration of each experiment, the area of the sill S increases with time as $t^{8/9}$. Thus the propagation dynamics

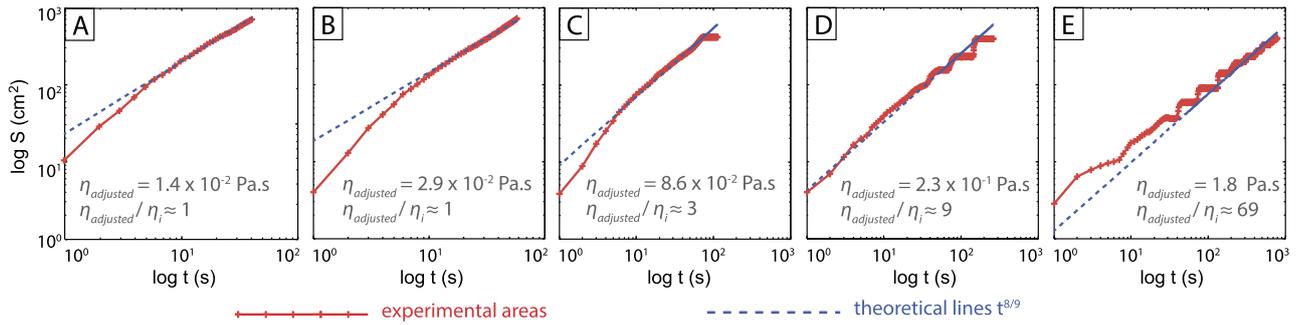


Fig. 6. Evolution of the area S with time in log–log plots for $T_i \simeq 40^\circ\text{C}$ ($\theta \simeq 0.75$) and 5 different fluxes Q . The experiments are those presented in Fig. 3. Experimental areas are in red. Dotted lines are the scaling law $t^{8/9}$ derived from equation (6) and (A.2). Experimental data follows the scaling laws after about 10 s. As solidification effects increase (from A to E), the adjusted viscosities $\eta_{adjusted}$ departs increasingly from the viscosity at the injection point η_i . (A) Experiment 10. (B) Experiment 3. (C) Experiment 4. (D) Experiment 5. (E) Experiment 6.

of sills are controlled overall by a balance between elastic and viscous pressures even when solidification effects are present. However, the measured areas S are always smaller, by a constant factor for each experiment, than the theoretical predictions (equations (6) and (A.2)) using the fluid viscosity at the injection temperature. We interpret this discrepancy as reflecting the solidification of the injected fluid during the injection, which led to an increase in the viscosity of the fluid relative to its value at the injection point. Fig. 6 shows the theoretical evolution with time (blue dotted lines) adjusted to experimental data (red lines), which was done by adjusting only the viscosity of the injected fluid. Adjusted viscosities ($\eta_{adjusted}$, see Table 3C) are up to 150 times larger than the initial value at the injection point, which is consistent with partial solidification of the injected fluid. We indeed observe partial solidification of the fluid around the experimental intrusions during propagation (even for low solidification effects). Interestingly, it seems thus that over the time scale of an entire experiment, solidification effects do not change the overall propagation dynamics of the sill: experimental areas and theoretical predictions calculated from equations (6) and (A.2) are similar whether propagation operates continuously or in a stepwise manner (Fig. 6). To the first order the propagation dynamics of sills is thus controlled overall by a balance between elastic and viscous pressures even for high solidification effects. This result highlights the importance of temperature, via cooling, on the fluid viscosity and its subsequent control on sill dynamics, which presumably holds also for dykes.

We note also that all our equations are simplified by the axisymmetric approximation for the geometry of the sills. However, some morphologies (see for instance Fig. 4F, 4G and 4H) are complex and far away from axisymmetric. But, over the time scale of an experiment, the axisymmetrically simplified equations appear overall valid and fit temporal variations displayed by the data (Fig. 6). Furthermore, we note that the parameters ξ and ψ are not independent from each other (both ξ and ψ calculations assume an axisymmetric shape for the sills). The area and thickness of an intrusion are related to each other through the intrusion volume V . For an axisymmetric sill, $V \simeq S_{max} \times H_{max} \simeq V_i \times \xi \times \psi$ at the end of an experiment, where $V_i \simeq H_i \times S_i$ would be the final isothermal volume. Since the final injected volume is the same in all cases, ξ and ψ must obey the relationship $\xi\psi = 1$. For our data we obtain $\xi\psi = 1.3 \pm 0.2$, which is consistent with our axisymmetric approximation.

4.2. Geological implications

4.2.1. Sill morphology

Flow localization and morphology observed in the experiments are similar to those observed in the field. For instance, Holness and Humphreys (2003) studied the Traigh Bhàn na Sgùrra Sill, Isle of

Mull and showed how the texture and morphology of the sill are linked to its thermal history. They found two types of facies. One type corresponds to the thinnest parts of the sill and has chilled margins, no metamorphic aureoles and aligned crystals, which all indicate a short-lived quasi-instantaneous laminar flow. The other type of facies corresponds to the thickest parts of the sill (more than 3.5 m), has no chilled margin and large metamorphic aureoles, which all indicate a sustained flow, either laminar or turbulent, with removal of the chilled margins. This flow localization is similar to what is seen in the experiments presented here (solidification in some parts of the experimental sill and sustained flow in the thickest parts). This is also similar to the progressive flow localization that occurs in fissure eruption (e.g. Bruce and Huppert, 1989) where the eruption becomes locally blocked by solidification in the thinnest part of the fissure even though magma is still supplying the eruption.

The complex sill morphologies observed in our experiments are also similar to those revealed by 3D seismic studies. For instance Thomson and Hutton (2004) showed that sills of the North Rockall Trough display structures similar to lava flows with magma flowing into a main channel before creating secondary channels shaped as lobes (Fig. 7A). The ropy structures observed in our experiments are also often observed on natural sills (7B, Liss et al., 2002), and can be explained by solidification processes during the propagation of the sill. We also observed that one injection can trigger sill propagation at different depths (see Fig. 4F, 4G and 4H, experiment 14 where the fluid propagates downwards).

Finally, as illustrated in Fig. 7C and 7D, we need to be careful with the interpretation of magmatic intrusion in the field. An outcrop provides always a two dimensional view, which cannot capture the sometimes complex three dimensional real morphology of the intrusion. This is especially true for cases of intrusions involving high solidification effects: field study of an intrusive discontinuous structure as complex as that shown in Fig. 7C could lead to the erroneous interpretation of three separate sills (Fig. 7D) instead of three different segments of a single intrusion. Also, the use of flow markers could reinforce this erroneous interpretation by providing differing flow directions in the segments.

4.2.2. Propagation dynamics

Additionally, a major result of this work is that sill propagation can be discontinuous, even for a continuous injection. This is an important result to bear in mind when studying outcrops of frozen sills (e.g. Holness and Humphreys, 2003) or when monitoring sill propagation (for instance seismically). As for dykes, a discontinuous propagation should be associated with bursts of seismic activity (e.g. Taisne and Tait, 2011; Taisne et al., 2011). As an example, we use the well documented 2010 Eyjafjallajökull eruption. Tarasewicz et al. (2014) relocated the earthquake hypocenters

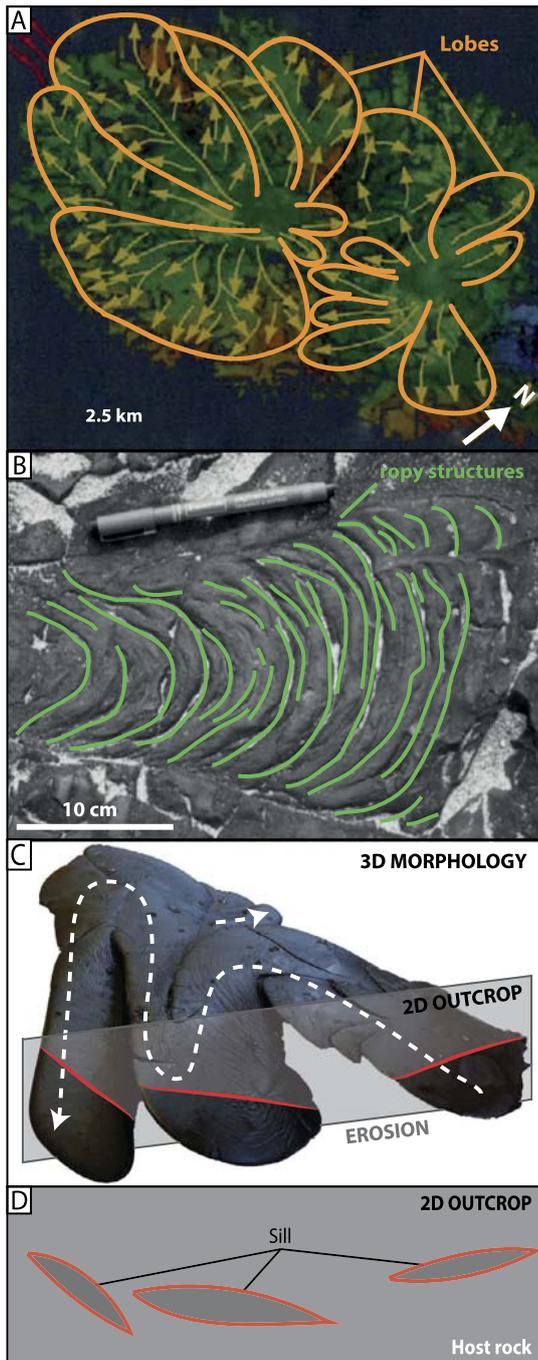


Fig. 7. Example of geological implications for solidification of sills. (A) Lobate morphology of sills, North Rockall Trough, Scotland, interpreted from 3D seismic study, modified from Thomson and Hutton (2004). (B) Ropy structures, Whin sill, England, modified from Liss et al. (2002). (C) 3D complex morphology of experiment 14, eroded by the hypothetical grey plan. (D) Schematic view of the 2D outcrop shown in (C) after erosion: we observe apparently 3 discontinuous sills, which contrasts from the real continuous 3D sill morphology.

recorded during the two weeks preceding the 2010 March 20 fissure eruption. The seismic energy released during that period is related to magma migration, and they found that the data are consistent with lateral magma movement within a sill at about 4 km depth that propagated by steps between 9 to 13 March 2010. Our results show that such bursts of seismicity does not require a discontinuous magma supply from the source but could reflect magma solidification as the sill propagated, and we can calculate the dimensionless time τ corresponding to this intrusion to assess

whether these propagation steps could be linked to solidification processes. With $Q = V_{final}/t_{final}$, from equations (7) and (8) we obtain:

$$\tau = 4\kappa\lambda^2 \left(\frac{m^2}{(12\eta)^2 V_{final}^3} \right)^{2/9} t_{final}^{13/9} \quad (11)$$

A natural estimate for κ is $10^{-6} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$. The shear modulus G and Poisson's ratio ν are assumed as $G = 30 \text{ GPa}$ and $\nu = 0.25$ (Sigmundsson et al., 2010), and from the relationship $G = E/2(1+\nu)$ we obtain $m = G/(1-\nu) = 4 \times 10^{10} \text{ Pa}$. The magma viscosity η is estimated as 100 Pa s (Karlsdóttir et al., 2012). Taking an estimated magma mean flux $Q = 35 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ between 9 and 13 March 2010 (Sigmundsson et al., 2010) and a duration $t_{final} = 5$ days gives an intruded magma volume $V_{final} = 1.5 \times 10^7 \text{ m}^3$. From equation (11), $\tau \simeq 20$, which suggests high solidification effects and a discontinuous propagation in agreement with the observed seismicity. Our results on sill dynamics can thus be used, to a first order, to better understand the geophysical data observed in active volcanic zone and echo those of Taisne and Tait (2011) on dykes. However, discontinuous magma propagation could also reflect migration through a heterogeneous crust. Yet, heterogeneities and solidification being ubiquitous, it is likely that both affect dyke and sill propagation concurrently. Thus distinguishing between them will prove difficult, and in any case will require as precise a knowledge of the mechanical structure of the crust as possible.

4.2.3. Implication for pluton and laccolith growth

The size of large magma bodies varies greatly but we currently have no model to constrain their lateral extent. In fact, all the models dealing with the construction of these bodies fix *a priori* this lateral extent. Field studies reveal that lateral extent of plutons built incrementally is, or at least seems, constrained by the lateral extent of the first pulse, or sill (e.g. Horsman et al., 2009). For instance in the Henry Mountains, Utah, U.S.A., the Maiden Creek sill appears to be composed of two superposed igneous sheets (Horsman et al., 2005) with identical morphology; the larger Trachyte Mesa laccolith is constituted by at least a dozen of independent sills (Morgan et al., 2008) with lateral extent seemingly identical; and a similar observation is made for the Black Mesa bysmalith, also constructed incrementally by multiple sill pulses (Saint Blanquat et al., 2006). These intrusions are considered as different stages of pluton construction and the first magma pulse, or sill, seems to control the lateral extent of each of these bodies. Our study shows how the lateral extent of a sill can be controlled by solidification. Solidification and cooling processes during sill propagation could thus exert a key control on the lateral extent of larger magmatic bodies as plutons and laccoliths.

This begs also the question raised by Currier and Marsh (2015) about the definition of a magma pulse. According to our experiments one single source-pulse of magma can produce pulse-like behaviour, or flow-pulses, due to solidification during the propagation. Thus a clear distinction has to be made between repeated source-pulses (each being a single episode of magma leaving the source and being injected into a region of the crust), which can induce the construction of larger bodies on different time scales, and flow-pulses, which occur during the propagation of a single sill because of solidification and cooling processes. The final geometry of a pluton is likely to be controlled by both the injection rate of the source-pulses, and their potential variations over the long term, and the short-term specifics of the propagation dynamics of flow pulses induced by cooling and solidification effects.

5. Conclusions

We have quantified the effects of solidification on the propagation and morphology of sills with analogue laboratory experiments.

The propagation dynamics and morphology (area, thickness, 3D geometry) of sills depend strongly on the thermal evolution of the sill considered. When solidification effects are low (high injection temperature and flux), the propagation is continuous, whereas when solidification effects are high (low injection temperature and flux), the propagation is discontinuous and occurs by a series of area creation steps. For a given injected volume, as solidification effects increase, the area of the sills decreases, their thickness increases, the number of propagation steps increases and the morphology becomes more complex (ropy structures, successive and separate leading fronts, out of plane propagation ...). These solidification effects seem primarily controlled by the dimensionless flux of the sills. These solidification effects could explain the lobate morphology revealed by 3D seismic studies in sedimentary basins, and the ropy structures observed in the field. Also, the observation of a set of apparently disconnected sills in the field may not necessarily imply multiple injections but could instead reflect a continuous, yet complex morphology induced by solidification effects during sill emplacement. Also, like dykes, magma solidification in sills can induce a discontinuous propagation, which will likely be associated with bursts of seismic activity. [Chanceaux and Menand \(2014\)](#) found that thermal conditions (dimensionless temperature) play an important role in determining whether a sill could form, hence the crustal horizon where larger plutons could potentially develop. Here, we show that once a sill has formed, its dynamics (dimensionless flux) control its thermal evolution and in turn its lateral extent and thickness. Thus, in restricting the area of sills, solidification effects during magma transport would impact directly the size of plutons constructed incrementally by amalgamated sills.

Acknowledgements

L.C. was supported by a Fellowship from the French Ministry of Higher Education and Research (Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche, MESR), and T.M. acknowledges support from a chaire mixte IRD–UBP and the CNRS-INSU program Syster. The editor Tasmin Mather is thanked, along with J. Kavanagh and an anonymous reviewer whose comments have greatly improved the manuscript. We thank M. de Saint Blanquat for very helpful comments. We thank also Chantal Bosq who provided deionised water for the experiments. This research was performed in the framework of the Laboratoire Mixte International of IRD “Séismes et Volcans dans les Andes du Nord”, and was financed by the French Government Laboratory of Excellence initiative no. ANR-10-LABX-0006, the Région Auvergne and the European Regional Development Fund. This is Laboratory of Excellence ClerVolc contribution number 194.

Appendix A. Pressure balance in sills

According to the theoretical work of [Lister and Kerr \(1991\)](#), and the analogue experiments of [Kavanagh et al. \(2006\)](#), sill propagation is controlled by a balance between the elastic pressure and the viscous pressure. The elastic pressure P_e allows the sill to deform the host rock, and the viscous pressure P_v is the pressure necessary for the fluid to flow within the interface. For an axisymmetric sill, they are defined as:

$$P_v = \frac{12\eta L^2}{H^2 t} \quad P_e = \frac{E}{2(1-\nu^2)} \frac{H}{L}$$

where η is the intrusion viscosity; L and H are the length and the thickness of the sill; t is the time since injection; E and ν are the Young's modulus and the Poisson's ratio of the host rock. This expression for the elastic pressure corresponds to the case

of a fluid-filled crack embedded in an infinite elastic medium. In our case, the experimental sills propagate along the interface between two layers with different Young's modulus. However, we assume that the Young's modulus ratio between the two layers is small enough ($\Delta E = 3.9$) so that we can consider them as being mechanically equivalent to a single elastic solid, and we use the Young's modulus of the upper layer E_{upp} because this is the one with the better accuracy and because the upper layer is the one that is being deformed and uplifted during sill propagation. Moreover, for simplicity we also neglect the potential mechanical effect of the discontinuous nature of the interface; as will be seen below the strength of the interface does not play any role in the dynamics of our experimental sills.

The volume of an axisymmetric sill is $V \simeq L^2 H$. Therefore the pressure balance $P_v = P_e$ implies the following relationships for the length L and thickness H of the sill:

$$L = \left[\frac{E}{2(1-\nu^2)} \frac{V^3 t}{12\eta} \right]^{\frac{1}{9}} \quad H = \left[\left(\frac{2(1-\nu^2)}{E} \right)^2 \frac{(12\eta)^2 V^3}{t^2} \right]^{\frac{1}{9}}$$

And if $m = \frac{E}{2(1-\nu^2)}$, the same formulas as in [Lister and Kerr \(1991\)](#) for the length and the thickness of an axisymmetric sill are found:

$$L = \left(\frac{V^3 m t}{12\eta} \right)^{\frac{1}{9}} \quad H = \left(\frac{V^3 (12\eta)^2}{m^2 t^2} \right)^{\frac{1}{9}} \quad (\text{A.1})$$

As mentioned before, both theory ([Lister and Kerr, 1991](#)) and laboratory experiments ([Kavanagh et al., 2006](#)) predict that sill dynamics are controlled by a pressure balance between the elastic pressure, which allows the sill to deform the host rock, and the viscous pressure drop associated with the flow between the two layers. The validity of the experimental approach, i.e. that our sills are viscously-controlled, can be verified by means of isothermal experiments. The same device as the one described in 2.1. is utilized except that water is used instead of hot vegetable oil. According to equation (A.1):

$$L = \left(\frac{Q^3 t^4 m}{12\eta} \right)^{\frac{1}{9}} \quad S = \left(\frac{Q^3 t^4 m}{12\eta} \right)^{\frac{2}{9}} \quad (\text{A.2})$$

where $Q = Vt$ and S has simply been approximated as the square of the sill length, $S \simeq L^2$ (neglecting the multiplying constant factor does not affect the result). The area S is thus expected to vary as $t^{8/9}$ and the length L as $t^{4/9}$. The experimental evolutions of area and length as a function of time can thus be compared with these scaling laws (equation (A.2)) to test the validity of these expressions, hence a viscously-controlled propagation in the experiments, and of our setup (fluid injection directly at the interface with no creation of dykes). Two experiments ISO1 and ISO2 have been carried out with different fluxes and both show the same behaviour.

[Fig. A.1](#) shows that, as expected, L evolve with $t^{4/9}$ and S evolve with $t^{8/9}$. There are slight variations between the scaling laws and the experimental data but the experimental trends are consistent with the theoretical predictions. Note that here S and L are extracted independently from the series of images of the experiment (i.e. S was not calculated from $S = L^2$ or inversely).

That the area of the sill increases as $t^{8/9}$ (and the length as $t^{4/9}$) attests sill dynamics are controlled by a pressure balance between elastic and viscous pressures in our experiments. This means that the strength of the interface (its fracture toughness) does not play any role in the sill dynamics. Moreover, this shows that our simplified setup of a fluid injection directly at the interface (no creation of dykes) does not affect this dynamics and is thus valid.

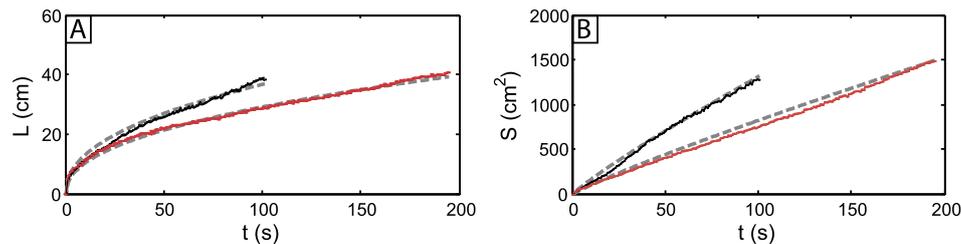


Fig. A.1. Evolution of lengths L and areas S for ISO1 (red) and ISO2 (black). ISO1 (red lines) was carried out with an injection flux of $Q = 2.5 \times 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and a Young's modulus of the upper layer $E_{upp} = 12721 \text{ Pa}$. The experiment ISO2 (black line) was realized with an injection flux $Q = 5 \times 10^{-7} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ and a Young's modulus of the upper layer $E_{upp} = 13202 \text{ Pa}$. (A) Experimental lengths (red: ISO1; black: ISO2) and theoretical predictions (dotted grey line) as a function of time. (B) Experimental areas (red: ISO1; black: ISO2) and theoretical predictions (dotted grey line) as a function of time. See text and equation (A.2) for details. (For interpretation of the references to colour in this figure legend, the reader is referred to the web version of this article.)

Appendix B. Supplementary material

Supplementary material related to this article can be found online at <http://dx.doi.org/10.1016/j.epsl.2016.02.044>.

References

- Annen, C., Blundy, J.D., Leuthold, J., Sparks, R.S.J., 2015. Construction and evolution of igneous bodies: towards an integrated perspective of crustal magmatism. *Lithos* 230, 206–221.
- Barenblatt, G.I., 1996. *Scaling, Self-Similarity, and Intermediate Asymptotics: Dimensional Analysis and Intermediate Asymptotics*, vol. 14. Cambridge University Press.
- Bevington, P., Robinson, D.K., 2003. *Data Reduction and Error Analysis for the Physical Sciences*. McGraw-Hill, New York.
- Blake, S., Bruno, B., 2000. Modelling the emplacement of compound lava flows. *Earth Planet. Sci. Lett.* 184 (1), 181–197.
- Bolchover, P., Lister, J.R., 1999. The effect of solidification on fluid-driven fracture, with application to bladed dykes. *Proc. R. Soc. A, Math. Phys. Eng. Sci.* 455, 2389–2409. 1987.
- Bruce, P.M., Huppert, H.E., 1989. Thermal control of basaltic fissure eruptions. *Nature* 342 (6250), 665–667.
- Bunger, A.P., Cruden, A.R., 2011. Modeling the growth of laccoliths and large mafic sills: role of magma body forces. *J. Geophys. Res.* 116 (B2), B02203.
- Caricchi, L., Annen, C., Blundy, J., Simpson, G., Pinel, V., 2014. Frequency and magnitude of volcanic eruptions controlled by magma injection and buoyancy. *Nat. Geosci.* 7 (2), 126–130.
- Chanceaux, L., Menand, T., 2014. Solidification effects on sill formation: an experimental approach. *Earth Planet. Sci. Lett.* 403, 79–88.
- Currier, R.M., Marsh, B.D., 2015. Mapping real time growth of experimental laccoliths: the effect of solidification on the mechanics of magmatic intrusion. *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 302, 211–224.
- Di Giuseppe, E., Funicello, F., Corbi, F., Ranalli, G., Mojoli, G., 2009. Gelatins as rock analogs: a systematic study of their rheological and physical properties. *Tectonophysics* 473 (3), 391–403.
- Dickin, A., Jones, N., 1983. Relative elemental mobility during hydrothermal alteration of a basic sill, Isle of Skye, NW Scotland. *Contrib. Mineral. Petrol.* 82 (2–3), 147–153.
- Fink, J.H., Griffiths, R.W., 1990. Radial spreading of viscous-gravity currents with solidifying crust. *J. Fluid Mech.* 221, 485–509.
- Galland, O., Cobbold, P.R., Hallot, E., de Bremond d'Ars, J., Delavaud, G., 2006. Use of vegetable oil and silica powder for scale modelling of magmatic intrusion in a deforming brittle crust. *Earth Planet. Sci. Lett.* 243 (3–4), 786–804.
- Griffiths, R.W., Fink, J.H., 1993. Effects of surface cooling on the spreading of lava flows and domes. *J. Fluid Mech.* 252, 667–702.
- Hallworth, M.A., Huppert, H.E., Sparks, R.S.J., 1987. Lava flows. *Mod. Geol.* 11, 93–107.
- Holness, M.B., Humphreys, M.C.S., 2003. The Traigh Bhàn na Sgùrra Sill, Isle of Mull: flow localization in a major magma conduit. *J. Petrol.* 44 (11), 1961–1976.
- Horsman, E., Morgan, S., de Saint-Blanquat, M., Habert, G., Nugent, A., Hunter, R.A., Tikoff, B., 2009. Emplacement and assembly of shallow intrusions from multiple magma pulses, Henry Mountains, Utah. *Earth Environ. Sci. Trans. R. Soc. Edinb.* 100 (1–2), 117–132.
- Horsman, E., Tikoff, B., Morgan, S., 2005. Emplacement-related fabric and multiple sheets in the Maiden Creek sill, Henry Mountains, Utah, USA. *J. Struct. Geol.* 27 (8), 1426–1444.
- Karlsdóttir, S., Gylfason, Á.G., Höskuldsson, Á., Brandsdóttir, B., Ilyinskaya, E., Gudmundsson, M.T., Högnadóttir, P., Þorkelsson, B., 2012. The 2010 Eyjafjallajökull eruption, Iceland. Report to ICAO. 209 pp.
- Kavanagh, J., Boutelier, D., Cruden, A., 2015. The mechanics of sill inception, propagation and growth: experimental evidence for rapid reduction in magmatic overpressure. *Earth Planet. Sci. Lett.* 421, 117–128.
- Kavanagh, J.L., Menand, T., Daniels, K., 2013. Gelatine as a crustal analogue: determining elastic properties for modelling magmatic intrusions. *Tectonophysics* 582, 101–111.
- Kavanagh, J.L., Menand, T., Sparks, R.S.J., 2006. An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media. *Earth Planet. Sci. Lett.* 245, 799–813.
- Liss, D., Hutton, D.H., Owens, W.H., 2002. Ropy flow structures: a neglected indicator of magma-flow direction in sills and dykes. *Geology* 30 (8), 715–718.
- Lister, J.R., Kerr, R.C., 1991. Fluid-mechanical models of crack propagation and their application to magma transport in dykes. *J. Geophys. Res.* 96, 49–77.
- Maccaferri, F., Bonafede, M., Rivalta, E., 2011. A quantitative study of the mechanisms governing dike propagation, dike arrest and sill formation. *J. Volcanol. Geotherm. Res.* 208 (1), 39–50.
- Menand, T., 2011. Physical controls and depth of emplacement of igneous bodies: a review. *Tectonophysics* 500, 11–19.
- Menand, T., de Saint-Blanquat, M., Annen, C., 2011. Special volume: emplacement of magma pulses and growth of magma bodies. *Tectonophysics* 500.
- Michaut, C., 2011. Dynamics of magmatic intrusions in the upper crust: theory and applications to laccoliths on Earth and the Moon. *J. Geophys. Res., Solid Earth* (1978–2012) 116 (B5).
- Morgan, S., Stanik, A., Horsman, E., Tikoff, B., de Saint-Blanquat, M., Habert, G., 2008. Emplacement of multiple magma sheets and wall rock deformation: Trachyte Mesa intrusion, Henry Mountains, Utah. *J. Struct. Geol.* 30 (4), 491–512.
- Muirhead, J.D., Airolidi, G., Rowland, J.V., White, J.D., 2012. Interconnected sills and inclined sheet intrusions control shallow magma transport in the Ferrar large igneous province, Antarctica. *Geol. Soc. Am. Bull.* 124 (1–2), 162–180.
- Randall, B.A.O., Farmer, N., 1970. Holy Island Dyke. *Natural History Society of Northumberland*.
- Saint-Blanquat (de), M., Habert, G., Horsman, E., Morgan, S.S., Tikoff, B., Launeau, P., Gleizes, G., 2006. Mechanisms and duration of non-tectonically assisted magma emplacement in the upper crust: the Black Mesa pluton, Henry Mountains, Utah. *Tectonophysics* 428 (1), 1–31.
- Sigmundsson, F., Hreinsdóttir, S., Hooper, A., Árnadóttir, T., Pedersen, R., Roberts, M.J., Óskarsson, N., Auriac, A., Decriem, J., Einarsson, P., Halldór, G., Martin, H., Benedikt, G.Ó., Hjörleifue, S., Kurt, L.F., 2010. Intrusion triggering of the 2010 Eyjafjallajökull explosive eruption. *Nature* 468 (7322), 426–430.
- Taisne, B., Brenguier, F., Shapiro, N.M., Ferrazzini, V., 2011. Imaging the dynamics of magma propagation using radiated seismic intensity. *Geophys. Res. Lett.* 38 (4).
- Taisne, B., Tait, S., 2011. Effect of solidification on a propagating dike. *J. Geophys. Res.* 116, 1–14.
- Tarasiewicz, J., White, R., Brandsdóttir, B., Schoonman, C., 2014. Seismogenic magma intrusion before the 2010 eruption of Eyjafjallajökull volcano, Iceland. *Geophys. J. Int.* 198 (2), 906–921.
- Thomson, K., Hutton, D., 2004. Geometry and growth of sill complexes: insights using 3D seismic from the North Rockall Trough. *Bull. Volcanol.* 66 (4), 364–375.
- Timoshenko, S.P., Goodier, J.N., 1970. *Theory of Elasticity*. McGraw-Hill, New York.
- Traversa, P., Pinel, V., Grasso, J.R., 2010. A constant influx model for dike propagation: implications for magma reservoir dynamics. *J. Geophys. Res.* 115 (B1), B01201.
- Turcotte, D.L., Schubert, G., 2002. *Geodynamics*. Cambridge University Press.

Chapitre VI

Étude de terrain : Henry Mountains (Utah, USA)

Ce chapitre présente une étude de terrain menée dans les Henry Mountains (Utah, USA), où une mission a été effectuée en septembre 2015. Le but de cette étude était d'observer les déformations autour des plutons en fonction de leurs caractéristiques (taille, multiplicité des injections, ...). Le contexte géologique est d'abord détaillé, avant de présenter les méthodologies utilisées pour étudier la déformation, puis les résultats sont discutés.

VI.1 Présentation de la zone d'étude

VI.1.1 Henry Mountains et centre intrusif du Mont Hillers

Les Henry Mountains se situent dans le Sud-Est de l'Utah (Fig. 22). Elles ont été étudiées en premier par Grove Karl Gilbert (Gilbert, 1877), qui y a défini pour la première fois le terme de « laccolite ». C'est un complexe igné tertiaire de 90 km de long et 30 km de large sur le Plateau du Colorado. Le canyon du fleuve Colorado se trouve à moins de 10 km au Sud et le monoclinale de Waterpocket (Hunt, 1953) se trouve à 10 km au Nord. Il possède cinq centres intrusifs principaux, du Nord au Sud : Mont Ellen, Mont Pennel, Mont Hillers, Mont Holmes et Mont Ellsworth. Chaque centre intrusif, pouvant atteindre 3500 m d'altitude, est entouré de manière radiale par de nombreux dykes, sills et laccolites (Gilbert, 1877 ; Hunt, 1953 ; Jackson

et Pollard, 1988).

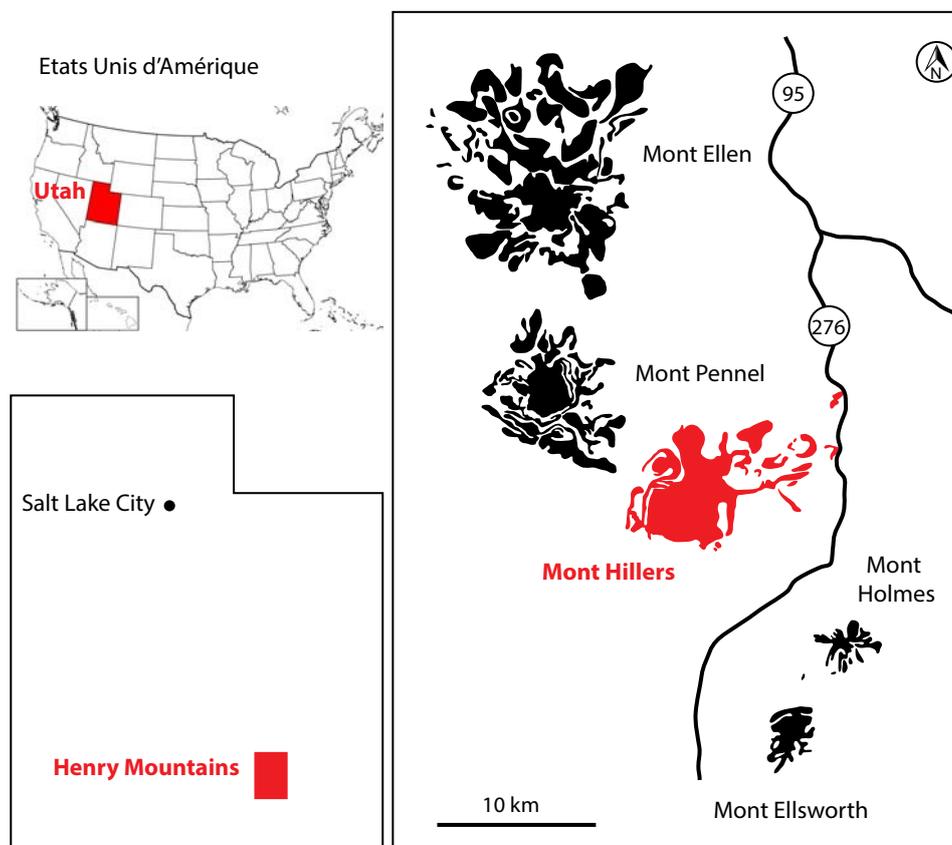


Figure 22 : Henry Mountains et centre intrusif du Mont Hillers (Utah, USA).

Ces intrusions se sont mises en place dans des roches sédimentaires (1200 à 1500 m d'altitude) allant des grès aux argiles, datées du Permien au Crétacé, d'environ 2,7 km d'épaisseur (Jackson et Pollard, 1988 ; Hunt, 1953) et possédant un pendage régional de 1 à 2° vers l'Est. Il a été montré que lors de l'épisode intrusif, les Henry Mountains étaient enterrées à une profondeur de 3 à 4 km de roches sédimentaires (Jackson et Pollard, 1988). Les intrusions sont des quartz-diorite porphyriques (Engel, 1959). La datation $^{40}\text{Ar} - ^{39}\text{Ar}$ sur les diorites donne des âges de l'oligocène, entre 31,2 et 23,3 Ma (Nelson, 1997).

Les Henry Mountains, ainsi que les autres intrusions du Plateau du Colorado (par exemple La Sal ou les montagnes d'Abajo), présentent une signature chimique typique des arcs volcaniques au-dessus d'une zone de subduction (Nelson *et al.*, 1992 ; Saint Blanquat *et al.*, 2006 ; Nelson, 1997). Ces intrusions représentent donc un magmatisme de type arc sur un slab (plaque

plongeante) plongeant superficiellement (Nelson *et al.*, 1992). Le volume faible de magma au niveau du Plateau du Colorado est probablement dû au fait que le magma est filtré à travers l'épaisse croûte de ce plateau, agissant comme une barrière structurale (Thompson et Zoback, 1979).

Les intrusions sont postérieures à la déformation de Laramide. Cette déformation, débutant il y a 70 à 80 Ma et se terminant il y a 35 à 55 Ma, est le dernier épisode tectonique ayant eu lieu dans la région. Les fabriques magmatiques, ainsi que les déformations reflètent donc les mécanismes d'emplacement des intrusions et non une tectonique régionale. Le déplacement peut être directement relié à la géométrie de l'intrusion.

Le centre intrusif du Mont Hillers (Fig. 22) est le mieux exposé des cinq centres intrusifs des Henry Mountains (âge de $29,35 \pm 0,33$ Ma d'après Sullivan *et al.*, 1991 ; Nelson *et al.*, 1992 ; Nelson, 1997, pour le Mont Hillers et ses intrusions satellites). De nombreux canyons recoupent le Mont Hillers et permettent l'observation de nombreuses intrusions rayonnant depuis le centre du dôme. Cette exposition exceptionnelle permet d'étudier les intrusions elles-mêmes, qui varient grandement en taille et en géométrie. Plusieurs intrusions (Fig. 23), situées à environ 5 km à l'est du centre intrusif, sont suffisamment exposées pour avoir accès à leur géométrie tri-dimensionnelle (Hunt, 1953 ; Johnson et Pollard, 1973). Il s'agit du *Maiden Creek Sill* (MCS), du *Trachyte Mesa Laccolith* (TML) et du *Black Mesa Bysmalith* (BMB).

Ces intrusions se sont mises en place dans la partie supérieure de la série sédimentaire du groupe San Rafael (formations Entrada et Summerville), faisant partie du Plateau du Colorado et qui s'est déposée pendant la période Jurassique il y a 180 à 140 Ma, ainsi que dans la formation Morrison (Fig. 24). Le grès jurassique Entrada (208 à 144 Ma) est une arénite quartzite rouge très fine à fine, modérément à bien classée. La formation Summerville (161 à 155 Ma) est composée de deux faciès : un faciès de grès (rouge) intercalés de *mudstone* et d'une unité supérieure avec du gypse. La formation Morrison (155 à 148 Ma) est très connue pour sa richesse en fossiles de dinosaures. Elle est composée de *mudstone*, grès et conglomérats, ainsi que de calcaire et siltite en faible quantité.

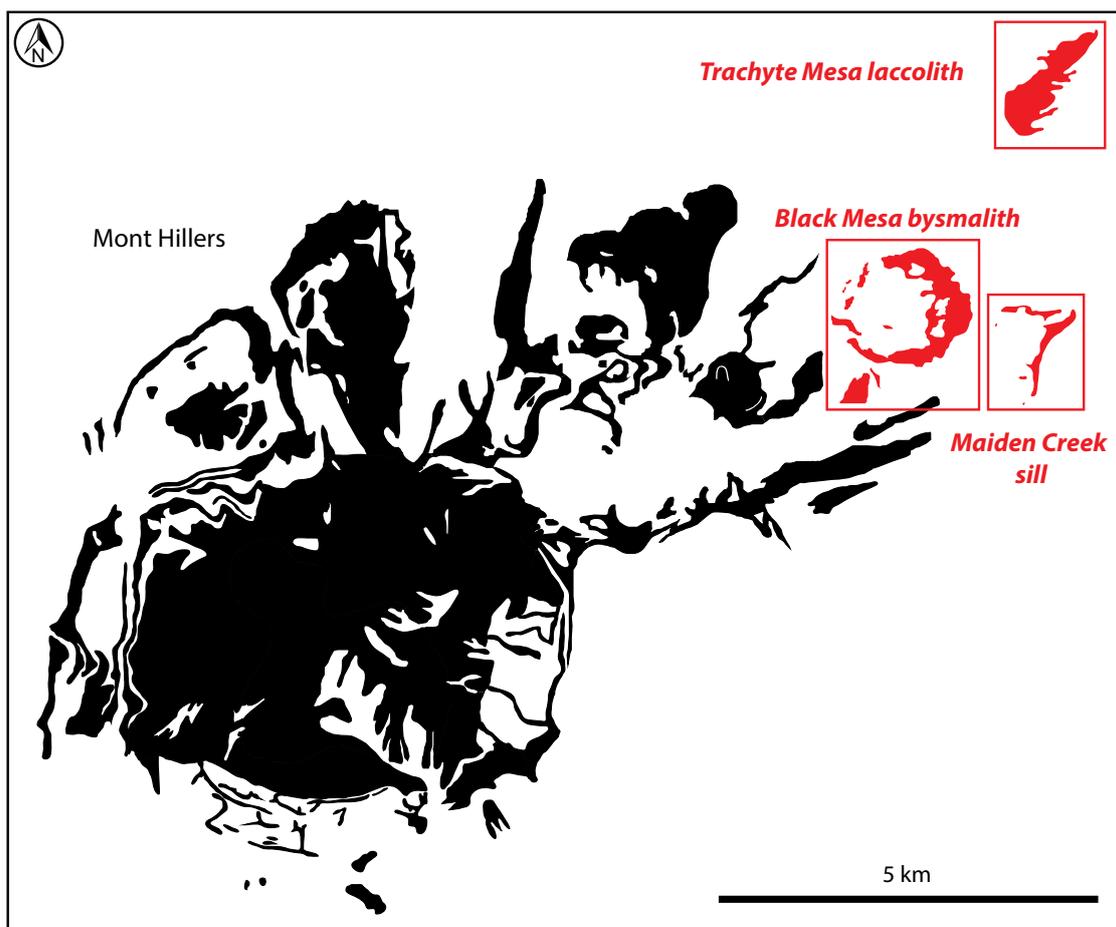


Figure 23 : Localisation de la zone d'étude : Maiden Creek Sill, Trachyte Mesa Laccolith et Black Mesa Bysmalith. Ces intrusions sont situées au NE du Mont Hillers, Henry Mountains (Utah, USA). Les parties noires et rouges représentent les roches intrusives, les parties blanches les roches sédimentaires.

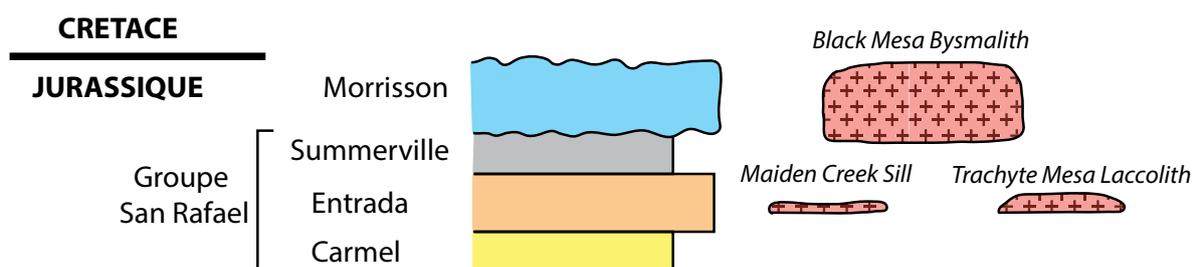


Figure 24 : Stratigraphie de la zone d'étude, figure modifiée d'après Hunt (1953) et Johnson et Pollard (1973). Le Maiden Creek Sill et le Trachyte Mesa Laccolith se sont mis en place dans la formation Entrada. Le Black Mesa Bysmalith s'est mis en place dans les formations Summerville et Morrison.

Ces intrusions ont été étudiées récemment, permettant d'obtenir un certain nombre de contraintes sur leurs géométries tridimensionnelles, l'écoulement du magma et les déformations

de l'encaissant. C'est pourquoi elles ont été choisies pour cette étude.

VI.1.2 *Maiden Creek Sill*

Le *Maiden Creek Sill* (Fig. 25a) a été étudié en détail par Horsman *et al.* (2005), dont les résultats principaux sont repris ici. Il s'est mis en place dans la formation gréseuse Entrada (Gilbert, 1877 ; Johnson et Pollard, 1973) et possède un volume de magma relativement faible (inférieur à $0,03 \text{ km}^3$). De nombreux contacts (supérieurs, latéraux ou inférieurs) sont préservés. Ces contacts permettent de contraindre sa géométrie tridimensionnelle. Vu de haut, le sill possède un corps principal elliptique, d'où partent plusieurs lobes d'environ 100 m. Cela correspond aux géométries des sills observés par les études de sismique réflexion 3D dans les bassins sédimentaires (Thomson et Hutton, 2004 ; Hansen et Cartwright, 2006b). En détail, la géométrie en coupe est complexe. Le corps principal possède des contacts supérieurs et inférieurs concordants (Fig. 25b). Les coupes effectuées le long des lobes montrent cependant qu'ils recoupent la stratigraphie (Fig. 25c et 25d).

Différentes évidences montrent que le sill est composé de deux feuillets horizontaux de magma empilés. Plusieurs affleurements le long des marges de l'intrusion sont préservés et montrent deux terminaisons bulbeuses superposées. De plus, les limites sub-horizontales entre les deux feuillets présentent localement des lentilles métriques de grès. La foliation est sub-horizontale et la linéation magmatique (orientation préférentielle des minéraux) est radiale depuis le corps principal (flèches blanches, Fig. 25a). Dans chaque lobe, la linéation semble partir de l'axe central du lobe. Le magma est donc parti du corps principal pour se propager dans les lobes.

Des zones de déformation ductile existent dans les derniers centimètres du sill, au niveau du contact avec l'encaissant, formant une carapace préservée là où l'encaissant est érodé. Cette déformation évolue graduellement vers une fabrique magmatique à partir de quelques centimètres vers l'intérieur de l'intrusion. En s'éloignant du contact, la fabrique devient plus faible. La fabrique est donc forte aux marges de l'intrusion, alors qu'elle est faible à

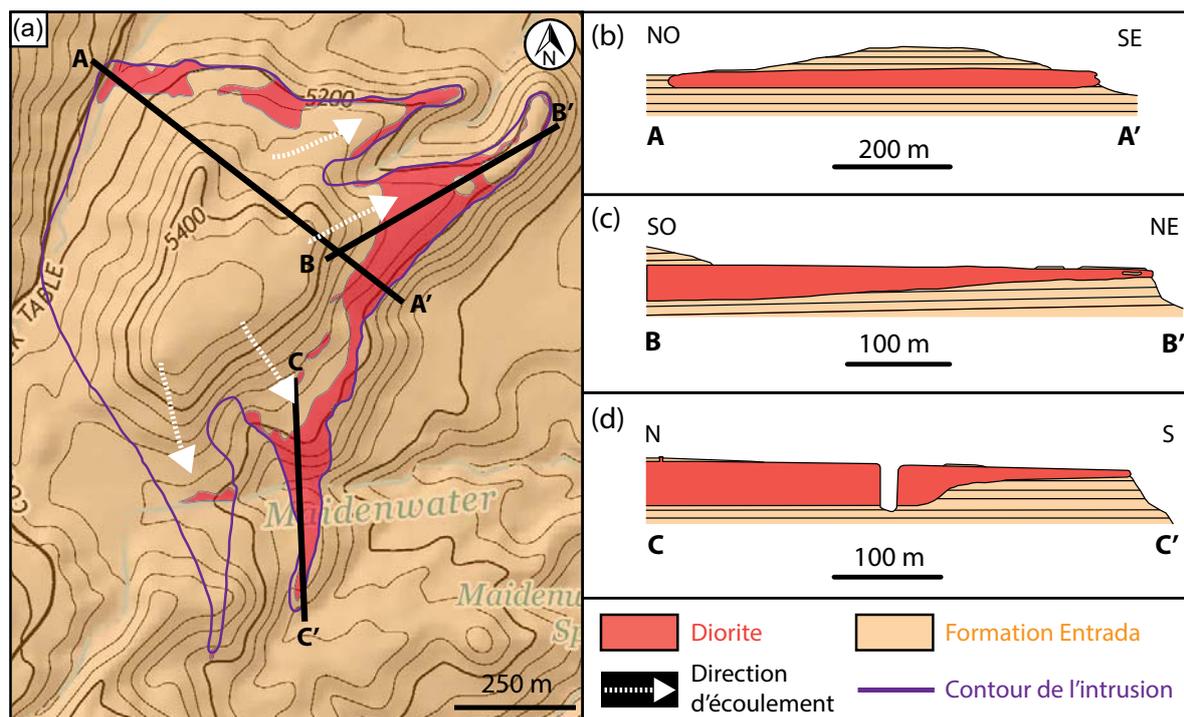


Figure 25 : Géologie et géométrie du Maiden Creek Sill, figure modifiée d'après *Horsman et al. (2005)*. (a) Carte géologique. (b) Coupe NO-SE. (c) Coupe SO-NE. (d) Coupe N-S.

l'intérieur, ce qui suggère que les déformations liées à la mise en place de l'intrusion ont été accommodées majoritairement dans les derniers centimètres de chaque feuillet. La fabrique suggère également que très peu de temps s'est écoulé entre la mise en place de chaque feuillet car le contact entre les deux couches est généralement difficile à identifier, excepté aux endroits où de l'encaissant y est intercalé.

VI.1.3 *Trachyte Mesa Laccolith*

Le *Trachyte Mesa Laccolith* (Fig. 26a) possède une forme allongée et un volume au moins deux fois supérieur au MCS ($0,05 \text{ km}^3$). Il s'est entièrement mis en place dans la formation sédimentaire Entrada. Il a été étudié en détail par *Morgan et al. (2008)*. Le corps principal est majoritairement laccolitique. On trouve cependant à plusieurs endroits des lobes ($\sim 100 \text{ m}$ de long) qui partent depuis le corps principal et qui sont similaires aux lobes observés au MCS. Ils représentent néanmoins un volume faible du TML, alors qu'ils représentent une grande partie du

volume du MCS. De nombreux contacts supérieurs entre l'intrusion et l'encaissant sont visibles. Ces contacts indiquent une géométrie assez proche d'un sill. Les grès situés directement au-dessus du contact montre peu de déformation, ce qui suggère une translation verticale de ces roches. Un contact latéral au Nord-Ouest montre une croissance laccolitique de l'intrusion (Fig. 26b). À cet endroit, on observe un amincissement ainsi qu'un soulèvement des couches sédimentaires.

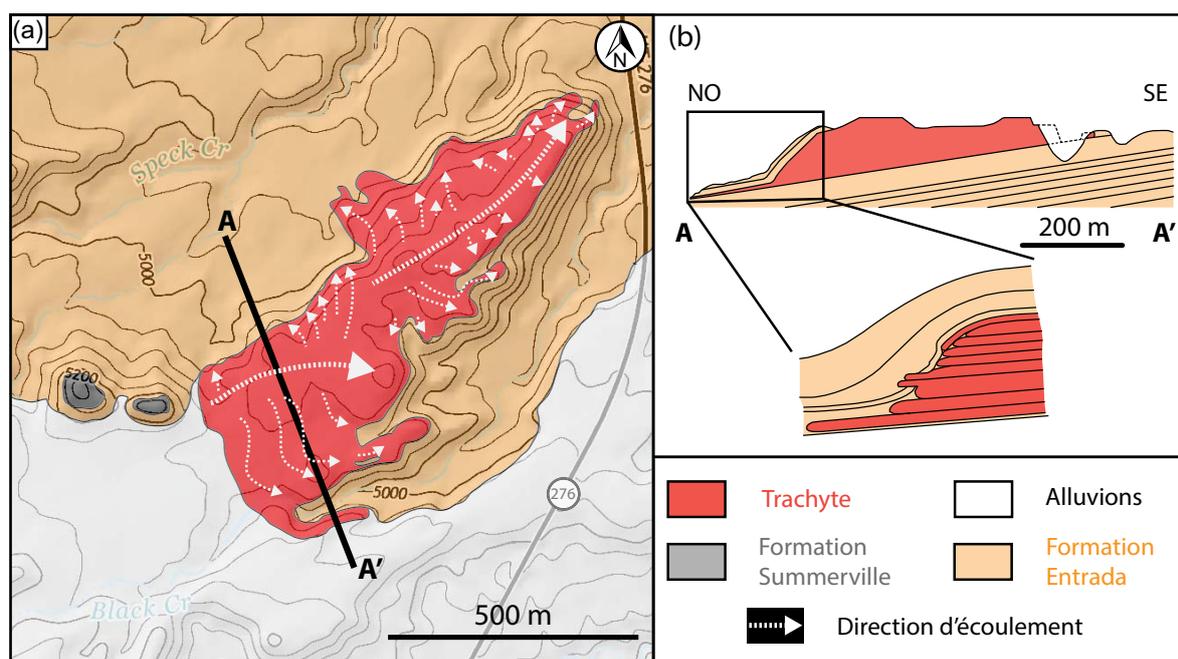


Figure 26 : Géologie et géométrie du Trachyte Mesa Laccolith, figure modifiée d'après Morgan et al. (2005). (a) Carte géologique. (b) Coupe NO-SE.

On observe également des évidences de plusieurs feuillets magmatiques (> 10) empilés au niveau de cette marge (terminaisons bulbeuses, déformation ductile des minéraux et grès intercalé entre certains feuillets). L'emplacement relatif des différents feuillets implique un empilement complexe mais reste consistant avec une mise en place globale principalement par sous-accrétion. Bien qu'il y ait beaucoup d'évidences d'amalgamation de plusieurs pulses au niveau des marges de l'intrusion, il n'y a pas d'observation directe de feuillets vers l'intérieur de l'intrusion. Cette absence de contact entre les différentes couches suggère une construction rapide de l'intrusion (solidus du pulse non atteint avant la mise en place du pulse suivant). On peut en déduire que des processus magmatiques tardifs ont effacé l'évidence de l'amalgamation

des pulses précoces.

D'après les linéations magmatiques, le magma s'est écoulé le long d'un axe central (flèches blanches, Fig. 26a), agissant comme conduit pour nourrir les marges de l'intrusion (symétrie bilatérale). La foliation est sub-horizontale. On peut observer de la déformation dans l'encaissant au niveau du sommet, ce qui suggère un déplacement vertical de ces roches. Les déformations visibles sur les contacts latéraux entre l'intrusion et l'encaissant (NO) sont consistantes avec un soulèvement des couches sédimentaires, ainsi qu'un déplacement latéral au niveau des marges. Les couches sédimentaires directement en contact montrent également un raccourcissement parallèle dû à la poussée du magma lors de sa mise en place au niveau des marges.

VI.1.4 *Black Mesa Bysmalith*

Le *Black Mesa Bysmalith* (Fig. 27a) est la plus grande et la plus volumineuse ($\sim 0,4 \text{ km}^3$) des intrusions étudiées. Il s'est mis en place entre les formations Summerville (base de l'intrusion) et Morrisson. Il a été étudié en détail par Habert et De Saint-Blanquat (2004) et Saint Blanquat *et al.* (2006). Comme les autres intrusions, de nombreux contacts supérieurs et latéraux sont observables, permettant de contraindre la géométrie de l'intrusion. C'est une intrusion approximativement circulaire d'1,7 km de diamètre. Le bord Est présente une faille sub-verticale qui montre un déplacement sub-vertical de l'encaissant d'environ 200 m vers le haut (Fig. 27b), déterminé grâce aux relations stratigraphiques des couches de l'encaissant au sommet et à la base de l'intrusion. Ce type de structures au niveau des marges correspond à un bysmalite (toit et base plats avec soulèvement des couches supérieures comme un piston, le long d'une faille très raide). Cependant, les bords Ouest de l'intrusion sont monoclinaux (pendages faibles, Fig. 27b et 27c). Le BMB possède donc une forme approximativement cylindrique et représente une étape transitionnelle entre un laccolite et un bysmalite.

Plusieurs observations permettent de déduire indirectement la construction du BMB en

plusieurs pulses magmatiques. Dans la partie supérieure de l'intrusion, des litages magmatiques sub-horizontaux et des zones cataclastiques (foliations) sont reconnaissables sur plusieurs dizaines de mètres. Le reste de l'intrusion ne montre pas d'évidence de contact inter-feuillets. Des zonations pétrologiques et géochimiques verticales existent également (Bankuti, 2007). Ces observations, bien qu'indirectes, suggèrent l'amalgamation de pulses répétés de magma. D'après la fabrique, le magma s'est écoulé le long d'un axe central avant de se propager latéralement vers les marges.

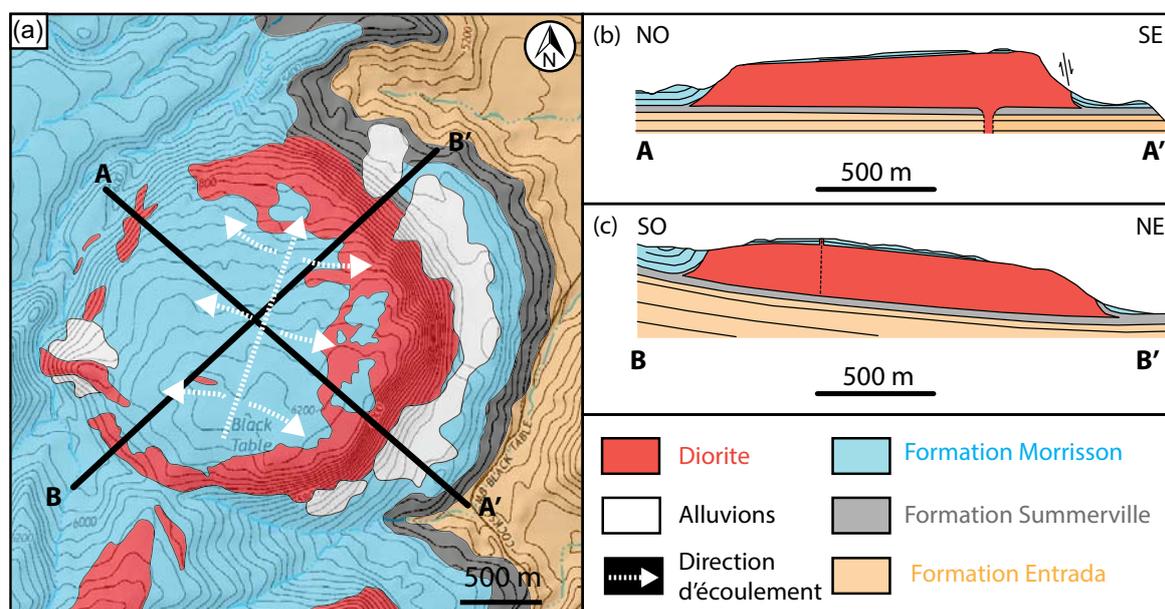


Figure 27 : Géologie et géométrie du Black Mesa Bysmalith, figure modifiée d'après Saint Blanquat *et al.* (2006). (a) Carte géologique. (b) Coupe NO-SE. (c) Coupe SO-NE.

VI.1.5 Évolution de la géométrie d'un pluton au cours du temps

La géométrie de ces intrusions est interprétée par Horsman *et al.* (2009) comme l'évolution temporelle d'un pluton idéal dans la croûte supérieure terrestre (Fig. 28). Cette intrusion commence par prendre la forme d'un sill, puis évolue en laccolite, avant de devenir un bysmalite (croissance sous la forme d'un piston). La mise en place des différents feuillets magmatiques est rapide (l'intrusion la plus grande, le BMB, se serait mise en place en moins de 100 ans, Saint Blanquat *et al.*, 2006). Les fabriques magmatiques sont interprétées comme

l'enregistrement de l'écoulement des différents feuillets avec des vitesses de refroidissement rapides (croûte supérieure). Les différents pulses magmatiques vont entraîner une variation verticale de la fabrique dans l'intrusion et donc des évidences de sa mise en place par amalgamation de sills.

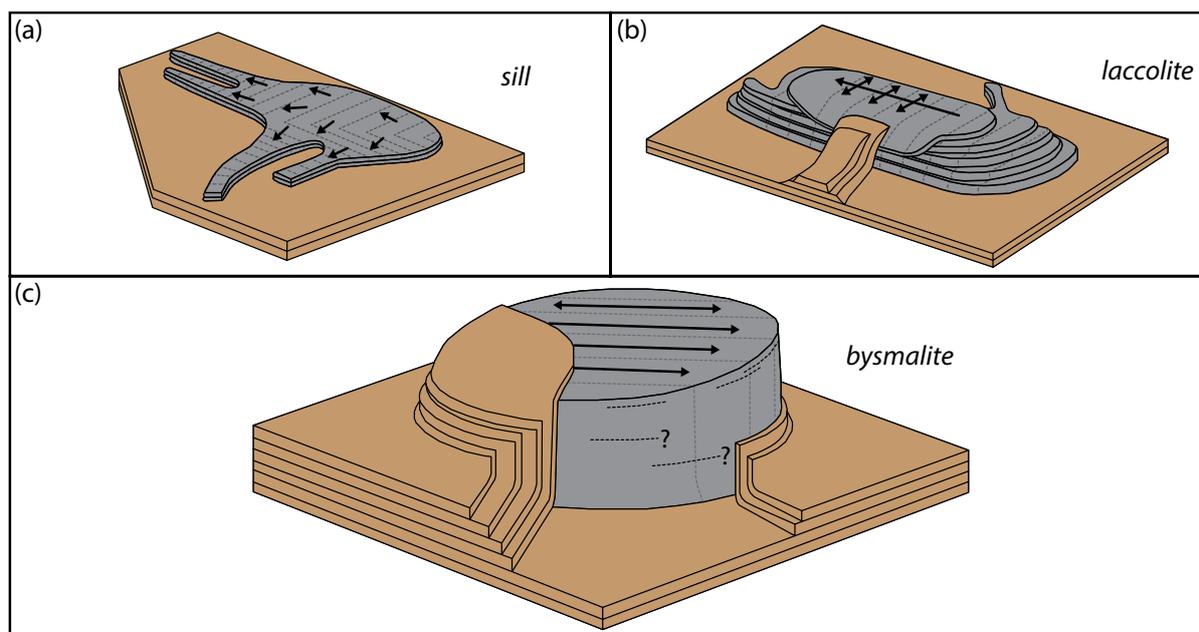


Figure 28 : Bloc-diagramme schématique de l'évolution d'un pluton idéal, figure modifiée d'après Horsman *et al.* (2009). Les différents feuillets magmatiques, les directions d'écoulement et les relations avec les roches encaissantes sédimentaires y sont représentés pour des intrusions construites par plusieurs pulses de magma. Le schéma n'est pas à l'échelle. Malgré des similarités, ces diagrammes montrent des intrusions idéales qui ne représentent donc pas exactement les observations faites sur le MSC, le TML et le BMB. (a) Sill. (b) Laccolite. (c) Bysmalite.

L'exemple de ces trois satellites du Mont Hillers montre également que cette amalgamation magmatique peut être très hétérogène dans le temps et dans l'espace. Les évidences de la mise en place par injections répétées de magma observées dans les intrusions les plus petites (*e.g.* MCS ou TML) pourraient cependant être facilement détruites dans les grands plutons (*e.g.* BMB ou Miller *et al.*, 2011), en particulier dans les régions actives tectoniquement (*e.g.* Horsman *et al.*, 2009 ; Saint Blanquat *et al.*, 2011) ; ce qui n'est pas le cas dans les Henry Mountains.

VI.2 Méthodologie et objectifs

Dans les Henry Mountains, aucune tectonique régionale n'a eu lieu depuis la mise en place des intrusions. Les déformations observées sont donc directement liées aux déplacements et à la mise en place des magmas. De plus, ces intrusions sont de différentes tailles (sill, laccolite, bysmalite). Une mission de deux semaines a donc été réalisée en septembre 2015 afin de caractériser la manière dont les couches sédimentaires se déforment aux abords des intrusions et de relier ces informations à la forme et au volume des intrusions, ainsi qu'à la manière dont les différents pulses de magma se mettent en place. Un échantillonnage a été effectué (45 échantillons, voir section VI.2.1). Des lames minces ont ensuite été réalisées pour étudier la porosité des échantillons et effectuer une analyse de Fry, marqueurs de la déformation subie lors de la mise en place des feuillets magmatiques successifs. Il a été montré que lors de la mise en place d'une intrusion, la déformation engendrée par celle-ci peut entraîner une réduction de porosité mécanique (*e.g.* Morgan *et al.*, 2008). C'est pourquoi l'étude de la porosité à l'abord du contact encaissant / intrusion peut aider à mieux comprendre les déformations créées par la mise en place des intrusions magmatiques. L'analyse de Fry, elle, permet de mesurer les distances et les directions entre les centres d'objets d'une photographie (ici des cristaux). Elle est largement utilisée pour déterminer la déformation finie 2D dans les roches naturellement déformées.

VI.2.1 Stratégie d'échantillonnage

Le but de l'étude étant de comprendre comment est déformé l'encaissant lors de la mise en place d'une intrusion, l'échantillonnage (Fig. 29) a été réalisé comme suit :

- 1) identification d'un contact supérieur, latéral ou inférieur entre l'intrusion et l'encaissant ;
- 2) prélèvement d'un échantillon au plus proche du contact (si possible au niveau du contact) ;
- 3) prélèvement si possible d'autres échantillons en s'éloignant de plus en plus du contact.

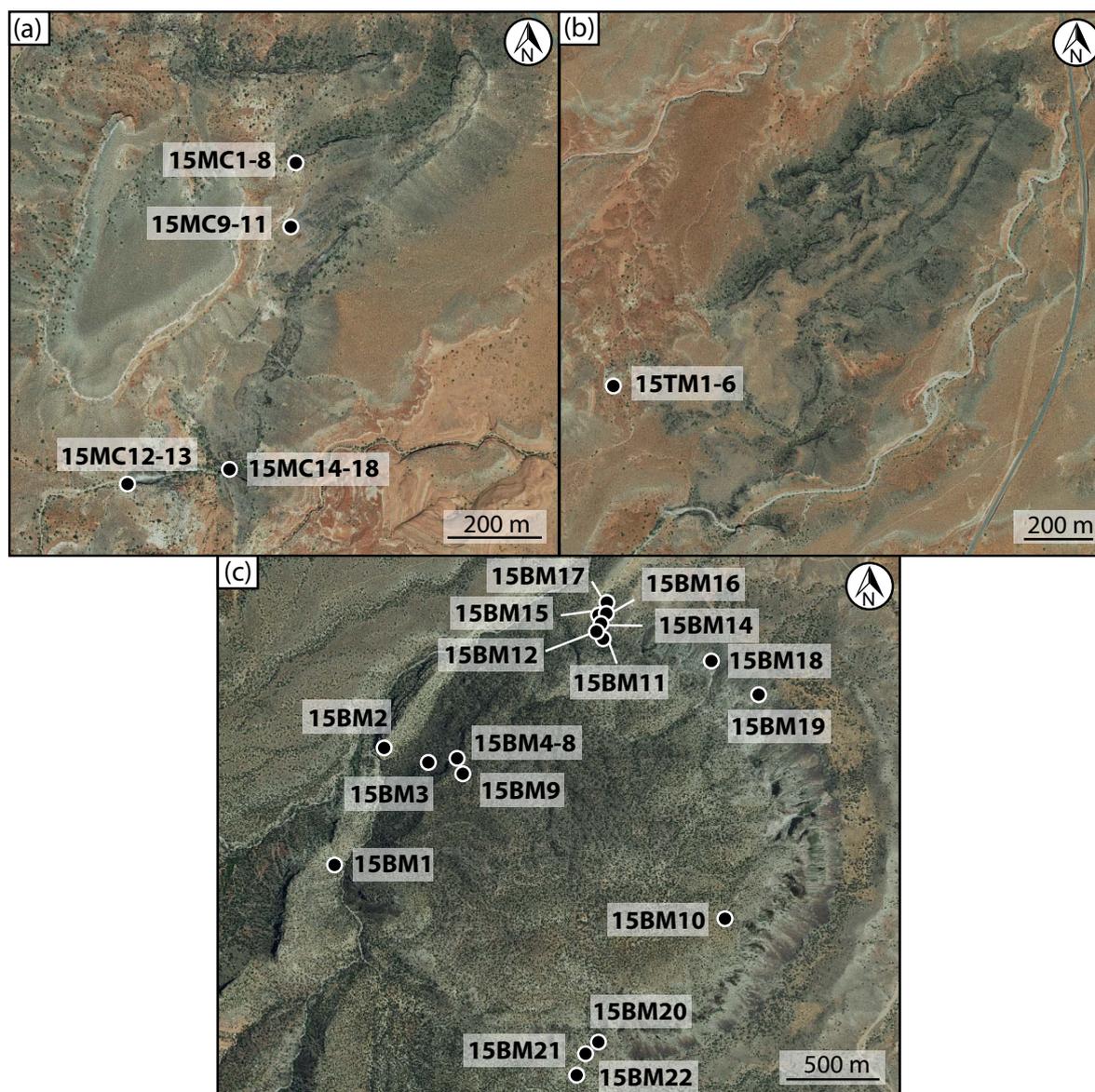


Figure 29 : Localisation des échantillons prélevés sur photos aériennes (source : USGS). (a) Maiden Creek Sill : 18 échantillons. (b) Trachyte Mesa Laccolith : 6 échantillons. (c) Black Mesa Bysmalith : 21 échantillons.

La localisation GPS exacte des échantillons est reportée en annexe (Annexe B). Pour le MCS, 1 contact latéral, 3 contacts supérieurs et 1 contact inférieur ont été échantillonnés ; pour le TML, 1 contact supérieur a été échantillonné ; pour le BMB enfin, 5 contacts latéraux et 2 contacts supérieurs ont été échantillonnés (Tab. 1). L'emplacement de chaque échantillon par rapport au contact est décrit à l'aide de photos et de schémas pour chaque intrusion dans les sections VI.2.1.1, VI.2.1.2 et VI.2.1.3.

Nom	Contact	Distance	Nom	Contact	Distance	Nom	Contact	Distance
15MC1A	Lat. 1	0 m	15TM2A	Sup. 1	0,05 m	15BM1	Lat. 1	?
15MC1B	Lat. 1	0 m	15TM2B	Sup. 1	0 m	15BM2	Lat. 1	?
15MC1C	Lat. 1	0 m	15TM3	Sup. 1	0,4 m	15BM3	Lat. 1	?
15MC2	Lat. 1	1 m	15TM4	Sup. 1	1 m	15BM4A	Sup. 1	0 m
15MC3	Lat. 1	3 m	15TM5	Sup. 1	3 m	15BM5	Sup. 1	0,5 m
15MC4	Lat. 1	9 m	15TM6	Sup. 1	7 m	15BM6	Sup. 1	1 m
15MC5	Sup. 1	0 m				15BM7	Sup. 1	2 m
15MC6	Sup. 1	0,5 m				15BM8	Sup. 1	4 m
15MC7	Sup. 1	2,5 m				15BM9	Sup. 1	20 m
15MC8	Sup. 1	6,5 m				15BM10	Sup. 2	< 0,2 m
15MC9	Sup. 2	0,1 m				15BM11	Lat. 2	45 m*
15MC10	Sup. 2	0,8 m				15BM12	Lat. 2	50 m*
15MC11	Sup. 2	3 m				15BM14	Lat. 2	80 m*
15MC12	Sup. 3	0,1 m				15BM15	Lat. 2	100 m*
15MC13	Sup. 3	1,4 m				15BM16	Lat. 2	120 m*
15MC14	Inf. 1	0 m				15BM17	Lat. 2	140 m*
15MC15	Inf. 1	0,85 m				15BM18	Lat. 3	40 m*
15MC16	Inf. 1	1 m				15BM19	Lat. 4	35 m*
15MC17	Inf. 1	1,6 m				15BM20	Lat. 5	40 m*
15MC18	Inf. 1	3,2 m				15BM21	Lat. 5	80 m*
						15BM22	Lat. 5	140 m*

Tableau 1 : Liste des échantillons prélevés. « Contact » désigne le type de contact concerné : « Lat. » pour un contact latéral, « Sup. » pour un contact supérieur et « Inf. » pour un contact inférieur. « Distance » désigne la distance entre le contact encaissant / intrusion et le site d'échantillonnage. 15MC : échantillons du Maiden Creek Sill. 15TM : échantillons du Trachyte Mesa Laccolith. 15BM : échantillons du Black Mesa Bysmalith. Les distances mesurées possèdent une erreur inférieure à 5 %. ? : distance au contact exacte inconnue. Les distances libellées d'une « * » représentent les distances déduites via les images satellites (erreurs ± 10 m).

Pour chaque échantillon, des lames minces ont été réalisées perpendiculairement au contact encaissant / intrusion et au litage sédimentaire des roches encaissantes, afin de toujours rester dans le même repère structural. Les lames minces réalisées sont des lames minces couvertes classiques (30 μ m d'épaisseur, dimension 30×40 mm), destinées à l'identification et à l'étude des minéraux au microscope optique.

VI.2.1.1 Maiden Creek Sill

Le contact latéral 1 du MCS regroupe 4 échantillons (15MC1A-4, Fig. 30a). Les contacts supérieurs 1, 2 et 3 regroupent respectivement 4 échantillons (15MC5-8, Fig. 30b), 3 échantillons (15MC9-11, Fig. 30c) et 2 échantillons (15MC12-13, Fig. 30d). Le contact inférieur 1 du MCS regroupe lui 5 échantillons (15MC14-18, Fig. 30e).

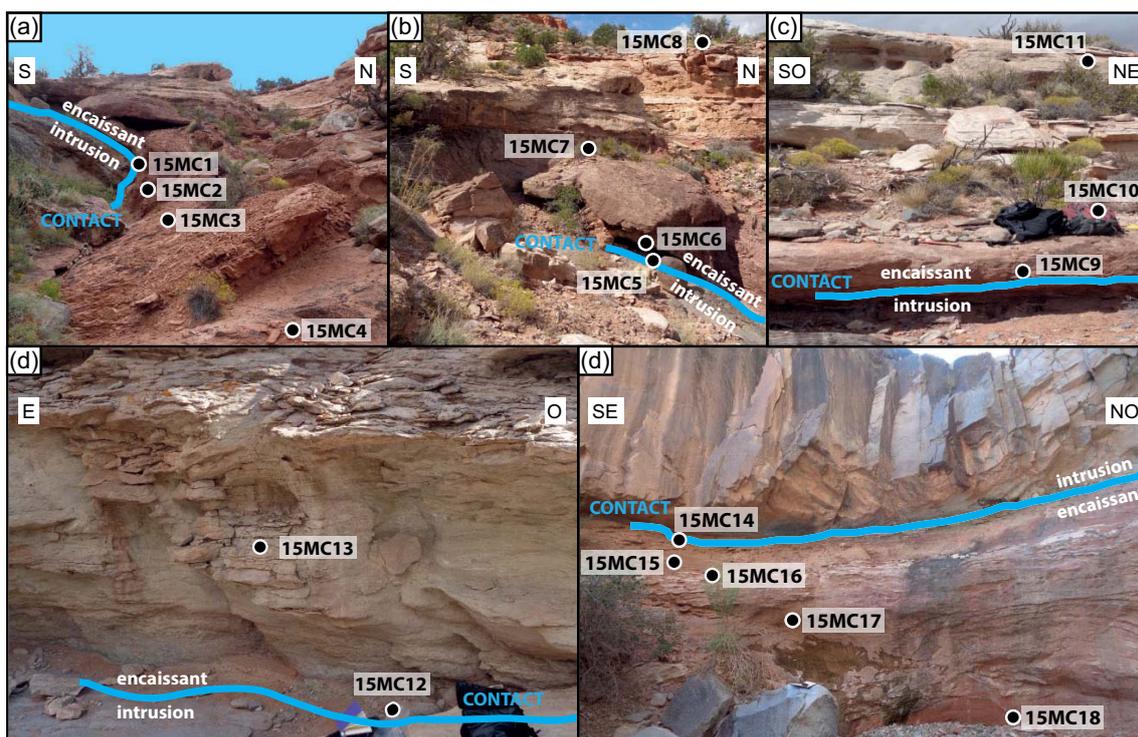


Figure 30 : Emplacement des échantillons du Maiden Creek Sill par rapport au contact encaissant / intrusion. (a) Contact latéral 1. Distances au contact : 15MC1A/B/C, 0 m ; 15MC4, 9 m. (b) Contact supérieur 1. Distances au contact : 15MC5, 0 m ; 15MC8, 6,5 m. (c) Contact supérieur 2. Distances au contact : 15MC9, 0,1 m ; 15MC11, 3 m. (d) Contact supérieur 3. Distances au contact : 15MC12, 0,1 m ; 15MC13, 1,4 m. (e) Contact inférieur 1. Distances au contact : 15MC14, 0 m ; 15MC18, 3,2 m.

VI.2.1.2 Trachyte Mesa Laccolith

Le contact supérieur 1 du TML regroupe 6 échantillons (15MC2A-6, Fig. 31).

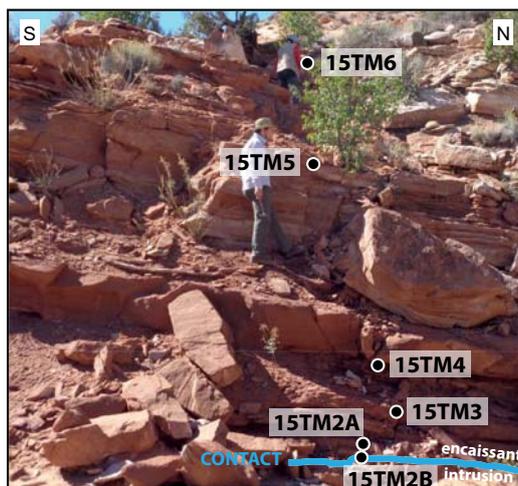


Figure 31 : Emplacement des échantillons du Trachyte Mesa Laccolith par rapport au contact encaissant / intrusion. Contact supérieur 1. Distances au contact : 15TM2B, 0 m ; 15TM6, 7 m.

VI.2.1.3 Black Mesa Bysmalith

Le contact latéral 1 du BMB regroupe 3 échantillons (15BM1-3, Fig. 32a). Les contacts supérieurs 1 et 2 regroupent respectivement 6 échantillons (15BM4A-15BM9, Fig. 32b) et 1 seul échantillon (15BM10, Fig. 32c). Les contacts latéraux 2, 3, 4 et 5 regroupent chacun 6 échantillons (15BM11-17, Fig. 32d), 1 échantillon (15BM18, Fig. 32e), 1 échantillon (15BM19, Fig. 32e) et 3 échantillons (15BM20-22, Fig. 32f).

VI.2.2 Analyse de la porosité 2D

La variation de porosité à l'approche du contact encaissant / intrusion est mesurée grâce à des analyses d'images. La matrice et les cristaux présents dans les lames minces peuvent être facilement distingués au microscope à l'aide d'une lentille onde (Fig. 33a). Les microphotographies ainsi réalisées sont ensuite manuellement modifiées à l'aide du logiciel Photoshop, afin d'obtenir une image distinguant les cristaux de la matrice (Fig. 33b). On peut ensuite faire une analyse des différentes particules (ici les cristaux) présentes dans l'image pour en extraire leurs propriétés (aire, petit axe, grand axe, ...) grâce au logiciel de traitement d'image ImageJ, initialement développé pour l'imagerie médicale (Abràmoff *et al.*, 2004). La

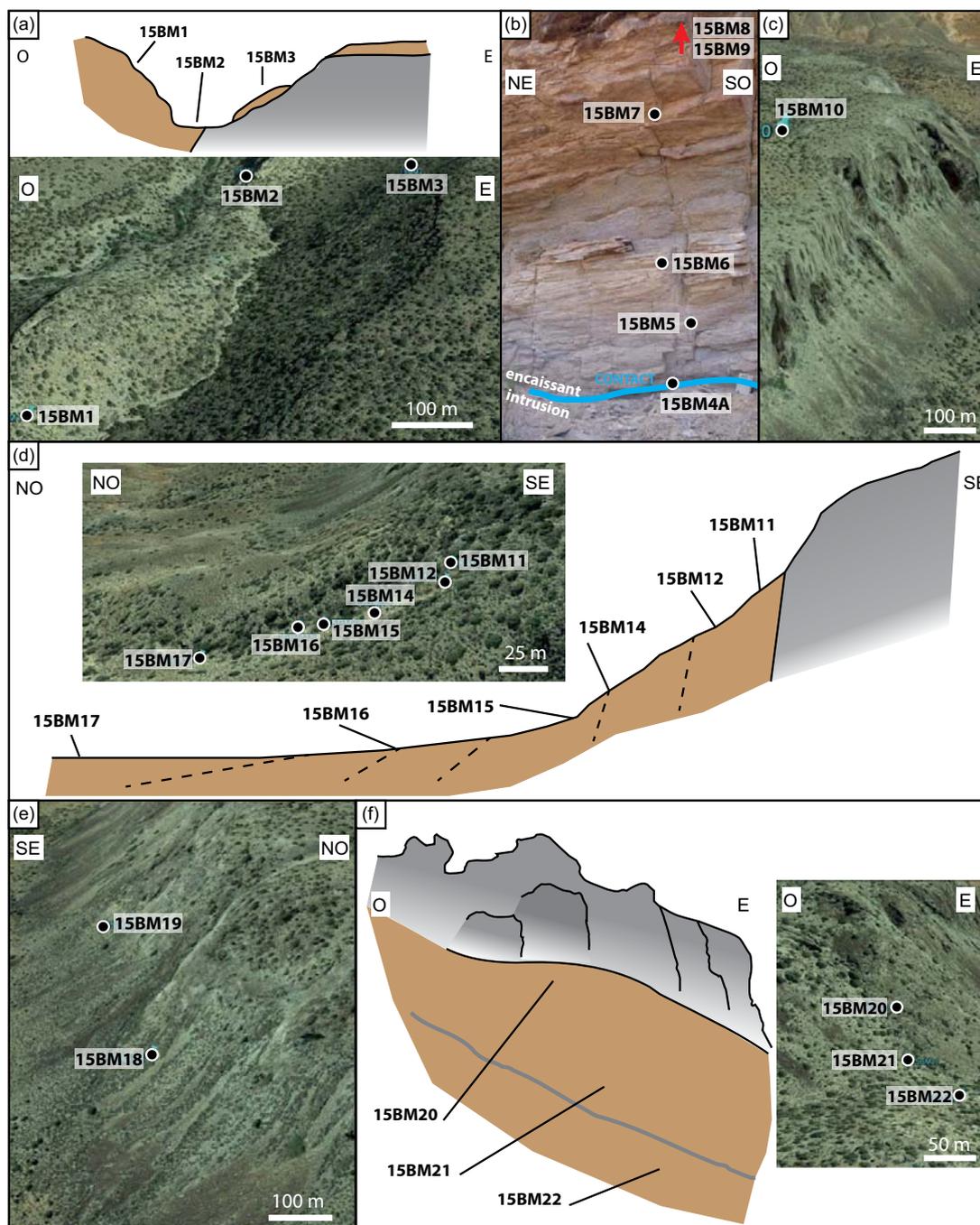


Figure 32 : Emplacement des échantillons du Black Mesa Bysmalith par rapport au contact encaissant / intrusion. Les schémas ne sont pas à l'échelle. (a) Contact latéral 1. Distances au contact : inconnues. (b) Contact supérieur 1. Distances au contact : 15BM4A, 0 m ; 15BM7, 2 m ; 15BM8 est situé à 4 m et 15BM9 est situé à 20 m au-dessus du contact. (c) Contact supérieur 2. Distance au contact : 15BM10, inférieur à 0,2 m. (d) Contact latéral 2. Distances au contact : 15BM11, 45 m ; 15BM17, 140 m. Les traits noirs en pointillés représentent les pendages approximatifs des couches sédimentaires. (e) Contacts latéraux 3 et 4. Distances au contact : 15BM18, 35 m ; 15BM19, 40 m. (f) Contact latéral 5. Distances au contact : 15BM20, 40 m ; 15BM22, 140 m. Le trait gris représente une rupture de pente.

soustraction de l'aire totale des cristaux à l'aire totale de l'image permet d'accéder à la porosité 2D de l'échantillon. Les ciments n'étant pas pris en compte dans la somme de l'aire des cristaux, les mesures représentent la porosité pré-cimentation.

Pour chaque lame mince, 2 à 3 microphotographies sont prises. Les valeurs de porosité des différentes zones sont moyennées pour obtenir la valeur finale de la porosité de la lame mince (et donc de l'échantillon). La porosité est estimée à partir d'un minimum de 400 grains par lames minces (généralement entre 700 et 1000 grains). Cette méthode est similaire à celle réalisée par Morgan *et al.* (2008) pour obtenir la porosité 2D et la variation de celle-ci dans les roches encaissantes du TML.

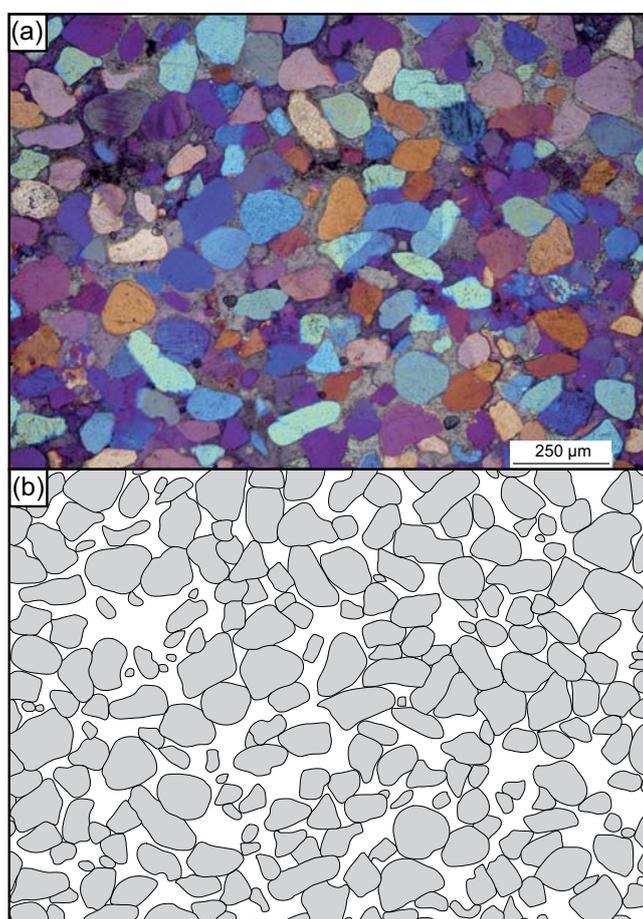


Figure 33 : Analyse d'une microphotographie. (a) Microphotographie prise au microscope avec une lentille onde, permettant d'obtenir des grains de quartz de différentes couleurs et donc distincts de la matrice. (b) Analyse de la microphotographie, réalisée manuellement grâce au logiciel de traitement d'image Photoshop. On distingue les bords de chaque cristal présent dans la microphotographie, ce qui permet de traiter l'image.

Les valeurs de porosité d'une zone à l'autre de la lame mince sont quasi-identiques (erreur statistique négligeable). Les incertitudes sont donc essentiellement liées à la précision du détournage effectué, c'est à dire la précision avec laquelle sont définies les bordures de chaque objet individualisé manuellement. Shea *et al.* (2010) estiment les incertitudes liées à de telles analyses d'images via la notion de *pixel imaging error* ou pixel erroné. Par exemple un objet de 10 pixels de diamètre, où la bordure exacte de l'objet est décalée de 1 pixel, possèdera une erreur de 1,3 %. De la même manière, un objet de 1 pixel de diamètre aura lui une erreur de 100 %. Les objets mesurés pour cette thèse sont tous supérieurs à 5 pixels de diamètre, ce qui équivaut à une erreur maximum de 5 % sur la mesure de leur taille. Les erreurs liées aux valeurs de porosité ont donc été calculées à partir de la moyenne de la taille des objets présents dans la lame mince et du nombre d'objets considérés (principe de la « propagation des erreurs », Bevington et Robinson, 2003). Les erreurs relatives ainsi calculées sont d'en moyenne 8 % sur la valeur de la porosité (de 0 à 12 %, soit une erreur absolue σ_{P_o} de 1 à 4 %, voir Tab. 2).

VI.2.3 Mesure de la déformation finie 2D : Analyse de Fry

La détermination de la déformation finie 2D dans les échantillons est effectuée grâce à une analyse de Fry. Cette méthode admet qu'avant de subir une déformation, la distribution des objets (ici les cristaux) présente une distribution spatiale isotrope (Fig. 34a). Une fois déformés, les objets ne possèdent plus une distribution spatiale isotrope (Fig. 34b). On peut alors créer un diagramme de Fry où les distances entre les centres de chaque objet sont représentées par des points. Pour créer un diagramme de Fry, on prend un point de référence situé sur le centre de l'un des objets et on note la position relative de tous les autres centres d'objets. On déplace alors le point de référence sur le centre d'un autre objet et on recommence l'opération. On recommence pour tous les objets de l'image. Le diagramme de Fry ainsi obtenu présente un vide elliptique dans la partie centrale : si la distribution initiale est isotrope, la forme et l'orientation de cette ellipse sera similaire à l'ellipsoïde de déformation représentant la déformation finie subie par la roche (Fry, 1979 ; Erslev, 1988, Fig. 34c). Cette méthode a démontré son efficacité

pour l'étude de la déformation finie dans les roches naturellement déformées, et notamment dans les grès (*e.g.* Burmeister *et al.*, 2009).

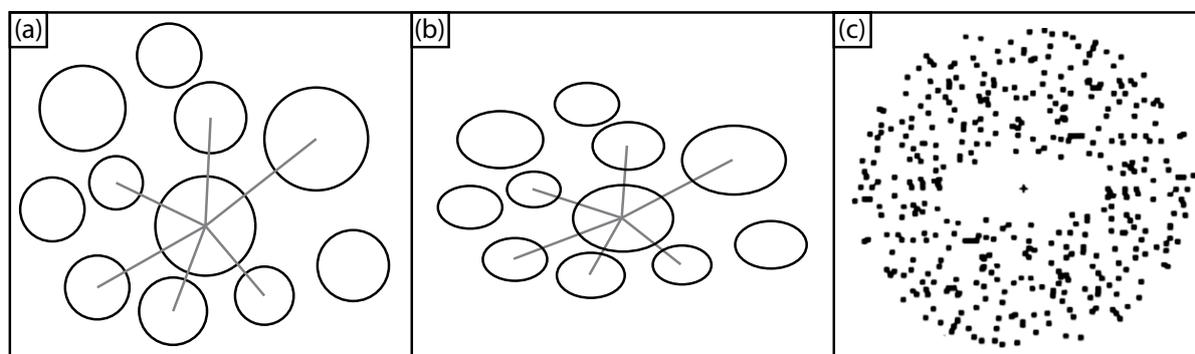


Figure 34 : Analyse de Fry. (a) La disposition spatiale des objets est isotrope. (b) Après une déformation, la disposition spatiale des objets n'est plus isotrope. La distance relative entre les centres des différents objets est modifiée. (c) Diagramme de Fry obtenu : théoriquement, la zone vide située au milieu possède la forme et la direction de l'ellipsoïde de déformation.

Cette méthode est largement utilisée pour déterminer la déformation finie des roches naturellement déformées (*e.g.* grès, calcaire oolithique, conglomérat) car elle est rapide et facile à mettre en place (*e.g.* Hanna et Fry, 1979 ; Treagus et Treagus, 2002 ; Waldron et Wallace, 2007 ; Morgan *et al.*, 2008). Cependant, l'estimation de l'ellipsoïde de déformation est souvent subjective et peut donc être inexacte. Pour éviter ce biais, la méthode développée par Waldron et Wallace (2007) est utilisée. Elle utilise une combinaison entre un logiciel d'analyse d'image (ImageJ) et un tableur (Microsoft Excel). Le module d'extension FryJ permet de tracer un diagramme de fry (Fig. 35a) à partir d'une image binaire (voir Fig. 33b) faisant apparaître les objets à analyser (ici les cristaux d'une lame mince). La position de chaque point du diagramme est enregistrée et est utilisée dans la feuille de calcul FryXFit que l'on peut ouvrir avec Microsoft Excel. Cette feuille de calcul trace le diagramme de Fry correspondant et une fonction continue est utilisée pour trouver le meilleur ajustement entre les différents essais d'ellipse et la forme elliptique vide (Fig. 35a) : l'écart de chaque point par rapport à l'ellipse essayée est calculé (effet des points pondérés en fonction de leur distance par rapport au centre du diagramme). La mesure de la qualité de l'ellipse se fait grâce au calcul du contraste de densité moyen le long du bord de l'ellipse. Plus ce critère d'ajustement est élevé, plus la forme de l'ellipse essayée est

similaire à la forme du vide situé au centre du diagramme de Fry.

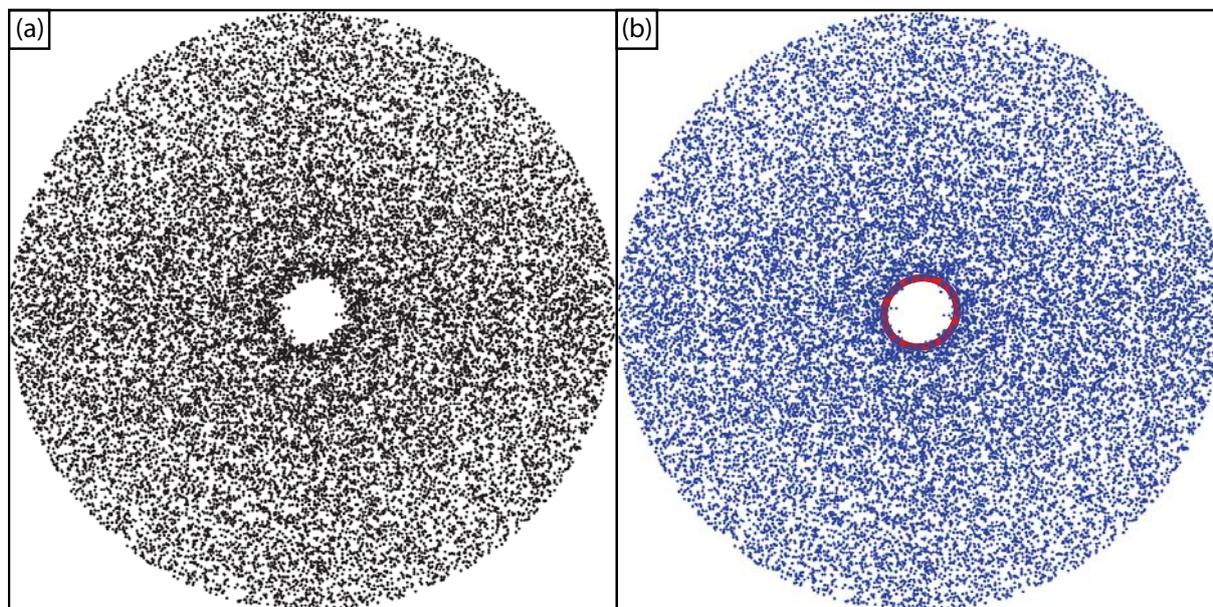


Figure 35 : Diagramme de Fry. (a) Diagramme de Fry obtenu grâce à FryJ sous ImageJ (Waldron et Wallace, 2007). (b) Estimation objective de l'ellipsoïde de déformation obtenue grâce à la feuille de calcul FryXFit sous Microsoft Excel (Waldron et Wallace, 2007).

L'estimation de l'ellipsoïde de déformation est donc faite de la même manière pour tous les échantillons. Le rapport d'aspect R_s entre le grand axe et le petit axe de l'ellipse, généralement utilisé pour connaître l'intensité de la déformation, est estimé posséder une erreur inférieure à 10 %. Comme pour l'analyse de la porosité 2D, l'erreur statistique du R_s est négligeable par rapport à l'erreur sur la mesure (même valeur du R_s pour chaque microphotographie d'une même lame mince).

VI.3 Observations et résultats

VI.3.1 Réduction de porosité

VI.3.1.1 Résultats

Les résultats de la porosité 2D des 47 échantillons prélevés sur ces trois intrusions des Henry Mountains sont résumés dans le tableau 2.

Contacts supérieurs		Contacts latéraux				Contact inférieur								
<i>Maiden Creek</i>		<i>Maiden Creek</i>				<i>Maiden Creek</i>								
Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}	Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}	Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}
15MC5	Sup. 1	0 m	28 %	3	15MC1	Lat. 1	0 m	25 %	2	15MC14	Inf. 1	0 m	28 %	3
15MC6	Sup. 1	0,5 m	31 %	2	15MC2	Lat. 1	1 m	26 %	2	15MC15	Inf. 1	0,85 m	31 %	3
15MC7	Sup. 1	2,5 m	35 %	3	15MC3	Lat. 1	3 m	34 %	3	15MC16	Inf. 1	1 m	36 %	3
15MC8	Sup. 1	6,5 m	40 %	3	15MC4	Lat. 1	9 m	40 %	4	15MC17	Inf. 1	1,6 m	39 %	4
15MC9	Sup. 2	0,1 m	30 %	3						15MC18	Inf. 1	3,2 m	40 %	4
15MC10	Sup. 2	0,8 m	36 %	3	Black Mesa									
15MC11	Sup. 2	3 m	40 %	3	Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}					
15MC12	Sup. 3	0,1 m	35 %	3	15BM1	Lat. 1	?	33 %	0					
15MC13	Sup. 3	1,4 m	39 %	4	15BM2	Lat. 1	?	19 %	1					
Trachyte Mesa					15BM3	Lat. 1	?	16 %	1					
Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}	15BM11	Lat. 2	45 m	17 %	0					
15TM2B	Sup. 1	0 m	19 %	2	15BM12	Lat. 2	50 m	18 %	2					
15TM2A	Sup. 1	0,05 m	20 %	1	15BM14	Lat. 2	80 m	28 %	1					
15TM3	Sup. 1	0,4 m	28 %	3	15BM15	Lat. 2	100 m	33 %	4					
15TM4	Sup. 1	1 m	30 %	3	15BM16	Lat. 2	120 m	33 %	3					
15TM5	Sup. 1	3 m	31 %	3	15BM17	Lat. 2	170 m	41 %	1					
15TM6	Sup. 1	7 m	41 %	4	15BM18	Lat. 3	40 m	18 %	1					
Black Mesa					15BM19	Lat. 4	35 m	16 %	1					
Nom	Contact	d	P_o	σ_{P_o}	15BM20	Lat. 5	40 m	16 %	1					
15BM4A	Sup. 1	0 m	23 %	2	15BM21	Lat. 5	80 m	27 %	2					
15BM5	Sup. 1	0,5 m	30 %	2	15BM22	Lat. 5	140 m	39 %	4					
15BM6	Sup. 1	1 m	34 %	3										
15BM7	Sup. 1	2 m	41 %	3										
15BM8	Sup. 1	4 m	40 %	2										
15BM9	Sup. 1	20 m	41 %	1										
15BM10	Sup. 2	0,1 m	24 %	1										

Tableau 2 : Valeurs de la porosité 2D. P_o est la porosité et σ_{P_o} est son erreur absolue. d est la distance par rapport au contact encaissant / intrusion. Voir section VI.2.2 pour détails. Voir le tableau 1 pour les erreurs associées aux distances au contact.

On remarque que la plupart des échantillons possèdent une porosité maximum de 40-41 %. Cela pourrait être un effet de l'échantillonnage, qui a été arrêté lorsque la roche était considérée comme non déformée (estimation visuelle). Cependant ces valeurs sont similaires aux porosités de Morgan *et al.* (2008), ce qui laisse penser que cette porosité pourrait correspondre à la porosité de la roche non déformée.

VI.3.1.2 Porosité en fonction du type de contact

La figure 36 représente la porosité des échantillons en fonction de la distance par rapport au contact encaissant / intrusion pour chaque intrusion. On observe une réduction de porosité pour tous les types de contacts (latéraux, inférieur et supérieurs) et pour toutes les intrusions.

Pour le MCS, la réduction de porosité latérale semble être la plus importante avec une réduction de porosité de 15 % (Fig. 36a), par rapport à une réduction de $\sim 10\%$ pour les contacts inférieur et supérieurs. La réduction de porosité reste cohérente si les 3 contacts supérieurs sont combinés ensemble. La figure 36a montre également que la pente des différentes régressions linéaires est très semblable d'un contact à l'autre. La réduction de porosité est donc sensiblement la même quelque soit le type de contact.

Malgré un objectif différent concernant l'étude de la porosité, l'étude de Morgan *et al.* (2008) permet d'accéder à la réduction de porosité latérale ONO du TML. Ils y observent une porosité de $\sim 40\%$ à ~ 5 m et une porosité de $\sim 20\%$ aux abords du contact encaissant / intrusion. Ces données ont été rajoutées à l'étude et sont représentées graphiquement dans la figure 36b. La réduction de porosité semble également être sensiblement la même, $\sim 20\%$, pour le contact supérieur et le contact latéral.

Pour le BMB en revanche, on observe une nette différence entre la réduction de porosité latérale et la réduction de porosité au sommet du bysmalite. En effet, la figure 36c montre que la réduction de porosité latérale est bien plus progressive que la réduction de porosité au niveau du contact supérieur, montrant une pente de régression linéaire bien plus élevée. La réduction

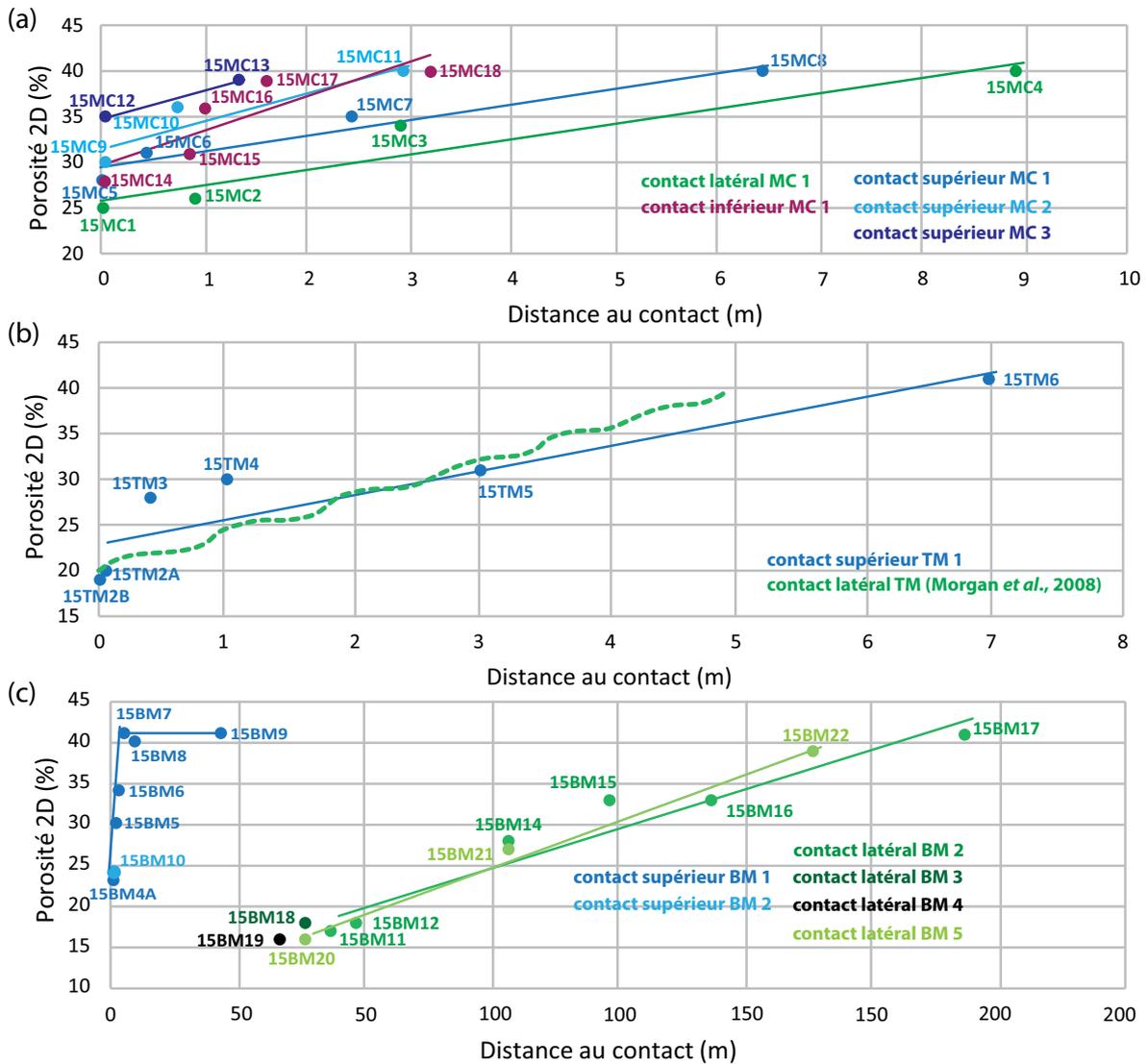


Figure 36 : Porosité 2D en fonction de la distance au contact encaissant / intrusion. (a) Maiden Creek Sill. (b) Trachyte Mesa Laccolith. Le contact latéral TM en pointillés, déduit des données de Morgan et al. (2008), est seulement qualitatif. (c) Black Mesa Bysmalith. Les équations des différentes régressions linéaires, avec P_o la porosité et d la distance au contact encaissant / intrusion, sont les suivantes :

- contact latéral MC 1 : $P_o = 1,7 (\pm 0,1) d + 26 (\pm 1)$, $R^2 = 0,91$;
- contact inférieur MC 1 : $P_o = 3,8 (\pm 0,8) d + 30 (\pm 1)$, $R^2 = 0,75$;
- contact supérieur MC 1 : $P_o = 1,7 (\pm 0,3) d + 29 (\pm 1)$, $R^2 = 0,94$;
- contact supérieur MC 2 : $P_o = 3,1 (\pm 0,5) d + 31 (\pm 1)$, $R^2 = 0,84$;
- contact supérieur MC 3 : $P_o = 3,1 (\pm 0,5) d + 35 (\pm 1)$;
- contact supérieur TM 1 : $P_o = 2,7 (\pm 0,2) d + 23 (\pm 1)$, $R^2 = 0,82$;
- contact latéral TM (Morgan et al., 2008) : $P_o = 4d + 20$;
- contact supérieur BM 1 : $P_o = 8,7 (\pm 0,5) d + 24 (\pm 1)$, $R^2 = 0,97$;
- contact latéral BM 2 : $P_o = 0,2 (\pm 0,05) d + 10 (\pm 0,5)$, $R^2 = 0,93$;
- contact latéral BM 5 : $P_o = 0,2 (\pm 0,01) d + 8 (\pm 0,3)$, $R^2 = 0,99$.

de porosité latérale semble également légèrement plus élevée ($\sim 25\%$) que la réduction de porosité au niveau du contact supérieur ($\sim 20\%$).

Le contact latéral 1 n'est pas représenté car la distance entre le site d'échantillonnage et le contact encaissant / intrusion n'est pas connu. En effet ces 3 échantillons ont été prélevés à l'est du BMB au niveau d'une flexure, comme illustré sur le schéma et la photo de la figure 32a : l'échantillon 15BM3 a été prélevé sur les pentes du bysmalite, le 15BM2 au niveau de la flexure et le 15BM1 à l'endroit où l'encaissant reprend son pendage initial. La porosité observée sur ces échantillons suit le même schéma que les autres contacts latéraux du BMB avec des valeurs de 33, 19 et 16 %, montrant une diminution de la porosité aux abords du bysmalite.

VI.3.1.3 Porosité en fonction de la taille de l'intrusion

La figure 37 représente la porosité des échantillons en fonction de la distance par rapport au contact encaissant / intrusion pour les contacts latéraux (Fig. 37a) et supérieurs (Fig. 37b) pour l'ensemble des intrusions.

La figure 37a montre que les contacts latéraux du MCS et du TML sont similaires. À l'inverse, le contact latéral du BMB est bien plus progressif et l'encaissant est affecté sur une distance bien supérieure ; la réduction de porosité est également plus importante pour le BMB avec une réduction de 25 % contre 15 à 20 % pour le TML et le MCS.

Les erreurs des régressions linéaires présentées dans la figure 37b étant faibles, certaines tendances peuvent être dégagées pour les contacts supérieurs (Fig. 37b). En effet plus l'intrusion est de taille importante, plus la réduction de porosité est rapide et s'effectue sur une distance plus faible. La réduction de porosité est similaire pour le TML et le BMB ($\sim 15\%$) et est plus faible pour le MCS ($\sim 10\%$).

On remarque une différence nette entre les comportements des contacts latéraux et des contacts supérieurs. En effet, la réduction de porosité latérale du BMB est largement différente de celle du MCS et du TML. Cependant, malgré des tendances, la différence de réduction de porosité

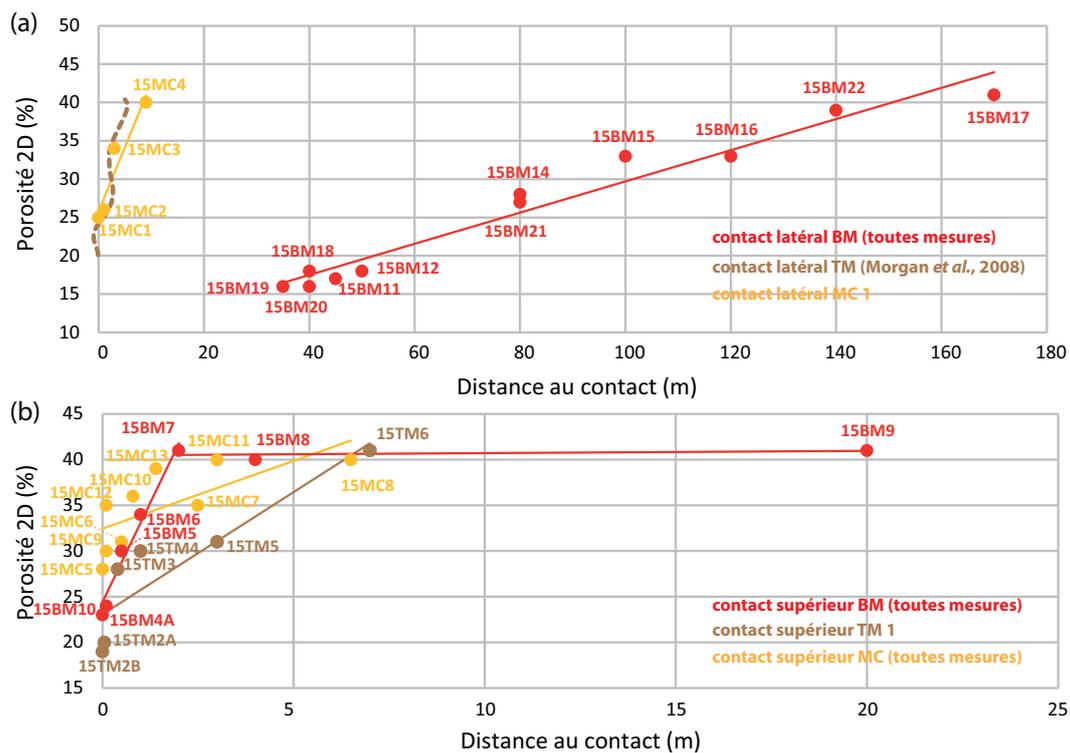


Figure 37 : Porosité 2D pour les contacts supérieurs et latéraux. (a) Contacts latéraux du MCS, du TML et du BMB. (b) Contacts supérieurs du MCS, du TML et du BMB. Les équations des différentes régressions linéaires, avec Po la porosité et d la distance au contact encaissant / intrusion, sont les suivantes :

- contact latéral MC 1 : $Po = 1,7 (\pm 0,1) d + 26 (\pm 1)$, $R^2 = 0,91$;
- contact latéral TM (Morgan et al., 2008) : $Po = 4d + 20$;
- contact latéral BM (toutes les mesures) : $Po = 0,2 (\pm 0,05) d + 9 (\pm 0,5)$, $R^2 = 0,96$;
- contact supérieur MC (toutes les mesures) : $Po = 1,5 (\pm 0,3) d + 32 (\pm 1)$, $R^2 = 0,50$;
- contact supérieur TM 1 : $Po = 2,7 (\pm 0,2) d + 23 (\pm 1)$, $R^2 = 0,82$;
- contact supérieur BM (toutes les mesures) : $Po = 8,7 (\pm 0,5) d + 24 (\pm 1)$, $R^2 = 0,97$.

au niveau des contacts supérieurs est bien moins distincte que pour les contacts latéraux entre les intrusions de différentes tailles.

VI.3.2 Analyse de Fry

VI.3.2.1 Résultats

Les résultats de l'analyse de Fry des échantillons sont présentés dans le tableau 3.

VI.3.2.2 Observations

La forme et l'orientation des ellipsoïdes de déformations sont représentées dans la figure 38. Aucune tendance n'est observée pour l'orientation du grand axe de l'ellipsoïde. La gamme de

Contacts supérieurs			Contacts latéraux			Contact inférieur		
<i>Maiden Creek</i>			<i>Maiden Creek</i>			<i>Maiden Creek</i>		
Nom	Contact	R_s	Nom	Contact	R_s	Nom	Contact	R_s
15MC5	Sup. 1	1,1	15MC1	Lat. 1	1,2	15MC14	Inf. 1	1,1
15MC6	Sup. 1	1,1	15MC2	Lat. 1	1,1	15MC15	Inf. 1	1,1
15MC7	Sup. 1	1,1	15MC3	Lat. 1	1,0	15MC16	Inf. 1	1,1
15MC8	Sup. 1	1,1	15MC4	Lat. 1	1,0	15MC17	Inf. 1	1,1
15MC9	Sup. 2	1,2				15MC18	Inf. 1	1,0
15MC10	Sup. 2	1,1	<i>Black Mesa</i>					
15MC11	Sup. 2	1,1	Nom	Contact	R_s			
15MC12	Sup. 3	1,2	15BM1	Lat. 1	1,1			
15MC13	Sup. 3	1,2	15BM2	Lat. 1	1,3			
<i>Trachyte Mesa</i>			15BM3	Lat. 1	1,1			
Nom	Contact	R_s	15BM11	Lat. 2	1,4			
15TM2B	Sup. 1	1,3	15BM12	Lat. 2	1,3			
15TM2A	Sup. 1	1,3	15BM14	Lat. 2	1,2			
15TM3	Sup. 1	1,1	15BM15	Lat. 2	1,2			
15TM4	Sup. 1	1,1	15BM16	Lat. 2	1,2			
15TM5	Sup. 1	1,1	15BM17	Lat. 2	1,1			
15TM6	Sup. 1	1,1	15BM18	Lat. 3	1,2			
<i>Black Mesa</i>			15BM19	Lat. 4	1,3			
Nom	Contact	R_s	15BM20	Lat. 5	1,3			
15BM4A	Sup. 1	1,4	15BM21	Lat. 5	1,2			
15BM5	Sup. 1	1,2	15BM22	Lat. 5	1,2			
15BM6	Sup. 1	1,3						
15BM7	Sup. 1	1,3						
15BM8	Sup. 1	1,3						
15BM9	Sup. 1	1,2						
15BM10	Sup. 2	1,2						

Tableau 3 : Résultat de l'analyse de Fry. R_s représente le rapport de forme de l'ellipsoïde de déformation. Son erreur est estimée être inférieure à 10 %. Voir section VI.2.3 pour détails.

valeurs du rapport de forme R_s est similaire à celle observée dans l'étude de Morgan *et al.* (2008), ainsi que dans d'autres études portant sur des formations de grès (*e.g.* Amrouch, 2010 ; Burmeister *et al.*, 2009). Les mesures peuvent donc être considérées comme cohérentes et significatives.

Quelque soit le type de contact et la taille de l'intrusion, on observe globalement une augmentation du rapport de forme R_s de l'ellipsoïde de déformation et donc de l'intensité

de la déformation à l'approche du contact encaissant / intrusion (Fig. 38). Pour une même intrusion, l'intensité de la déformation semble être plus importante pour les contacts latéraux que pour les contacts supérieurs et inférieurs. De la même manière, l'intensité de la déformation semble être plus importante quand la taille de l'intrusion est plus importante (*i.e.* l'intensité de la déformation paraît plus grande pour le BMB que pour le MCS).

Le contact latéral 1, dont les échantillons ont été prélevés au niveau d'une flexure (Fig. 32a), présente un rapport de forme plus élevé pour l'échantillon situé au niveau de la flexure que pour les échantillons situés de part et d'autre de celle-ci, ce qui est cohérent avec une déformation plus importante au niveau de la flexure à l'est du BMB.

VI.3.3 Microstructures

En plus de l'analyse de la porosité et de l'analyse de Fry, une analyse des microstructures a été effectuée grâce à l'étude des lames minces au microscope. À l'approche du contact, on observe une augmentation significative du nombre de grains écrasés, des joints de grains irréguliers autour des quartz, ainsi que des extinctions roulantes pour les quartz, ce qui est cohérent avec une déformation plus importante.

VI.4 Discussions et implications

VI.4.1 Porosité, intensité de la déformation et microstructures

Comme pour Morgan *et al.* (2008) on peut observer une corrélation entre la réduction de porosité et l'intensité de la déformation : quand la porosité diminue, l'intensité de la déformation (R_s) augmente. En effet, une augmentation de la déformation au niveau des marges lorsque l'intrusion croît verticalement peut entraîner une chute de la porosité : le grand nombre d'indices de fracturation dans les lames minces à l'approche du contact pourrait impliquer un

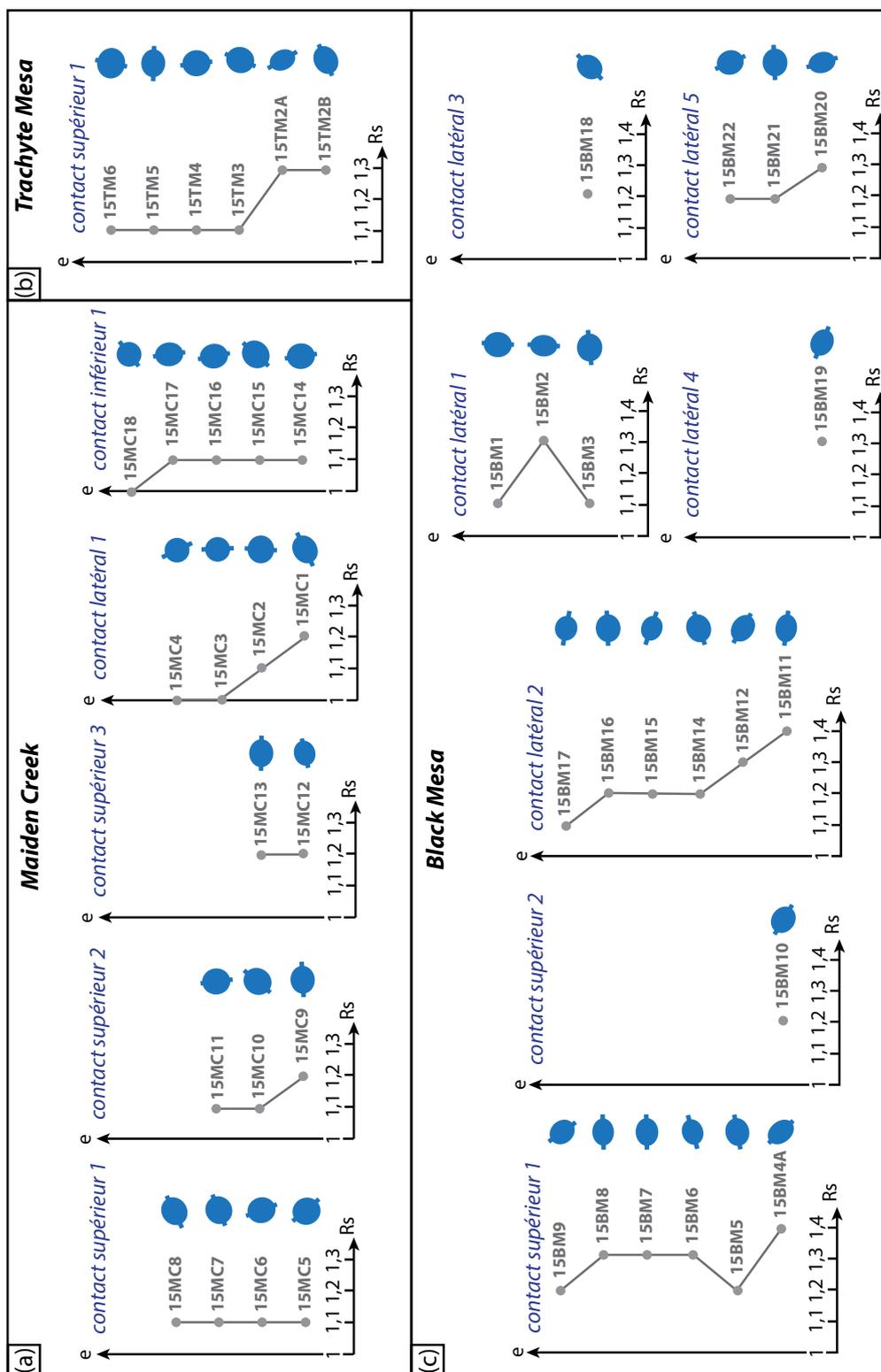


Figure 38 : Rapport de forme R_s et ellipsoïde de déformation en fonction de l'éloignement e . e représente l'éloignement par rapport au contact encaissant intrusion (i.e. plus e est grand, plus l'échantillon est éloigné du contact) ; il est utilisé à la place de la distance d afin de permettre une représentation graphique plus lisible. R_s est le rapport de forme de l'ellipsoïde de déformation associée à l'échantillon. (a) Maiden Creek Sill. (b) Trachyte Mesa Laccolith. (c) Black Mesa Bysmalith.

broyage des cristaux de la roche encaissante (cataclase), créant alors des vides où les grains plus fins se déplaceraient, entraînant une chute de la porosité aux abords des contacts (Morgan *et al.*, 2008).

L'intensité de la déformation, la réduction de porosité et la microfracturation sont plus importantes au niveau des bords de l'intrusion, et quand l'intrusion est plus importante. Il y a donc un broyage mécanique, entraînant une chute de la porosité au niveau des marges lors de la croissance verticale de l'intrusion.

VI.4.2 *Black Mesa Bysmalith*

Les roches encaissantes du BMB sont déformées sur une distance beaucoup plus importante sur les contacts latéraux (~ 150 m, soit $\sim 9\%$ du diamètre du BMB) que sur les contacts supérieurs (~ 2 m, soit $\sim 1\%$ du déplacement vertical de l'encaissant de 200 m), ce qui suggère que les bords accommodent majoritairement la déformation interne par rapport au sommet.

Le BMB est considéré comme un bysmalite, ce qui implique un soulèvement des couches supérieures via un mécanisme de piston, le long d'une faille raide sur le côté de l'intrusion. Pour le BMB, la faille se situe uniquement sur le flan Sud-Est de celui-ci (voir Fig. 27b). L'accumulation latérale de la déformation est observée pour des échantillons prélevés au Nord et au Sud (au Nord : 15BM11-15BM17, 15BM18 et 15BM19 et au Sud : 15BM20-15BM22, voir Fig. 29c). Les contacts situés au Nord sont relativement éloignés de la faille alors que les échantillons situés au Sud en sont proches ; on peut remarquer que ces échantillons possèdent le même comportement pour ce qui est de la réduction de la porosité latérale (voir contact latéral BM, Fig. 37a).

Cette accommodation latérale de la déformation peut s'être faite avant ou pendant l'épisode de création de la faille. La déformation étant bien plus localisée au toit de l'intrusion et bien plus étendue au niveau des bords, il est possible que la faille se soit développée relativement tôt dans l'histoire de la croissance du BMB. En effet, les roches encaissantes situées au toit auraient donc

subi majoritairement une translation, et très peu de déformations seraient observées (ou en tout cas très localisée) ; les contraintes s'accumuleraient alors au niveau des marges de l'intrusion, entraînant des déformations sur de très grandes distances autour du bysmalite.

VI.4.3 Déformation et taille de l'intrusion

Le modèle de Horsman *et al.* (2009) implique la transformation d'un sill en un laccolite, évoluant lui-même en un bysmalite via une croissance verticale de l'intrusion (amalgamation de pulses magmatiques). Les caractéristiques (intensité de la déformation et réduction de porosité) du *Maiden Creek Sill* devrait donc être le point de départ des caractéristiques du *Trachyte Mesa Laccolith*, qui serait le point de départ des caractéristiques observées pour le *Black Mesa Bysmalith*.

Les comportements des contacts latéraux du MCS et du TML sont très similaires. Le contact latéral du BMB est lui, comme dit précédemment affecté sur une distance bien plus importante. Pour le contact latéral l'augmentation du volume d'une intrusion via une croissance verticale par amalgamation de pulses est cohérente avec un encaissant affecté sur une distance de plus en plus grande.

Pour le contact supérieur, malgré des différences bien plus faibles entre les intrusions, il semblerait que plus l'intrusion possède un volume important, plus l'encaissant est affecté sur une distance faible (*i.e.* l'encaissant situé au-dessus du MCS est déformé sur une distance plus importante que l'encaissant situé au-dessus du TML, lui-même déformé sur une distance plus importante que le BMB). Ce résultat est peu intuitif quand on le compare à l'ampleur de la déformation au niveau des contacts latéraux du BMB par rapport à ceux du TML et du MCS. Certaines hypothèses peuvent être faites afin d'expliquer ce comportement. La présence de la faille aux abords du BMB aurait pu entraîner des déformations moins importantes au niveau du toit par rapport à des intrusions plus petites qui ne possèdent pas de faille permettant la concentration des contraintes dans les marges de l'intrusion. Cependant cette hypothèse

requiert une mise en place de la faille très rapide dans l'histoire de la mise en place de l'intrusion, afin que l'encaissant supérieur soit peu déformé. Si la faille du BMB apparaît tôt dans l'histoire de sa construction, le TML (voire le MCS) devrait lui aussi présenter une faille ; mais ce n'est pas le cas, ou pas de cette dimension. En effet, Wilson *et al.* (2016) ont étudié minutieusement les structures de déformation associées au *Trachyte Mesa Laccolith*. Au niveau des terminaisons bulbeuses des feuillets individuels composant le TML, des *dip-slip faults* (« failles d'effondrement ») peuvent être observées. Elles seraient liées au gonflement vertical de ces feuillets, concentrant alors les contraintes aux marges de l'intrusion, ce qui permet le développement de ces failles. En outre, La chute de porosité peut être due au broyage mécanique ayant lieu lors de la mise en place de l'intrusion ; ce broyage pourrait entraîner une destruction mécanique d'une partie de l'encaissant lors de la mise en place de chaque nouveau pulse, ce qui expliquerait la très faible déformation observée au niveau du toit du BMB, et une déformation plus élevée pour des intrusions plus petites. Le TML et le MCS pourraient également s'être mis en place dans un encaissant légèrement plus chaud, et donc plus ductile ; une faille aurait alors moins de chance de se former lors de leur formation, expliquant une déformation plus étendue à leur sommet, mais toujours plus importante au niveau des marges (croissance verticale). Au vue de l'importante proportion de magma autour du centre intrusif du Mont Hillers, un encaissant plus chaud pourrait être dû à la mise en place d'autres intrusions magmatiques, réchauffant alors l'encaissant en le rendant plus ductile juste avant la mise en place du TML et le MSC.

Cependant, l'une des différences majeures entre les trois intrusions, en dehors de leur volume, est le niveau d'injection initial. En effet, le MCS et le TML se sont mis en place en plein milieu de la formation gréseuse Entrada, alors que le BMB s'est mis en place au sommet de la formation Summerville (présentant des parties argileuses) et dans la formation Morrisson (conglomérats). Se mettant en place dans deux formations différentes, et de nature plus hétérogène que la formation Entrada, on peut penser que le BMB aurait été plus susceptible de développer une faille lors de sa croissance verticale.

VI.5 Conclusions

L'intensité de la déformation est plus importante à l'approche du contact encaissant / intrusion, pour les contacts latéraux que pour les contacts supérieurs et inférieurs et quand la taille de l'intrusion est plus importante. De la même manière, on observe une réduction de la porosité à l'approche du contact encaissant / intrusion. Cette réduction de porosité est similaire quelque soit le contact pour le MCS et le TML. Pour le BMB, la réduction de porosité est plus importante pour les contacts latéraux que pour les contacts supérieurs et est surtout beaucoup plus étendue spatialement. La réduction de porosité semble corrélée à l'intensité de la déformation, ainsi qu'à l'augmentation de microstructures liées à une importante déformation. L'augmentation des déformations aux abords de l'intrusion lors de sa mise en place aurait donc entraîné une chute de la porosité.

La déformation observée au niveau du contact latéral est cohérente avec le modèle de *Horsman et al. (2009)* (évolution idéale d'un pluton depuis un sill vers un laccolite puis un bysmalite), avec un encaissant déformé sur une distance bien plus importante lorsque le volume de l'intrusion est plus important. Au niveau du contact supérieur, les données sont bien plus semblables entre les différentes intrusions. On observe cependant une certaine tendance : plus l'intrusion est grande, plus l'encaissant est déformé sur une faible distance. Ce résultat pourrait être expliqué par la présence de la faille située sur le flan Est du BMB, restreignant les contraintes aux marges de l'intrusion par rapport au sommet.

Chapitre VII

Les déformations autour des plutons : expériences multi-injections

Ce chapitre présente des expériences analogiques de laboratoire multi-injections, conçues afin d'observer les déformations engendrées par la mise en place incrémentale d'une intrusion (constituée donc de plusieurs sills). Les problématiques et la méthodologie utilisée sont tout d'abord présentées. Les résultats et leurs implications, ainsi que les défis liés à la méthode sont finalement développés.

VII.1 Problématiques

VII.1.1 Objectifs

L'enjeu du travail exposé dans ce chapitre est d'effectuer des expériences analogiques de laboratoire multi-injections, pouvant aboutir à la création d'un corps plus important (*i.e.* pluton) afin d'observer et de caractériser les déformations éventuelles occasionnées. En effet, on trouve différents types de déformations sur le terrain (déformations élastiques, plastiques et parfois des failles). Les modèles actuels, notamment numériques, ne prennent pas en compte les déformations cassantes, et rarement les déformations plastiques (observées sur le terrain). De plus, aucune expérience multi-injections d'intrusion magmatique n'est disponible dans la littérature (Galland *et al.*, 2015). L'objectif de ce chapitre réside donc en plusieurs questions, à

la fois d'ordre général et d'ordre méthodologique :

- 1) Est-il possible de créer expérimentalement un pluton formé de plusieurs sills ? La taille du premier sill constraint-elle vraiment la taille du corps final ? Peut-on vérifier cette hypothèse, suggérée par certaines études de terrain (*e.g.* Horsman *et al.*, 2009), en laboratoire ?
- 2) Quelles déformations sont expérimentalement observées dans la gélatine lors de l'amalgamation de sills ? Sont-elles quantifiables ? Quelles sont les limites de ce matériel dans le cadre d'expériences multi-injections ?

VII.1.2 Expériences préliminaires

Lors d'expériences préliminaires, des sills composites ont été formés dans un solide de gélatine à deux couches (couche supérieure plus rigide que la couche inférieure, Fig. 39). Plusieurs injections d'huile végétale colorée en différentes couleurs ont été réalisées dans la cuve. À chaque injection, l'injecteur a été placé au niveau du dyke-source précédemment créé. Les sills se sont alors mis en place par sous-accrétion.

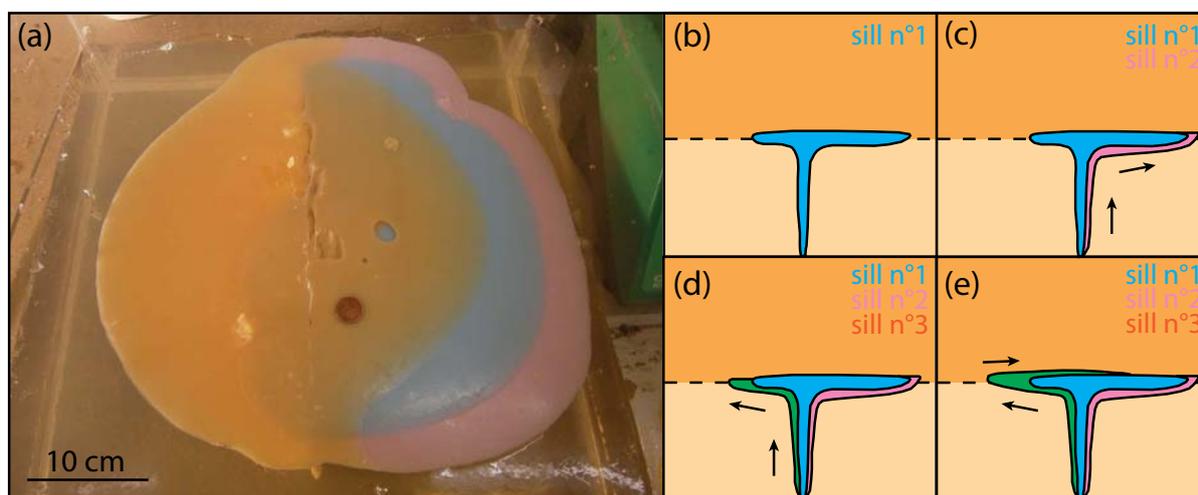


Figure 39 : Expérience multi-injections préliminaire. (a) Photo, vue de dessus. (b), (c), (d) et (e) sont vue de profil. (b) Mise en place du sill n° 1 (bleu). (c) Le sill n° 2 (rose) se met en place par sous-accrétion le long du sill n° 1. (d) le sill n° 3 (vert) se met en place par sous-accrétion le long du sill n° 1. (e) Le sill n° 3 continue sa propagation en se mettant en place par sur-accrétion le long du sill n° 1.

Quand l'épaisseur du sill intrudé devient plus importante que l'épaisseur du ou des sills précédents, il peut le recouvrir par sur-accrétion (mais pas de manière systématique). Ces expériences qualitatives montrent un certain contrôle de la taille du corps composite en fonction de la taille du sill injecté. L'un des objectifs de cette étude est donc d'effectuer des expériences plus calibrées pour tester cette hypothèse.

VII.2 Méthodologie

VII.2.1 Dispositif expérimental

Ces expériences impliquent l'injection d'huile végétale chaude dans un solide de gélatine stratifié (Fig. 40) composé de 10 couches de 3 cm d'épaisseur possédant toutes la même rigidité (2 %pds).

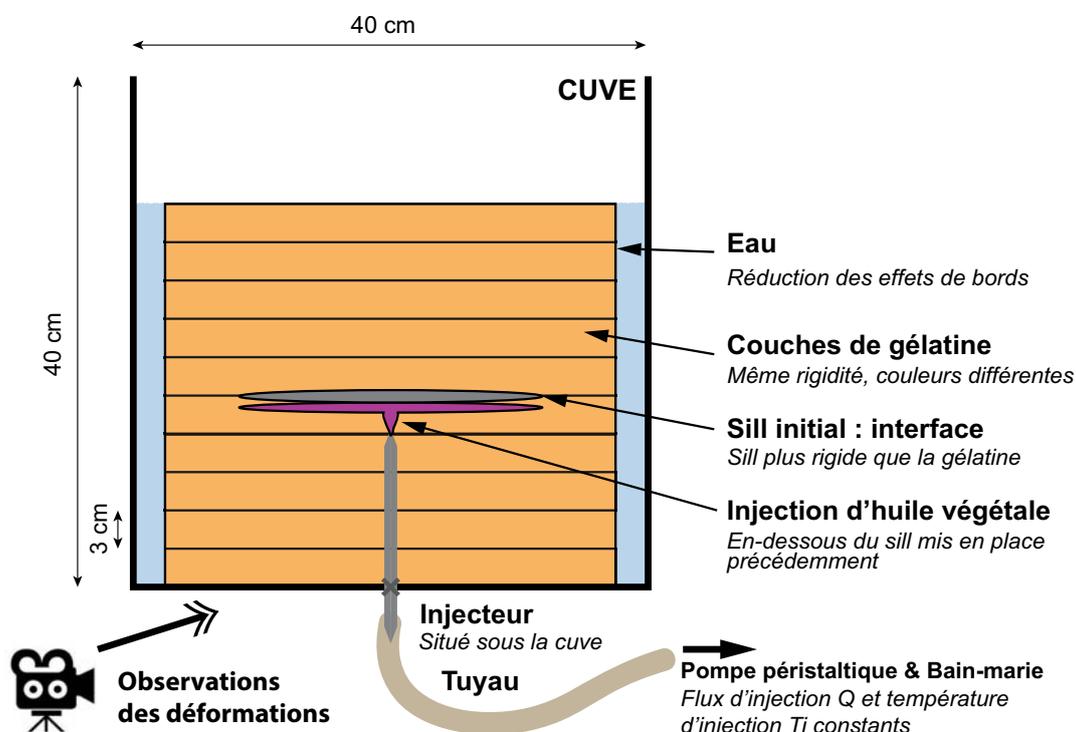


Figure 40 : Dispositif expérimental n° 3. La gélatine est composée de 10 couches de gélatine de 3 cm de même rigidité. Un sill initial est inséré entre la 5^{ème} et la 6^{ème} couche, afin de recréer un site favorable de formation des sills. L'huile végétale chaude est injectée à flux et température constants directement sous le sill précédent.

La présence de ces couches est nécessaire afin de suivre le déplacement du solide de gélatine. Elles servent de « marqueurs » afin d'étudier la déformation. Un sill initial est inséré au niveau de l'interface entre la 5^{ème} et la 6^{ème} couche (à 15 cm de la base de la cuve) lors de la réalisation du solide de gélatine (aucune contrainte induite, l'état reste « gélistatique » malgré la présence du sill initial). Cela permet de recréer un contexte mécanique favorable à la formation d'un sill par sous-accrétion : le sill est plus rigide que la couche de gélatine située en dessous. On injecte ensuite de l'huile végétale chaude directement en dessous du sill précédent. Une fois solidifié, on répète de nouveau l'opération jusqu'à la fin de l'expérience. On espère créer alors une nouvelle intrusion plus massive, constituée de sills individuels. La température, le flux et le volume d'injection sont constants pour toutes les injections.

Afin d'observer des déformations plus réalistes, les effets de bords dus à l'injection d'un grand volume dans la cuve doivent être minimisés. Ceci est obtenu en mettant de l'eau sur les côtés de la gélatine, qui peut alors bouger plus librement à l'intérieur de la cuve (Fig. 41).

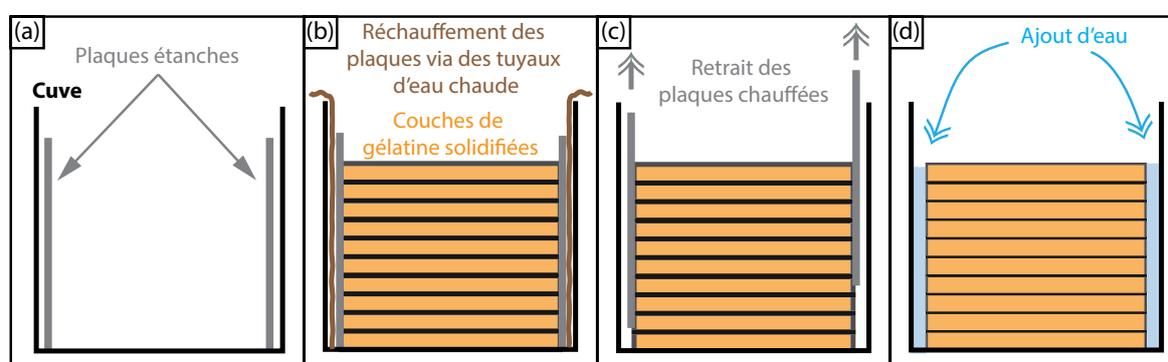


Figure 41 : Minimisation des effets de bords. (a) Insertion de plaque étanche dans la cuve. (b) Réalisation des couches de gélatine et réchauffement des parois grâce à des tuyaux d'eau chaude. (c) Retrait des parois chauffées. (d) Ajout d'eau à la place des parois retirées.

Afin de mettre cette eau, des plaques en plexiglas sont installées à 3 cm du bord avant la réalisation de la gélatine (Fig. 41a). Les plaques sont étanches, ce qui permet de réaliser les différentes couches de gélatine à l'intérieur de cette nouvelle cuve. Une fois le solide de gélatine stratifié solidifié, on fait passer un tuyau le long de ces plaques, dans lequel on fait passer de l'eau chaude (Fig. 41b). Cette circulation d'eau chaude engendre une légère fonte de

la gélatine ce qui permet alors de retirer les plaques facilement sans l'abimer (Fig. 41c). Les plaques de plexiglas sont remplacées par de l'eau (Fig. 41d).

La gélatine est réalisée de la même manière que dans les expériences précédentes. Une couche sur deux est colorée afin de mieux observer les déformations (Fig. 42). Le temps d'attente entre la réalisation de deux couches est de 2 à 3 h ; 72 h sont ensuite attendues avant d'effectuer l'expérience.

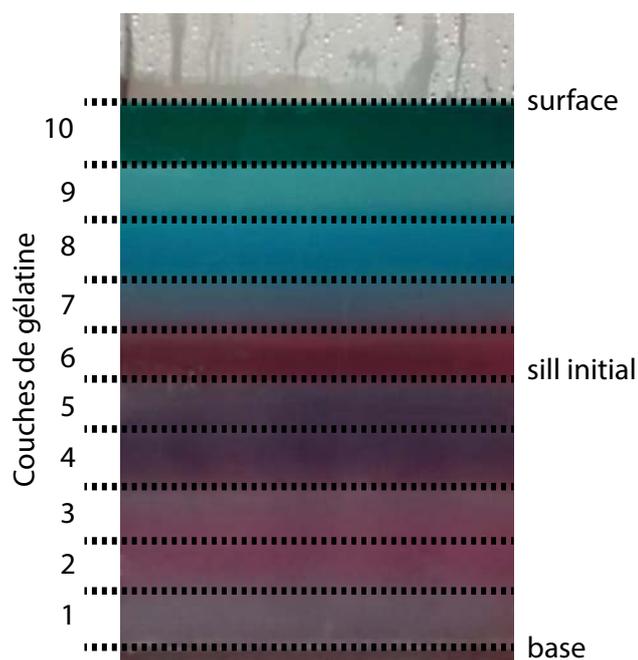


Figure 42 : Couches de gélatine colorées, afin de pouvoir quantifier les déformations au cours des expériences. Les couches sont colorées grâce à des colorants alimentaires classiques.

L'évolution du déplacement des couches en fonction du volume injecté est observée à l'aide d'une caméra située sur le côté de la cuve. Ce dispositif permet de travailler en deux dimensions. En se plaçant à la place de la caméra, on observe un plan présentant différentes couches : la base est fixe, la surface est libre, et les effets de bords sont limités par la présence d'eau sur les côtés de la gélatine.

Une fois le solide de gélatine prêt, l'huile végétale est injectée en dessous du sill initial. Elle est injectée à flux constant ($1,9 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$) avec une pompe péristaltique et à température

constante (45 °C) à l'aide d'un bain-marie. À titre de comparaison, les température et flux adimensionnés correspondants aux conditions d'injection de ces expériences sont $\theta \sim 0,70$ et $\phi \sim 5,9$ (domaine de création des sills, voir Chanceaux et Menand, 2014). La mesure et le contrôle de la température sont identiques au chapitre III (voir section III.2.6). Une fois la deuxième intrusion solidifiée (~ 10 à 20 min), on injecte de nouveau de l'huile végétale par le dessous de la cuve. Cette opération est répétée à chaque fois que l'intrusion précédente est solidifiée. Le même volume d'huile végétale (100 cm^3), également similaire à celui du sill initial, est utilisé pour chaque nouvelle injection.

VII.2.2 Module d'Young

La mesure du module d'Young d'une couche de 3 cm de gélatine, ayant reposée le même temps et dans les mêmes conditions a été réalisée. Pour cela, un poids possédant un diamètre plus petit (14 mm) a été utilisé pour éviter les effets de bords et de côtés (voir section III.2.4). Le module d'Young d'une couche de gélatine de 3 cm à 2 %pds. est donc de $E_{3cm} = 3366 \pm 146 \text{ Pa}$.

VII.3 Résultats

Deux expériences ont été réalisées, l'une impliquant la présence d'un sill initial de $D = 15 \text{ cm}$ de diamètre ($\sim 12 \%$ de la surface d'une couche de gélatine), et l'autre un sill initial de $D = 10 \text{ cm}$ de diamètre ($\sim 5 \%$ de la surface). Neuf injections successives d'huile végétale ont été faites pour chaque expérience. Les paramètres utilisés sont indiqués dans le tableau 4.

Exp.	D (cm)	T_i (°C)	T_g (°C)	Q ($\text{m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$)	E_{3cm} (Pa)	Nb. d'injections
1	15	43,24	5,17	1,90E-06	3366	9
2	10	42,76	5,36			

Tableau 4 : Paramètres utilisés pour les expériences multi-injections. D est le diamètre du sill initial ; T_i est la température d'injection ; T_g est la température de la gélatine ; Q est le flux d'injection ; E_{3cm} est le module d'Young d'une couche de gélatine de 3 cm à 2 %pds ; Nb. d'injections est le nombre d'injections effectuées au cours de l'expérience.

Les observations concernant la morphologie et le type d'intrusions obtenus sont d'abord présentées, avant d'aborder quelles déformations ont été mesurées au cours de ces deux expériences.

VII.3.1 Observations

VII.3.1.1 Expérience n° 1

Dans un premier temps, un corps principal est créé par sous-accrétion sous le sill initial (Fig. 43a et b, sill initial en bleu et corps principal en vert). Il est composé d'au moins quatre sills possédant une épaisseur totale de 2,7 cm (Fig. 43c).

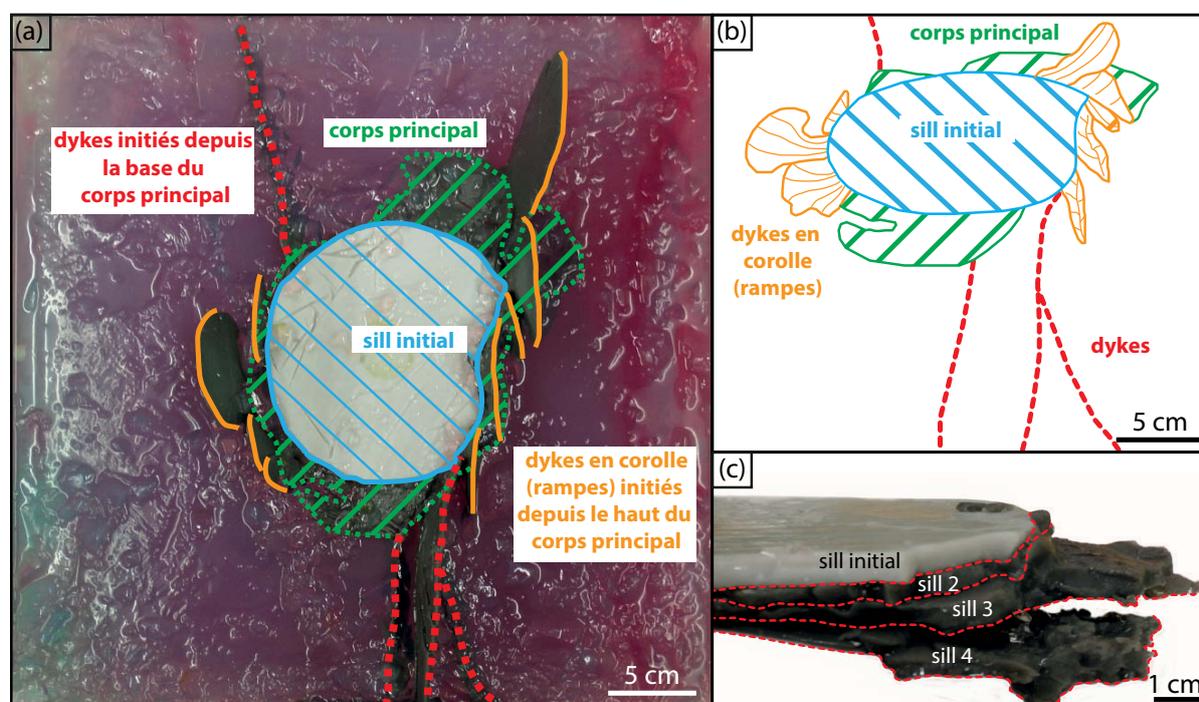


Figure 43 : Morphologie de l'expérience multi-injections n° 1, réalisée avec un sill initial d'un diamètre de 15 cm. (a) Morphologie générale (voir texte pour détails), vue du dessus. (b) Dykes en corolle, initiés depuis le haut du corps principal, vue de trois-quart. (c) Corps principal, constitué de quatre sills, vue de côté.

Les trois sills possèdent une morphologie similaire qui suit celle du sill initial. Le corps principal possède une extension latérale environ 50 % plus grande que celle du sill initial (diamètre du sill initial = 15 cm ; extension latérale du corps principal = 23 cm). On observe

également plusieurs dykes partants du corps principal (Fig. 43a et b, formes rouges), qui sont sub-parallèles les uns par rapport aux autres (non radiaux). Plusieurs dykes sont également créés autour du corps principal et sont disposés en corolle autour de celui-ci, formant une rampe (Fig. 43a et b, formes orange). Ils sont reliés au corps principal uniquement par un point d'alimentation ; les dykes, eux, sont plus solidement attachés au corps principal.

VII.3.1.2 Expérience n° 2

Un corps principal est également créé par amalgamation d'au moins trois sills, possédant une épaisseur totale de 2,8 cm (Fig. 44a). Cependant, contrairement à la première expérience multi-injections, un sill a été mis en place par sous-accrétion et un autre a été mis en place par sur-accrétion.

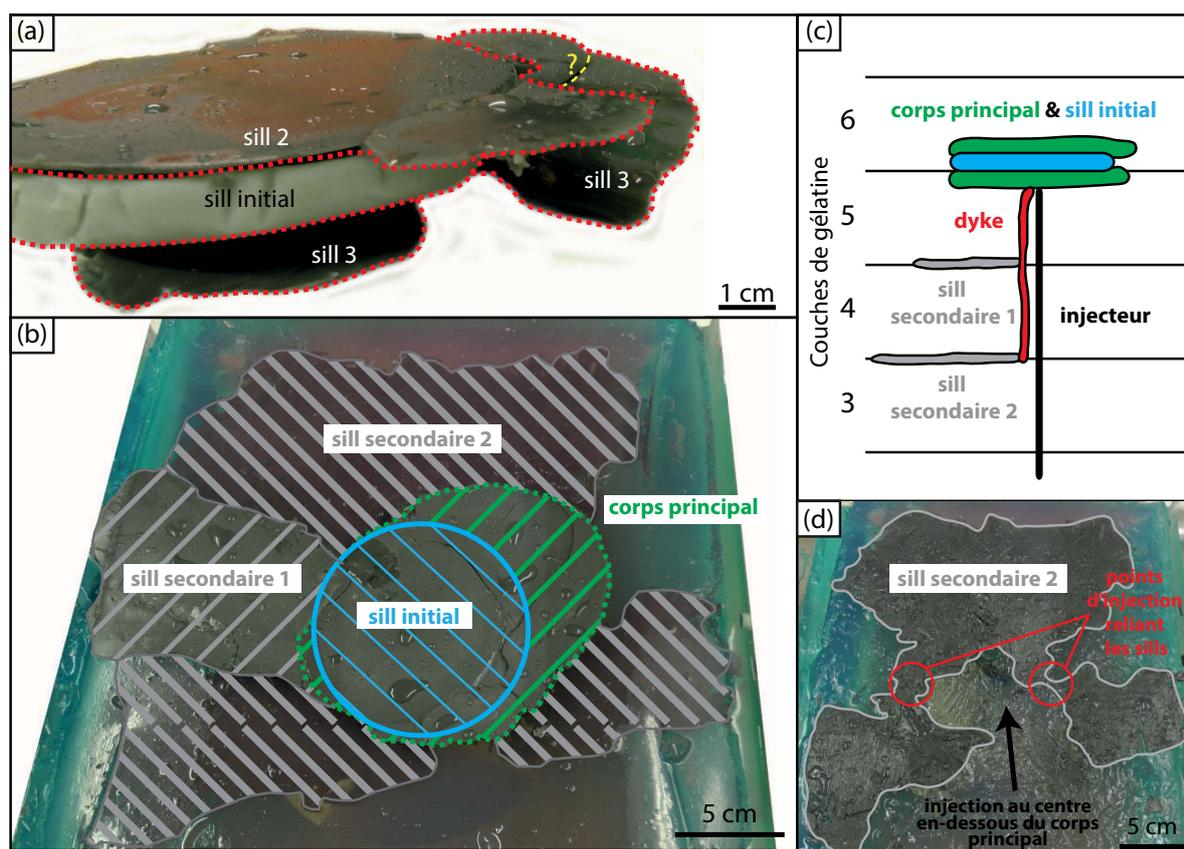


Figure 44 : Morphologie de l'expérience multi-injections n° 2, réalisée avec un sill initial d'un diamètre de 10 cm. (a) Corps principal, constitué de 3 sills, vue de côté. (b) Morphologie générale (voir texte pour détails), vue du dessus. (c) Schéma de l'organisation des différentes intrusions dans la cuve, vue en coupe (non à l'échelle). (d) Sill secondaire n° 2, composé d'au moins 4 sills reliés les uns aux autres, vue de dessus.

Les deux sills possèdent une morphologie similaire suivant celle du sill initial (Fig. 44b, sill initial en bleu et corps principal en vert). Le corps principal possède une extension latérale environ 40 % plus grande que celle du sill initial (diamètre du sill initial = 10 cm ; extension latérale du corps principal = 14 cm).

Contrairement à l'expérience n° 1, des sills secondaires extrêmement fins (~ 1 mm) ont également été créés en dessous du corps principal mais pas à son contact (Fig. 44b, formes grises) : l'un est situé à une interface en dessous du corps principal, et l'autre à l'interface encore en dessous (Fig. 44c). Le second sill secondaire est constitué de plusieurs sills (au moins quatre) accolés latéralement les uns aux autres : les sills situés les plus loin du point d'injection initial se sont développés grâce aux liens entre les différents sills, servant de points d'injection secondaires (Fig. 44d). Ces zones sont légèrement plus épaisses. Malgré la création de ces sills sous le corps principal, l'injection a toujours été faite juste en dessous de celui-ci (flèche noire, Fig. 44d).

VII.3.2 Déformations

L'enregistrement permet d'avoir accès aux emplacements finaux et initiaux des interfaces, qui peuvent être représentés graphiquement (Fig. 45).

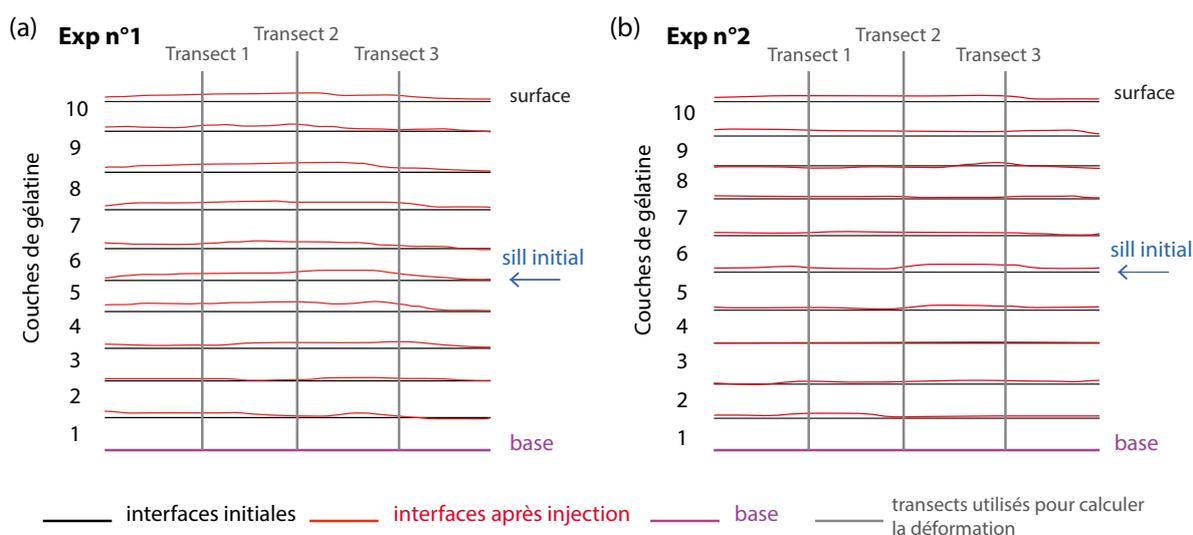


Figure 45 : Emplacements initiaux et finaux des interfaces. Les emplacements initiaux sont représentés en noir et les emplacements finaux en rouge. (a) Expérience n° 1. (b) Expérience n° 2.

Pour les deux expériences, on observe un bombement (déplacement) des interfaces vers la surface libre de la cuve après les injections. Les interfaces les plus affectées par le déplacement sont l'interface entre la 5^{ème} et la 6^{ème} couche, ainsi que l'interface supérieure.

A partir de ces données, en supposant que la gélatine se déforme de manière élastique, il est possible de calculer l'allongement relatif (déformation linéaire) ε_i de chaque couche de gélatine située dans la cuve, avant et après les injections :

$$\varepsilon_i = \frac{l_f - l_0}{l_0} \quad (\text{VII.1})$$

Avec l_0 l'épaisseur initiale de la couche de gélatine et l_f l'épaisseur finale de la couche ; ε_i est sans dimension. Un allongement relatif positif indique un épaissement alors qu'un allongement relatif négatif indique un amincissement. Cela signifie donc que lorsque ε_i est positif, la couche s'est épaissie verticalement, et que lorsque ε_i est négatif, la couche s'est amincie verticalement. Si les déformations ε_i sont petites ($\ll 1$), la loi de Hooke peut être utilisée pour calculer qualitativement la contrainte σ_i appliquée par les injections sous-jacentes pour chaque couche de gélatine :

$$\sigma_i = E \times \varepsilon_i \quad (\text{VII.2})$$

avec σ_i et E en Pa. Un σ_i positif indique une extension verticale alors qu'un σ_i négatif indique une compression verticale. Ces valeurs sont reportées dans le tableau 5.

L'allongement relatif ε_i et la contrainte σ_i sont représentés spatialement en fonction des transects et des couches de gélatine (Fig. 46). La contrainte est proportionnellement liée à l'allongement relatif, et est donc très similaire. On remarque tout d'abord qu'une couche compressée (amincissement) d'un côté peut également être dilatée (épaississement) de l'autre,

Exp n° 1 Couches	<i>Transect 1</i>		<i>Transect 2</i>		<i>Transect 3</i>	
	ε_i	σ_i	ε_i	σ_i	ε_i	σ_i
10	-0,02	-82	-0,01	-21	0,05	174
9	-0,05	-163	-0,06	-186	-0,09	-287
8	0,00	3	-0,39	-1304	-0,02	-62
7	0,11	361	0,03	106	0,07	234
6	-0,10	-329	-0,05	-182	-0,11	-361
5	-0,02	-73	-0,03	-98	0,02	56
4	0,13	428	0,11	365	0,05	156
3	0,05	176	0,15	490	0,15	510
2	-0,07	-250	-0,01	-50	0,04	131
1	0,13	453	0,06	188	0,06	198

Exp n° 2 Couches	<i>Transect 1</i>		<i>Transect 2</i>		<i>Transect 3</i>	
	ε_i	σ_i	ε_i	σ_i	ε_i	σ_i
10	0,01	26	0,04	120	-0,03	-110
9	0,26	877	0,20	675	0,08	278
8	-0,13	-434	-0,09	-297	0,04	147
7	-0,02	-67	-0,08	-283	-0,02	-75
6	-0,05	-182	0,00	4	-0,09	-289
5	-0,04	-146	0,11	357	0,09	299
4	0,07	222	0,02	78	0,04	135
3	-0,06	-192	-0,01	-36	-0,01	-41
2	-0,05	-162	0,01	29	0,00	10
1	0,16	522	0,05	177	0,08	279

Tableau 5 : Allongements relatifs ε_i et contraintes σ_i . ε_i et σ_i sont calculés pour 3 transects différents (à gauche, au milieu et à droite, voir Fig. 45) d'après les équations VII.1 et VII.2

signifiant une hétérogénéité dans la répartition des déformations dans la cuve de gélatine. De plus, pour chaque expérience, les points présentant un raccourcissement (*i.e.* une compression des couches de gélatine, $\varepsilon_i < 0$, points rouges, Fig. 46) sont majoritairement situés dans la partie supérieure de la cuve (au-dessus de la 5^{ème} couche). La répartition des déformations n'est cependant pas exactement la même pour les deux expériences. Pour la première expérience (Fig. 46), une dilatation est observée pour la 7^{ème}, la 4^{ème}, la 3^{ème} et la 1^{ère} couche alors qu'une compression est observée pour les couches 10, 9, 6, 5 et 2. Pour la deuxième expérience (Fig. 46), la dilatation est observée pour les couches 10, 9, 5, 4, 2 et 1 alors que la compression est observée pour la 8^{ème}, 7^{ème}, 6^{ème} et 3^{ème}. Concernant l'intensité de la contrainte, pour l'expérience n° 1, elle semble être légèrement plus importante pour les couches ayant subi une

dilatation. Pour l'expérience n° 2, aucune corrélation ne peut être faite entre l'intensité de la contrainte et le type d'allongement relatif considéré.

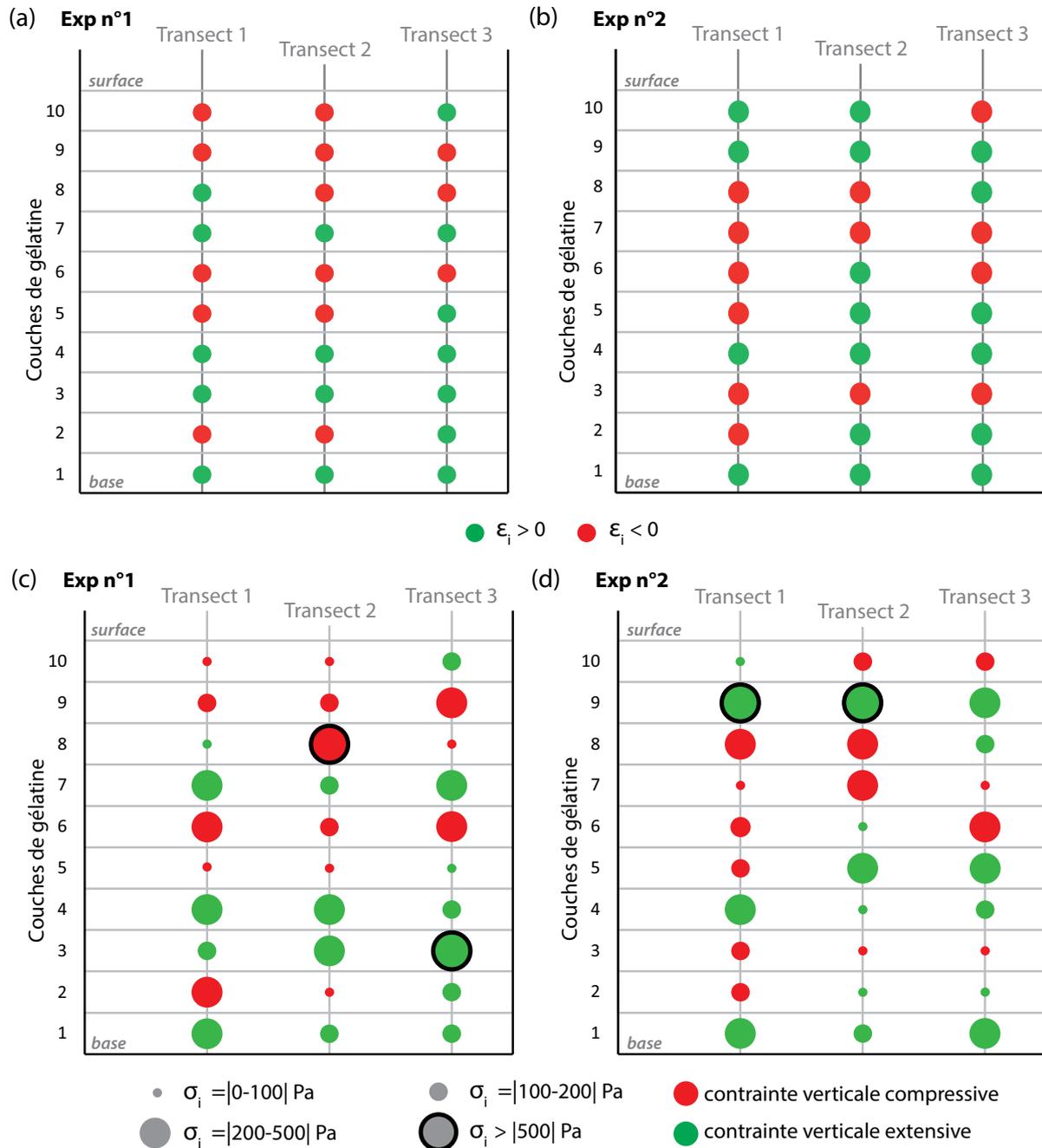


Figure 46 : Allongement relatif et intensité de la contrainte en fonction des couches. Ils sont représentés spatialement en fonction des transects et des couches de gélatine. L'allongement relatif ϵ_i est représenté en vert lorsqu'il est positif (épaississement) et en rouge lorsqu'il est négatif (amincissement). De la même manière, la contrainte σ_i est représentée en vert si elle est extensive (positive) et en rouge si elle est compressive (négative). Plus le rond est grand, plus la valeur absolue de la contrainte est importante. (a) Expérience n° 1. (b) Expérience n° 2. (c) Expérience n° 1. (d) Expérience n° 2.

VII.4 Discussion

VII.4.1 Mise à l'échelle

Un rapide mise à l'échelle peut être effectuée afin de mieux comprendre l'ordre de grandeur des intrusions obtenues. Des dykes étant injectés, la méthode de Kavanagh *et al.* (2013) peut être utilisée pour obtenir une loi d'échelle entre le laboratoire et la nature :

$$L^* = \frac{L_l}{L_n} = \left(\frac{Kc^*}{\Delta\rho^*} \right)^{2/3} \quad (\text{VII.3})$$

Avec L la longueur de l'intrusion ; Kc la résistance à la fracture de l'interface ; $\Delta\rho$ la différence de densité entre l'encaissant et le fluide injecté ; « l » la valeur en laboratoire ; « n » la valeur dans la nature ; et « $*$ » le ratio entre la valeur en laboratoire et la valeur dans la nature. Pour les valeurs naturelles $Kc_n \sim 10^{-7} \text{ Pa.m}^{1/2}$ et $\Delta\rho_n \sim 100$ (Kavanagh *et al.*, 2013 ; Chanceaux et Menand, 2014). Pour les valeurs en laboratoire $Kc_l \sim \sqrt{2E_{3cm}} \sim 80 \text{ Pa.m}^{1/2}$ et $\Delta\rho_l = 108$ (Galland *et al.*, 2006 ; Kavanagh *et al.*, 2013 ; Chanceaux et Menand, 2014). On obtient donc $L^* \sim 4 \times 10^{-4}$. Pour l'expérience n° 1, la taille de l'intrusion est de $L_l = 15 \text{ cm}$ soit une intrusion de $L_n = L_l/L^* \sim 400 \text{ m}$ de longueur (et d'une épaisseur de $\sim 65 \text{ m}$ en considérant l'épaisseur totale de l'intrusion expérimentale de 2,7 cm). Pour l'expérience n° 2, cela représenterait une intrusion de $\sim 575 \text{ m}$ et d'une épaisseur de $\sim 70 \text{ m}$. Cela équivaut à des rapports longueur/épaisseur de ~ 6 et ~ 8 , ce qui est cohérent avec des rapports d'aspect de plutons naturels.

VII.4.2 Mise en place des intrusions

VII.4.2.1 Organisation et morphologies

Pour l'expérience n° 1, les dykes en corolle (rampes) attachés autour du corps principal sont fortement similaires à des *saucer shaped sills* (sills en forme de coupole). Les dykes parallèles

s'initiant depuis le corps principal sont probablement liés à l'évolution de l'état des contraintes dans la gélatine lors des injections. La contrainte compressive maximale est verticale (injection par sous-accrétion), alors que la contrainte compressive minimale est celle reliant les deux bords non contraints (présence d'eau, gauche et droite sur la Fig. 43a). Une intrusion a tendance à se propager perpendiculairement à la contrainte compressive minimale (voir section II.1.2), et des dykes se forment donc en suivant la direction des deux bords contraints par les parois de la cuve (haut et bas sur la Fig. 43a).

Pour l'expérience n° 2, on observe la formation d'un sill secondaire possédant une surface très importante (sill secondaire n° 2). Ce sill est formé d'au moins quatre sills qui se sont développés via des points d'injection les reliant les uns aux autres. Cela fait penser à la problématique des très grands sills (*large sills*), dont la formation est encore mal comprise : on ne sait pas si ils se forment comme un corps continu, ou par amalgamation de plusieurs sills plus petits. Cette expérience suggère que la croissance des grands sills pourrait être similaire à celle des plutons, se formant par amalgamation de sills ; les sills individuels auraient donc un contrôle dominant sur leur morphologie et leur formation. Cependant, une différence majeure existe : les plutons croissent par amalgamation verticale alors que les sills composites observés dans les expériences croissent par amalgamation latérale, d'une manière similaire aux coulées de lave.

Ces observations renvoient à la propagation par paliers observée pour les sills affectés fortement par la solidification (Chanceaux et Menand, 2016). Une distinction claire doit être faite entre les paliers observés dûs aux effets de la solidification, ayant lieu pour une seule injection, et les paliers observés ici, liés à plusieurs injections différentes et formant des sills composites.

Également, une similarité qualitative peut être observée entre les intrusions expérimentales et les intrusions observées dans les Henry Mountains. Les expériences montrent un corps intrusif principal épais ainsi que des intrusions satellites plus fines et pas nécessairement au même niveau stratigraphique. Cela est semblable, au premier ordre, aux corps intrusifs des Henry Mountains comme le Mont Hillers et leurs intrusions satellites à l'échelle de quelques kilomètres.

VII.4.2.2 Restriction de la surface

Pour les deux expériences, on peut observer au moins quatre sills (exp. n° 1) et au moins trois sills (exp. n° 2) empilés, ayant des morphologies similaires, et s'étant mis en place par sur-accrétion ou sous-accrétion. Il est donc possible de créer expérimentalement un pluton formé de plusieurs sills. En plus de morphologies similaires, une réduction de 33 % de la taille du sill initial (15 cm pour l'expérience n° 1 contre 10 cm pour l'expérience n° 2) induit une réduction de 39 % de l'extension latérale maximale du corps principal (23 cm pour l'expérience n° 1 contre 14 cm pour l'expérience n° 2). Dans le cas d'expériences multi-injections dans de la gélatine stratifiée, il y a donc bien une contrainte de la taille de l'intrusion construite incrémentalement par le premier sill mis en place.

VII.4.2.3 Déformations observées

Pour les deux expériences, une dilatation de la 1^{ère} couche (et 2^{ème} couche pour l'expérience n° 2) est observée, ce qui est logique car c'est à partir de cet emplacement que l'injecteur est inséré dans la cuve avant chacune des neuf injections. Pour l'expérience n° 1, on observe une dilatation de la 3^{ème} et de la 4^{ème} couche. Ces couches correspondent à l'endroit où se trouvent les dykes partant du corps principal ; en se mettant en place, ils ont donc augmenté l'épaisseur de ces couches en les dilatant. La 7^{ème} couche correspond elle à l'emplacement des dykes en corolles ou *saucer shaped sills* qui en se mettant en place, sont également à même de dilater la couche de gélatine. Les couches 10, 9, 6, 5 et 2 se situent au-dessus et en dessous des intrusions précédemment citées, ce qui implique une compaction. On remarque que le corps principal, au niveau de l'interface entre la 6^{ème} et la 5^{ème} couche, se situe dans une zone de compaction, malgré son épaisseur. Cela est probablement dû au fait que le plan de déformation observé n'est pas directement au contact encaissant / intrusion : les déformations autour du corps principal ne peuvent donc pas être observées, et les déformations observées sont principalement influencées par les dykes, s'étendant jusqu'aux côtés de la cuve. Cela est probablement aussi dû aux effets de bords (voir section VII.4.3).

Pour l'expérience n° 2, les déformations reflètent celles engendrées par les intrusions, alors que les déformations de l'expérience n° 1 incluent également celles liées aux dykes (hors effets de bords, voir section VII.4.3). En effet, une dilatation est observée au centre de la cuve au niveau de l'interface où s'est développé le corps principal (entre la 5^{ème} et 6^{ème} couche). On trouve une compaction au-dessus de cette zone, ce qui est cohérent avec une poussée de l'intrusion. En dessous des intrusions créées se trouve une zone de compaction qui traduit également la poussée du corps principal. Cela explique peut-être la création de sills secondaires, car il y a restriction de l'ouverture de l'interface à cause de la croissance du corps principal, ce qui ne permet pas de continuer à amalgamer des sills.

VII.4.3 Défis expérimentaux

Comme vu précédemment, les comportements des deux expériences sont radicalement différents. Pour la première expérience on observe un corps principal, des dykes et des dykes en corolle (*saucer shaped sills*) alors que la deuxième expérience présente un corps principal, et des sills secondaires (*large sills*). De plus, les corps principaux des deux expériences sont constitués de seulement 4 et 3 sills (au minimum) alors que neuf injections ont été effectuées. Il est donc difficile de comprendre physiquement pourquoi ces expériences, effectuées dans des conditions identiques (même température et flux d'injection, mêmes propriétés des couches de gélatine, même volume injecté pour chaque pulse et même nombre d'injections), sont si différentes. Cela est probablement dû aux interactions entre les effets de bords lors de la mise en place de chaque intrusion et la présence importante d'interfaces dans la gélatine : la répartition des contraintes est donc très complexe et influence la manière dont les intrusions se mettent en place les unes après les autres. En effet, il existe une adhérence potentielle (partielle ou totale) de la gélatine sur les parois et à la base de la cuve à travers lesquelles les déformations sont observées et mesurées.

Plusieurs problèmes expérimentaux ont été mis en évidence lors de ces expériences multi-injections dans de la gélatine stratifiée. Tout d'abord, il est nécessaire d'ajouter du colorant

pour une couche de gélatine sur deux afin d'avoir des marqueurs permettant de mesurer la déformation. Cependant, l'ajout de colorant induit une gélatine moins transparente, ce qui rend l'expérience plus compliquée à suivre et à contrôler. Les relations d'injection entre les différentes intrusions sont donc difficiles à déterminer car non visibles. En effet, une fois l'intrusion expérimentale solidifiée sortie de la cuve, il est difficile de comprendre les relations spatiales existantes, car les feuillets mis en place sont extrêmement fins. De plus, les déformations sont très faibles et difficiles à observer avec ce dispositif expérimental : elles sont observées sur un seul plan et relativement loin des intrusions. Les déformations ayant lieu directement à l'aplomb du corps principal ne sont ici pas quantifiables. Il est également très délicat de réaliser un grand nombre de couches de gélatine, et que ces couches soient toutes considérées comme soudées (versement du mélange eau-gélatine sur la couche précédemment solidifiée à une température supérieure à 28 °C, Kavanagh *et al.*, 2013 ; Chanceaux et Menand, 2016).

Si la gélatine devait être utilisée pour effectuer des expériences multi-injections, un autre dispositif expérimental serait nécessaire. Les effets de bords doivent être limités sur tous les côtés, y compris à la base ; ceci pourrait être réalisé via un système de coupe du solide de gélatine avec des lames, permettant de désolidariser efficacement la gélatine et la cuve afin d'avoir des effets de bords très faibles. Également, d'autres marqueurs de la déformation que des couches de gélatine colorées sont nécessaires pour limiter le nombre d'interfaces présentes dans la cuve car elles entraînent un suivi visuel quantitatif impossible ; les interactions entre les différentes interfaces et la déformation sont également très difficiles à interpréter. De plus, l'un des problèmes majeurs de la gélatine dans le cadre d'expérience multi-injections est son comportement mécanique élastique. En effet, même si la plupart des allongements relatifs mesurés sont $\ll 1$ ($< 0,1$), certaines valeurs dépassent cette limite : la déformation n'est donc plus vraiment infinitésimale et dépasse le cadre de la simple déformation élastique, rendant la gélatine moins adaptée à ce genre d'expériences. En outre, de la même manière que pour les études réalisées auparavant, les déformations observées lors d'expériences dans de la gélatine ne sont pas similaires à celles observées sur le terrain (*e.g.* création de faille).

VII.5 Conclusions

Des expériences multi-injections dans de la gélatine stratifiée ont été réalisées afin de mieux comprendre la formation des plutons construits par amalgamation de sills, et les déformations liées à cette croissance. Plusieurs observations en termes de morphologies et d'évolution des intrusions ont été faites. Toutes les expériences permettent la création d'un corps principal constitué de plusieurs sills empilés les uns sur les autres, par sur ou sous-accrétion. L'extension latérale de ce corps principal est fortement contrainte par la taille du premier sill mis en place. D'autres observations ont permis de mettre en évidence des *saucer shaped sills*, ainsi que des sills composites de surfaces très importantes, constitués eux-mêmes de plusieurs sills.

Cependant, il est quantitativement très difficile de suivre les déformations ayant lieu au fur et à mesure des intrusions. Cela est dû dans un premier temps au dispositif expérimental, impliquant un accès limité aux déformations situées sur les côtés de la cuve, et ne permettant pas d'accéder aux déformations directement autour de l'intrusion expérimentale. La présence d'interface et de certains effets de bords complexifient également les interprétations. De plus, la gélatine est peu adaptée à cette problématique du fait de son caractère mécanique principalement élastique dans les conditions expérimentales utilisées.

Synthèse et perspectives

Ce chapitre propose une synthèse des résultats obtenus lors de cette thèse, ainsi que certains axes possibles pour poursuivre ce travail en ce qui concerne la formation des sills, la propagation et la dynamique des sills, et les déformations liées à la mise en place des intrusions dans la croûte terrestre.

Synthèse des différents résultats

La mise en place des plutons et des chambres magmatiques implique l'accumulation de magma dans des régions localisées de la croûte. Il est maintenant admis que ces grands réservoirs magmatiques sont construits par amalgamation d'intrusions magmatiques plus petites. Ces incréments sont pour la plupart des sills, qui sont de fines intrusions parallèles aux structures de l'encaissant. Ils sont considérés comme les briques élémentaires des corps magmatiques plus grands, et sont donc essentiels au transport et au stockage de magma dans la croûte terrestre. La taille d'un réservoir magmatique, construit par pulses répétés de magma, dépend de la taille des sills qui l'ont construit et principalement de l'extension latérale de ces sills. Cependant, nous ne savons pas ce qui contraint cette extension latérale. Elle pourrait être reliée aux conditions à la source (volume de magma injecté, surpression magmatique, composition chimique du magma, ...) mais aussi à la solidification du magma lors de la mise en place du sill. Le transport du magma s'effectue dans une croûte froide donc les effets thermiques et la solidification sont toujours impliqués. Malgré cela, l'impact de la solidification sur les intrusions planaires a été très peu étudié (*e.g.* Taisne et Tait, 2011 ; Thomson et Hutton, 2004 ; Currier et Marsh, 2015).

Des expériences analogiques de laboratoire sont ici utilisées pour quantifier les effets de la solidification sur 1) la formation des sills et 2) la dynamique de propagation et la morphologie

des sills. De l'huile végétale chaude, analogue du magma, est injectée dans un solide de gélatine plus froid, analogue des roches encaissantes. L'huile végétale se solidifie lors de sa propagation dans la gélatine, ce qui permet d'étudier les effets de la solidification sur les sills. Le flux et la température d'injection sont maintenus constants pendant une expérience. Ils sont variés systématiquement entre chaque expérience, afin de faire varier l'importance des effets de la solidification : un flux et une température d'injection importants impliquent des effets de la solidification faibles alors qu'un flux et une température d'injection faibles impliquent des effets de la solidification forts. Le solide de gélatine est stratifié et possède une couche supérieure plus rigide que la couche inférieure car il a été montré que cela représente un contexte mécanique favorable à la formation des sills (Kavanagh *et al.*, 2006).

Le premier set d'expériences a montré qu'avec l'augmentation des effets de la solidification, différents types d'intrusions sont observés : dykes traversants l'interface (effets de la solidification faibles), sills (effets de la solidification moyens) et dykes s'arrêtant à l'interface (effets de la solidification forts). Ces différentes formes montrent que contrairement aux expériences réalisées précédemment, où il n'y a pas d'effet de la température, le contraste de rigidité entre deux couches n'est pas une condition suffisante pour créer un sill. Quantitativement, la formation des sills n'est possible que pour des conditions thermiques et dynamiques données. Les conditions thermiques sont représentées par une température adimensionnée θ et les conditions dynamiques sont représentées par un flux adimensionné ϕ . Les sills se forment si : $\theta_{min} < \theta < \theta_{max}$ avec $\theta_{min} = 0,0039\phi + 0,61$ et $\theta_{max} = 0,019\phi + 0,68$. La solidification restreint donc les conditions de formation des sills, même dans le cas d'une interface mécaniquement favorable.

Le second set d'expériences montre deux comportements extrêmes pour la dynamique de propagation et la morphologie des sills. Quand les effets de la solidification sont faibles, la propagation est continue et le sill possède une surface lisse et régulière. Inversement, lorsque les effets de la solidification sont forts, la propagation des sills est discontinue et a lieu par étape de création de surface. La géométrie est complexe et similaire à ce qui est observé sur

le terrain ou à partir d'études géophysiques (*e.g.* lobes, surfaces cordées). De plus, pour un volume injecté constant, plus les effets de la solidification sont importants, plus la surface des sills est petite, plus leur épaisseur est importante et plus le nombre d'étapes de propagation est grand. La morphologie et la dynamique d'un sill sont donc contrôlées par les effets de la solidification et le refroidissement. Cette étude possède d'importantes implications géologiques et géophysiques, et montre comment la solidification restreint la surface des sills, ce qui impacte directement la taille des plutons construits incrémentalement par amalgamation de sills.

Une seconde problématique est abordée dans cette thèse : celle des grandes déformations associées à la formation des plutons. Il existe en effet un fossé entre les modélisations, notamment numériques, où la rhéologie viscoélastique est massivement utilisée, et les déformations observées autour des intrusions naturelles, présentant parfois des failles. Une mission de terrain a donc été effectuée dans les Henry Mountains (Utah, USA). Dans cette zone, aucune tectonique régionale n'a eu lieu depuis la mise en place des intrusions : les déformations observées sont donc directement reliées à la mise en place des intrusions. Un échantillonnage y a été effectué dans l'encaissant situé autour de trois intrusions de différentes tailles : un sill, un laccolite et un bysmalite. Des analyses de Fry, de la porosité, et des microstructures ont été réalisées afin de mieux comprendre les déformations entourant ces intrusions. Il a été montré que l'intensité de la déformation, la réduction de porosité et l'augmentation de microstructures liées à une forte déformation sont positivement corrélées. L'intensité de ces paramètres augmente à l'approche du contact encaissant/intrusion, et est plus marquée pour les contacts latéraux que pour les contacts supérieurs et inférieurs. Plus l'intrusion est importante, plus l'encaissant situé sur les côtés est déformé sur une grande distance, ce qui est cohérent avec un modèle idéal d'évolution des intrusions (sill, puis laccolite, puis bysmalite *Horsman et al., 2009*). La faible déformation observée au niveau du contact supérieur du bysmalite est expliquée par la présence d'une faille sur l'un de ses flans, impliquant une translation des couches situées au-dessus de l'intrusion plutôt que leur déformation sur une distance importante.

Afin de mieux comprendre les déformations engendrées par la formation incrémentale des plutons, des expériences multi-injections ont également été réalisées. Ces expériences impliquent l'injection multiple d'un fluide dans un solide de gélatine stratifié. Elles ont montré qu'il était possible de construire une intrusion expérimentale constituée de plusieurs sills superposés par sur ou sous-accrétion. De plus, la taille du corps ainsi obtenue est fortement contrainte par la taille du premier sill mis en place, comme confirmé par plusieurs études de terrain (*e.g.* Horsman *et al.*, 2009). L'organisation générale du système intrusif de certaines expériences est qualitativement similaire à ce qui est observé sur le terrain. Cependant, les déformations liées à la mise en place du corps intrusif expérimental sont difficilement observables et présentent des difficultés importantes d'interprétation. La problématique des déformations dues à la mise en place des plutons reste donc ouverte et nécessite l'utilisation d'un dispositif expérimental différent.

Perspectives

Formation des sills

Les conditions de formation des sills des expériences considérées dans cette thèse concernent uniquement un contraste de rigidité impliquant une couche supérieure plus rigide que la couche inférieure. Or, d'autres configurations sont possibles. En effet, les expériences réalisées pour comprendre les effets de la solidification sur la formation des sills ont été effectuées et mises à l'échelle grâce à deux nombres adimensionnés : ϕ et θ (voir section IV.2). Cependant, un autre nombre adimensionné pourrait être utilisé : ΔE (rapport entre les modules d'Young des deux couches de rigidités différentes). Lors des expériences isothermales, la formation d'un sill nécessite un $\Delta E > 1$ (rigidité de la couche supérieure plus importante que la rigidité de la couche inférieure). Les valeurs de ΔE utilisées par Chanceaux et Menand (2014) étaient volontairement situées dans une fourchette très étroite (1,4 à 3,9) pour faire ressortir l'influence de la solidification. Il serait intéressant d'explorer différentes valeurs de ce ΔE pour savoir

si le contraste de rigidité entre les deux couches influence lui aussi la formation des sills (voir Fig. 47). En effet, on peut supposer qu'un très fort contraste (*e.g.* $\Delta E > 10$) pourrait limiter le domaine des dykes traversants l'interface, entraînant une formation des sills quasi-systématique, et rendant les effets de la solidification secondaires dans leur formation. Un $\Delta E < 1$ (couche supérieure moins rigide que la couche inférieure) est supposé créer des dykes traversants l'interface. Cependant, la solidification de l'huile végétale lors de sa propagation dans la gélatine pourrait permettre de créer plus facilement un sill car l'ouverture de l'interface se ferait plus facilement.

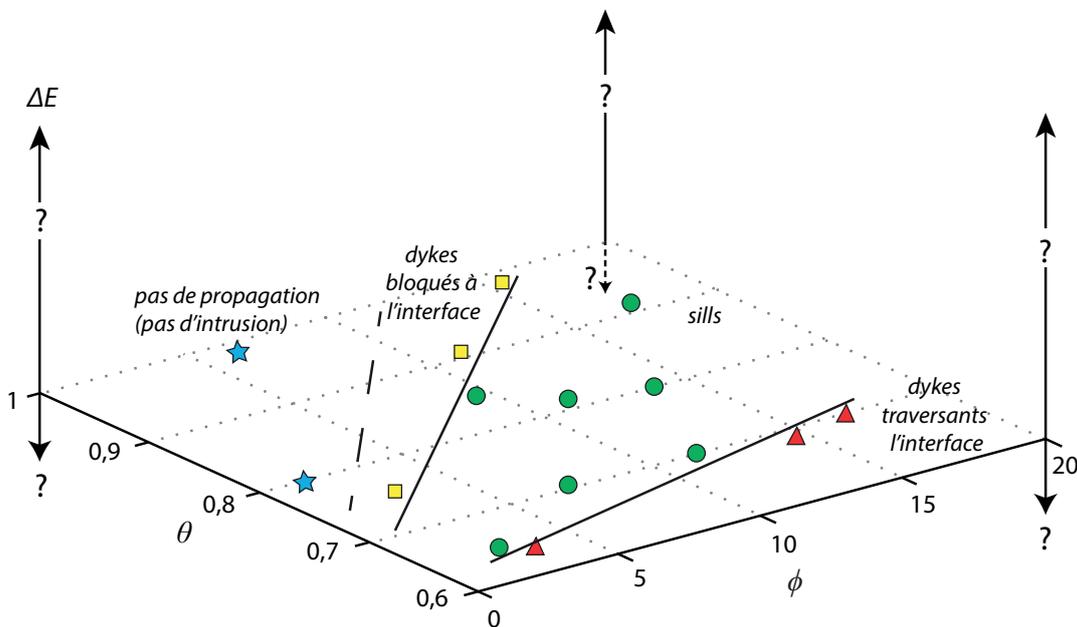


Figure 47 : Effet du contraste de rigidité entre les deux couches de gélatine sur la formation des sills. Voir texte pour détails.

Ces expériences ont également été réalisées dans des gammes de flux adimensionnés allant de 0 à ~ 16 , correspondant à des flux classiques (1 à $100 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$). Dans la nature cependant, des flux très importants peuvent également être observés (*e.g.* éruptions du Mauna Loa à Hawaï ou éruption du Laki en Islande en 1783, Macdonald et Finch, 1950 ; Thordarson et Self, 1993), pouvant atteindre des valeurs supérieures à $1000 \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ ($\phi > 150$). Si on extrapole les résultats (voir Figure 5 : Dimensionless temperature θ as a function of the dimensionless flux ϕ , Chanceaux et Menand, 2014), de tels flux annuleraient pratiquement tout effet de solidification

et mèneraient à la formation de dykes traversants l'interface et donc susceptible d'aller jusqu'à la surface. Des expériences additionnelles ont montré que, en utilisant le même dispositif expérimental, si on utilise des flux extrêmement importants ($\phi > 150$) on observe dans un premier temps la formation d'un dyke-source (Fig. 48a). Le dyke forme ensuite un sill (Fig. 48b) progressant très rapidement. Le fluide progresse par la suite le long des bords de la cuve (Fig. 48c). Ce résultat, en contradiction avec les résultats de Chanceaux et Menand (2014), peut s'interpréter de deux manières. Le dispositif expérimental n'est peut être pas pertinent pour des hauts flux (rapidité du flux d'injection par rapport à la taille du dispositif expérimental). Cela pourrait également suggérer que lors de la propagation d'une intrusion à très fort flux, le magma liquide et alors peu visqueux se propage en suivant le chemin le plus facile, comme les failles pré-existantes de la croûte terrestre par exemple, et les bords de la cuve ainsi que l'interface entre les deux couches de gélatine dans le cadre de nos expériences. Des expériences supplémentaires ainsi que des modifications du dispositif expérimental sont donc nécessaires pour traiter la problématique des flux très importants.

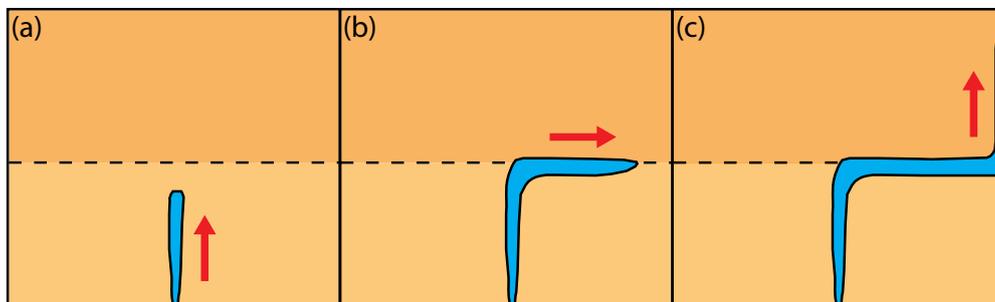


Figure 48 : Expériences à très haut flux. (a) Création du dyke-source. (b) Propagation sous la forme d'un sill. (c) Propagation le long des bords de la cuve.

Propagation des sills

La géométrie et la morphologie d'un sill est supposée être très différente en fonction de la rhéologie de l'encaissant (*e.g.* Schofield *et al.*, 2012b). Ici, seule une rhéologie élastique « simple » est considérée. Cependant, les géométries observées lorsque les effets de

la solidification sont importants sont très complexes. Ces expériences pourraient donc être reproduites dans des rhéologies différentes, comme un matériel non élastique (*i.e.* fragile ou *brittle*). Cela permettrait de préciser ce qui contraint la géométrie des sill, et si la solidification a une importance capitale dans n'importe quelle rhéologie, ou si une rhéologie plus complexe peut devenir un paramètre prédominant pour contraindre la géométrie des sill. Les changements de la température et du flux d'injection permettraient d'étudier les effets de la solidification sur la propagation et la géométrie d'un sill dans un matériel plus fragile et susceptible de se fracturer, comme c'est le cas dans certaines zones de la croûte supérieure. Ce genre de matériel (sable, poudre de silice, ...) n'étant pas transparent, il faudrait stopper les expériences à différents moments afin d'observer l'évolution de la géométrie au cours du temps.

Une autre thématique non abordée lors de cette thèse, et pour l'instant très peu ou pas étudiée, est l'écoulement précis du magma lors de la mise en place du sill. L'Anisotropie de Susceptibilité Magnétique (AMS) est largement utilisée pour essayer de contraindre l'écoulement du magma au sein des intrusions (*e.g.* pour les Henry Mountains : Horsman *et al.*, 2005 ; Saint Blanquat *et al.*, 2006 ; Morgan *et al.*, 2008). Cependant, cette méthode est souvent délicate, car l'AMS ne mesure pas directement l'écoulement du magma dans l'intrusion mais la susceptibilité magnétique des minéraux présents dans la roche. En effet, l'interprétation des fabriques magnétiques nécessite une analyse micro-structurale afin de déterminer les causes de cette fabrique (dynamique d'écoulement du magma ou tectonique régionale par exemple). De plus, la fabrique magnétique mesurée dépend fortement de l'ordre de cristallisation des minéraux, qui contraint le temps durant lequel cette fabrique est acquise. Or, l'évolution des proportions liquides / cristaux est supposée grâce à des modélisations en laboratoire. Également, la susceptibilité magnétique résulte de l'interaction entre les susceptibilités magnétiques de chaque minéral présent dans la roche, ce qui implique une étude pétrologique fine afin de déterminer la contribution magnétique des différents minéraux. Toutes ces contraintes impliquent une interprétation parfois difficile des données d'AMS. Les géométries observées avec les effets de la solidification étant relativement complexes, observer précisément l'écoulement de la matière lors de la propagation expérimentale du sill, pourrait

grandement aider à l'interprétation de certaines données ASM. Cela pourrait être effectué en utilisant une technique de Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) dans l'huile végétale en y introduisant par exemple des particules fluorescentes ; le champ de vitesse du fluide pourrait alors être enregistré durant toute l'expérience et être relié précisément à la géométrie observée. En revanche, contrairement aux expériences effectuées ici, il faut que la Végétaline ne soit pas colorée, afin qu'elle reste transparente lors de sa propagation. Il serait alors possible d'observer (vue du dessus) certaines particules stoppées, représentant la coque de l'intrusion se solidifiant, alors que d'autres continueraient de se déplacer, représentant le fluide qui continue de se propager à l'intérieur de l'intrusion. De plus, ces expériences pourraient fournir des informations sur la structure interne d'un pulse. Sur le terrain, des pulses peuvent être observés, mais il est difficile de savoir si il s'agit d'une alimentation en magma discontinue (plusieurs injections) ou continue mais par paliers (à cause des effets de la solidification par exemple). Accéder à la structure interne d'un pulse permettrait d'aider aux interprétations de terrain.

Déformation de l'encaissant lors de la croissance d'un pluton

L'étude réalisée sur les échantillons naturels pourrait être complétée avec une étude micro-pétrologique plus approfondie. Cela permettrait par exemple de distinguer les réductions de porosité mécanique, dues à la mise en place d'un corps magmatique de plus en plus important, des réductions de porosité thermique, dues à la cuisson de l'encaissant lors de la mise en place des intrusions. Une quantification précise des microstructures liées à l'importance de la déformation en fonction de la distance au contact pourrait également être effectuée, permettant de mieux comprendre les liens entre micro-structures et grandes déformations. Ce genre d'échantillonnage pourrait être reproduit sur d'autres plutons, plus importants en taille par exemple, afin de mieux comprendre la manière dont la déformation s'effectue, et si elle est également observée sur de très grandes distances à partir des bords de l'intrusion.

Un challenge expérimental consisterait à obtenir les déformations situées directement au contact avec l'intrusion expérimentale construite par plusieurs sills. Ces déformations seraient les plus

intéressantes car elles pourraient être comparées aux observations de la déformation autour des plutons sur le terrain. Or, les marqueurs de la déformation utilisés ici (couches de gélatine multiples) complexifient l'observation des déformations, ainsi que les trajectoires empruntées par les intrusions (création d'interfaces). De plus, la déformation est seulement vue en 2D, et permet seulement d'avoir accès à la contrainte 1D verticale, relativement loin du corps intrusif expérimental créé. La Vélocimétrie par Image de Particules (PIV) pourrait être utilisée dans la gélatine (e.g. Kavanagh *et al.*, 2015). Cela permettrait de mieux observer les déformations autour de l'intrusion expérimentale en créant de réels marqueurs ponctuels pour quantifier la déformation. On pourrait observer l'évolution de ces déformations à chaque nouvelle injection.

Cependant, le caractère principalement élastique de la gélatine ne permet pas de répondre à la problématique des grandes déformations engendrées par la mise en place incrémentale des plutons, qui est encore largement ouverte et doit être étudiée différemment. Numériquement par exemple, la rhéologie de l'encaissant pourrait être mieux contrôlée et évoluer au fur et à mesure des injections réalisées. Or, cette vision incrémentale de la mise en place d'un pluton implique de nouvelles problématiques. La rhéologie de l'encaissant peut changer à cause de la chaleur due à l'augmentation du volume d'une intrusion dans une zone localisée de la croûte, entraînant une transition vers une rhéologie plus ductile. Cependant, la réaction de l'encaissant est dépendante non seulement du volume de l'intrusion, mais également du temps écoulé entre deux injections : le temps écoulé entre deux injections pourrait être varié, entraînant successivement des réchauffements et des refroidissements successifs, susceptibles de fragiliser la croûte. De plus, indépendamment de la température, la question des grandes déformations (allongement relatif au-delà de 0.1) et du développement des failles pourrait être abordé. Pour ce qui est de la modélisation analogique, d'autres matériaux que la gélatine devront être utilisés afin de modéliser ces déformations. Cependant, cela nécessite le développement et la caractérisation rhéologique d'un nouveau matériel évoluant depuis les déformations élastiques faibles faibles jusqu'à des déformations cassantes.

Références bibliographiques

A

- ABRÀMOFF, M. D., MAGALHÃES, P. J. et RAM, S. J. (2004). Image processing with ImageJ. *Biophotonics international*, 11(7):36–42.
- AMROUCH, K. (2010). Apport de l'analyse microstructurale à la compréhension des mécanismes de plissement : Exemples de structures plissées aux USA (Wyoming) et en Iran (Zagros). Thèse de doctorat. *Université Pierre et Marie Curie-Paris VI*.
- ANDERSON, E. M. (1951). The dynamics of faulting and dyke formation with applications to Britain. *Hafner Publishing Company*.
- ANNEN, C. (2009). From plutons to magma chambers: Thermal constraints on the accumulation of eruptible silicic magma in the upper crust. *Earth and Planetary Science Letters*, 284(3):409–416.
- ANNEN, C., BLUNDY, J. D., LEUTHOLD, J. et SPARKS, R. S. J. (2015). Construction and evolution of igneous bodies: Towards an integrated perspective of crustal magmatism. *Lithos*, 230:206–221.
- ANNEN, C. et SPARKS, R. S. J. (2002). Effects of repetitive emplacement of basaltic intrusions on thermal evolution and melt generation in the crust. *Earth and Planetary Science Letters*, 203:937–955.
- ANTONELLINI, M. et CAMBRAY, F. (1992). Relations between sill intrusions and bedding-parallel extensional shear zones in the Mid-continent Rift System of the Lake Superior region. *Tectonophysics*, 212(3):331–349.

B

- BANKUTI, M. (2007). Pétro-généalogie des intrusions du Mont Hillers, Utah, USA. Rapport de Master. *Université Paul Sabatier, Toulouse, France*.
- BÉDARD, J., SPARKS, R., RENNER, R., CHEADLE, M. et HALLWORTH, M. (1988). Peridotite sills and metasomatic gabbros in the Eastern Layered Series of the Rhum complex. *Journal of the Geological Society*, 145(2):207–224.
- BELCHER, R. W. et KISTERS, A. F. (2006). Progressive adjustments of ascent and emplacement controls during incremental construction of the 3.1 Ga Heerenveen batholith, South Africa. *Journal of structural geology*, 28(8):1406–1421.

- BENN, K., ROEST, W., ROCHETTE, P., EVANS, N. et PIGNOTTA, G. (1999). Geophysical and structural signatures of syntectonic batholith construction: The South Mountain Batholith, Meguma Terrane, Nova Scotia. *Geophysical Journal International*, 136(1):144–158.
- BEVINGTON, P. et ROBINSON, D. K. (2003). Data reduction and error analysis for the physical sciences. *McGraw-Hill, New York*, 320p.
- BLAKE, S. et BRUNO, B. (2000). Modelling the emplacement of compound lava flows. *Earth and Planetary Science Letters*, 184(1):181–197.
- BOLCHOVER, P. et LISTER, J. R. (1999). The effect of solidification on fluid-driven fracture, with application to bladed dykes. *Proceedings of the Royal Society of London. Series A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 455(1987):2389–2409.
- BREITKREUZ, C. et PETFORD, N. (2004). Physical geology of high-level magmatic systems: Introduction. *Geological Society, London, Special Publications*, 234(1):1–4.
- BRUCE, P. M. et HUPPERT, H. E. (1989). Thermal control of basaltic fissure eruptions. *Nature*, 342(6250):665–667.
- BUDDINGTON, A. (1959). Granite emplacement with special reference to North America. *Geological Society of America Bulletin*, 70:671.
- BUNGER, A. P. et CRUDEN, A. R. (2011). Modeling the growth of laccoliths and large mafic sills: Role of magma body forces. *Journal of Geophysical Research*, 116(B2):B02203.
- BURCHARDT, S. (2008). New insights into the mechanics of sill emplacement provided by field observations of the Njardvik Sill, Northeast Iceland. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 173:280–288.
- BURMEISTER, K., HARRISON, M., MARSHAK, S., FERRÉ, E., BANNISTER, R. et KODAMA, K. (2009). Comparison of Fry strain ellipse and AMS ellipsoid trends to tectonic fabric trends in very low-strain sandstone of the Appalachian fold-thrust belt. *Journal of Structural Geology*, 31(9):1028–1038.

C

- CARGILL, H. K., HAWKES, L. et LEDEBOER, J. A. (1928). The major intrusions of south-eastern Iceland. *Quarterly Journal of the Geological Society*, 84(1-4):505–535.
- CARICCHI, L., ANNEN, C., BLUNDY, J., SIMPSON, G. et PINEL, V. (2014). Frequency and magnitude of volcanic eruptions controlled by magma injection and buoyancy. *Nature Geoscience*, 7(2):126–130.

- CARTWRIGHT, J. et HANSEN, D. M. I. (2006). Magma transport through the crust via interconnected sill complexes. *Geology*, 34(11):929–932.
- CHANCEAUX, L. et MENAND, T. (2014). Solidification effects on sill formation: An experimental approach. *Earth and Planetary Science Letters*, 403:79–88.
- CHANCEAUX, L. et MENAND, T. (2016). The effects of solidification on sill propagation dynamics and morphology. *Earth and Planetary Science Letters*, 442:39–50.
- CLEMENS, J. et MAWER, C. (1992). Granitic magma transport by fracture propagation. *Tectonophysics*, 204(3): 339–360.
- COLEMAN, D. S., GRAY, W. et GLAZNER, A. F. (2004). Rethinking the emplacement and evolution of zoned plutons: Geochronologic evidence for incremental assembly of the Tuolumne Intrusive Suite, California. *Geology*, 32(5):433–436.
- CORRY, C. E. (1988). Laccoliths: Mechanics of emplacement and growth. *Geological Society of America Special Papers*, 220:1–114.
- COSTA, A., MELNIK, O. et SPARKS, R. (2007). Controls of conduit geometry and wallrock elasticity on lava dome eruptions. *Earth and Planetary Science Letters*, 260(1):137–151.
- CRISP, J. (1952). The Use of Gelatin Models in Structural Analysis. *Proceeding IB of the Institute of Mechanical Engineers*, 12:580–604.
- CRISP, J. A. (1984). Rates of magma emplacement and volcanic output. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 20(3):177–211.
- CRUDEN, A. et MCCAFFREY, K. (2001). Growth of plutons by floor subsidence: Implications for rates of emplacement, intrusion spacing and melt-extraction mechanisms. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A: Solid Earth and Geodesy*, 26(4):303–315.
- CRUDEN, A. et MCCAFFREY, K. (2002). Different scaling laws for sills, laccoliths and plutons: Mechanical thresholds on roof lifting and floor depression. *First International Workshop: Physical Geology of Subvolcanic Systems - Laccoliths, Sills, and Dykes (LASI)*, 20:15–17.
- CRUDEN, A. et MCCAFFREY, K. (2006). Dimensional scaling relationships of tabular igneous intrusions and their implications for a size, depth and compositionally dependent spectrum of emplacement processes in the crust. *AGU Fall Meeting Abstracts*, 1:6.
- CRUDEN, A. R. (1998). On the emplacement of tabular granites. *Journal of the Geological Society-London*, 155(5):853–862.

CRUDEN, A. R., TOBISCH, O. T. et LAUNEAU, P. (1999). Magnetic fabric evidence for conduit-fed emplacement of a tabular intrusion: Dinkey Creek Pluton, central Sierra Nevada batholith, California. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 104(B5):10511–10530.

CURRIER, R. M. et MARSH, B. D. (2015). Mapping real time growth of experimental laccoliths: The effect of solidification on the mechanics of magmatic intrusion. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 302:211–224.

D

DAHM, T. (2000). Numerical simulations of the propagation path and the arrest of fluid-filled fractures in the Earth. *Geophysical Journal International*, 141(3):623–638.

DALY, R. A. (1903). The mechanics of igneous intrusion. *American Journal of Science*, 15:269–298.

DALY, R. A. (1933). Igneous rocks and the depths of the earth. *McGraw-Hill Book Company*, 598p.

DAVIES, G. et TREDoux, M. (1985). The platinum-group element and gold contents of the marginal rocks and sills of the Bushveld Complex. *Economic Geology*, 80(4):838–848.

DAVIS, J. W., COLEMAN, D. S., GRACEY, J. T., GASCHNIG, R. et STEARNS, M. (2012). Magma accumulation rates and thermal histories of plutons of the Sierra Nevada batholith, CA. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 163(3):449–465.

DELANEY, P. T. et POLLARD, D. D. (1981). Deformation of host rocks and flow of magma during growth of minette dikes and breccia-bearing intrusions near Ship Rock, New Mexico. *US Government Printing Office*, 61p.

DETRICK, R. S., MUTTER, J. C., BUHL, P. et KIM, I. I. (1990). No evidence from multichannel reflection data for a crustal magma chamber in the MARK area on the Mid-Atlantic Ridge. *Nature*, 347(6288):61–64.

DICKIN, A. et JONES, N. (1983). Relative elemental mobility during hydrothermal alteration of a basic sill, Isle of Skye, NW Scotland. *Contributions to Mineralogy and Petrology*, 82(2-3):147–153.

E

ENGEL, C. G. (1959). Igneous rocks and constituent hornblendes of the Henry Mountains, Utah. *Geological Society of America Bulletin*, 70(8):951–980.

ERSLEV, E. A. (1988). Normalized center-to-center strain analysis of packed aggregates. *Journal of Structural Geology*, 10(2):201–209.

F

- FINK, J. H. et GRIFFITHS, R. W. (1990). Radial spreading of viscous-gravity currents with solidifying crust. *Journal of Fluid Mechanics*, 221:485–509.
- FRANCIS, E. (1982). Magma and sediment-I Emplacement mechanism of late Carboniferous tholeiite sills in northern Britain. *Journal of the Geological Society*, 139(1):1–20.
- FRIDLEIFSSON, I. B. (1977). Distribution of large basaltic intrusions in the Icelandic crust and the nature of the layer 2-layer 3 boundary. *Geological Society of America Bulletin*, 88(11):1689–1693.
- FRIESE, N., VOLLBRECHT, A., TANNER, D. C., FAHLBUSCH, W. et WEIDEMANN, M. (2012). Multi-stage emplacement of the Götömar Pluton, SE Sweden: New evidence inferred from field observations and microfabric analysis, including cathodoluminescence microscopy. *International Journal of Earth Sciences*, 101(5):1149–1167.
- FRY, N. (1979). Random point distributions and strain measurement in rocks. *Tectonophysics*, 60(1-2):89–105.

G

- GALLAND, O., COBBOLD, P. R., HALLOT, E., de BREMOND D'ARS, J. et DELAUAUD, G. (2006). Use of vegetable oil and silica powder for scale modelling of magmatic intrusion in a deforming brittle crust. *Earth and Planetary Science Letters*, 243(3-4):786–804.
- GALLAND, O., HOLOHAN, E., de VRIES, B. v. W. et BURCHARDT, S. (2015). Laboratory Modelling of Volcano Plumbing Systems: A Review, in *Breitkreuz and Rocchi*, Physical Geology of Shallow Magmatic Systems: Dykes, Sills and Laccoliths. *Advances in Volcanology*, Springer Berlin Heidelberg, 533p., in press.
- GALLAND, O. et SCHEIBERT, J. (2013). Analytical model of surface uplift above axisymmetric flat-lying magma intrusions: Implications for sill emplacement and geodesy. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 253:114–130.
- GESHI, N., KUSUMOTO, S. et GUDMUNDSSON, A. (2010). Geometric difference between non-feeder and feeder dikes. *Geology*, 38(3):195–198.
- GILBERT, G. K. (1877). Report on the geology of the Henry Mountains. *US Government Printing Office*, 160p.
- GLAZNER, A. F. (2007). Thermal limitations on incorporation of wall rock into magma. *Geology*, 35(4):319–322.
- GLAZNER, A. F. et BARTLEY, J. M. (2006). Is stoping a volumetrically significant pluton emplacement process? *Geological Society of America Bulletin*, 118(9-10):1185–1195.

- GLAZNER, A. F., BARTLEY, J. M., COLEMAN, D. S., GRAY, W. et TAYLOR, R. Z. (2004). Are plutons assembled over millions of years by amalgamation from small magma chambers? *Geological Society of America today*, 14(4/5):4–12.
- GLAZNER, A. F., COLEMAN, D. S. et MILLS, R. D. (2015). The Volcanic-Plutonic Connection, in *Breitkreuz and Rocchi*, Physical Geology of Shallow Magmatic Systems: Dykes, Sills and Laccoliths. *Advances in Volcanology*, Springer Berlin Heidelberg, 533p., in press.
- GREGG, P. M., GROSFILS, E. B. et de SILVA, S. L. (2015). Catastrophic caldera-forming eruptions II: The subordinate role of magma buoyancy as an eruption trigger. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 305:100–113.
- GRETENER, P. (1969). On the mechanics of the intrusion of sills. *Canadian Journal of Earth Sciences*, 6(6):1415–1419.
- GRIFFITHS, R. W. et FINK, J. H. (1993). Effects of surface cooling on the spreading of lava flows and domes. *Journal of Fluid Mechanics*, 252:667–702.
- GUDMUNDSSON, A. (1986). Formation of crystal magma chambers in Iceland. *Geology*, 14(2):164–166.
- GUDMUNDSSON, A. (1990). Emplacement of dikes, sills and crustal magma chambers at divergent plate boundaries. *Tectonophysics*, 176(3):257–275.
- GUDMUNDSSON, A. (2011). Deflection of dykes into sills at discontinuities and magma-chamber formation. *Tectonophysics*, 500(1-4):50–64.
- GUDMUNDSSON, A. et BRENNER, S. L. (2001). How hydrofractures become arrested. *Terra Nova*, 13(6):456–462.
- GUDMUNDSSON, A., MARINONI, L. B. et MARTI, J. (1999). Injection and arrest of dykes: Implications for volcanic hazards. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 88(1):1–13.

H

- HABERT, G. et DE SAINT-BLANQUAT, M. (2004). Rate of construction of the Black Mesa bysmalith, Henry Mountains, Utah. *Geological Society, London, Special Publications*, 234(1):163–173.
- HALLWORTH, M. A., HUPPERT, H. E. et SPARKS, R. S. J. (1987). Lava flows. *Modern Geology*, 11:93–107.
- HANNA, S. et FRY, N. (1979). A comparison of methods of strain determination in rocks from southwest Dyfed (Pembrokeshire) and adjacent areas. *Journal of Structural Geology*, 1(2):155–162.

- HANSEN, D. M. et CARTWRIGHT, J. (2006a). Saucer-shaped sill with lobate morphology revealed by 3d seismic data: implications for resolving a shallow-level sill emplacement mechanism. *Journal of the Geological Society*, 163(3):509–523.
- HANSEN, D. M. et CARTWRIGHT, J. (2006b). The three-dimensional geometry and growth of forced folds above saucer-shaped igneous sills. *Journal of Structural Geology*, 28(8):1520–1535.
- HARRIS, A. et ROWLAND, S. (2009). Effusion rate controls on lava flow length and the role of heat loss: A review. *Studies in volcanology: The legacy of George Walker. Special Publications of IAVCEI*, 2:33–51.
- HAWKES, L. et HAWKES, H. K. (1933). The Sandfell laccolith and "dome of elevation". *Quarterly Journal of the Geological Society*, 89(1-4):379–400.
- HE, M.-Y. et HUTCHINSON, J. W. (1989). Crack deflection at an interface between dissimilar elastic materials. *International Journal of Solids and Structures*, 25(9):1053–1067.
- HINZE, W. J., BRADLEY, J. W. et BROWN, A. R. (1978). Gravimeter survey in the michigan basin deep borehole. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 83(B12):5864–5868.
- HOLNESS, M. B. et HUMPHREYS, M. C. S. (2003). The Traigh Bhàn na Sgùrra Sill, Isle of Mull: Flow localization in a major magma conduit. *Journal of Petrology*, 44(11):1961–1976.
- HORSMAN, E., MORGAN, S., de SAINT-BLANQUAT, M., HABERT, G., NUGENT, A., HUNTER, R. A. et TIKOFF, B. (2009). Emplacement and assembly of shallow intrusions from multiple magma pulses, Henry Mountains, Utah. *Earth and Environmental Science Transactions of the Royal Society of Edinburgh*, 100(1-2):117–132.
- HORSMAN, E., TIKOFF, B. et MORGAN, S. (2005). Emplacement-related fabric and multiple sheets in the Maiden Creek sill, Henry Mountains, Utah, USA. *Journal of Structural Geology*, 27(8):1426–1444.
- HUNT, C. B. (1953). Geology and geography of the Henry Mountains region, Utah: A survey and restudy of one of the classic areas in geology. *U.S. Government Printing Office*, 234p.
- HUPPERT, H. E. et SPARKS, R. S. J. (1988). The generation of granitic magmas by intrusion of basalt into continental crust. *Journal of Petrology*, 29(3):599–624.
- HUTTON, D. H. (1992). Granite sheeted complexes: Evidence for the dyking ascent mechanism. *Geological Society of America Special Papers*, 272:377–382.
- HYNDMAN, D. et ALT, D. (1987). Radial dikes, laccoliths, and gelatin models. *The Journal of Geology*, 95(6):763–774.

I

- IYER, H. (1984). Geophysical evidence for the locations, shapes and sizes, and internal structures of magma chambers beneath regions of Quaternary volcanism. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, 310(1514):473–510.
- IYER, H., EVANS, J., DAWSON, P., STAUBER, D. et ACHAUER, U. (1990). Differences in magma storage in different volcanic environments as revealed by seismic tomography; silicic volcanic centers and subduction-related volcanoes. *Magma transport and storage*, pages 293–316.

J

- JACKSON, M. D. et POLLARD, D. D. (1988). The laccolith-stock controversy: New results from the southern Henry Mountains, Utah. *Geological Society of America Bulletin*, 100(1):117–139.
- JOHN, B. E. (1988). Structural reconstruction and zonation of a tilted mid-crustal magma chamber: The felsic Chemehuevi Mountains plutonic suite. *Geology*, 16:613–617.
- JOHN, B. E. et BLUNDY, J. D. (1993). Emplacement-related deformation of granitoid magmas, southern Adamello Massif, Italy. *Geological Society of America Bulletin*, 105(12):1517–1541.
- JOHNSON, A. M. et POLLARD, D. D. (1973). Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry mountains, Utah, I: Field observations, Gilbert's model, physical properties and flow of the magma. *Tectonophysics*, 18(3):261–309.

K

- KAVANAGH, J., BOUTELIER, D. et CRUDEN, A. (2015). The mechanics of sill inception, propagation and growth: Experimental evidence for rapid reduction in magmatic overpressure. *Earth and Planetary Science Letters*, 421:117–128.
- KAVANAGH, J. L., MENAND, T. et DANIELS, K. (2013). Gelatine as a crustal analogue: Determining elastic properties for modelling magmatic intrusions. *Tectonophysics*, 582:101–111.
- KAVANAGH, J. L., MENAND, T. et SPARKS, R. S. J. (2006). An experimental investigation of sill formation and propagation in layered elastic media. *Earth and Planetary Science Letters*, 245:799–813.
- KELLEY, D. F. et BARTON, M. (2008). Pressures of crystallization of icelandic magmas. *Journal of Petrology*, 49(3):465–492.

L

- LAVECCHIA, A., CLARK, S. R., BEEKMAN, F., CLOETINGH, S. A. et BUROV, E. (2016). Thermal perturbation, mineral assemblages, and rheology variations induced by dyke emplacement in the crust. *Tectonics*, 35(5): 1137–1152.
- LEES, J. M. (1992). The magma system of Mount St. Helens: Non-linear high-resolution P-wave tomography. *Journal of volcanology and geothermal research*, 53(1):103–116.
- LEUTHOLD, J., MÜNTENER, O., BAUMGARTNER, L. et PUTLITZ, B. (2014). Petrological constraints on the recycling of mafic crystal mushes and intrusion of braided sills in the Torres del Paine mafic complex (Patagonia). *Journal of Petrology*, 55(5):917–949.
- LEUTHOLD, J., MÜNTENER, O., BAUMGARTNER, L. P., PUTLITZ, B., OVTCHAROVA, M. et SCHALTEGGER, U. (2012). Time resolved construction of a bimodal laccolith (Torres del Paine, Patagonia). *Earth and Planetary Science Letters*, 325-326:85–92.
- LISTER, J. R. (1999). Fluid-mechanical models of the interaction between solidification and flow in dykes. *Physics and chemistry of dykes*, pages 115–124.
- LISTER, J. R. et KERR, R. C. (1991). Fluid-mechanical models of crack propagation and their application to magma transport in dykes. *Journal of Geophysical Research*, 96:49–77.

M

- MACCAFERRI, F., BONAFEDE, M. et RIVALTA, E. (2011). A quantitative study of the mechanisms governing dike propagation, dike arrest and sill formation. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 208(1):39–50.
- MACDONALD, G. A. et FINCH, R. H. (1950). The June 1950 eruption of Mauna Loa, Part II. *The Volcano Letter*, 509:1–6.
- MAGEE, C., MUIRHEAD, J. D., KARVELAS, A., HOLFORD, S. P., JACKSON, C. A., BASTOW, I. D., SCHOFIELD, N., STEVENSON, C. T., MCLEAN, C., MCCARTHY, W. *et al.* (2016). Lateral magma flow in mafic sill complexes. *Geosphere*, 12(3):809–841.
- MAGEE, C., STEVENSON, C., O'DRISCOLL, B., SCHOFIELD, N. et MCDERMOTT, K. (2012). An alternative emplacement model for the classic ardnamurchan cone sheet swarm, nw scotland, involving lateral magma supply via regional dykes. *Journal of Structural Geology*, 43:73–91.
- MAHON, K. I., HARRISON, T. M. et DREW, D. A. (1988). Ascent of a granitoid diapir in a temperature varying medium. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth*, 93(B2):1174–1188.

- MALTHE-SØRENSEN, A., PLANKE, S., SVENSEN, H. et JAMTVEIT, B. (2004). Formation of saucer-shaped sills. *Physical geology of high-level magmatic systems. Geological Society, London, Special Publications*, 234:215–227.
- MATHIEU, L., DE VRIES, B. V. W., HOLOHAN, E. P. et TROLL, V. R. (2008). Dykes, cups, saucers and sills: Analogue experiments on magma intrusion into brittle rocks. *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1):1–13.
- MCCAFFREY, K. et CRUDEN, A. (2002). Dimensional data and growth models for intrusions. *First International Workshop: Physical Geology of Subvolcanic Systems—Laccoliths, Sills, and Dykes (LASI)*, 20:37–39.
- MENAND, T. (2008). The mechanics and dynamics of sills in layered elastic rocks and their implications for the growth of laccoliths and other igneous complexes. *Earth and Planetary Science Letters*, 267:93–99.
- MENAND, T. (2011). Physical controls and depth of emplacement of igneous bodies : A review. *Tectonophysics*, 500:11–19.
- MENAND, T., ANNEN, C. et de SAINT BLANQUAT, M. (2011). Special volume: Emplacement of Magma Pulses and Growth of Magma Bodies. *Tectonophysics*, 500.
- MENAND, T., DANIELS, K. A. et BENGHIAT, P. (2010). Dyke propagation and sill formation in a compressive tectonic environment. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 115(B8).
- MENAND, T. et TAIT, S. (2002). The propagation of a buoyant liquid-filled fissure from a source under constant pressure: An experimental approach. *Journal of Geophysical Research*, 107(B11):2306.
- MÉRIAUX, C. et LISTER, J. R. (2002). Calculation of dike trajectories from volcanic centers. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 107(B4):ETG–10.
- MICHAUT, C. (2011). Dynamics of magmatic intrusions in the upper crust: Theory and applications to laccoliths on Earth and the Moon. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 116(B5).
- MICHAUT, C. et JAUPART, C. (2006). Ultra-rapid formation of large volumes of evolved magma. *Earth and Planetary Science Letters*, 250(1):38–52.
- MILLER, C. F., FURBISH, D. J., WALKER, B. A., CLAIBORNE, L. L., KOTEAS, G. C., BLEICK, H. A. et MILLER, J. S. (2011). Growth of plutons by incremental emplacement of sheets in crystal-rich host : Evidence from Miocene intrusions of the Colorado River region , Nevada , USA. *Tectonophysics*, 500(1-4):65–77.
- MORGAN, S., HORSMAN, E., TIKOFF, B., de SAINT-BLANQUAT, M. et HABERT, G. (2005). Sheet-like emplacement of satellite laccoliths, sills, and bysmaliths of the Henry Mountains, southern Utah. *Geological Society of America Field Guides*, 6:283–309.

MORGAN, S., STANIK, A., HORSMAN, E., TIKOFF, B., de SAINT BLANQUAT, M. et HABERT, G. (2008). Emplacement of multiple magma sheets and wall rock deformation: Trachyte Mesa intrusion, Henry Mountains, Utah. *Journal of Structural Geology*, 30(4):491–512.

MUDGE, M. R. (1968). Depth control of some concordant intrusions. *Geological Society of America Bulletin*, 79(3):315–332.

MUIRHEAD, J. D., AIROLDI, G., ROWLAND, J. V. et WHITE, J. D. (2012). Interconnected sills and inclined sheet intrusions control shallow magma transport in the Ferrar large igneous province, Antarctica. *Geological Society of America Bulletin*, 124(1-2):162–180.

N

NELSON, S. T. (1997). Reevaluation of the Central Colorado plateau laccoliths in the light of new age determination. *US Geological Survey Bulletin*, 2158:37–39.

NELSON, S. T., DAVIDSON, J. P. et SULLIVAN, K. R. (1992). New age determinations of central Colorado Plateau laccoliths, Utah: Recognizing disturbed K-Ar systematics and re-evaluating tectonomagmatic relationships. *Geological Society of America Bulletin*, 104(12):1547–1560.

O

OLIVIER, P., DRUGUET, E., CASTAÑO, L. M. et GLEIZES, G. (2016). Granitoid emplacement by multiple sheeting during Variscan dextral transpression: The Saint-Laurent–La Jonquera pluton (Eastern Pyrenees). *Journal of Structural Geology*, 82:80–92.

P

PARSONS, T., SLEEP, N. H. et THOMPSON, G. A. (1992). Host rock rheology controls on the emplacement of tabular intrusions: Implications for underplating of extending crust. *Tectonics*, 11(6):1348–1356.

PASQUARÈ, F. et TIBALDI, A. (2007). Structure of a sheet-laccolith system revealing the interplay between tectonic and magma stresses at Stardalur Volcano, Iceland. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 161(1):131–150.

PATERSON, S. R., FOWLER, T. K. et MILLER, R. B. (1996). Pluton emplacement in arcs: A crustal-scale exchange process. *Geological Society of America Special Papers*, 315:115–123.

- PATERSON, S. R. et VERNON, R. H. (1995). Bursting the bubble of ballooning plutons: A return to nested diapirs emplaced by multiple processes. *Geological Society of America Bulletin*, 107(11):1356–1380.
- PETFORD, N. (1996). Dykes or diapirs? *Geological Society of America Special Papers*, 315:105–114.
- PETFORD, N., CRUDEN, A., MCCAFFREY, K. et VIGNERESSE, J.-L. (2000). Granite magma formation, transport and emplacement in the Earth's crust. *Nature*, 408(6813):669–673.
- PETFORD, N., KERR, R. C. et LISTER, J. R. (1993). Dike transport of granitoid magmas. *Geology*, 21(9):845–848.
- PETFORD, N., LISTER, J. R. et KERR, R. C. (1994). The ascent of felsic magmas in dykes. *Lithos*, 32(1):161–168.
- PICHAVANT, M., BRUGIER, Y. et DI MURO, A. (2016). Petrological and experimental constraints, in *Bachelery et al. Active Volcanoes of the Southwest Indian Ocean: Piton de la Fournaise and Karthala. Active volcanoes of the world*, Springer Berlin Heidelberg, 428p.:171–184.
- PIETRUSZKA, A. J., HEATON, D. E., MARSKE, J. P. et GARCIA, M. O. (2015). Two magma bodies beneath the summit of Kīlauea Volcano unveiled by isotopically distinct melt deliveries from the mantle. *Earth and Planetary Science Letters*, 413:90–100.
- PINEL, V. et JAUPART, C. (2004). Magma storage and horizontal dyke injection beneath a volcanic edifice. *Earth and Planetary Science Letters*, 221(1):245–262.
- PITCHER, W. S. (1993). The nature and origin of granite. *London, Blackie Academic & Professional*, 321p.
- PITCHER, W. S. et BERGER, A. R. (1972). The geology of Donegal: A study of granite emplacement and unroofing. *John Wiley & Sons*, 435p.
- POLLARD, D. (1987). Elementary fracture mechanics applied to the structural interpretation of dykes, in *Mafic dyke swarms. Geological Association of Canada*, 34:5–24.
- POLLARD, D. D. et JOHNSON, A. M. (1973). Mechanics of growth of some laccolithic intrusions in the Henry Mountains, Utah, II: Bending and failure of overburden layers and sill formation. *Tectonophysics*, 18(3):311–354.
- POLLARD, D. D., MULLER, O. H. et DOCKSTADER, D. R. (1975). The form and growth of fingered sheet intrusions. *Geological Society of America Bulletin*, 86(3):351–363.

R

- RICHARDS, J. R. et MARK, R. (1966). Gelatin models for photoelastic analysis of gravity structures. *Experimental Mechanics*, 6(1):30–38.

- RIVALTA, E., BÖTTINGER, M. et DAHM, T. (2005). Buoyancy-driven fracture ascent: Experiments in layered gelatine. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 144(1):273–285.
- RIVALTA, E., TAISNE, B., BUNGER, A. et KATZ, R. (2015). A review of mechanical models of dike propagation: Schools of thought, results and future directions. *Tectonophysics*, 638:1–42.
- RUBIN, A. M. (1995). Propagation of magma-filled cracks. *Annual Review of Earth and Planetary Sciences*, 23:287–336.
- RUTTER, E., BRODIE, K. et EVANS, P. (1993). Structural geometry, lower crustal magmatic underplating and lithospheric stretching in the Ivrea-Verbano zone, northern Italy. *Journal of Structural Geology*, 15(3):647–662.
- S**
- SAINT BLANQUAT, M. (de)., HABERT, G., HORSMAN, E., MORGAN, S. S., TIKOFF, B., LAUNEAU, P. et GLEIZES, G. (2006). Mechanisms and duration of non-tectonically assisted magma emplacement in the upper crust: The Black Mesa pluton, Henry Mountains, Utah. *Tectonophysics*, 428(1):1–31.
- SAINT BLANQUAT, M. (de)., HORSMAN, E., HABERT, G., MORGAN, S., VANDERHAEGHE, O., LAW, R. et TIKOFF, B. (2011). Multiscale magmatic cyclicality, duration of pluton construction, and the paradoxical relationship between tectonism and plutonism in continental arcs. *Tectonophysics*, 500(1):20–33.
- SCHILLING, F. et PARTZSCH, G. (2001). Quantifying partial melt fraction in the crust beneath the Central Andes and the Tibetan Plateau. *Physics and Chemistry of the Earth, Part A: Solid Earth and Geodesy*, 26(4):239–246.
- SCHOFIELD, N., HEATON, L., HOLFORD, S. P., ARCHER, S. G., JACKSON, C. A.-L. et JOLLEY, D. W. (2012a). Seismic imaging of ‘broken bridges’: linking seismic to outcrop-scale investigations of intrusive magma lobes. *Journal of the Geological Society*, 169(4):421–426.
- SCHOFIELD, N., STEVENSON, C. et RESTON, T. (2010). Magma fingers and host rock fluidization in the emplacement of sills. *Geology*, 38(1):63–66.
- SCHOFIELD, N. J., BROWN, D. J., MAGEE, C. et STEVENSON, C. T. (2012b). Sill morphology and comparison of brittle and non-brittle emplacement mechanisms. *Journal of the Geological Society*, 169(2):127–141.
- SHAW, H. R. (1985). Links between magma-tectonic rate balances, plutonism, and volcanism. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 90(B13):11275–11288.

SHEA, T., HOUGHTON, B. F., GURIOLI, L., CASHMAN, K. V., HAMMER, J. E. et HOBDEN, B. J. (2010). Textural studies of vesicles in volcanic rocks: An integrated methodology. *Journal of Volcanology and Geothermal Research*, 190(3):271–289.

SULLIVAN, K., KOWALLIS, B. et MEHNERT, H. H. (1991). Isotopic ages of igneous intrusions in southeastern Utah - Evidence for a mid-Cenozoic Reno-San Juan magmatic zone. *Brigham Young University Geology Studies*, 37:139–144.

T

TAISNE, B. et JAUPART, C. (2009). Dike propagation through layered rocks. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 114(B9).

TAISNE, B. et TAIT, S. (2009). Eruption versus intrusion? Arrest of propagation of constant volume, buoyant, liquid-filled cracks in an elastic, brittle host. *Journal of Geophysical Research*, 114(B6):B06202.

TAISNE, B. et TAIT, S. (2011). Effect of solidification on a propagating dike. *Journal of Geophysical Research*, 116:1–14.

TAKADA, A. (1989). Magma transport and reservoir formation by a system of propagating cracks. *Bulletin of Volcanology*, 52(2):118–126.

TARASEWICZ, J., BRANDSDÓTTIR, B., WHITE, R. S., HENSCH, M. et THORBJARNARDÓTTIR, B. (2012). Using microearthquakes to track repeated magma intrusions beneath the Eyjafjallajökull stratovolcano, Iceland. *Journal of Geophysical Research: Solid Earth (1978–2012)*, 117(B9).

TARASEWICZ, J., WHITE, R., BRANDSDÓTTIR, B. et SCHOONMAN, C. (2014). Seismogenic magma intrusion before the 2010 eruption of Eyjafjallajökull volcano, Iceland. *Geophysical Journal International*, 198(2):906–921.

THOMPSON, G. A. et ZOBACK, M. L. (1979). Regional geophysics of the Colorado Plateau. *Tectonophysics*, 61(1):149–181.

THOMSON, K. (2007). Determining magma flow in sills, dykes and laccoliths and their implications for sill emplacement mechanisms. *Bulletin of Volcanology*, 70(2):183–201.

THOMSON, K. et HUTTON, D. (2004). Geometry and growth of sill complexes: Insights using 3D seismic from the North Rockall Trough. *Bulletin of Volcanology*, 66(4):364–375.

THORDARSON, T. et SELF, S. (1993). The Laki (Skaftar Fires) and Grimsvötn eruptions in 1783-1785. *Bulletin of Volcanology*, 55:233–263.

- TIBALDI, A. et PASQUARÈ, F. A. (2008). A new mode of inner volcano growth: The "flower intrusive structure". *Earth and Planetary Science Letters*, 271(1):202–208.
- TIMOSHENKO, S. P. et GOODIER, J. N. (1970). Theory of elasticity. *McGraw-Hill, New York*, 506p.
- TREAGUS, S. et TREAGUS, J. (2002). Studies of strain and rheology of conglomerates. *Journal of Structural Geology*, 24(10):1541–1567.

V

- VAGGELLI, G., FRANCALANCI, L., RUGGIERI, G. et TESTI, S. (2003). Persistent polybaric rests of calc-alkaline magmas at Stromboli volcano, Italy: Pressure data from fluid inclusions in restitic quartzite nodules. *Bulletin of Volcanology*, 65(6):385–404.
- VIGNERESSE, J. L. et BOUCHEZ, J. L. (1997). Successive granitic magma batches during pluton emplacement: The case of Cabeza de Araya (Spain). *Journal of Petrology*, 38(12):1767–1776.
- VIGNERESSE, J. L. et CLEMENS, J. (2000). Granitic magma ascent and emplacement: Neither diapirism nor neutral buoyancy. *Geological Society, London, Special Publications*, 174(1):1–19.

W

- WALDRON, J. W. et WALLACE, K. (2007). Objective fitting of ellipses in the centre-to-centre (fry) method of strain analysis. *Journal of Structural Geology*, 29(9):1430–1444.
- WATANABE, T., MASUYAMA, T., NAGAOKA, K. et TAHARA, T. (2002). Analog experiments on magma-filled cracks: Competition between external stresses and internal pressure. *Earth, planets and space*, 54(12):1247–1261.
- WHITE, J., SPARKS, R., BAILEY, K., BARNETT, W., FIELD, M. et WINDSOR, L. (2012). Kimberlite sills and dykes associated with the Wesselton kimberlite pipe, Kimberley, South Africa. *South African Journal of Geology*, 115(1):1–32.
- WIEBE, R. et COLLINS, W. (1998). Depositional features and stratigraphic sections in granitic plutons: Implications for the emplacement and crystallization of granitic magma. *Journal of Structural Geology*, 20(9):1273–1289.
- WILSON, P. I., MCCAFFREY, K. J., WILSON, R. W., JARVIS, I. et HOLDSWORTH, R. E. (2016). Deformation structures associated with the Trachyte Mesa intrusion, Henry Mountains, Utah: Implications for sill and laccolith emplacement mechanisms. *Journal of Structural Geology*, 87:30–46.

Z

- ZANDT, G., LEIDIG, M., CHMIELOWSKI, J., BAUMONT, D. et YUAN, X. (2003). Seismic detection and characterization of the Altiplano-Puna magma body, Central Andes. *Pure and Applied Geophysics*, 160(3-4):789–807.
- ZIBRA, I., SMITHIES, R., WINGATE, M. et KIRKLAND, C. (2014). Incremental pluton emplacement during inclined transpression. *Tectonophysics*, 623:100–122.

ANNEXES

Annexe A	Incertitudes et propagation des erreurs - Chapitre 2 et 3	a
Annexe B	Coordonnées GPS des échantillons	e

Annexe A

Incertitudes et propagation des erreurs -

Chapitres 2 et 3

Les incertitudes associées au module d'Young E , à la température adimensionnée θ et au flux adimensionnée ϕ_{dyke} et φ sont calculées selon le principe de la "propagation des erreurs" (Bevington et Robinson, 2003).

Module d'Young de la gélatine

L'erreur relative du module d'Young E à partir de l'équation :

$$E = \frac{Mg(1 - \nu^2)}{Dx} \quad (\text{A.1})$$

est :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_M}{M}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_x}{x}\right)^2} \quad (\text{A.2})$$

où σ est l'incertitude d'un paramètre.

Cependant, la déflexion $x = \beta + X_0 + X_1$ où β est l'épaisseur du poids ; X_0 la distance par rapport à la surface sans que le poids soit appliqué ; X_1 la distance par rapport à la surface quand le poids est appliqué (X_0 et X_1 sont mesurés par rapport à un même point fixe de référence).

Les valeurs de M , D , β , X_0 et X_1 utilisées dans les calculs sont les moyennes de trois mesures successives effectuées séparément. Par conséquent :

$$\sigma_x = \sqrt{\sigma_\beta^2 + \sigma_{X_0}^2 + \sigma_{X_1}^2} \quad (\text{A.3})$$

où $\sigma_\beta = \sigma_{X_0} = 0.02$ mm et $\sigma_{X_1} = 0.02 - 0.05$ mm.

Température adimensionnée

L'erreur relative de la température adimensionnée θ à partir de l'équation :

$$\theta = \frac{T_s - T_g}{T_i - T_g} \quad (\text{A.4})$$

est :

$$\frac{\sigma_\theta}{\theta} = \sqrt{\left(\frac{\sqrt{\sigma_{T_s}^2 + \sigma_{T_g}^2}}{T_s - T_g}\right)^2 + \left(\frac{\sqrt{\sigma_{T_i}^2 + \sigma_{T_g}^2}}{T_i - T_g}\right)^2} \quad (\text{A.5})$$

où $\sigma_{T_s} = \sigma_{T_g} = \sigma_{T_i} = 0.5$ °C.

Flux adimensionnés

L'erreur relative du flux adimensionné pour un dyke ϕ_{dyke} à partir de l'équation :

$$\phi_{dyke} = \frac{3Q\Delta\rho g}{2E\kappa} \quad (\text{A.6})$$

est :

$$\frac{\sigma_{\phi_{dyke}}}{\phi_{dyke}} = \sqrt{\left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{\Delta\rho}}{\Delta\rho}\right)^2} \quad (\text{A.7})$$

où $\sigma_Q = 0,05 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; σ_E est calculé à partir des équations (A.2) et (A.3). $\Delta\rho = \rho_{gelatine} - \rho_{vegetable\ oil}$ donc $\sigma_{\Delta\rho} = \sqrt{\sigma_{\rho_{gelatine}}^2 + \sigma_{\rho_{vegetable\ oil}}^2}$ avec $\sigma_{\rho_{gelatine}} = 5 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ (Menand et Tait, 2002) et $\sigma_{\rho_{vegetable\ oil}} = 4 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ (Galland *et al.*, 2006), d'où $\sigma_{\Delta\rho} = 6.4$.

L'erreur relative du flux adimensionné pour un sill φ à partir de l'équation :

$$\varphi = \left(\frac{1}{\kappa}\right) \left(\frac{Q^5 12 \eta}{m S^{7/2}}\right)^{1/4} \quad (\text{A.8})$$

est :

$$\frac{\sigma_{\phi_{sill}}}{\phi_{sill}} = \sqrt{\frac{5}{4} \left(\frac{\sigma_Q}{Q}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{\sigma_\eta}{\eta}\right)^2} \quad (\text{A.9})$$

où $\sigma_Q = 0,05 \times 10^{-6} \text{ m}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; σ_E est calculé à partir des équations (A.2) et (A.3) ; $\eta = \times A \exp\left[\frac{E_a}{RT_i}\right]$ donc $\frac{\sigma_\eta}{\eta} = \frac{-(\frac{E_a}{R})\sigma_{T_i}}{T_i^2}$ avec $E_a = 30380 \text{ J} \cdot \text{mol}^{-1}$; $R = 8.314$; $\text{m}^2 \cdot \text{kg} \cdot \text{s}^{-2} \cdot \text{K}^{-1} \cdot \text{mol}^{-1}$; $\sigma_{T_i} = 0.5 \text{ }^\circ\text{K}$; T_i in $^\circ\text{K}$.

Annexe B

Coordonnées GPS des échantillons

Le tableau B1 indique les coordonnées GPS pour chaque échantillon prélevé lors de la mission de terrain dans les Henry Mountains, Utah (USA).

Nom	Données GPS	Nom	Données GPS	Nom	Données GPS
15MC1A	N 37,91750° W 110,58639°	15TM2A	N 37,94465° W 110,59188°	15BM1	N 37,91921° W 110,61833°
15MC1B	N 37,91750° W 110,58639°	15TM2B	N 37,94465° W 110,59188°	15BM2	N 37,92273° W 110,61677°
15MC1C	N 37,91750° W 110,58639°	15TM3	N 37,94465° W 110,59188°	15BM3	N 37,92234° W 110,61458°
15MC2	N 37,91750° W 110,58639°	15TM4	N 37,94465° W 110,59188°	15BM4A	N 37,92240° W 110,61346°
15MC3	N 37,91750° W 110,58639°	15TM5	N 37,94465° W 110,59188°	15BM5	N 37,92240° W 110,61346°
15MC4	N 37,91750° W 110,58639°	15TM6	N 37,94460° W 110,59193°	15BM6	N 37,92240° W 110,61346°
15MC5	N 37,91750° W 110,58639°			15BM7	N 37,92240° W 110,61346°
15MC6	N 37,91750° W 110,58639°			15BM8	N 37,92240° W 110,61346°
15MC7	N 37,91750° W 110,58639°			15BM9	N 37,92216° W 110,61348°
15MC8	N 37,91750° W 110,58639°			15BM10	N 37,92757° W 110,60622°
15MC9	N 37,91606° W 110,58625°			15BM11	N 37,92640° W 110,60740°
15MC10	N 37,91606° W 110,58625°			15BM12	N 37,92646° W 110,60753°
15MC11	N 37,91606° W 110,58625°			15BM14	N 37,92673° W 110,60747°
15MC12	N 37,91606° W 110,58625°			15BM15	N 37,92694° W 110,60740°
15MC13	N 37,91606° W 110,58625°			15BM16	N 37,92704° W 110,60734°
15MC14	N 37,91158° W 110,58771°			15BM17	N 37,92746° W 110,60733°
15MC15	N 37,91158° W 110,58771°			15BM18	N 37,92572° W 110,60285°
15MC16	N 37,91158° W 110,58771°			15BM19	N 37,92450° W 110,60114°
15MC17	N 37,91158° W 110,58771°			15BM20	N 37,91286° W 110,60771°
15MC18	N 37,91158° W 110,58771°			15BM21	N 37,91254° W 110,60811°
				15BM22	N 37,91208° W 110,60834°

Tableau B1 : Coordonnées GPS des échantillons prélevés dans les Henry Mountains, Utah (USA).