Nancy-Université
INPL

AVERTISSEMENT

Ce document est le fruit d'un long travail approuvé par le jury de soutenance et mis à disposition de l'ensemble de la communauté universitaire élargie.
Il est soumis à la propriété intellectuelle de l'auteur au même titre que sa version papier. Ceci implique une obligation de citation et de référencement lors de l'utilisation de ce document.
D'autre part, toute contrefaçon, plagiat, reproduction illicite entraîne une poursuite pénale.

Contact SCD INPL : scdinpl@inpl-nancy.fr

LIENS

Code de la propriété intellectuelle. Articles L 122.4
Code de la propriété intellectuelle. Articles L 335.2 – L 335.10
http://www.cfcopies.com/V2/leg/leg_droi.php
http://www.culture.gouv.fr/culture/infos-pratiques/droits/protection.htm

CRPG

Ecole doctorale RP2E

Nancy-Université INPL

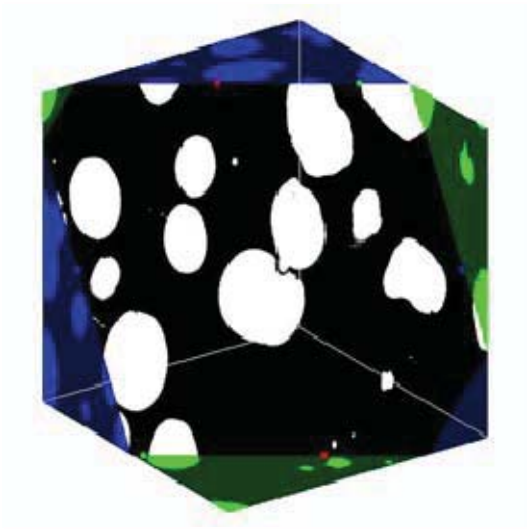
THESE DE DOCTORAT

Présentée à l'Institut National Polytechnique de Lorraine
en vue de l'obtention du titre de
Docteur de l'Institut National Polytechnique de Lorraine
Spécialité "Géosciences"

par

Aurélia COLIN

Contraintes sur les processus de dégazage des dorsales océaniques par la géochimie des volatils et la pétrologie des laves basaltiques



Soutenue publiquement le 6 décembre 2010 devant le jury composé de :

Eric HUMLER, Professeur, LPG Nantes - Rapporteur
Manuel MOREIRA, Professeur, IPG Paris - Rapporteur
Olivier ALARD, Chargé de Recherches, Géosciences Montpellier - Examinateur
Sujoy MUKHOPADHYAY, Professeur, Harvard University - Examinateur
François FAURE, Maître de conférences, CRPG Nancy- Invité
Peter BURNARD, Directeur de Recherches, CRPG Nancy - Directeur de thèse
Bernard MARTY, Professeur, CRPG Nancy - Directeur de thèse

A mes parents,
à mes frères,
à Laurent

Remerciements

Mes remerciements vont tout d'abord à mes deux directeurs de thèse Pete Burnard et Bernard Marty. Je vous remercie de m'avoir proposé un sujet de thèse passionnant et de m'avoir communiqué votre enthousiasme pour la Recherche. Je vous remercie également pour toutes les connaissances que vous m'avez transmises, depuis la géochimie des Gaz Rares jusqu'à la mécanique des Spectromètres de masse. J'ai bénéficié d'excellentes conditions de travail, et en particulier j'ai pu profiter de nombreux mois (années!) d'analyse aux gaz rares et j'ai pu présenter mes résultats dans de nombreuses conférences. Enfin je vous remercie pour votre disponibilité et votre convivialité.

Je remercie sincèrement Manuel Moreira, Eric Humler, Sujoy Mukhopadyay, et Olivier Alard d'avoir accepté d'évaluer ma thèse et pour les discussions soulevées.

Je remercie également Laurent Zimmermann pour sa patience et ses nombreux conseils pour adoucir les humeurs des spectromètres de masse (et pour les discussions psychédéliques). Je remercie Bouchaid Tibari pour son aide précieuse au laboratoire. Merci à tous les gaz rares, Bernard, Evelyne, Jennifer, Magali, Maia, Nicolas, Pete, Pierre-Henry, Raphael, Sarah et Yves, pour votre aide au quotidien et pour les apéros-ménage.

Je ne peux pas oublier François Faure, avec qui les heures de discussions ne se comptent jamais... merci pour ta disponibilité et ton enthousiasme communicatif pour l'Olivine!

Je remercie également David Jousselin et Sylvain Bourlange de m'avoir confié de nombreux travaux dirigés de Géologie structurale et Cartographie dans le cadre de mon monitorat. Ce fut un réel plaisir de travailler avec vous, dans la bonne humeur et la confiance.

Je tiens à remercier Jean Cauzid, pour ses conseils avisés qui m'ont permis d'obtenir du temps d'analyse au synchrotron, et Jérome Adrien qui m'a accueilli dans son laboratoire pour la microtomographie des échantillons. Merci également à Pierre Cartigny, qui m'a permis d'effectuer les analyses FTIR dans son laboratoire. Merci enfin Lydéric pour les références de Géodynamique!

Merci également à Aurélie, Isabelle, Odile, Martine et Cathie pour votre aide précieuse dans l'organisation de missions, la formalisation de contrats, la recherche biblio et mille et une difficultés administratives. J'ai toujours été accueillie très convivialement dans vos bureaux. Merci à Pierre et Julien pour l'aide dans la réalisation de pièces (toujours aussi admirative de l'atelier de découpage de métaux!) et pour l'électronique! Merci également à toutes les personnes du service général pour leur aide au quotidien.

Je remercie également les personnes avec qui les pauses midi et en tout genre ont été un plaisir: Laure, Tix, François, Nathalie, Maia, Camille, Lydéric, Marianne, Emilie, Guillaume, Claire, Mayt', Magali, Ph, Juliens, Christophe, Céline, Ségolène... Mes cobureaux enfin: Magali, tu t'es battue avant moi avec les vannes aux gaz rares, merci de m'avoir aidé à comprendre qu'un bon spectro marche parfois, tout est dans le parfois; Ritesh, malgré mon niveau anti-bilingue, j'ai apprécié de partager mon bureau avec toi! Mayt' pour ta zénitude, jamais je n'aurais cru possible d'avoir un co-bureau d'humeur si constante (effet du Yoggi Tea?) et Romain pour l'animation globale du bureau. Merci à Gaston, François,

Julien, Mayt' et à toute l'équipe du café du matin, j'ai émergé après trois cafés avec plaisir à vos cotés! Et puis tous les autres, que j'ai moins côtoyés, mais qui ont rendu ces trois années au CRPG agréables.

Enfin au cours de ces trois années certains de mes collègues sont devenus des amis. Merci Johanna et Tonio pour toutes les expériences culinaires que l'on a pu échanger et les apéros au Royal.... Merci Aurélie, j'ai beaucoup apprécié de partager des moments avec toi, et je garde un souvenir inoubliable de notre recherche de pillow en Islande. Romain, merci dans le désordre pour la combine barbeuc au sèche-cheveux, les rhums arrangés, les explications diagramme CMAF-propagation d'erreurs-basicité optique (c'est bien ça?), la découverte du çapeuland... Merci aux Juliens C. et F., à Pierre-Henri et à Maarten pour les pauses thé et les soirées bières, et puis pour m'avoir divertie avec vos délires sportifs... Mayt', sans rancune pour ta thèse-monitorat balades! Ph, bien sûr, pour les discussions sur les pannes de spectromètre, l'avenir du monde, et la découverte de l'OM. Merci à Déborah pour les nombreuses discussions sur nos sujets de thèse, ainsi que pour les moments agréables passés ensemble lors de différentes conférences, et en dehors! Enfin merci Sarah, Tu-Han et Evelyne pour les pauses thé, les discussions fuites et milligrammes d'olivine, les soirées ciné, repas et les we balade. C'est avec vous que j'ai passé la plupart de mon temps libre pendant la rédaction de cette thèse.

En dehors du labo je remercie les nancéens et ex-nancéens avec qui j'ai agréablement occupé mon temps libre sur Nancy et autour. Enfin merci à mes parents, à mes frères Fabrice et Xavier pour leur soutien... et bien sûr à Laurent, pour tout.

Table des matières

Liste des figures xi
Liste des tables xvii

CHAPITRE 1 - Introduction : le dégazage au niveau des dorsales océaniques ... **1**

1. Hétérogénéité mantellique et origine des volatils terrestre 6
1.1 Hétérogénéité isotopique du manteau 6
1.1.1 Différence isotopique entre sources des basaltes de ride et de point chaud 6
1.1.2 Modèles explicatif de l'hétérogénéité isotopique du manteau 10
1.2 Etat des connaissances sur les abondances en volatils du manteau 11
1.2.1 Les abondances relatives 11
1.2.2 Teneur en CO_2 du manteau et flux de CO_2 aux rides 13
1.3 Modèles d'acquisition des gaz rares terrestres 15

2. le dégazage dans le contexte de ride médio-océanique …..... 16
2.1 Le dégazage vu par les majeurs (CO_2, H_2O) et l'étude des vésicularités 16
2.1.1 La solubilité du CO_2 dans les liquides magmatiques 16
2.1.2 Dégazage en système ouvert ou fermé ? 18
2.2 Le dégazage par les gaz rares - théorie et fractionnements 19
2.2.1 Fractionnement élémentaire et rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ 19
2.2.2 Vers un modèle en système ouvert 23
2.2.3 La remise en cause du modèle 25
2.2.4 Le modèle cinétique 26
2.3 Le dégazage étudié par l'analyse bulle par bulle 26

3. Histoire magmatique et chambres magmatiques aux rides 27
3.1 L'origine des MORBs 27
3.2. L'accrétion crustale 28
3.3 Taux d'expansion des dorsales et morphologie des rides et des chambres magmatiques 29
3.3.1 Description des rides rapides 30
3.3.2 Description des rides lentes 32
3.3.3 Bilan 34
3.4 Variation de la composition en volatils des lav es issues d es dorsales à l'échelle de la planète : hétérogénéité de source ou variation des processus de dégazage ? 35

CHAPITRE 2 - Méthodes analytiques **39**

1. Mesure des majeurs par sonde électronique 41

2. La tomographie …..... 41
. 2.1 Principe de la microtomographie 42
2.2 Caractéristiques et réglages des microtomographes utilisés 42
2.3 La préparation des échantillons 43
2.4 Le retraitement des images 44

3. Analyse des volatils 46
3.1 Mesure de l' eau et du C O_2 dissouts dans les verres bas altiques par spectrométrie infrarouge 46
3.2 Méthode d'analyse des gaz rares 47
3.2.1 L'analyse des verres volcaniques de la ride des Galápagos par broyage sous vide 47
3.2.2 L'analyse bulle-par-bulle d'échantillons de verres volcaniques 50

CHAPITRE 3 - Interaction ride-panache le long de la dorsale des Galápagos - Distinction entre effets du dégazage et de source grâce aux isotopes du néon et aux abondances relatives en ^{4}He-^{40}Ar-CO_2 ..... **63**

INTRODUCTION 65

ARTICLE - Plum e -ridge interaction along the Galapagos Spreading Centre: Discerning between gas loss and source e ffects using neon is otopic compositions and ^{4}He-^{40}Ar*-CO_2 relative abundances 67
Abstract
1. Introduction 68
1.1 Study Objectives 68
1.2 Geological Background 69
2. Samples and analytical techniques 70
3. Neon isotopic compositions along the GSC 73
4. Degassing along the GSC 79
Influence of Degassing on Neon Relative Abundances 86
5. Creating a helium-free plume signature on the GSC 87
6. Conclusions 90

CHAPITRE 4 - Durée des cycles de convection sous les rides océaniques -étude des inclusions magmatiques **95**

INTRODUCTION 97

ARTICLE - Time scale of convection cells in magma chambers below mid-Atlantic ridge: melt inclusions investigation 99

1. Introduction 99
2. Sample description and experimental methods 100
3. Olivine microcrysts morphologies 101
3.1 "Normal" morphologies 101
3.2 "Special" morphologies 103
3.2.1 Closed hopper crystals 103
3.2.2 Complex swallowtail crystal 107
3.3 Chemical composition of the magmatic liquid 108
4. Discussion 109
4.1 Significance of inclusion location, shape and size in closed hopper crystals 110
4.1.1 Nucleation step 111
4.1.2 Growth steps 111
4.2 Duration of olivine growth steps 112
4.3 Geological implications 114
5. Conclusions 115

CHAPITRE 5 - Caractéristiques de la vésicularité des MORBs et contraintes sur les processus de dégazage. - étude d'images tomographiques **119**

1. Origine des échantillons d'étude..... 121
1.1 la ride Est-Pacifique entre 17°S et 19°S (échantillons ND12-2 et ND21-4) 123
1.2 la ride Atlantique 127
1.2.1 la N-MAR au sud de 33°N (échantillons CH98DR11 et RD87DR10) 127
1.2.2 la N-MAR dans la zone d'influence du point chaud des Açores entre 33 et 50°N (échantillons CH31DR01 et CH31DR10) 128
1.2.3 la N-MAR dans la zone d'influence du point chaud islandais, au-delà de 50°N (échantillons A007, A008, A012 et A022) 130

2. description des échantillons 133
2.1 pétrographie 133
2.2 fractures et altération 136
2.3 morphologie des vésicules 137
2.4 relation cristaux-vésicules 138

3. CO_2 et H_2O dissouts dans les verres : les échantillons sont-ils à l'équilibre avec la pression d'éruption ? 139

4. Etude de la vésicularité 145
4.1 vésicularité et taille des vésicules 146
4.2 répartition des tailles de vésicules (VSD) 151
4.2.1 Résultats 152
4.2.2 Discussion 154

5. Conclusion 159

CHAPITRE 6 -Les processus de dégazage à l'échelle de l'échantillon par l'analyse des différentes vésicules de verres de MORBs -Analyses ^{4}He-^{40}Ar-CO_2 **163**

1. Mesure de la quantité de CO_2 dans les vésicules 165
1.1 estimation de la pression partielle d'eau dans les vésicules 165
1.2 mesure de la pression dans les vésicules (VIP pour Vesicle Internal Pressure) 166

2. Rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ dans les vésicules 169

3. le dégazage par l'analyse bulle-par-bulle 172
3.1 résultats de l'analyse bulle-par-bulle 172
3.2 discussion sur les mécanismes de dégazage 176
3.2.1 dégazage contrôlé par la solubilité : modèle de distillation 176
3.2.2 modèle cinétique de dégazage : contrôle par les vitesses de diffusion 180
3.2.3 hypothèses expliquant la composition des bulles du verre CH31DR10 181
3.3 préservation de degrés de dégazage différents au sein d'un même échantillon 181

4. Conclusions 184

CONCLUSION GENERALE **189**

REFERENCES **201**

Liste des figures

Figure 1 : Compilation d'après Graham (2002) des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ versus $^{20}Ne/^{22}Ne$ dans les MORBs et OIBs 8

Figure 2 : diagramme des trois isotopes du néon. Compilation de David Graham (2002) 9

Figure 3 : solubilité des gaz rares à partir du modèle de porosité ionique étendu en fonction de leur taille atomique. D'après Nuccio et Paonita (2000) 20

Figure 4 : évolution du rapport $^{4}He/^{40}Ar$ dans les vésicules et le magma et pourcentage d'hélium et d'argon passés dans les vésicules en fonction de la vésicularité 23

Figure 5 : modèles pétrologique (ou ophiolitique; à gauche; d'après Nicolas et al., 1988) et sismologique (à droite, Mével, 2003) pour la croûte océanique formée au niveau des dorsales rapides 28

Figure 6 : Taux d'expansion en mm/an mesurés le long des principales dorsales océaniques, d'après De Mets et al. 1990 29

Figure 7 : aperçu de la topographie de la ride Est-Pacifique (à gauche), typique d'une ride rapide, et de celle de la ride médio-Atlantique (à droite), typique d'une ride lente 30

Figure 8 : a) Coupe perpendiculaire à l'axe d'une dorsale rapide (France et al., 2009). b) Des lentilles de magma sont imagées à différents niveaux dans la croûte (Canales et al., 2009) ……. 31

Figure 9 : Modèles d'accrétion de la croute océanique d'après Korenaga and Kelemen (1997) : a) le modèle “gabbro glacier"; b) modèles intermédiaires; c) Modèle “sheeted sill" …….. 32

Figure 10 : coupe schématique le long de l'axe de la dorsale Atlantique, d'après Cannat et al. (1995) 33

Figure 11 Les basaltes issus de rides lentes présentent des concentrations en MgO plus élevées, et des rapports K/Ti, $^{87}Sr/^{86}Sr$ et $^{143}Nd/^{144}Nd$ plus hétérogènes (d'après Rubin et Sinton, 2007) 34

Figure 12 : modèle de Paonita et Martelli (2007), expliquant la variabilité de la composition en He-Ar-CO_2 des MORBs par le dégazage cinétique d'une source de composition homogène .....…… 36

Figure 13 : échantillon de verre volcanique après préparation pour la tomographie .. 43

Figure 14: protocole de retraitement d'image permettant de supprimer les artefacts... 45

Figure 15 : schéma du faisceau laser et du système d'extraction laser. Modifié d'après Zimmermann et al. (2009) 51

Figure 16 : profondeur d'ablation d'échantillons de verres volcaniques obtenue en fonction du nombre de coups d'ablation effectués avec un laser excimère 193nm 53

Figure 17 : saut de pression mesuré par la jauge de pression à capacitance de type baratron lors de l'ouverture d'une vésicule de MORB au laser 54

Figure 18 : erreur sur la mesure du CO_2 en fonction de la quantité de gaz 54

Figure 19 : schéma de la ligne de purification reliée au spectromètre de masse VG5400 55

Figure 20 : sensibilité en ^{40}Ar sur la cage et ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons en fonction de la quantité de ^{40}Ar injectée dans le spectromètre 59

Figure 21 : sensibilité en ^{40}Ar, ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons en fonction de la quantité de ^{40}Ar injectée dans le spectromètre 60

Figure 22: Location along the GSC between 86°W and 98° W of the 21 glass samples analysed here and ridge bathymetry, MgO, K_2O/TiO_2 content of basalts (after Cushman et al., 2004; Christie et al., 2005) 71

Figure 23: neon three isotope diagrams showing that the GSC basalt compositions (this study) plot near the MORB-air mixing line (Sarda et al., 1988), far from the plume-air mixing line defined by Fernandina basalts (Kurz et al., 2009) …… 75

Figure 24: $^4He/^3He$ vs. $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ for the GSC (this study - $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ are individual step-crushing, $^4He/^3He$ are total from crushing) and Galapagos Islands (Kurz et al., 2009 - $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ and $^4He/^3He$ are total from crushing or fusion) 76

Figure 25: $^3He/^{22}Ne$ vs $^{20}Ne/^{22}Ne$ diagram. Triangles and squares are Fernandina and Northern Dredges respectively from Kurz et al. (2009); sample totals (fusion or crushing) are plotted. Filled diamonds represent crushing totals obtained on GSC samples (this study) while filled circles represent individual crush steps 77

Figure 26: $^4He/^{40}Ar^*$ variations as a function of the longitude and the eruption depth (totals from crushing) 80

Figure 27: ln($^4He/^{40}Ar^*$) vs. ln($^{40}Ar^*/CO_2$) and ln($^4He/^{40}Ar^*$) vs. ln($^4He/CO_2$) diagram ……..... 81

Figure 28: $^4He/^{40}Ar$ of GSC samples (totals only) plotted as a function of MgO content of the glasses; First of all, model curves were calculated assuming that degassing is forced by fractional crystallisation during residence in the AMC. The second stage results from decompression during transfer of magma from the AMC to the seafloor which superimposes degassing on that of the black line. This is traced by the dashed lines where the degree of degassing is governed by the pressure drop indicated on the right hand side of the graph. Both stages are

Rayleigh degassing 85

Figure 29: photomicrographs showing a) a swallowtail crystal observed in the (010) plane b) closed hopper crystals presenting significant dendritic overgrowths (d) in the (010) plane on crystal corners, and sperulites (sp) developed on the dendrites in the [100] direction 102

Figure 30: a) closed hopper crystal presenting two symmetrical inclusions along the [100] axis. Note the presence of a vesicle at the centre of the crystal; b) closed hopper crystal presenting an hourglass shape due to the presence of symmetric V-shape inclusions at the top of his prism. c) closed hopper crystal presenting U-shape symmetrical inclusions..... 103

Figure 31: closed hopper crystal with 3 pairs of small symmetrically distributed inclusions. The large inclusions are also symmetrically distributed but only one of the inclusions preserves its' shrinkage bubble (top) because the lower inclusion is still open to the glass on the other side of the crystal. Note the presence of dendritic overgrowths at the crystal corners due to final cooling at the seafloor 104

Figure 32: a) Cavity of a hopper crystal viewed from above (perpendicular to [100]). b) Closed-hopper crystal observed on the [001] face presenting several pairs of symmetrically distributed inclusions. c) Explicative diagram of the inclusion negative crystal shape 105

Figure 33: closed hopper crystal presenting inclusions of various sizes and shapes .. 106

Figure 34: complex swallowtails crystals 108

Figure 35: Compilation of profiles for Al_2O_3 and CaO in the glass at olivine edges; composition in Al_2O_3 and CaO of inclusions of different size in different olivines ... 109

Figure 36: profiles of Al_2O_3 and CaO across the glass margin and across an inclusion 112

Figure 37 : carte régionale de la ride Est-Pacifique à 13-23°S, modifiée d'après Kurz et al. (2005) 125

Figure 38 : couplage des rapports isotopiques He-Ne et He-Sr à 17°S, et modèle explicatif, d'après Kurz et al., 2005 126

Figure 39 : localisation des échantillons par rapport à l' anomalie géochimique associée au point chaud des Açores. a) carte de l' archipel des Açores, d' après Moreira et Allègre, 2002; b) figure issue de Dosso et al., 1999 mettant en évidence l'anomalie en $^{87}Sr/^{86}Sr$; c) figure issue de Moreira et Allègre (2002) modifiée, sur laquelle est visible l'anomalie en $^{3}He/^{4}He$. b et c, la zone en bleu correspond à la localisation des échantillons CH31DR01 et CH31DR10 129

Figure 40 : localisation des échantillons étudiés en Islande. La carte est modifiée d'après Kurz et al. (1985). Les valeurs sont les $^{3}He/^{4}He$ mesurés par Kurz et al. (1985), les zones en violet correspondent aux contours de l'anomalie de Bouger (0 et -20mGal) d'après Anderson (1998) 132

.Figure 41 : coupes tomographiques des échantillons étudiés 134

Figure 42 : m icrophotographies de l' échantillon A012 en lum ière transmise naturelle. A gauche verre présentant des m icrocristaux d'olivine et de spinelle; à droite phénocristal d'olivine présentant des spinelles en inclusion 136

Figure 43 : figures de coalescence. Les fi gures a et b sont issues des coupes tomographiques de A007, c et d de A008 138

Figure 44 : vésicules associées à des cr istaux. a) échantillon ND12-2, vésicules associés à des microlithes de plag ioclase ou clinopyroxène; b) échan tillon A012, vésicules en périphérie de sphérulithes. A gauche image tomographique, à droite microphotographie en lumière transmise naturelle 139

Figure 45 : Quantité de CO_2 dissout en fonction de la pression de la colonne d'eau à la profondeur d'échantillonnage (considérée comme égale à la pression de m ise en place de l'échantillon). La droite en trait plein correspond à la solub ilité du CO2 dans un MORB d' après Jendrzejewski et al., 1996. Les droites en pointillé correspondent à des degrés de sursaturation de 1.5, 2 et 3 141

Figure 46: quantité d'eau dissoute en fonction de la pression de la colonne d'eau à la profondeur d'échantillonnage (considérée égale à la pression de la colonne d' eau lors de la m ise en pla ce de l' échantillon). La courbe en noir correspond à la solubilité de l'H_2O dans un basalte (SiO2=49 %) calculée av ec la m acro VOLATILCALC (Newman et Lowenstern, 2002) à 1200°C 143

Figure 47 : courbe de solubilité de l' eau dans un liquide basaltique contenant 49% de SiO2 à 1200°C, en fonction de la pressi on à la profondeur d'éruption. Les barres indiquent la gamme de pression lors de la mise en place de l'échantillon permettant d'obtenir la quantité d'eau dissoute mesurée dans les échantillons. 144

Figure 48 : vue en 3-dim ensions de la vé sicularité des échantillons im agés par tomographie 147

Figure 49 : densité de population (n) des vésicules des échantillons d'étude. D est le diamètre des vésicules. Les droites en pointillés sont des droites de tendance de tout ou partie de la densité de population de chaque échantillon 153

Figure 50 : synthèse des densités de populations des échantillons étudiés. Les droites sont les tendances obt enues sur des portions de la densité de population de chaque échantillon 154

Figure 51 : forme des VSD, en loi exponentielle et loi puissance, d'après Mangan et Cashman (1996) 155

Figure 52 : courbes de com position de liquide basaltique (SiO_2=49%) à l'équilibre avec une com position de vapeur fixée (1, 2, 5 et 10% d' eau), d'après VOLATILCALC 166

Figure 53: pression dans le s vésicules recalculée à la température de transition vitreuse (1000K) en fonction de la quantité de CO_2 mesurée par un manomètre à

capacitance et du volume des vésicules estimé à partir d'images tomographiques 169

Figure 54 : rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ fonction de la quantité de ^{40}Ar m esurés dans différentes vésicules 171

Figure 55: rapports $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ vs. $CO_2/^{40}Ar^{*}$ et $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ vs. $CO_2/^{4}He$ des vésicules individuelles de verres de MORBs 173

Figure 56 : com position $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ et $CO_2/^{40}Ar^{*}$ de vésicules individuelles des échantillons d'étude. Les vésicules préserv ent des compositions variables au sein d'un même échantillon …… 175

Figure 57: présentation des m odèles de distillation de Rayleigh pour les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 178

Figure 58 : relation entre le rapport ln($^{4}He/^{40}Ar^{*}$) et la quantité de CO_2 contenue dans les vésicules des échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 182

Liste des Tables

Tableau 1 : principales réactions produisant des gaz rares dans le manteau terrestre. Les radioactivités de ^{244}Pu et ^{129}I sont éteintes 3

Tableau 2 : Composition en volatils de la popping rock 13

Tableau 3 : estimations des teneurs en carbone du manteau et du flux de CO_2 au niveau des dorsales, selon différents auteurs 14

Tableau 4 : principales caractéristiques des rides lentes et des rides rapides 35

Table 5: Neon isotopes and ^{40}Ar-^{4}He-CO_2 abundances in GSC basaltic glasses 91

Table 6: Helium isotopes analyses in GSC basaltic glasses 93

Table 7: average glass and olivine compositions, measured using a CAMECA SX-100 electron microprobe analyser 101

Tableau 8 : localisation des échantillons étudiés 122

Tableau 9 : Analyses CO_2, gaz rares et MgO de la vésicularité des échantillons d'étude, par broyage sous vide 123

Tableau 10 : quantités de CO_2 et H_2O dissous dans le verre mesurées par FTIR (cf. chapitre 2- Techniques analytiques) 140

Tableau 11 : vésicularité des échantillons d'étude. La quantité de CO_2 présente dans la vésicularité est estimée en utilisant le volume molaire du CO_2 à la pression de mise en place de l'échantillon 149

Tableau 12 : quantité de CO_2 contenue dans les échantillons 150

Tableau 13 : rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ magmatiques déduits de l'analyse bulle-par-bulle, et valeurs de la littérature des mêmes échantillons, avec extraction des gaz par broyage 170

Tableau 14 : composition relative en CO_2-He-Ar du magma avant dégazage et rapports de solubilités déduites du modèle de distillation de Rayleigh 179

Tableau 15 : analyses ^{4}He-$^{40}Ar^*$-CO_2 de vésicules individuelles de verres de MORB par ablation laser 185



Seltún, Islande

CHAPITRE 1

INTRODUCTION : LE DEGAZAGE AU NIVEAU DES DORSALES OCEANIQUES

Les gaz rares (He, Ar, Ne, Xe...) ont la particularité d'être inertes et présentent une grande variabilité isotopique et élémentaire sur Terre et dans le système solaire. Ces deux caractéristiques en font d'excellents traceurs de source et des processus magmatiques. Sur Terre, certains isotopes des gaz rares (^{36}Ar, ^{3}He, ^{20}Ne et ^{22}Ne) sont considérés comme primordiaux parce qu'ils ne sont pas produits en quantité significative dans le manteau; ils ont été incorporés au début de la formation de la Terre. D'autres sont continuellement produits dans le manteau et dans la croute par décroissance radioactive (^{40}Ar, ^{21}Ne, ^{4}He....) ; leur concentration dépend de celle des radio-parents. Enfin des échantillons d'origine mantellique exposés à la surface de la planète peuvent contenir des isotopes produits par réaction cosmogénique (^{3}He, ^{21}Ne). Le Tableau 1 résume les principales réactions de production de gaz rares dans le manteau terrestre.

^{4}He	décroissance radioactive	
	$^{238}U \rightarrow {}^{206}Pb + 8\,^{4}He + 6\beta^-$	$t_{1/2}$=4.47Ga
	$^{235}U \rightarrow {}^{207}Pb + 7\,^{4}He + 4\,\beta^-$	$t_{1/2}$=0.7Ga
	$^{232}Th \rightarrow {}^{208}Pb + 6\,^{4}He + 4\beta^-$	$t_{1/2}$=14.01Ga
^{21}Ne	réactions nucléogéniques suite à la décroissance radioactive de U et Th	
	$^{18}O(\alpha,n)^{21}Ne$	
	$^{24}Mg(n,\alpha)^{21}Ne$	
^{40}Ar	décroissance radioactive	
	$^{40}K \rightarrow 0.105\,^{40}Ar$	$t_{1/2}$=1.25Ga
^{136,134,132,131,129}Xe	fission spontanée	
	de ^{244}Pu et ^{238}U	$t_{1/2}$=82Ma et 4.45Ga ans respectivement
	décroissance radioactive	
	$^{129}I \rightarrow {}^{129}Xe + \beta^-$	$t_{1/2}$=16Ma

Tableau 1 : principales réactions produisant des gaz rares dans le manteau terrestre. Les radioactivités de ^{244}Pu et ^{129}I sont éteintes.

Une bonne connaissance des différents réservoirs terrestres, des hétérogénéités, est essentielle afin de comprendre précisément les modes d'acquisition de ces volatils, la structure du manteau et les transferts actuels et passés entre les différents réservoirs.

Les rapports (isotope radiogénique)/(isotope primordial) varient de façon significative sur Terre et suggèrent une certaine hétérogénéité du manteau. Ils ont l'avantage d'être très peu fractionnés lors de phénomènes tels que la fusion partielle ou le dégazage (les variations sont de l'ordre du pour mille). L'hétérogénéité observée peut être dûe soit à une hétérogénéité initiale de la répartition des isotopes primordiaux, soit à un appauvrissement précoce en

isotopes primordiaux de certains réservoirs (les isotopes radioactifs sont moins affectés car ils continuent à être produits après cet évènement), soit à des concentrations hétérogènes en radio-parents (initiales ou dues à des phénomènes tels que la fusion partielle). Les variations mantelliques du rapport $^{3}He/^{4}He$ sont parmi les plus étudiées, et suggèrent au moins deux réservoirs mantelliques distincts, à savoir celui à l'origine des basaltes de ride et celui à l'origine des basaltes de point chaud. Il est cependant difficile de trancher entre les diverses hypothèses permettant d'expliquer cette hétérogénéité (ce point sera détaillé dans la première partie de ce chapitre). L'utilisation conjointe de différents isotopes ne permet pas toujours d'avancer puisque les différents gaz rares ont souvent des parents communs, et la comparaison est souvent obscurcie par la contamination atmosphérique des échantillons analysés, de sorte qu'il est parfois difficile de déterminer la part de la contamination dans la composition de la source. C'est le cas par exemple du néon et de l'argon, dont la composition isotopique mantellique est mal contrainte.

De plus en plus d'auteurs cherchent à intégrer aux modèles les rapports élémentaires entre gaz rares. Mais leur détermination pose nombre de difficultés, puisqu'en plus d'une contamination atmosphérique, les rapports mesurés ne sont pas directement les rapports mantelliques mais sont fractionnés par une multitude de phénomènes tels que la fusion partielle ou le dégazage magmatique lors de la remontée des échantillons vers la surface. Ces fractionnements sont fonction de la taille atomique et de la polarisation du nuage électronique des éléments. De grands progrès ont été réalisés dans la détermination des coefficients de partage liquide/solide ou liquide/vapeur, afin de corriger de ce fractionnement. Cependant les processus de dégazage restent mal connus. Certains auteurs pensent que le dégazage se fait essentiellement en système fermé, d'autres en système ouvert, et il n'est pas toujours facile de déterminer la part de dégazage cinétique. En effet, les différents volatils n'ont pas seulement des solubilités différentes ($He>CO_2>Ar>Kr>Xe$), ils ont également des vitesses de diffusion très différentes ($Xe<Ar\approx CO_2<H_2O<Ne<He$). La quantité de gaz perdue est très difficile à quantifier si l'on ne connait pas précisément les mécanismes de dégazage. Il est de plus légitime de penser que des liquides magmatiques provenant de différentes régions du manteau n'ont pas subi les mêmes processus de dégazage, selon le contexte géodynamique local (vitesse de remontée du magma, présence ou non de chambres magmatiques...). Une correction adaptée au contexte apporterait donc beaucoup à la connaissance du manteau actuel.

Un des grands défis est de préciser la teneur en volatils du manteau, en s'affranchissant du dégazage lors de la remontée des liquides magmatiques. Les teneurs en CO_2 du manteau

sont encore sujets de débat, en particulier à cause de la méconnaissance de l'intensité du dégazage. Connaitre les concentrations en volatils des réservoirs mantelliques et les processus de dégazage, c'est également pouvoir contraindre les flux entre les différents réservoirs terrestres. Dernièrement, un effort important a été mené pour contraindre les flux de CO_2 émis vers l'atmosphère, notamment au niveau des rides océaniques, afin de paramétrer les modèles d'évolution du climat, mais il n'existe toujours pas de consensus.

Améliorer la connaissance du dégazage au niveau des rides océaniques et des points chauds et contraindre la teneur en volatils du manteau peut également permettre de préciser nombre de modèles focalisés sur les processus magmatiques. L'observation ou non de phénomènes cinétiques lors du dégazage, peut donner une contrainte sur la vitesse de remontée du magma par exemple, et/ou le temps de résidence du magma dans la croute. L'observation de déséquilibres peut donner des informations sur le comportement des gaz rares, et permettre de contraindre des paramètres tels que la solubilité relative ou les vitesses de diffusion sur lesquels plus de modèles théoriques que de données expérimentales existent. La perte ou non des volatils peut changer la densité du liquide magmatique et sa viscosité. Le dégazage est également suspecté de jouer un rôle important dans la remonté des liquides depuis les chambres magmatiques jusqu'à la surface ; l'éruption magmatique peut être déclenchée par l'augmentation de la pression dans la chambre magmatique suite au dégazage des volatils (e.g. Proussevitch et al., 2005). Les vésicules peuvent également jouer le rôle de nucléus pour la cristallisation des magmas (théorie de la nucléation hétérogène) et inversement les cristaux peuvent jouer le rôle de nucléus pour la formation de bulles. Une meilleure connaissance des phénomènes de dégazage peut amener à terme une meilleure compréhension de l'ensemble des processus magmatiques aux rides océaniques.

Nous proposons ici :

- l'étude couplée des processus de dégazage et des hétérogénéités de source au niveau de la dorsale des Galápagos affectée par un point chaud (chapitre 3).
- l'étude des microlithes et des inclusions magmatiques dans un échantillon de verre basaltique issu de la dorsale Nord Atlantique mettant en évidence l'existence de convection dans la lentille magmatique sous cette dorsale lente (chapitre 4). Cette étude vise à apporter des contraintes sur la cinétique des processus magmatiques.
- l'étude à petite échelle du dégazage à partir d'échantillons provenant de contextes géodynamiques différents (dorsale lente, rapide, influencée par un point chaud) par l'étude tomographique de verres volcaniques et l'étude des variations de composition en volatils (He-Ar-CO_2) entre les différentes vésicules d'un même échantillon (chapitre 5).

Nous allons tout d'abord effectuer un bref résumé de l'état de la connaissance de la composition en volatils du manteau et de ses hétérogénéités. Puis nous focaliserons cette introduction sur les modèles de dégazage qui ont été présentés par le passé, basés sur les éléments majeurs (CO_2, H_2O). Nous nous intéresserons ensuite aux modèles de dégazage basés sur les gaz rares. Enfin nous discuterons l'origine mantellique des MORBs, les processus d'accrétion aux rides et les différences entre les dorsales océaniques selon leur taux d'expansion. Ces éléments peuvent donner des clés à la compréhension d'éventuelles différences de processus de dégazage selon le contexte géodynamique.

1. Hétérogénéité mantellique et origine des volatils terrestres

1.1 Hétérogénéité isotopique du manteau

1.1.1 Différence isotopique entre sources des basaltes de ride et de point chaud

i. les isotopes de l'hélium

L'existence d'au moins deux réservoirs distincts dans le manteau est suggérée par les isotopes de l'hélium. En dehors des échantillons exposés depuis longtemps à un rayonnement cosmique, l'^{3}He mesuré dans les échantillons terrestres est considéré comme primordial. L'^{4}He est quant à lui produit par décroissance radioactive de Uranium et Thorium. Les rapports ^{3}He/^{4}He mantelliques sont assez bien contraints car les échantillons ne sont pas contaminés par l'atmosphère qui est très pauvre en hélium comparativement au manteau; en effet, l'hélium, très léger, est perdu relativement vite par celle-ci (temps de résidence de l'ordre de un million d'années). La mesure du rapport ^{3}He/^{4}He dans des échantillons de rides océaniques a donné une valeur assez constante pour la source des MORBs, en moyenne 8.75 (±2.14) fois le rapport atmosphérique (Ra) selon la compilation de Graham (2002). Cependant cette moyenne est influencée par quelques valeurs plus élevées généralement associées à la proximité d'un point chaud, de sorte que la plupart des MORBs ont des valeurs comprises entre 7 et 9Ra. Des valeurs très basses ont parfois été mesurées mais elles semblent associées à la présence de matériel recyclé (Southern Chile Rise, à moins de 3.5Ra, selon Sturm et al., 1999). Dans les basaltes issus de points chauds (Galápagos, Samoa, la Réunion, Easter, Juan Fernandez, Yellowstone, le rift Ethiopien) les valeurs du rapport ^{3}He/^{4}He sont beaucoup plus variables (Graham, 2002) et souvent plus élevées, pouvant atteindre 50 Ra (Stuart et al, 2003 ; Starkey et al., 2009). Ces valeurs sont plus proches du rapport de la nébuleuse solaire (120Ra, mesuré dans l'atmosphère de Jupiter (Mahaffy et al., 1998), ou de la valeur du vent solaire

(330 Ra mesuré dans les sols lunaires, Benkert et al., 1993; Palma et al., 2002), la différence étant probablement due à la production d'^{4}He dans le manteau.

ii. les autres rapports isotopiques

Les rapports (isotope radiogénique)/(isotope primordial) des autres gaz rares varient de façon significative dans le manteau actuel (^{21}Ne/^{22}Ne, ^{40}Ar/^{36}Ar) et semblent cohérents avec le rapport isotopique de l'hélium : les zones du manteau qui présentent des rapports isotopiques radiogéniques pour l'hélium en présentent également pour le néon, et il semble que ce soit également le cas pour l'argon.

a. les isotopes du néon

La source des MORBs est caractérisée par de l'hélium et du néon plus radiogéniques que la source de certains OIBs comme Loihi, l'Islande et les iles Galápagos. Le néon a l'avantage de présenter trois isotopes (^{20}Ne, ^{21}Ne et ^{22}Ne) dont deux (^{20}Ne et ^{22}Ne) sont considérés comme primordiaux dans le manteau. La composition isotopique du manteau est clairement différente de celle de l'atmosphère (Craig et Lupton, 1976; Poreda et Radicati di Brozolo, 1984; Honda et al., 1987; Sarda et al., 1988; Ozima et Zashu, 1991). Dans un diagramme des trois isotopes du néon, les MORBs ont une composition qui s'aligne selon une droite de mélange entre l'atmosphère et une valeur mantellique (Sarda et al., 1988; Graham, 2002). La valeur mantellique du rapport ^{20}Ne/^{22}Ne est un sujet de discussion, la valeur maximale mesurée étant de 13 (par exemple Yokochi et Marty, 2004), intermédiaire entre les valeurs solaire (13.8) et du néon-b (12.5). Le néon-b a été mesuré dans des météorites et correspond à la valeur du vent solaire quand il s'implante à la surface de planétésimaux. Lorsque l'on ajoute sur ce graphique les valeurs mesurées dans les OIBs, on observe que les compositions sont moins radiogéniques, plus proches de la valeur solaire. Le rapport ^{20}Ne/^{22}Ne maximum observé est du même ordre que celui des MORBs, il est donc considéré que le rapport ^{20}Ne/^{22}Ne est homogène dans le manteau, bien qu'il n'y ait pas de preuve formelle. Dans le diagramme des trois isotopes du néon, on peut aisément calculer le rapport ^{21}Ne/^{22}Ne mantellique (corrigé de la contamination atmosphérique), en considérant que la valeur mantellique du rapport ^{20}Ne/^{22}Ne est de 13.8 (ou 12.5). Ce rapport est plus faible pour les OIBs que pour les MORBs.

b. les isotopes de l'argon

L'argon possède également deux isotopes primordiaux (^{36}Ar et ^{38}Ar) et un isotope radiogénique (^{40}Ar). Cependant, contrairement au néon, aucune différence isotopique ne semble exister pour les isotopes primordiaux de l'argon entre le manteau et l'atmosphère

(Raquin et Moreira, 2009; Kunz et al., 1999). Cependant, les rapports $^{38}Ar/^{36}Ar$ de l'atmosphère (0.188) et du vent solaire (0.182 - Meshik et al., 2007) étant relativement proches, une incertitude existe quant aux valeurs, et cette à priori similitude peut être le reflet d'un manque de précision analytique. Quoi qu'il en soit, cette similitude empêche de corriger les analyses de la contamination atmosphérique importante des échantillons. Des rapports isotope radiogénique/isotope primordial $^{40}Ar/^{36}Ar$ supérieurs à 40000 ont été mesurés dans les MORBs (Burnard et al., 1997). Moreira et al. (1998) déduisent une valeur de 30000 pour le manteau, en extrapolant le rapport $^{40}Ar/^{36}Ar$ de la popping rock à un rapport $^{20}Ne/^{22}Ne$ de 12.5, et au maximum de 44000, si le rapport $^{20}Ne/^{22}Ne$ est solaire (13.8).

Il semble que la source des OIBs ait des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ plus faibles. Il a cependant été proposé que ces rapports bas soient dûs à une contamination atmosphérique de ces échantillons et non à un effet de source. En effet, ces échantillons généralement mis en place à une moins grande profondeur d'eau, et donc davantage dégazés, pourraient être plus sensibles à la contamination (Burnard, 1999). Cependant la corrélation entre les rapports $^{20}Ne/^{22}Ne$ et $^{40}Ar/^{36}Ar$ suggère un rapport corrigé de la contamination inférieur pour les OIBs par rapport aux MORBs, et/ou des variations du rapport Ar/Ne dans le manteau couvrant deux ordres de grandeur (Graham, 2002).

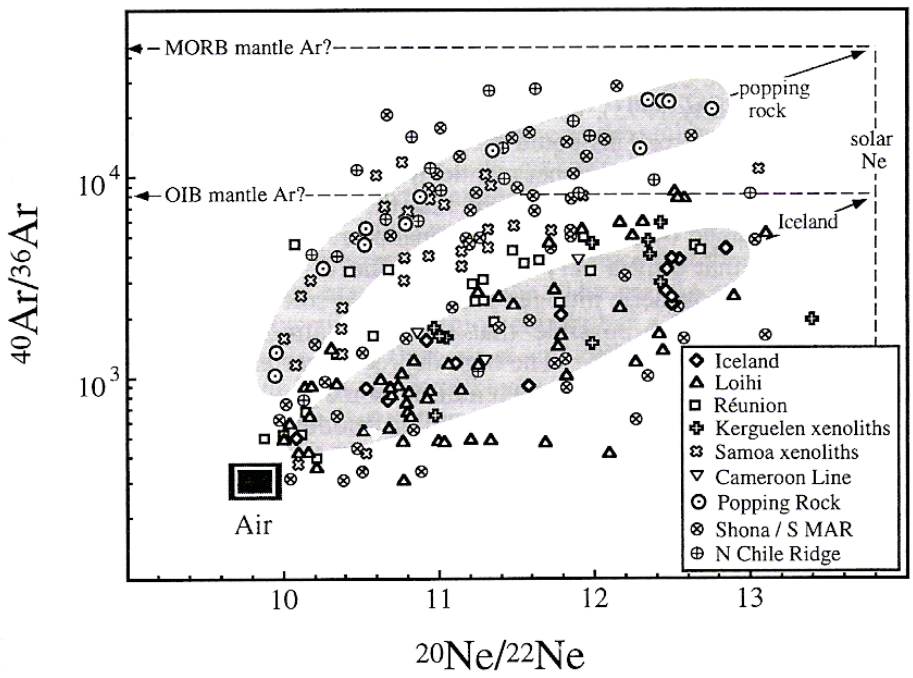


Figure 1 : Compilation d'après Graham (2002) des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ versus $^{20}Ne/^{22}Ne$ dans les MORBs et OIBs. Voir la Figure 2 pour l'origine des données.

c. les isotopes du xénon

Le ^{129}Xe a été produit au début de la formation du système solaire par la radioactivité éteinte de l'^{129}I. L'atmosphère présente des rapports isotopiques du xénon moins radiogéniques que le manteau, ce qui suggère un dégazage précoce de celle-ci (notamment le rapport $^{129}Xe/^{130}Xe$). Malgré les incertitudes sur les mesures, les rapports (isotope radiogénique)/(isotope primordial) $^{129}Xe/^{130}Xe$ et (isotope fissiogénique)/(isotope primordial) $^{136}Xe/^{130}Xe$ semblent présenter moins d'anomalies dans la source des OIBs que dans celle des MORBs. Par contre la précision analytique ne permet pas de déceler de différences du rapport (production fissiogénique)/(production radiogénique) entre les deux sources (Graham, 2002; Yokochi et Marty, 2005).

iii. mélange de sources mantelliques

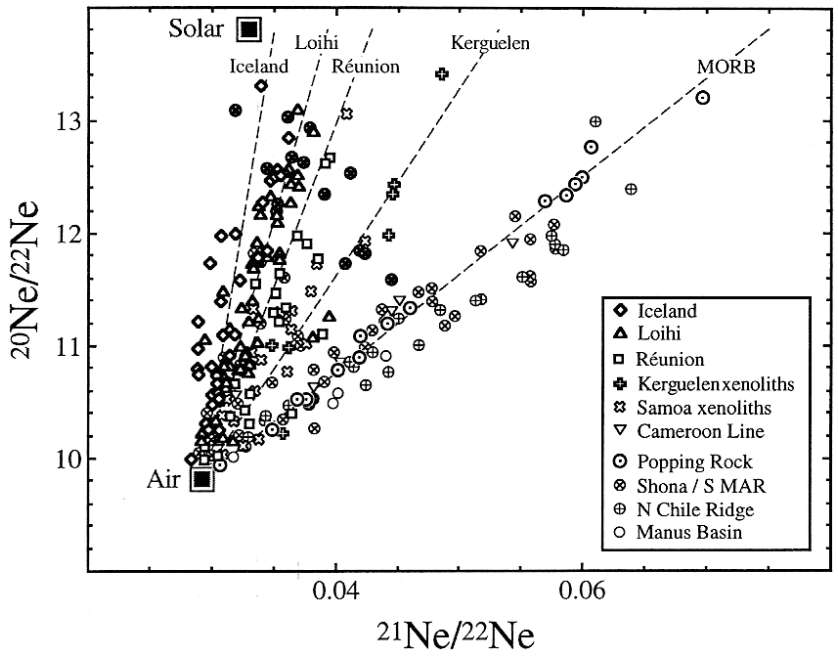


Figure 2 : diagramme des trois isotopes du néon. Compilation de David Graham (2002), d'après les données de Sarda et al. (1988,2000), Hiyagon et al. (1992), Moreira et al. (1995, 1996, 1998, 2001), Moreira et Allègre (2002), Niedermann et al. (1997), Niedermann et Bach (1998), Shaw et al. (2001), Poreda et Farley (1992), Staudacher et al. (1990), Honda et al. (1991, 1993), Valbrcht et al. (1996, 1997), Dixon et al. (2000), Barfod et al. (1999), Trieloff et al. (2000), Hanyu et al. (2001). Seules ont été gardées les valeurs ayant un $^{20}Ne/^{22}Ne$ supérieur au rapport atmosphérique $+2\sigma$. Les points en gras de la MAR correspondent aux sections de la ride influencées par le point chaud Shona et Discovery. Les lignes en pointillé correspondent aux droites de mélange entre l'air et le manteau appartenant à la source des MORBs et de différents points chauds.

Les rapports $^{21}Ne/^{22}Ne_{mantellique}$ calculés pour l'ensemble des MORBs et des OIBs corrèlent assez bien avec les isotopes de l'hélium, si l'on considère un mélange entre un composant primitif (source des OIBs) et un composant radiogénique (source des MORBs). Cependant peu d'études combinent l'analyse de la composition isotopique en néon et en hélium sur les mêmes échantillons car des difficultés analytiques persistent pour l'analyse du néon. Shaw et al. (2001) ont par ailleurs montré un découplage entre hélium et néon au niveau de la ride du bassin Manus. Le rapport isotopique de l'hélium est supérieur à 15Ra, mais les rapports isotopiques du néon sont de type MORB. Ceci pourrait suggérer des hétérogénéités initiales dans les abondances relatives de l'hélium et du néon.

Les portions de ride influencées par des points chauds sont des lieux d'étude privilégiés des mécanismes de mélange de source et des hétérogénéités mantelliques.

1.1.2 modèles explicatifs de l'hétérogénéité isotopique du manteau

Cependant l'interprétation de cette hétérogénéité mantellique entre la source des MORBs et celle des OIBs est débattue.

Les modèles "classiques" considèrent que ces points chauds correspondent à la remontée de panaches de matériel plus profond et moins dégazé (autrement dit, plus primitif) que la source des MORBs (Allègre, 1986). Dans ce cas, les rapports $^{3}He/^{4}He$ élevés des OIBs sont dûs à la préservation de l'^{3}He primitif. La variabilité spatiale importante observée serait due au mélange entre la source des points chauds et la lithosphère ambiante. Cependant la préservation de tels rapports nécessite l'isolation de la source des panaches pendant la plus grande partie de la vie de la Terre (de l'ordre de plusieurs milliards d'années), car l'hélium est très incompatible et s'appauvrit donc très vite lors d'épisodes de fusion partielle (Kurz et al., 2009). Cependant des données géophysiques montrent que les plaques seraient subductées dans le manteau inférieur, et il existerait de grandes cellules de convection à l'échelle du manteau (Grand et al., 1997; Van der Hilst et al., 1997), contredisant l'hypothèse d'un manteau inférieur isolé du manteau supérieur. De nombreuses études géochimiques ont également montré que les basaltes de points chauds contiennent un composant recyclé, tel que de la vieille croute océanique ou des sédiments. Gonnermann et Mukhopadhyay (2009) ont proposé que le dégazage plus faible du manteau inférieur soit dû à l'effet de dilution de la croute recyclée qui réduirait l'efficacité du dégazage et augmenterait ainsi la capacité du manteau à conserver sa teneur en ^{3}He. Ils considèrent pour cela que la plaque recyclée a perdu tous ses volatils lors de la subduction, et qu'une grande partie de l'U, Th et K a été perdue au profit de la croute continentale. Comme la concentration d'un élément dans le liquide lors de

la fusion du manteau est proportionnelle à sa concentration initiale dans la source mantellique, une concentration plus faible en hélium car diluée par la plaque dégazée subductée conduira à une rétention plus importante de l'hélium. La plaque subductée ayant perdu la majeure part de son U et de son Th, la production de ^{4}He sera moindre. La différence entre manteau supérieur et inférieur serait donc due à une convection beaucoup plus rapide dans le manteau supérieur que dans le manteau inférieur, qui permet au manteau inférieur de préserver l'avantage de cet effet de dilution. Albarède (2008) propose que l'hélium primitif a été stocké au début de l'histoire de la Terre (durant les deux premiers milliards d'années) par diffusion dans des résidus réfractaires et donc pauvres en uranium et thorium. Ces roches préservent donc un rapport ^{3}He/^{4}He élevé. Par la suite, lors de la fusion de roches fertiles à proximité, l'hélium primitif contenu dans la roche réfractaire adjacente diffuse et libère cette signature primitive observée au niveau des points chauds. Ce modèle permet de préserver de l'hélium dans le manteau malgré les nombreux épisodes de fusion.

Porcelli et Halliday (2001), proposent que de l'hélium primitif a été stocké dans le noyau terrestre. Cependant ce modèle nécessite des concentrations en hélium initialement piégé dans le manteau très élevées pour permettre qu'une quantité non négligeable d'hélium soit incorporée au noyau.

Par ailleurs, les coefficients de partage de l'hélium ont parfois été estimés comme étant supérieurs et parfois comme étant inférieurs à ceux de l'uranium ; l'évolution du rapport U/^{3}He lors de la fusion partielle du manteau est donc incertaine. Un $D_{He}/D_U > 1$ (Heber, 2007 ; Parman et al, 2005) produirait un résidu de fusion plus appauvri en uranium qu'en hélium qui permettrait de conserver des rapports ^{3}He/^{4}He élevés dans le manteau résiduel (Graham et al., 1990; Helffrich et Wood, 2001 ; Class et al., 2005). La source mantellique avec un rapport ^{3}He/^{4}He élevé correspond à une partie du manteau qui a été fondue précocement, ce qui a diminué le rapport U/^{3}He et a ainsi créé une source d'hélium avec des rapports ^{3}He/^{4}He élevés.

1.2 Etat des connaissances sur les abondances en volatils du manteau

1.2.1 les abondances relatives

Pour l'étude des volatils mantelliques, on dispose soit d'échantillons de roches prélevées en surface (basaltes essentiellement) soit de gaz mantelliques échantillonnés dans les zones volcaniques et les régions en extension. Ces échantillons ont subi des processus

physiques qui ont fractionné les volatils (partage solide-liquide, liquide-gaz, diffusion et perte de volatils). Il est donc assez difficile de remonter à la composition mantellique.

Les modèles qui expliquent la variabilité isotopique dans le manteau peinent à intégrer les fortes variations de rapports élémentaires observées ($^{3}He/^{22}Ne$, $^{3}He/^{36}Ar$, $^{3}He/CO_2$, $^{36}Ar/CO_2$...). La variabilité du rapport $^{3}He/^{22}Ne$, quoique bien contrainte, reste assez complexe à expliquer. L'étude du rapport $^{4}He/^{21}Ne^*$ ($^{21}Ne^*$ est le ^{21}Ne produit par réaction nucléogénique dans le manteau, en supposant que le manteau a une composition initialement solaire) dans les échantillons de MORB et d'OIB a en effet montré que le rapport He/Ne a subi un fractionnement récent, puisqu'il varie beaucoup et est souvent différent du rapport de production dans le manteau ($2.2.10^7$ selon Yatsevich et Honda, 1997). Comme les solubilités et les coefficients de partage entre hélium et néon sont supposés proches (Brooker al., 2003) il est difficile d'expliquer cette variabilité. Pour l'ensemble des rapports élémentaires, la correction des valeurs du dégazage et de la contamination atmosphérique manque de précision. Il convient donc de préciser la mesure de ces rapports élémentaires afin d'étudier précisément le fractionnement lors de la remontée du magma (par dégazage, diffusion) dans différents contextes géodynamiques (ride, ride influencée par un point chaud...). Ceci devrait permettre de contraindre l'hétérogénéité réelle de la source mantellique.

Cependant il existe quelques échantillons peu ou pas dégazés, dont la composition en volatils ne serait fractionnée que par le partage solide-liquide. Les volatils étant considérés comme fortement incompatibles, ce fractionnement est souvent négligé.

La "popping rock" est un échantillon prélevé le long de la ride Atlantique à 13°46N à la profondeur de 3510m par le navire de recherche Akademik Boris Petrov en juin 1985. Cet échantillon, qui présente une vésicularité exceptionnelle pour un échantillon mis en place à une telle profondeur, a souvent été interprété comme étant non dégazé, et sa composition en volatils serait dans ce cas celle de la source mantellique des MORBs. Le rapport $^{4}He/^{40}Ar$ de cet échantillon a en effet été mesuré à des valeurs proches de 2, qui est considéré comme la valeur de production dans le manteau. Ceci a été utilisé comme argument pour dire que cet échantillon n'a pas perdu de gaz, car ce rapport n'est pas fractionné.

L'analyse de cet échantillon est donnée *Tableau 2*, car sa composition est souvent considérée comme une composition de départ dans les modèles de dégazage.

Cependant des écrasements par palier mettent en évidence une co-variation des rapports He/Ar, C/He et C/N (Javoy et Pineau, 1991) interprétés comme l'effet d'un dégazage.

Cependant l'analyse de différentes vésicules de cet échantillon (Burnard, 1997 ; Raquin et al., 2008) ne montre pas de variations de composition. Cet effet est peut être dû à la libération de gaz du verre lors d'un broyage prolongé.

Tableau 2 : Composition en volatils de la popping rock. d'après [1]Staudacher et al. (1989), [2]Moreira et al. (1998), [3]Pineau et Javoy (1991, 1994), [4]Burnard et al. (1997)

Vés. [1]	$^4He/^{40}Ar$ [1,3,4]	$^4He/^3He$ [1]	$^{40}Ar/^{36}Ar$ [1,2*,4]	$\delta^{13}C$ [3]	$^3He/^{22}Ne$ [2]	$^3He/^{36}Ar$ [2]	C/N [3]	C/He [3,4]
17%	0.9-2.1	84650	$(2.8\text{-}4.4)*10^4$	-3.6‰	7.3	0.7	306-441	$(2.6\text{-}3.9)*10^4$

[*] *44 000 après correction de la contamination atmosphérique, si l'on considère un $^{20}Ne/^{22}Ne$ solaire*

1.2.2 Teneur en CO_2 du manteau et flux de CO_2 aux rides

Certains auteurs ont essayé de contourner le problème de la méconnaissance des processus de dégazage en utilisant le flux estimé d'^3He aux rides, les rapports $^3He/CO_2$ mesurés dans les verres basaltiques, et l'hypothèse que le rapport $^3He/CO_2$ est très peu fractionné par le dégazage. A partir de la quantité de croute produite par an, et d'une estimation du taux de fusion partielle ils remontent à une concentration en CO_2 mantellique (Javoy et al., 1982; Pineau et Javoy 1983; Marty et Jambon, 1987; Marty et Tolstikhin, 1998...). D'autres considèrent que la teneur en Nb du manteau est bien contrainte et ont déterminé le rapport CO_2/Nb dans des inclusions magmatiques sous-saturées en CO_2 pour contraindre la quantité de CO_2 (Saal et al., 2002)... Le *Tableau 3* donne un aperçu des dernières estimations trouvées dans la littérature concernant la teneur en CO_2 du manteau et le flux de CO_2 aux rides et aux points chauds.

Il existe une très grande disparité entre ces estimations, qui couvrent plus d'un ordre de grandeur. On ne sait pas si, par exemple, la teneur en CO_2 du manteau est ou non hétérogène, et peut expliquer tout ou partie de la disparité des estimations étant donné que beaucoup d'auteurs se basent sur des observations locales. Des hétérogénéités, notamment entre source mantellique des points chauds et des MORB, sont suspectées (source des E-MORB enrichie en carbone d'après Marty & Zimmermann, 1999), mais la variabilité des processus de dégazage participe peut être à cette hétérogénéité apparente.

Tableau 3 : estimations des teneurs en carbone du manteau et du flux de CO_2 au niveau des dorsales, selon différents auteurs

Auteur	Méthode	Teneur en C de la source des MORB (ppm)	Flux de CO_2 au niveau des dorsales (10^{12} mol.an^{-1})
Desmarais & Moore, 1984	Flux d'^{3}He estimé par Craig et al. et C/^{3}He pour des fluides hydrothermaux		0.8
Javoy et al. 1982; Pineau & Javoy 1983; Javoy et al., 1986	Flux d'^{3}He estimé par Craig et al. et C/^{3}He pour la valeur min, δ^{13}C pour la valeur max		2.2-37.5
Marty & Jambon, 1987; Marty et Tolstikhin, 1998	Flux d'^{3}He estimé par Craig et al. et C/^{3}He mesuré	37+/-22	2.2±0.9 (2.5 points chauds et <3 arcs)
Sarda & Graham, 1990; Graham & Sarda, 1991	Teneur en CO_2 de la popping rock / vésicularité de la popping rock suite au comment de Gerlach, 1991		0.4-6
Javoy & Pineau, 1991	Popping rock	300	15
Holloway, 1998	Basé sur la fugacité en oxygène et l'état rédox du fer, qui suggèrent la présence de graphite saturé dans le manteau	Valeur minimale de 40-80	0.8-1.6
Saal et al., 2002	Rapport CO_2/Nb dans des inclusions magmatiques sous-saturées en CO_2 et Nb mantellique	20+/-5	
Resing et al., 2004	Changement de pH du à l'émission de CO_2 aux rides, CO_2/^{3}He et flux de ^{3}He de Craig et al.		0.5-2
Aubaud et al., 2004			$13.3^{+5}_{-2.5}$
Gaillard, 2008	Différence de conductivité électrique entre carbonatite et silicates fondus/ olivine hydratée	82	
Cartigny et al., 2008	Rapport CO_2/Nb et concentration en Nb	60	2.3 (1-5)
Chavrit, 2010	Vésicularités	5.5-57	0.58

1.3 Modèles d'acquisition des gaz rares terrestres

Du fait des incertitudes sur la composition des volatils terrestres, l'origine des volatils terrestres est largement débattue. Les modèles proposés dépendent beaucoup de la connaissance des isotopes du néon. Une valeur mantellique du rapport $^{20}Ne/^{22}Ne$ à 12.5 ou à 13.8 a une forte implication sur le mode d'acquisition des gaz rares. De même il faut expliquer pourquoi les rapports $^{20}Ne/^{22}Ne$ du manteau et de l'atmosphère sont différents (fractionnement, Pepin et Porcelli, 2002, ou atmosphère ajoutée tardivement? Marty, 1989). Deux modèles principaux d'acquisition des volatils s'affrontent, et une meilleure connaissance de la composition mantellique en volatils pourrait permettre de trancher en faveur de l'un de ces modèles.

Porcelli et al. (2001) ont proposé que les volatils, présents dans une atmosphère précoce dense de composition solaire capturée par gravité (Mizuno et al., 1980), se seraient dissous dans un océan de magma. Cette atmosphère aurait pu se former si la Terre s'est accrétée avant la dispersion de la nébuleuse solaire. L'océan magmatique, lui, serait le résultat de l'énergie accumulée par l'accrétion intense, dans un système isolé par l'atmosphère. Pour incorporer suffisamment de gaz rares dans le manteau inférieur, une pression de 100 atmosphères et une température de 2500°C est nécessaire. Après 100Ma cette atmosphère primitive ainsi que les gaz mantelliques auraient été perdus à 97%, peut-être suite au grand impact qui a formé la Lune.

Il existe d'autres modèles qui considèrent au contraire que les corps parents (petits fragments ou poussières) ont acquis leurs compositions en gaz rares lors d'une irradiation par le vent solaire (Trieloff et al., 2000). La signature isotopique en néon ($^{20}Ne/^{22}Ne=12.5$) a dans ce cas été acquise quand le soleil jeune était encore très actif. Dans ce cas, la concentration en gaz rares de la Terre solide dépend du rapport surface/volume des planétésimaux et de la fraction perdue pendant l'accrétion énergétique. Selon le modèle de Trieloff et al. (2000), il est possible d'expliquer les teneurs actuelles avec une perte pouvant atteindre 99%. Récemment, Raquin et Moreira (2009) ont raffiné ce modèle en ajoutant une étape d'érosion des planétésimaux pendant le processus d'implantation. En raison des profondeurs d'implantation dépendantes de la masse lors d'une irradiation par le vent solaire (comme vérifié dans les cibles de Genesis (Grimberg et al., 2008)), ce processus d'érosion - implantation modifierait la composition isotopique accumulée dans les poussières pré planétésimales, ce qui permettrait d'expliquer à la fois la composition isotopique du Ne et celle de l'Ar avec un seul modèle accrétion.

2. le dégazage dans le contexte de ride médio-océanique

2.1 Le dégazage vu par les majeurs (CO_2, H_2O) et l'étude des vésicularités

2.1.1 La solubilité du CO_2 dans les liquides magmatiques

Le CO_2 est un élément fortement incompatible. Lors de la fusion du manteau, le CO_2 migre vers le liquide. Il n'existe pas de consensus sur la quantité de CO_2 présente dans le manteau (les estimations varient d'un facteur 10), de sorte que, suivant les modèles, la saturation en CO_2 du liquide est atteinte à des profondeurs très variables.

La solubilité du CO_2 dans les liquides silicatés a été le sujet de nombreuses études expérimentales (Pearce, 1964; Faile et Roy, 1966; Shilobreyeva et Kadik, 1990 ; Jendrewski, 1997).

Les études infra-rouge, de spectrométrie Raman et de spectrométrie de résonance magnétique nucléaire ont montré que dans les liquides silicatés, le CO_2 se dissout sous deux formes générales, de molécules de CO_2 et de groupes carbonates (CO_3^{2-}). Le degré de spéciation de la molécule de CO_2 dépend de la structure du liquide, et donc de sa composition (Fine et Stolper, 1986). Dans les liquides basaltiques, c'est la forme carbonate qui est très largement prédominante, comme l'ont montré les spectres infrarouge publiés par Fine et Stolper (1986) ou Pan et al. (1991) ; le CO_2 est présent sous forme de complexes ioniques métal-carbonate où le métal est Ca et/ou Mg, complexes qui absorbent à 1515 cm^{-1} and 1435 cm^{-1} en infrarouge.

Les résultats expérimentaux de Shilobreyeva et Kadik (1990) ont montré que la quantité de CO_2 dissous dans des liquides de composition basaltique est proportionnelle à la P_{CO2} pour des pressions comprises entre 0.5 et 5kbars. Cependant, Fogel et Rutherford (1990) puis Blank et al. (1993) montrent un comportement non linéaire au delà de 1kbars, le CO_2 ne se comportant plus comme un gaz parfait pour de fortes pressions. Dans les liquides basaltiques, il semble par contre que la solubilité ne soit pas dépendante de la température entre 1300 et 1600°C (Pan et al., 1991). La solubilité du CO_2 est également fonction de la teneur en silice, mais dans la gamme des compositions des MORBs, ces variations sont négligeables.

La solubilité de l'eau, telle que décrite par les modèles théoriques (Burnham et Jahns, 1962) ou expérimental (Dixon et al., 1995) est supérieure au pour cent dès 250 bars de pression. La quantité de H_2O mesuré dans les verres de MORBs varie entre 1000 et 6000ppm (Moore, 1970; Moore et Schilling, 1973 ; Delanay et al., 1978 ; Kyser et O'Neil, 1984 ; Poreda, 1985 ; Poreda et al., 1986; Jambon et Zimmermann, 1987, 1990 ; Dixon et al., 1988).

Les calculs comme la mesure directe (Javoy et Pineau, 1983) ont montré que la proportion d'eau présente dans les vésicules des échantillons mis en place à plus de 500m de profondeur sous les océans ne dépasse pas 1% de l'eau totale de l'échantillon. En dessous de 500 m de profondeur, cette quantité augmente significativement.

Se basant sur la corrélation entre la solubilité du CO_2 et la pression, les différents modèles de dégazage considèrent que lorsque le magma remonte dans la lithosphère, la baisse de pression entraine la sursaturation du liquide en CO_2 et son dégazage (Bottinga et Javoy, 1989 et 1990). Du fait de la solubilité très supérieure de l'eau par rapport au CO_2, la nucléation n'est pas initiée par la sursaturation de l'eau.

De récentes expériences, notamment suite au développement des mesures FTIR, on contraint plus précisément la solubilité du CO_2 dans des compositions basaltiques. Ces nouvelles expériences ont été réalisées dans des conditions de pression et de température, cohérentes avec les conditions expérimentées par les liquides basaltiques lors de leur remontée à travers la lithosphère. Jendrzejewski et al. (1997) se sont intéressés à la solubilité dans des gammes de pressions allant de 0 à 2 kbars. Ils déterminent une solubilité minimum du CO_2 de 0.137+/-0.004 ppm de C/bar. Cette solubilité a été mesurée en équilibrant des oxalates d'argent avec des verres basaltiques naturels, dans un four haute pression au tampon QFM entre 1200 et 1300° et 250 à 1950 bars. Ces résultats sont concordants avec ceux de Dixon et al. (1995). Les expériences de Pan et al. (1991) suggèrent une augmentation de cette solubilité à haute pression. Ils trouvent 0.148, 0.210 et 0.22 ppm de C/bar à 1, 10 et 15 kbars respectivement. Ces dernières données permettent de contraindre le dégazage dans les premiers liquides magmatiques.

Pan et al. (1991) notent que leurs solubilités sont supérieures aux expériences de Stolper et Holloway (1988), dont les valeurs ont beaucoup été utilisées dans la littérature. Cette différence semble s'expliquer par une mauvaise contrainte de la fO2 dans les expériences de Stolper et Holloway (1988). Ceci est à l'origine de l'idée persistante que les premiers liquides magmatiques peuvent être à saturation et que le dégazage peut commencer dès 40km de profondeur. Par exemple Bottinga et Javoy (1990) ont utilisé deux estimations indépendantes de la quantité initiale des laves en C de 1800 ppm (Gerlach et Graeber, 1985) et 870 ppm (Greenland et al., 1985), et déduisent en utilisant le modèle de Stolper et Holloway (1988) que le magma est déjà à saturation à la profondeur de la source (50-60km). Or avec les nouvelles données de Pan et al. (1991), cette sursaturation ne se ferait pas avant 8-9kbars soit 25km. Ces nouvelles données de solubilité vont dans le sens de l'initiation de la nucléation de vésicules dans les liquides basaltiques assez superficielle.

2.1.2 Dégazage en système ouvert ou fermé ?

i. Le modèle en deux étapes de Bottinga et Javoy (1989, 1990)

Ce modèle est l'un des premiers présentés pour le dégazage au niveau des rides océaniques. Dans ce modèle, les bulles nucléent lorsque le magma atteint une sursaturation de 1.5. Le CO_2 migre vers les bulles par diffusion. Les bulles grossissent et remontent avec le magma jusqu'à ce que leur flottabilité soit suffisante pour qu'elles remontent plus vite que le magma. La vitesse des bulles est proportionnelle à leur rayon au carré. Ce modèle implique un dégazage en deux temps, un premier en système fermé, et un deuxième en système ouvert. Il est considéré que le dégazage se fait en système fermé jusqu'à ce que le magma atteigne la chambre, où les vésicules migrent et s'accumulent au toit de la chambre magmatique avant d'être évacuées. Lors de la remontée du magma jusqu'au plancher océanique, une deuxième génération de bulles peut éventuellement nucléer, et le système s'approche d'un système ouvert car le volume molaire du CO_2 augmente fortement, de sorte que les bulles deviennent de grande taille et remontent plus vite que le magma. Cependant, à ce stade, la nucléation de nouvelles bulles est difficile car l'énergie de surface à vaincre augmente très fortement avec l'augmentation du volume molaire. Ceci expliquerait selon eux, en plus de l'effet de la remontée rapide du magma qui ne laisserait pas le temps au CO_2 de diffuser, que certains échantillons préservent de fortes sursaturations en CO_2 (>5, Fine et Stolper 1986; Dixon et al. 1988) par rapport à la profondeur d'éruption.

Cependant le passage du système fermé au système ouvert est assez dur à contraindre, puisque cela dépend de la taille des bulles, qui dépend de la pression mais également du nombre de bulles par unité de volume. Or, ce nombre de bulles par unité de volume dépend de la sursaturation, du nombre et de la répartition spatiale des nucléi... il est difficile à déterminer.

L'hypothèse d'un dégazage hors équilibre est écartée pour des vitesses de remontée du magma raisonnables (<10 cm/sec) et une densité de bulles >1000 bulles/cm3 car l'équilibre entre le magma et les bulles est atteint rapidement (100 sec). Ils concluent sur les critères à prendre en compte pour expliquer les données de CO_2 dissous sont:

- la profondeur d'éruption
- la profondeur de la chambre magmatique
- la vitesse verticale du liquide basaltique
- la présence de bulles dans le verre

ii. les modèles basés sur le $\delta^{13}C$, en faveur d'un dégazage en deux stades

Le carbone possède deux isotopes stables, les carbones 12 et 13 dont les abondances relatives sur Terre sont d'environ 98.9 et 1.1% (Walker et al. 1982). Les variations du rapport isotopique dans le manteau sont donc le reflet de l'hétérogénéité des sources magmatiques et des processus de fractionnement. Des expériences ont été menées pour contraindre les coefficients de partage du ^{13}C entre le magma et une phase vapeur. Notamment Javoy et al. 1978, Trull et al., 1991 ou Mattey et al., 1991 ont déterminé que la phase vapeur est enrichie de 2 à 4‰ en ^{13}C. Les expériences ont été menées entre 5 et 20kbars et 1120 à 1400°C.

Les modèles qui utilisent le $\delta^{13}C$ des laves pour contraindre le dégazage considèrent que le manteau a une valeur homogène, dans la gamme de celles des carbonatites et des carbonates présents dans les kimberlites et les diamants (Pineau et Bottinga, 1976). Les auteurs considèrent en général les variations de $\delta^{13}C$ dans les laves comme le résultat d'une première étape de dégazage en système fermé et d'une seconde en système ouvert (Pineau et Javoy, 1983). Le dégazage en système fermé est prépondérant car il n'est pas observé d'anti-corrélation nette entre le $\delta^{13}C$ et la teneur en CO_2, anticorrélation qui devrait exister dans le cas d'une distillation de Rayleigh (Desmarais et Moore, 1984).

Cependant, il existe un débat sur la valeur mantellique. Pineau et al. (1976) proposent -7‰ à -8‰. Exley et al. (1986), Desmarais et Moore (1984), Sakai et al. (1984) et Mattey et al. (1984) proposent -6.5‰. Puis Javoy et Pineau (1991) mesurent un $\delta^{13}C$ à -3.6‰ dans la popping rock, qui indiquerait que les autres échantillons sont dégazés. Cette valeur serait celle du manteau supérieur.

Exley et al. (1986) considèrent que le $\delta^{13}C$ n'est pas affecté par le dégazage (il ne varie pas avec la profondeur d'éruption à Hawaii), mais traduit la contamination lithosphérique et le mélange de sources. Ils suggèrent également que la signature isotopique des points chauds a un $\delta^{13}C$ plus élevé que celui des MORBs. Desmarais et Moore (1984), Mattey et al. (1984), sont d'accord avec la prépondérance de l'effet de source sur l'effet du dégazage.

2.2 Le dégazage par les gaz rares - théorie et fractionnements

2.2.1 Fractionnement élémentaire et rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$

i. Solubilités relatives des gaz rares

Le comportement des gaz rares suit la loi de Henry, au moins jusqu'à des pressions de l'ordre de 1 kbar (Lux, 1987 ; Carroll et Stolper, 1993), c'est-à-dire que leur solubilité est approximativement proportionnelle à la pression. La solubilité est également fonction de la

composition du liquide, elle augmente par exemple dans les liquides enrichis en silice. Il existe de grandes différences de solubilité entre les différents gaz rares, la solubilité des gaz rares diminuant avec leur rayon atomique. La solubilité des gaz rares dépend donc de la taille de leurs atomes et de l' « ouverture » du réseau silicaté. Les gaz rares ne participent pas au réseau, mais se placent dans les interstices. La quantité de « trous » présent dans le réseau dépend de la proportion de « formateurs de réseau », comme Al ou Si et de la quantité de « cations modificateurs de réseau » comme Na, K et Ca. C'est la base du modèle de porosité ionique, développé par Carroll et Stolper (1993). Le modèle de porosité ionique étendu, de Nuccio et Paonita (2000), intègre l'influence de la concentration en CO_2 et H_2O sur la solubilité des gaz rares.

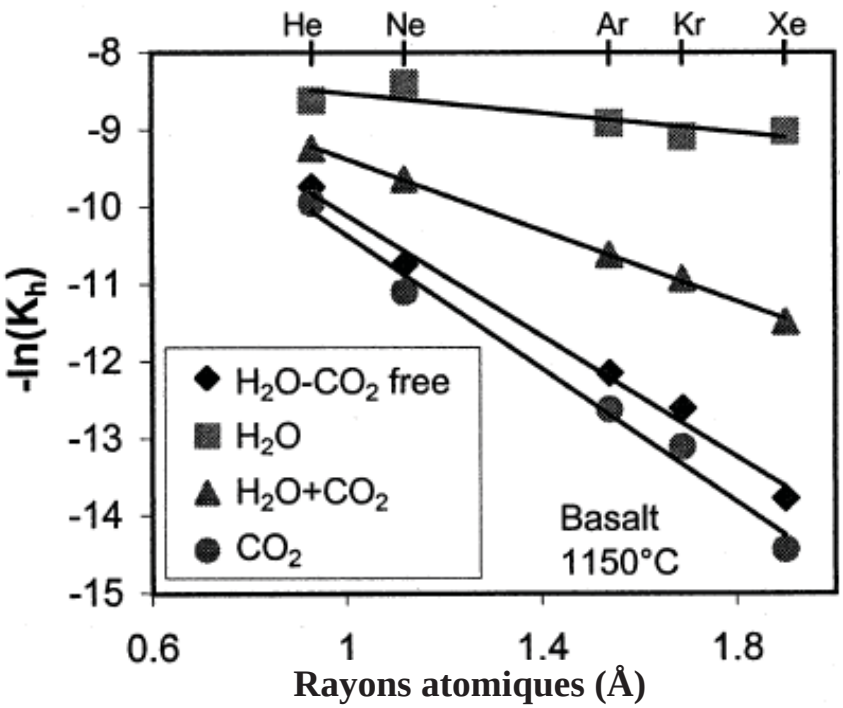


Figure 3 : solubilité des gaz rares à partir du modèle de porosité ionique étendu en fonction de leur taille atomique. Les différentes droites correspondent à des compositions en volatils différentes (gaz rares, H_2O (4.91% poids) + gaz rares, CO_2 (0.031% poids) + gaz rares, H_2O + CO_2 (2.63%+0.025% poids) + gaz rares), dans un liquide basaltique à 200 bars et 1150°C. D'après Nuccio et Paonita (2000). Les rayons atomiques sont d'après Pauling (1927).

Ces différences de solubilité importantes entre gaz rares sont à l'origine d'un fractionnement inter-élémentaire important lors du dégazage du magma.

ii. le rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$, traceur du dégazage

Lors du dégazage, les rapports élémentaires entre les volatils sont fortement fractionnés entre le liquide et la phase gazeuse. Pour contraindre ce fractionnement, il faut connaitre la valeur mantellique non fractionnée.

L'étude du dégazage par les gaz rares repose sur la connaissance des abondances relatives en radioparents des gaz rares dans le manteau. Connaissant les constantes de décroissance radioactives de ces éléments, il est possible de calculer l'évolution du rapport de production inter-élémentaire au cours du temps, et donc le rapport actuel théorique entre isotopes radiogéniques des gaz rares.

La comparaison de ces rapports de production avec les rapports mesurés dans les échantillons naturels peut donner des contraintes sur les mécanismes de fractionnement de ces éléments.

Un des premiers rapports à avoir été étudié est le rapport $^{4}He/^{40}Ar$. L'^{4}He est produit par décroissance radioactive dans le manteau de (^{238}U, ^{235}U, ^{232}Th) et le ^{40}Ar par celle de ^{40}K (cf. Tableau 1). Le rapport K/U est considéré comme homogène dans le manteau (rapport atomique de $7.73*10^{4}$ d'après Jochum et al., 1983) et le rapport $^{232}Th/^{238}U$ compris entre 2 et 4 (Allègre et al., 1986; O'Nions et McKenzie, 1993). Comme noté par Burnard (2004), cette homogénéité du rapport K/U mantellique semble confirmée par les valeurs homogènes entre N-MORBs et E-MORBs (Vlastelic et al., 2002) et l'égalité des coefficients de partage de U et K dans des clinopyroxènes de composition mantellique (Wood et Blundy, 2001). Cependant Arevalo et al. (2009) considèrent un rapport K/U légèrement inférieur dans le manteau inférieur (11900±2200 contre 19000±2600 dans le manteau supérieur). A partir des équations de décroissance radioactive données Tableau 1, on peut donc calculer le rapport $^{4}He/^{40}Ar$ produit par 4.5Ga de décroissance radioactive dans le manteau. Cette valeur est de 1.6. Si l'on considère que le manteau a beaucoup dégazé depuis, et que donc le rapport à considérer est celui produit récemment, la valeur calculée pour $t<<1/\lambda_{235}$ (c'est à dire t<<1Ga) est de 4.2 (d'après Graham, 2002). A partir de ce type de calcul, il a été déduit que la valeur mantellique actuelle est assez contrainte, et varie entre 1 et 3 (Jambon et al., 1985; Staudacher et al., 1989; Burnard, 1998).

La très grande variabilité du rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ (^{40}Ar corrigé de la contamination atmosphérique, en considérant que tout le ^{36}Ar vient de cette contamination et un rapport $^{40}Ar/^{36}Ar_{atmosphérique}$=296.5) dans les échantillons de MORBs et OIBs, fractionnés par rapport à la valeur mantellique théorique a conduit à utiliser ce rapport comme un marqueur des processus magmatiques (Ozima et Zashu, 1983; Jambon et al., 1985; Matsuda et Marty,

1995). Les gaz rares ont des degrés d'incompatibilité très proches, donc pour des taux de fusion de l'ordre de 10 à 20% (comme considéré pour les MORBs), la fusion partielle ne va pas fractionner ces éléments. Ce fractionnement a donc été considéré comme l'effet du dégazage du magma.

Lors du dégazage, les gaz rares se répartissent entre le liquide et les vésicules selon la loi de Henry,

$$C_i = K_i * P_i,$$

où K_i est la constante de Henri (cm^3 STP.g^{-1}.bar^{-1}), P_i la pression partielle du gaz i, et C_i la concentration dans le liquide.

Comme l'argon est beaucoup moins soluble que l'hélium, le liquide s'appauvrit en Ar comparativement à l'He, et son rapport $^4He/^{40}Ar$ augmente. En système fermé, le rapport dans les bulles est d'abord très faible mais fini par se rapprocher du rapport initial du magma si le dégazage est intense, i.e. si la majorité des volatils sont maintenant dans la phase gazeuse. L'évolution du rapport $^4He/^{40}Ar$ dans les phases liquide et vapeur en système fermé est donc fonction de la vésicularité. Cette évolution a été mise en équation par Jambon et al. (1985) :

- dans le liquide

$$\frac{C_i}{C_i^0} = \frac{\rho K_i \times \frac{T_c}{T_0}}{V^* + \rho K_i \times \frac{T_c}{T_0}}$$

- dans les vésicules

$$\frac{C_i^{ves}}{C_i^0} = \frac{V^*}{V^* + \rho K_i \times \frac{T_c}{T_0}}$$

où V^* est la vésicularité (cm^3/cm^3) du liquide de densité ρ à la température d'équilibration T_c (T_0=273°K).

Les rapports $^4He/^{40}Ar$ des vésicules et du magma évoluent donc comme montré Figure 4.

La valeur maximale du rapport $^4He/^{40}Ar$ dans le magma lors d'un dégazage en système fermé est donc égale au rapport initial multiplié par la solubilité relative entre hélium et argon (≈10), c'est à dire au maximum 20 à 30. Dans la phase gazeuse, ce rapport ne peut dépasser le rapport initial.

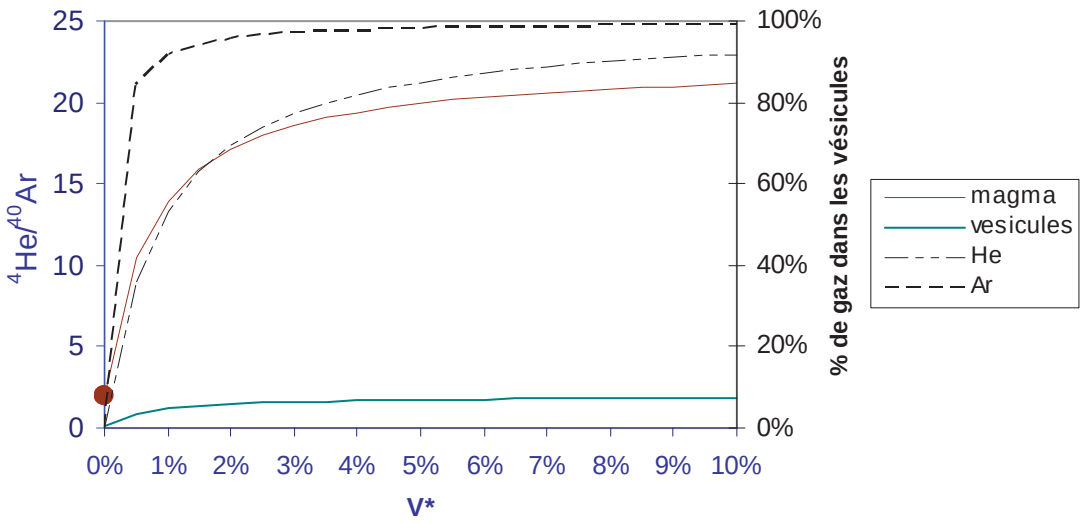


Figure 4 : évolution du rapport $^4He/^{40}Ar$ dans les vésicules et le magma et pourcentage d'hélium et d'argon passés dans les vésicules en fonction de la vésicularité. Point rouge = composition de départ Des solubilités de $2*10^{-5}$ et $1.8*10^{-6}$ $mol.g^{-1}.kbar^{-1}$ ont été considérées pour l'hélium et l'argon respectivement, en se basant sur le modèle EIP de Nuccio et Paonita (2000). La température d'équilibration considérée est de 1200°C.

2.2.2 Vers un modèle en système ouvert

Les rapports $^4He/^{40}Ar$ mesurés dans la phase gazeuse des MORBs varient entre 1 à 300, bien souvent supérieurs au rapport mantellique déduit du rapport de production mantellique (1-3).

Un dégazage en système fermé ne peut donc suffire à expliquer les données. Plusieurs modèles ont été bâtis. Il est possible de considérer un modèle de dégazage en plusieurs étapes, où le dégazage se fait à chaque fois en système fermé suivi de la perte de l'ensemble des vésicules, puis d'un autre épisode de vésiculation. Cependant, pour augmenter significativement à chaque étape le rapport $^4He/^{40}Ar$, il faut extraire la majeure part des volatils du magma (cf. Figure 4), ce qui fait que pour expliquer les rapports très fractionnés mesurés, il faudrait une concentration initiale en volatils du liquide très élevée, pour qu'à la fin il reste encore des volatils. Par exemple en supposant deux épisodes de vésiculation avec V*=1%, dans les conditions de la Figure 4, à la fin de la seconde étape de vésiculation il reste moins de 0.1% de l'argon initial dans le liquide et moins de 4% de l'hélium initial et le rapport $^4He/^{40}Ar$ des vésicules est seulement de 13. Il est donc évident que pour des rapports très fractionnés (valeurs supérieure à 20 dans les vésicules) qui nécessitent donc plus de deux épisodes de vésiculation, il semble difficile d'expliquer les données par un modèle de dégazage par étapes, avec des concentrations initiales en volatils réalistes.

Il a donc été proposé un dégazage en système ouvert, de type distillation de Rayleigh pour expliquer ces valeurs élevées. Cependant il n'existe aucun consensus sur l'existence ou l'absence d'une étape de dégazage en système fermé avant cette étape de distillation. Lors d'une distillation fractionnée, les concentrations en volatils dans le liquide résiduel sont les suivantes :

$$F_i = F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_i}}$$

où F_i est la fraction résiduelle de gaz i dans le liquide.

En conséquence, dans le magma résiduel,

$$\frac{[He]}{[Ar]} = \left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_0 \times F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_{He}} - \frac{K_{CO_2}}{K_{Ar}}}$$

En échelle logarithmique, dans un diagramme $^4He/^{40}Ar$ versus $CO_2/^{40}Ar$, l'évolution de la composition du liquide résiduel suit une droite d'équation :

$$\ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right) = \left(\frac{1-\frac{K_{Ar}}{K_{He}}}{1-\frac{K_{Ar}}{K_{CO_2}}}\right) \times \left[\ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right) - \ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)_0\right] + \ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_0$$

Burnard (1999) a utilisé ce diagramme pour estimer les solubilités relatives entre gaz rares et CO_2, qui peuvent être calculées à partir de la pente de cette droite. Les concentrations relatives entre gaz rares et CO_2 peuvent également être recalculées si l'on considère que le rapport mantellique $^4He/^{40}Ar$ est connu.

Les tendances de dégazage observées sont souvent cohérentes avec ce modèle, bien que les valeurs des solubilités relatives permettant d'expliquer les données soient parfois sensiblement différentes de celles proposées dans la littérature. Cependant, la solubilité relative entre le CO_2 et les gaz rares est assez mal contrainte, puisque les données expérimentales présentes dans la littérature n'ont pas été mesurées dans les mêmes conditions.

Le même type de raisonnement a été effectué sur le rapport $^4He/^{21}Ne^*$, dont le rapport de production dans le manteau est $4.5*10^{-8}$. Cependant le calcul du $^{21}Ne^*$ (^{21}Ne produit par réaction nucléogénique dans le manteau) est très sensible au rapport $^{20}Ne/^{22}Ne$ mantellique considéré, car la proportion de ^{21}Ne primordial n'est pas négligeable. Ceci, et les difficultés analytiques qui persistent pour l'analyse des isotopes du néon, amènent des incertitudes importantes dans les modèles de dégazage basé sur le rapport $^4He/^{21}Ne^*$.

2.2.3 La remise en cause du modèle

Certains auteurs ont argumenté que ce rapport pouvait être fractionné dans la source mantellique. En effet Matsuda et Marty (1995) et Honda et Patterson (1999) ont montré qu'à l'exception de la popping rock, les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ élevés se trouvent dans des échantillons riches en hélium. Or on s'attendrait à ce que des échantillons fortement dégazés soient appauvris dans l'ensemble des volatils. Cependant ces corrélations ne sont pas claires et peuvent être influencées par la diffusion de l'hélium après la mise en place de l'échantillon. En effet les OIBs sont en général très vésiculeux et donc de l'hélium peut être perdu plus facilement par diffusion, abaissant à la fois les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ et la quantité de ^{4}He mesurée. Fisher (1997) a également montré que les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ élevés se trouvaient globalement dans des échantillons mis en place à grande profondeur, alors que le dégazage est sensé être plus faible à des profondeurs importantes. Pour expliquer cela, il a été proposé soit que l'hélium diffusant plus vite que l'argon, il est enrichi dans les liquides de départ (Fisher, 1975 et 1997; Matsuda et Marty, 1995) soit que l'argon est piégé dans les cristaux lorsque le magma cristallise, contrairement à l'hélium qui peut rediffuser dans le liquide (Honda et Patterson, 1999). Fisher (1997) utilise les articles de Klein et Langmuir (1987) et Reynolds et al. (1992) qui argumentent à partir de la chimie des MORBs que les basaltes issus de portions de ride profondes sont issus d'un degré de fusion partielle moindre du manteau source. Dans les portions de rides profondes, les hauts rapports $^{4}He/^{40}Ar$ seraient dûs à la diffusion plus rapide de l'hélium comparativement à l'argon dans des liquides issus de faible fusion partielle du manteau; dans les portions de ride plus superficielles, issues d'un degré de fusion partielle plus important, cet effet de diffusion n'est plus visible, car l'argon a de moins grandes distances à parcourir. Cependant Marty et Zimmermann (1999) ont montré que le degré de dégazage dépend à la fois de la profondeur d'éruption et de l'intensité de la cristallisation fractionnée, ce qui peut compliquer l'interprétation des données.

De même Aubaud et al. (2004) a montré que ce rapport pouvait être fractionné par un dégazage cinétique. Il remarque que les échantillons possédant les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ les plus élevés présentent également les plus hautes sursaturations en CO_2. En effet la vitesse de diffusion de l'hélium est très supérieure à celle de l'argon. Donc si le dégazage est rapide, l'argon n'a pas le temps de migrer vers les vésicules. Dans ce cas les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ élevés dans les vésicules sont dûs à une remontée rapide du magma qui ne permet pas d'atteindre l'équilibre.

2.2.4 le modèle cinétique

Paonita et Martelli (2006) ont développé un modèle de dégazage prenant en compte les vitesses de diffusion des éléments, qui s'appuie sur celui de Proussevitch et Sahagian (1998). Dans ce modèle, le magma est modélisé comme un ensemble de polygones de magma contenant une vésicule en leur centre, qui sont approximés par des sphères. Le rayon de cette sphère moins celui de la vésicule correspond donc à la demi-distance entre deux vésicules dans le magma. Ceci permet d'étudier la croissance d'une vésicule dans un volume fini de magma. Ce modèle utilise les équations de diffusion des volatils He, Ar et CO_2:

$$\frac{\partial x_i}{\partial t} + v_r \frac{\partial x_i}{\partial r} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(D_i r^2 \frac{\partial x_i}{\partial r} \right)$$

où r est la coordonnée radiale, D la vitesse de diffusion du volatil i, x sa concentration et v_r est la vitesse radiale de l'interface bulle-liquide.

La pression dans la bulle est approximée en fonction de la viscosité du liquide et de la taille de la vésicule. Enfin une équation de conservation de la masse permet d'étudier l'évolution des compositions. Le modèle considère un dégazage du magma en système fermé ou en plusieurs étapes de vésiculation.

Ces auteurs observent une corrélation nette entre les sursaturations en CO_2, les valeurs du rapport $^4He/^{40}Ar$ et la vitesse de remontée du magma. En effet l'hélium diffuse très rapidement vers les vésicules, mais ce n'est pas le cas de l'Ar et du CO_2.

2.3 Le dégazage étudié par l'analyse bulle par bulle

Des différences de composition entre les différentes vésicules piégées dans deux verres issus de la dorsale médio-atlantique ont été notées par Burnard (1999). Pour ces analyses, il utilise un laser à CO_2 (Nd-YAG, 1064 nm) pour ouvrir sous vide les vésicules visibles par transparence dans deux sections polies de MORB. Il observe nettement dans un des deux échantillons une corrélation positive entre le rapport $^4He/^{40}Ar$ et le rapport CO_2/Ar des différentes vésicules, qu'il interprète comme le reflet d'une distillation de Rayleigh. Ce travail suggère que ces vésicules, nucléées à différents temps dans le liquide magmatique, ont préservé leur composition. Les vésicules les plus fractionnées (i.e. qui ont les rapports $^4He/^{40}Ar$ les plus élevés) sont les vésicules de plus petite taille. En considérant une croissance régulière des différentes vésicules lors de la remontée du magma, les vésicules les plus volumineuses dans le verre final auraient ainsi nucléé plus tôt dans le système magmatique, et préservé les volatils les moins fractionnés.

Raquin et Moreira (2008), ont repris cette technique d'étude des vésicules individuelles en utilisant un laser à ablation sur un échantillon de popping rock. Ils ont montré que cette méthode permet de se débarrasser du composant atmosphérique habituellement mesuré par broyage des échantillons. Ceci permet donc d'avoir une meilleure contrainte des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ de la source magmatique. Raquin (thèse, 2008) confirme également l'existence de variations du rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ à cette échelle sur un échantillon de verre des Galápagos.

3. Histoire magmatique et chambres magmatiques aux rides

On peut penser que les processus de dégazage sont liés au contexte géodynamique, puisque par exemple la vitesse de remontée d'un magma joue sur la cinétique du dégazage, et donc peut avoir des implications sur le caractère à ou hors équilibre. De même le nombre et la taille des chambres magmatiques dans la croute océanique peuvent jouer sur l'efficacité de l'homogénéisation des volatils dans le liquide magmatique et la séparation des bulles du magma.

Les modèles d'accrétion de la croute océanique sont assez mal contraints malgré les nombreux progrès dûs à la géophysique et aux forages profonds en mer. La nature des chambres magmatiques elles-mêmes est sujette de débat. Il reste de plus des incertitudes sur la stabilité dans le temps de telles chambres magmatiques, sur la profondeur à laquelle elles se trouvent, sur le mode de circulation et de refroidissement du liquide, et sur ses interactions avec l'encaissant. Les échanges entre l'axe et les flancs de la ride ne sont pas bien contraints. La compréhension de ces différents points passera par l'obtention de sections continues de croute océanique par forage (Ildefonse et al., 2007), et par leur comparaison avec les données obtenues au niveau des ophiolites.

3.1 L'origine des MORBs

D'après Klein et Langmuir (1987) la composition moyenne en majeurs des basaltes indique que les MORBs sont produits par 8 à 20% de taux de fusion du manteau à des pressions de 5 à 16 kbars. En général, les faibles taux de fusion sont associés à une fusion superficielle, et à des portions de rides profondes. Au contraire les portions de rides plus superficielles seraient formées par un fort taux de fusion (qui produit une croute épaisse) d'un manteau profond. Ce modèle se base en grande partie sur la corrélation positive entre $Na_{8.0}$ et la profondeur bathymétrique de la dorsale et l'anti-corrélation avec Fe_8 et CaO/Al_2O_3 . Cette corrélation est nette à grande échelle, bien que des perturbations de cette tendance soient

visibles à plus petite échelle, notamment dans les zones influencées par les points chauds. Les magmas de type MORB représentent des liquides évolués en comparaison des magmas primitifs d'origine mantellique (e.g., Stolper, 1980), ils doivent par conséquent avoir fractionné avant leur mise en place. Déterminer l'origine des MORB est au-delà des objectifs de cette étude ; nous noterons seulement ici que les compositions de type MORB semblent cohérentes avec un transport chenalisé et réactionnel du magma au sein de la section mantellique (e.g., Kelemen et al., 1995; Asimow and Stolper, 1999; Lambart et al., 2009).

3.2. L'accrétion crustale

La structure de la croûte océanique, telle que suggérée par la sismique réfraction, a été décrite par le modèle de "Penrose" (présenté lors de la Penrose conference en 1972), comme on le voit *Figure 5*.

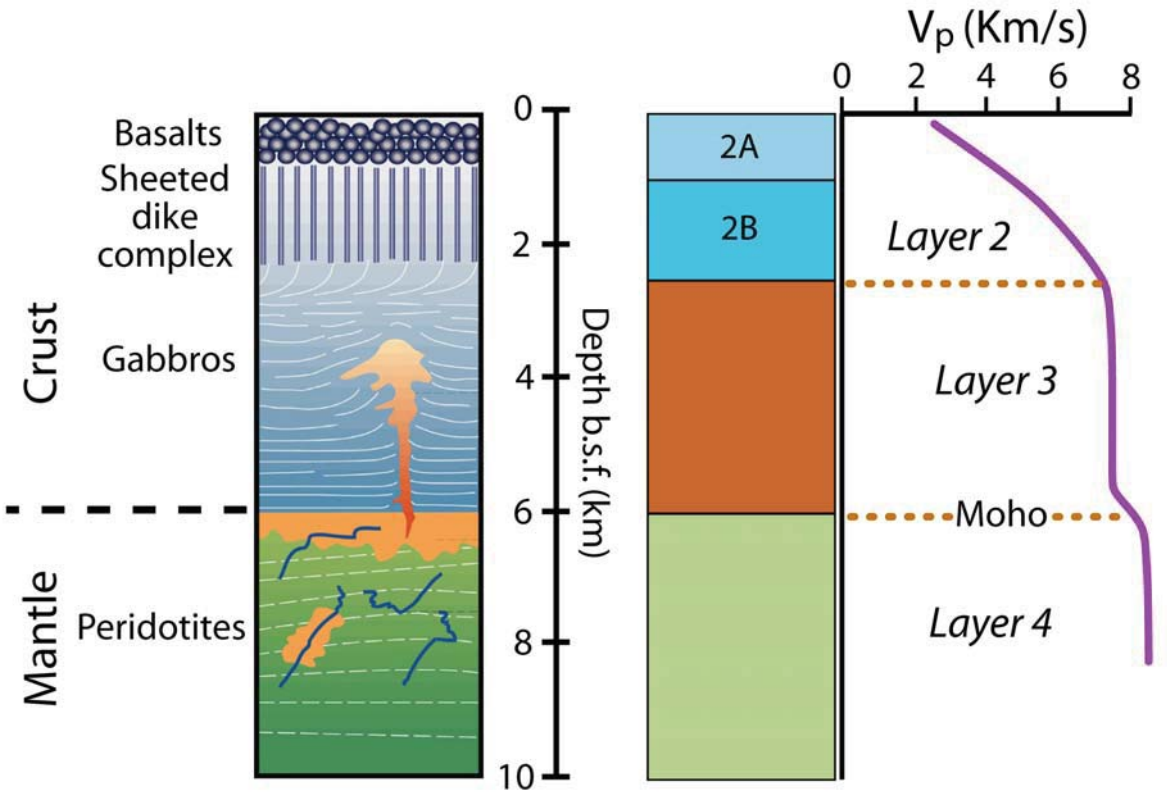


Figure 5 : modèles pétrologique (ou ophiolitique; à gauche; d'après Nicolas et al., 1988) et sismologique (à droite, Mével, 2003) pour la croûte océanique formée au niveau des dorsales rapides. L'échelle verticale indique la profondeur sous le fond océanique en kilomètres. La couche 2A est interprétée comme des laves en coussin et des coulées de laves; la couche 2B comme le complexe filonien; la couche 3 comme la pile de gabbro et la couche 4 comme le manteau.

Elle est constituée de trois couches correspondant à différentes vitesses sismiques. La couche 3 comprend principalement des gabbros issus de la cristallisation fractionnée du liquide. La couche 2 correspond aux roches effusives, comprenant des complexes filoniens surmontés de basaltes en coussin. Cependant, ce modèle "simpliste" de la croute océanique ne décrit pas toujours la réalité observée sur le terrain.

3.3 Taux d'expansion des dorsales et morphologie des rides et des chambres magmatiques

Les rides océaniques ont des vitesses d'expansion fortement hétérogènes. Ce critère de vitesse a été utilisé pour classer les dorsales.

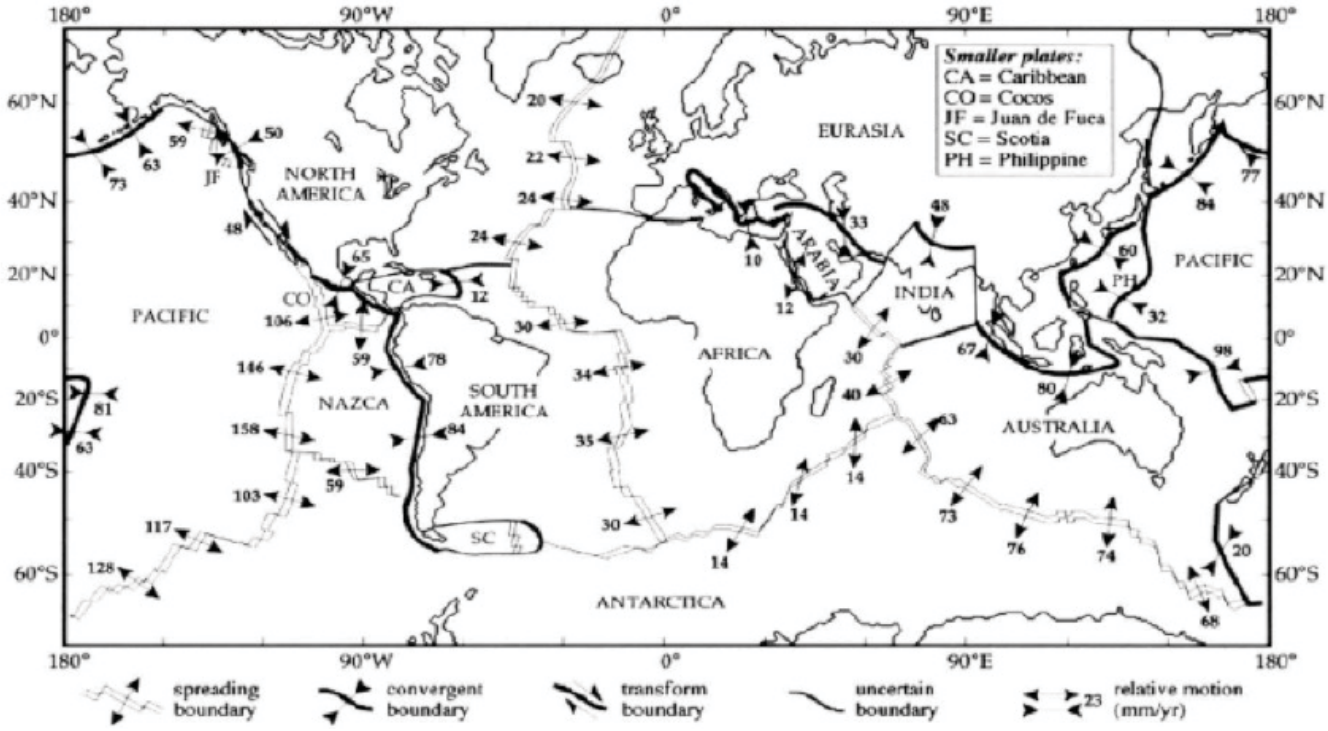


Figure 6 : Taux d'expansion en mm/an mesurés le long des principales dorsales océaniques, d'après De Mets et al. 1990.

Les rides lentes ont des vitesses d'expansion de moins de 40mm/an. C'est le cas de la ride Atlantique. Les rides rapides représentent 20% des rides modernes, et ont produit environ 50% de la croute océanique moderne (30% de la surface terrestre), ainsi que la majorité de la croute subductée au cours des deux cent derniers millions d'année. La ride Est-Pacifique est l'exemple le plus connu.

Cette différence de vitesse d'expansion entre ride lente et ride rapide semble jouer fortement sur la structure de la ride.

Un simple aperçu de la topographie d'une ride lente et d'une ride rapide fait apparaitre des contrastes. Les rides rapides présentent des hauts topographiques, alors que les rides lentes forment de profondes vallées. Au niveau des rides lentes, le relief est beaucoup plus variable, découpé par de nombreuses failles, que pour les rides rapides.

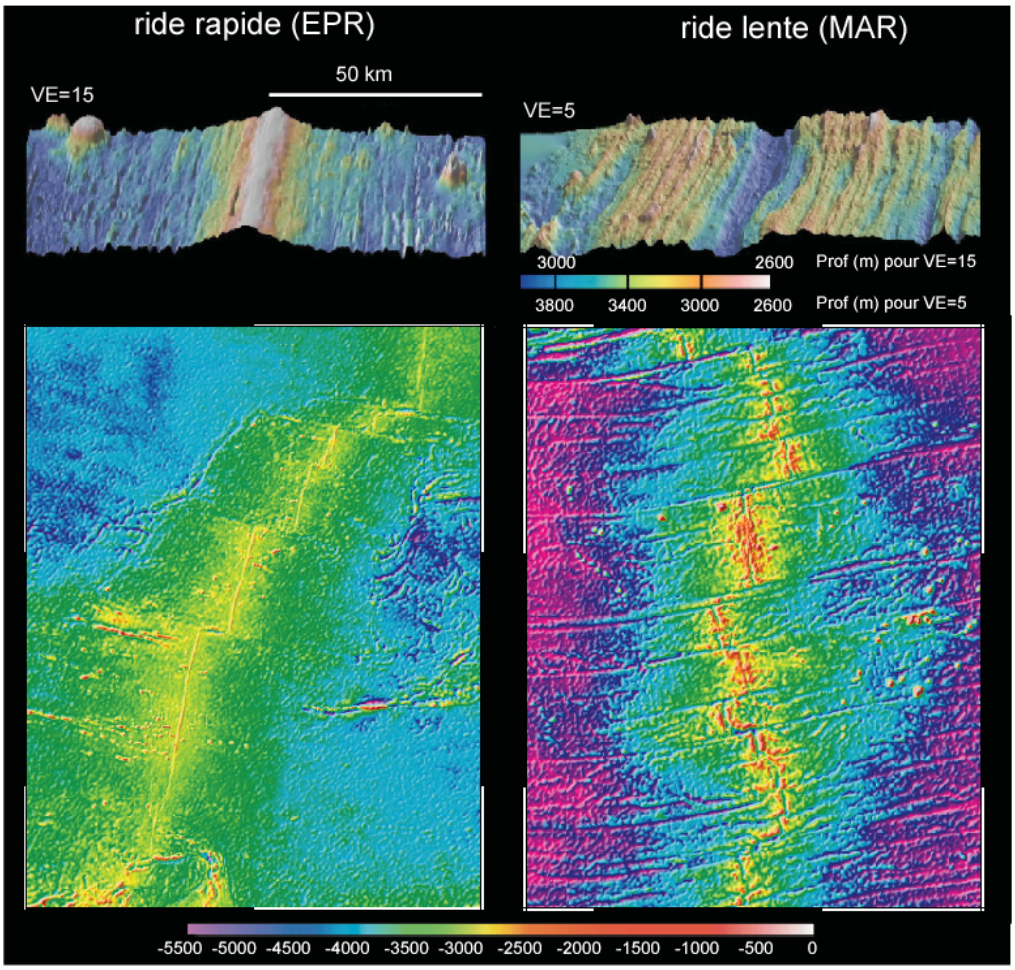


Figure 7 : aperçu de la topographie de la ride Est-Pacifique (à gauche), typique d'une ride rapide, et de celle de la ride médio-atlantique (à droite), typique d'une ride lente. La ride Atlantique est fortement faillée. VE=exagération verticale.

Cette dichotomie ride lente-ride rapide a été confirmée par de nombreuses études géophysiques et géochimiques. Nous allons commencer par décrire les rides rapides, dont la connaissance est plus précise du fait de l'existence d'analogues tels que l'ophiolite d'Oman.

3.3.1 Description des rides rapides

L'étude sismique des dorsales rapide révèle des réflecteurs nets, qui correspondent bien au modèle "Penrose". Les modèles actuels basés sur les études géophysiques, l'étude des ophiolites (e.g., Oman), et de la croûte océanique actuelle permettent de proposer que le système magmatique au niveau des dorsales est composé d'une chambre magmatique

principale (~4km d'épaisseur) composée d'un mush (moins de 20% de liquide d'après Lamoureux et al., 1999) et de petites lentilles localisées pouvant contenir jusqu'à 100% de liquide (e.g., Sinton and Detrick, 1992 ; Canales et al., 2009). Ces lentilles magmatiques sont situées au niveau du Moho (e.g., Garmany, 1989, Nedimovic et al., 2005), à la base du complexe filonien (e.g., Sinton and Detrick, 1992 ; Canales et al., 2009), et au sein de la chambre magmatique principale (Canales et al., 2009).

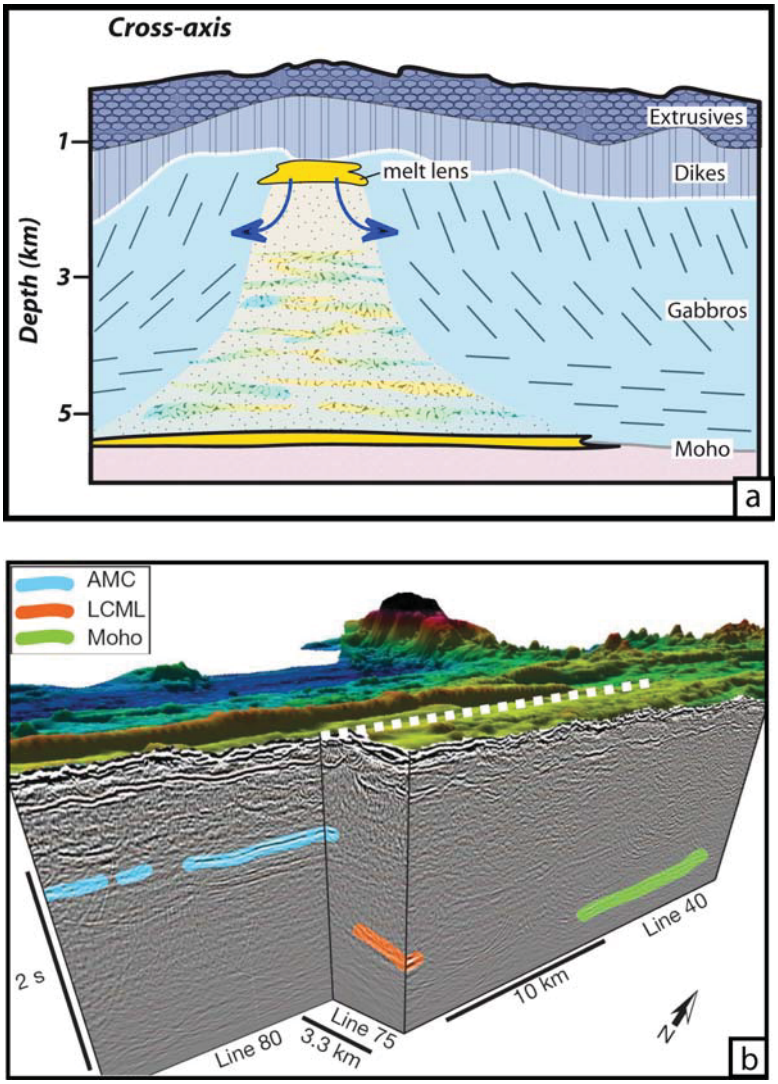


Figure 8 : a) Coupe perpendiculaire à l'axe d'une dorsale rapide (France et al., 2009). Une lentille de magma est présente à la base de la croute supérieure et au niveau du Moho. Les gabbros sont foliés verticalement en haut et horizontalement en bas. Le mush sous la lentille supérieure est recoupé par des sills. b) Des lentilles de magma sont imagées à différents niveaux dans la croute (Canales et al., 2009): AMC=chambre magmatique axiale, qui représente la lentille de magma visible en a); LCML=lentille magmatique dans la croute inférieure, et Moho: lentille de magma au niveau du Moho. La section entre l'AMC et la lentille au niveau du Moho est constituée principalement de mush (<20% de liquide d'après Lamoureux et al., 1999). La ligne en pointillé blanc représente l'axe de la dorsale.

Le mode d'accrétion de la croûte inférieure est débattu. Dans un premier modèle, le modèle "gabbro glacier" (Henstock et al., 1993; Morgan et Chen, 1993; Quick et Denlinger, 1993), un écoulement ductile se produit depuis la lentille supérieure et en s'éloignant de l'axe de la ride. Ce modèle prédit que la croûte inférieure et supérieure ont la même composition (puisque dans ce modèle elles sont formées par une même chambre), et de fortes contraintes existent dans la croûte inférieure (du fait du mouvement ductile). Cependant cette déformation ductile est rarement observée. Les gabbros sont souvent lités et constitués d'une succession d'unités de refroidissement avec des olivines à la base et des plagioclases au sommet; les croûtes inférieure et supérieure présentent souvent des compositions qui sont différentes. Un second modèle (le "sheet sill model") propose l'existence de plusieurs chambres d'environ 100m d'épaisseur au sein de la croûte. Lors de la cristallisation, les cumulats de la croute inférieure libèrent des liquides, qui de temps en temps remontent pour alimenter les chambres supérieures (Kelemen et al, 1997; MacLeod and Yaouancq, 2000; Maclennan et al., 2004). Dans le modèle "sheeted sills", la croûte est refroidie par hydrothermalisme. Un modèle intermédiaire semble intégrer les différentes observations et propose que la croûte inférieure soit formée par le haut (par écoulement ductile depuis la lentille supérieure) et par le bas par l'injection de sills (Boudier et al., 1996).

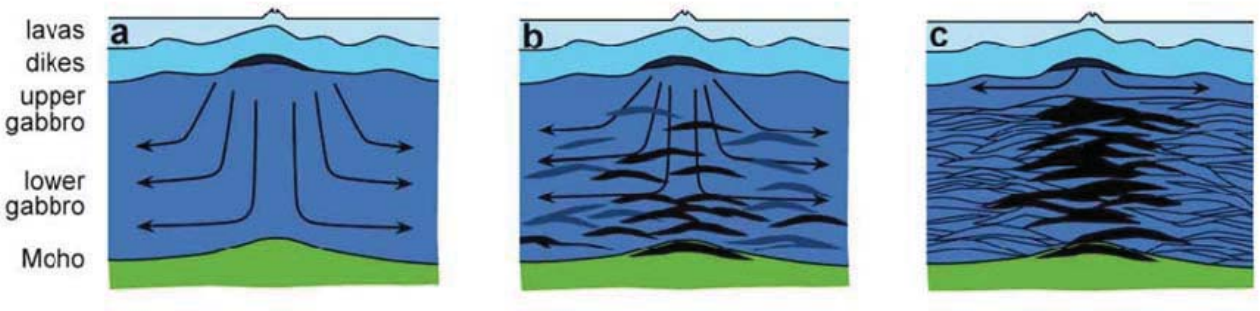


Figure 9 : Modèles d'accrétion de la croûte océanique d'après Korenaga and Kelemen (1997) : a) le modèle "gabbro glacier": toute la croûte inférieure est cristallisée par subsidence à partir de la lentille supérieure (e.g., Henstock et al., 1993; Morgan et Chen, 1993); b) modèles intermédiaires dans lesquels la croûte inférieure est alimentée par le haut par subsidence et par le bas par injection de sills (Boudier et al., 1996); c) Modèle "sheeted sill" dans lequel la plupart de la croûte inférieure est cristallisée par injection de sills (e.g., Kelemen et al., 1997; MacLeod et Yaouancq, 2000).

3.3.2 Description des rides lentes

Les dorsales lentes présentent des vallées axiales de dix à vingt kilomètres de large et de un à deux kilomètres de profondeur. La forte topographie au niveau des vallées les rend

difficile à imager, de sorte qu'une seule chambre magmatique a pour l'instant été détectée (Singh et al. 2006).

La sismique ne fait pas apparaitre des réflecteurs nets correspondant au modèle "Penrose", mais la vitesse augmente régulièrement avec la profondeur, du fait d'une croute fortement hétérogène. Une preuve de cette hétérogénéité est l'observation fréquente de manteau serpentinisé à l'affleurement et de masses de gabbros dans le manteau serpentinisé. Il n'y a pas de Moho pétrologique, et le Moho géophysique est interprété comme correspondant à la limite du manteau serpentinisé.

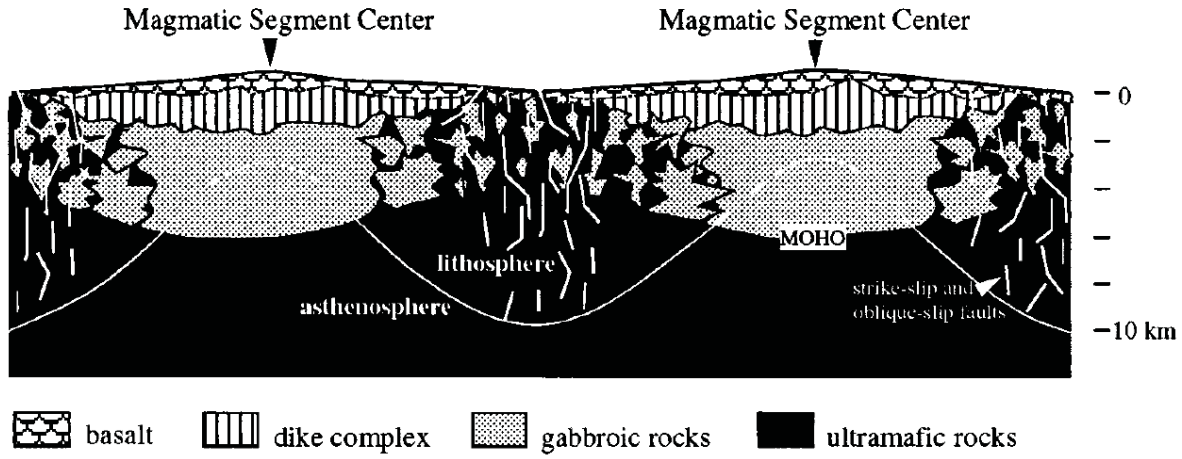


Figure 10 : coupe schématique le long de l'axe de la dorsale Atlantique, d'après Cannat et al. (1995). Contrairement aux rides rapides, la morphologie varie fortement le long de l'axe, et la croute est hétérogène aux fins de segments.

Loin des points chauds les rides lentes se forment en régime thermique froid, caractérisé par une lithosphère épaisse et fragile (Chen et Morgan, 1990), qui permet une activité tectonique intense (vallée axiale, failles abondantes, failles en détachement avec une racine profonde). Les segments, de 20 à 100km de long, sont séparés par des discontinuités. Au niveau de la vallée axiale, les segments ont une forme de sablier, avec des segments plus étroits et moins profonds au centre. Le maximum d'activité magmatique est au centre des segments. Au niveau des discontinuités (fin de segments), les roches exposées sont très hétérogènes et des roches du manteau et de la croûte inférieure sont trouvées (basaltes, gabbro, péridotites serpentinisées), remontées le long des failles. La chimie des gabbros suggère qu'il existe une série d'intrusions évoluant indépendamment les unes des autres en système fermé. La péridotite est abondamment recoupée par des dykes de gabbro, ce qui veut dire que le liquide ne remonte pas toujours en surface mais peut rester piégé dans la lithosphère (Godard et al., 2009). La fin des segments peut également héberger des systèmes

hydrothermaux, mis en place sur le plancher océanique serpentinisé, et la circulation de l'eau de mer est favorisée par les failles.

Il est généralement considéré que les corps magmatiques nourrissant les éruptions volcaniques sont transitoires. Rubin et Sinton (2007), à partir d'une compilation de données sur près de 11000 laves, ont argumenté que les laves sont en général moins différenciées au niveau des rides lentes, et plus hétérogènes concernant les éléments marqueurs de source, ce qui suggère des chambres plus épisodiques et probablement plus petites, qui ne permettent pas l'homogénéisation des laves.

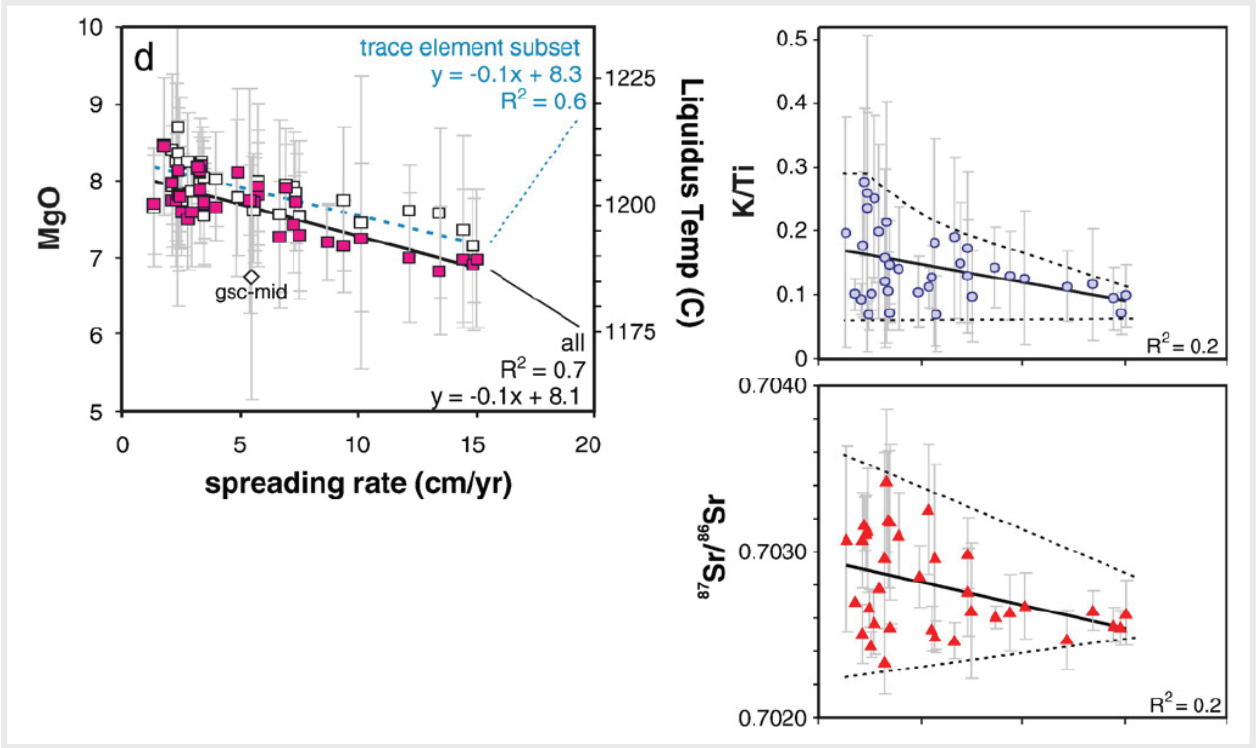


Figure 11 Les basaltes issus de rides lentes présentent des concentrations en MgO plus élevées, et des rapports K/Ti, $^{87}Sr/^{86}Sr$ et $^{143}Nd/^{144}Nd$ plus hétérogènes (d'après Rubin et Sinton, 2007).

Concernant la chimie, il semble que le faible taux d'expansion et les faibles degrés de fusion favorisent la cristallisation à forte profondeur, tandis que les forts taux de fusion et les fortes vitesses d'expansion favorisent la cristallisation à plus faible profondeur (Dmitriev, 1998; Michael et Cornell, 1998; Herzberg, 2004; Villiger et al., 2007).

3.3.3 Bilan

Le tableau ci-après résume les différences entre rides rapides, lentes et ultra-lentes.

Tableau 4 : principales caractéristiques des rides lentes et des rides rapides

Taux d'expansion	**Ride lente (<40 mm/an)** MAR	**Ride rapide (>70mm/an)** EPR
Apport de magma	épisodique	continu
Chambres magmatiques	éphémères et rares	régulières et permanentes, dont une à la limite dyke-gabbro
Activité sismique	tectonique et volcanique	principalement volcanique
Structure crustale	hétérogène	modèle "Penrose"
Activité hydrothermale	rare à localement forte	forte
Chimie de laves	laves mal homogénéisées	laves homogènes, plus différenciées
Cristallisation	en profondeur	superficielle

3.4 Variation de la composition en volatils des laves issues des dorsales à l'échelle de la planète : hétérogénéité de source ou variation des processus de dégazage ?

Les modes d'accrétion crustale au niveau des rides océaniques sont donc assez mal contraints. Cependant, des variations sont visibles, qui vont de pair avec les taux d'expansion. La présence de chambres magmatiques assez superficielles au niveau des dorsales rapides, et la présence de chambres éphémères, supposées plus profondes au niveau des dorsales rapides peuvent influencer le dégazage.

Peu de travaux s'intéressent à l'influence de la dynamique des dorsales sur les mécanismes de dégazage, et généralement les mêmes modèles sont utilisés dans les deux cas pour corriger les données et revenir aux compositions mantelliques.

Nous avons vu également qu'une grande variabilité est observée dans les rapports élémentaires du manteau. Il est important, pour contraindre les modèles mantelliques, de savoir si cette variabilité est réelle ou est le reflet des mécanismes de dégazages.

Fisher et al. (2009) montrent, par l'étude des carbonatites et des gaz émis par le volcan Oldoinyo Lengai, que sous les continents la composition en volatils du manteau semble homogène et semblable à la source des MORBs.

Paonita et Martelli (2007) argumentent que la source mantellique des MORBs a une composition en volatils homogène : la variabilité observée serait du à un dégazage cinétique à

faible profondeur sous les rides rapides, qui conduirait à de fortes variations du rapport Ar/CO_2 et de faibles variations du rapport He/Ar, tandis que sous les dorsales lentes le dégazage cinétique se ferait à des pressions plus importantes. L'ensemble de la variabilité dans leur modèle est explicable par des dégazages plus ou moins éloignés de l'équilibre.

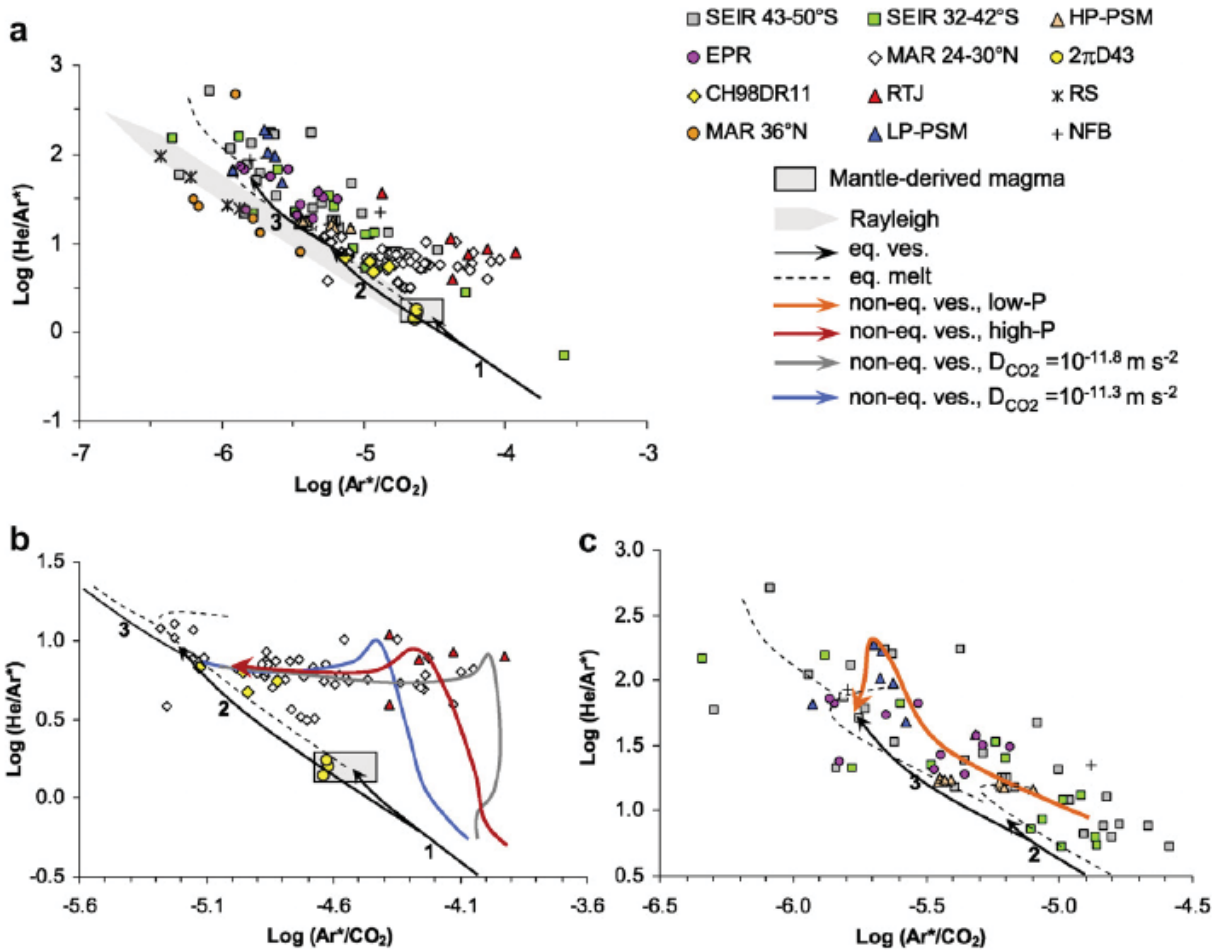


Figure 12 : modèle de Paonita et Martelli (2007), expliquant la variabilité de la composition en He-Ar-CO_2 des MORBs par le dégazage cinétique d'une source de composition homogène. Leur compilation comprend les données de Burnard et al.(2003), Marty et Zimmermann (1999), Marty et Tolstikhin (1998), Javoy et Pineau (1991), Pineau et Javoy (1994), Burnard et al.(2004), Burnard et al. (2002), Aubaud et al. (2004), et Nishio et al. (1999). Les graphiques b) et c) sont des zooms du graphique a). Le graphique b) explique les données au niveau des dorsales rapides par un dégazage hors équilibre à basse pression, le graphique c) explique les données aux dorsales lentes par un dégazage cinétique à plus forte pression.

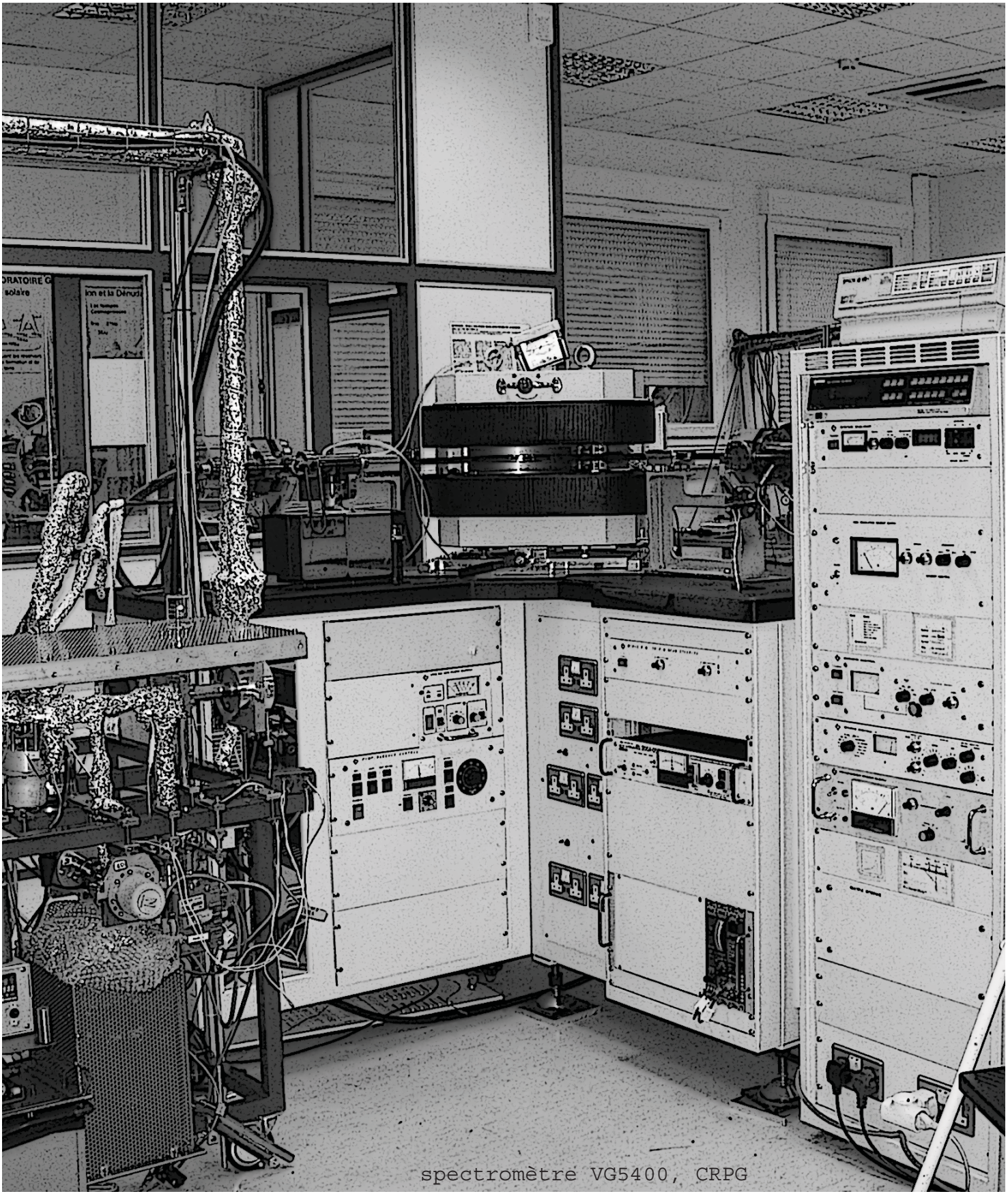
Chavrit (2010) note dans sa thèse une chute de la vésicularité observée dans les verres de MORBs d'un ordre de grandeur quand la vitesse d'expansion passe de 25 à 150 mm/an. De même la plupart des échantillons présentant des sursaturations en CO_2 sont issus de la ride

Pacifique. Ces observations peuvent indiquer une différence dans le mécanisme de dégazage entre rides lentes et rapide. Cependant, l'enrichissement en incompatible semble également corréler avec une augmentation de la vésicularité, ce qui suggérerait une source enrichie en incompatibles également plus riche en volatils. Ceci a été suggéré pas de nombreux auteurs pour les points chauds (par exemple, Aubaud 2004)

L'étude des verres de la ride des Galápagos peut nous permettre d'étudier les mécanismes de mélange des sources dans une section de ride influencée par un point chaud tout en étudiant un éventuel changement dans le mécanisme de dégazage sous l'influence de ce point chaud.

L'étude des microcristaux d'olivine d'un échantillon de la ride Atlantique permet de préciser les processus magmatiques en vigueur sous cette ride lente. Cette étude montre l'existence de convection du magma dans de petites cellules avec des cycles durant autour d'une heure chacun. Le timing de ces cycles de convection donne des contraintes pour un éventuel dégazage cinétique du magma.

L'étude bulle par bulle de MORBs issus de contextes différents est intéressante dans le sens où les observations réalisées au sein d'un même échantillon ne peuvent traduire l'hétérogénéité de la source, dès lors que l'on considère que les bulles sont primaires, et donc devraient traduire les mécanismes de dégazage seuls. Cette étude devrait nous permettre de juger du caractère à l'équilibre ou hors équilibre du dégazage dans différents contextes géodynamiques, puis de remonter à la composition en volatils de la source mantellique.



spectromètre VG5400, CRPG

CHAPITRE 2

METHODES ANALYTIQUES

Au cours de cette thèse, nous avons analysé des verres volcaniques issus de la ride des Galápagos (CO_2, ^{4}He, ^{40}Ar et ^{36}Ar, et isotopes du néon). L'analyse des isotopes du néon a été effectuée selon la méthode décrite dans Marrocchi et al. (2009). Une série d'échantillons de l'Atlantique et du Pacifique ont été étudiés tomographiquement au laboratoire Mateis et au synchrotron SLS (Swiss Light Source), puis analysés en "bulle-par-bulle" (CO_2, ^{4}He, isotopes de l'argon) selon la méthode de Burnard (1999) modifiée. Cette étude a été complétée par la mesure des volatils majeurs (H_2O, CO_2) dissous dans les verres par FTIR selon la méthode de Jendrejewski et al. (1996a, b). Enfin des analyses par sonde électronique des majeurs et mineurs ont été effectuées dans les inclusions magmatiques de microlithes d'olivines d'un échantillon de la ride Atlantique (RD87DR10). Les différentes techniques analytiques utilisées sont décrites ici en détail.

1. Mesure des majeurs par sonde électronique

Des profils ont été effectués dans les verres des échantillons analysés en bulle-par-bulle à l'aide d'une microsonde électronique CAMECA SX-100, à l'université Henri Poincaré, Nancy I (Service Commun de Microscopies Electroniques et de Microanalyses X). Le verre a été analysé avec un faisceau défocalisé de 20µm. Pour l'échantillon RD87DR10, des analyses ponctuelles ont été effectuées dans le verre, les inclusions magmatiques et les cristaux (olivine). La tension était de 15kV, le courant de 10nA et le temps de comptage de 10 secondes par pic. Pour la calibration, des minéraux synthétiques et naturels ont été utilisés : orthoclase (Si, K), albite (Na, Al), wollastonite (Ca), hematite (Fe), olivine (Mg), pyrophanite (Ti, Mn), $KTi_2(PO_4)_3$ (P),. Les incertitudes analytiques dans les conditions standard utilisées étaient de 1 à 2 % pour les éléments majeurs, de 5 à 15% pour les éléments mineurs. La limite de détection est de l'ordre de 0.05 à 0.15% en poids d'oxyde pour CaO, K_2O, TiO_2 et P_2O_5, et 0.15 à 0.2 % en poids d'oxyde pour SiO_2, Al_2O_3, FeO, MnO, MgO et Na_2O.

2. La tomographie

La microtomographie à rayons X a été utilisée pour visualiser en trois dimensions les verres basaltiques. C'est une technique non destructive. Cette étude a permis la caractérisation de la porosité (répartition des tailles des bulles, vésicularité, orientation préférentielle éventuelle...) et la localisation dans le verre opaque des vésicules en vue de leur analyse au spectromètre de masse.

2.1 Principe de la microtomographie

Le principe de la microtomographie aux rayons X est basé sur celui de la radiographie. L'échantillon à étudier est placé entre un émetteur de rayon X et un collecteur. Un faisceau de rayons X est alors émis et traverse l'échantillon. L'intensité du faisceau de sortie dépend de l'absorbance de l'échantillon et donc de sa densité. La radiographie obtenue est une projection des coefficients d'absorption de l'échantillon. Lors de la tomographie, l'échantillon tourne autour d'un axe perpendiculaire au faisceau incident, et une série de radiographies prises selon différents angles est constituée. L'utilisation d'un logiciel, qui utilise un algorithme de projection inverse, permet de reconstruire un volume dont chaque voxel est associé à un coefficient d'atténuation local des rayons X, visualisable sous forme de niveaux de gris. Le coefficient d'absorption dépend de la composition locale de l'échantillon, ce qui permet d'obtenir la microstructure de l'échantillon sans le sectionner.

2.2 Caractéristiques et réglages des microtomographes utilisés

Une partie de l'étude à été réalisée sur la ligne de microtomographie TOMCAT (TOmographic Microscopy and Coherent rAdiology experimenTs) du synchrotron Suisse SLS (Swiss Light Source), et une autre partie sur le microtomographe du laboratoire MATEIS (modèle v|tome|x s de Phoenix X-rays) à Lyon.

Sur la ligne TOMCAT, l'énergie du faisceau la mieux adaptée était de 35keV. Le détecteur possédait 2048*2048 pixels. Une résolution de 3.7µm a été utilisée. Le temps nécessaire pour effectuer un scan était de l'ordre d'1 heure 30 minutes.

Le microtomographe du laboratoire MATEIS a été utilisé à une énergie de 80keV et une intensité de 180µA. Le nombre de projections était de 1000, chaque radiographie étant la moyenne de 3 radiographies prises dans les mêmes conditions afin de corriger du bruit. Le temps de pause était de 500ms. La caméra possédait 1500*1300 pixels et une résolution de 4.5 µm a été obtenue. Le temps nécessaire pour effectuer un scan est de l'ordre de 40 minutes.

Une série de coupes de l'échantillon (format 8 bits), espacées de la résolution utilisée a été obtenue. Une image de 2048*2048 pixels en format tiff a un volume de 4Mo. La mémoire nécessaire pour stocker 1000 coupes d'un échantillon (soit 3.5mm de hauteur avec une résolution de 3.5µm) est donc de 4 gigabits. Ce volume important est une difficulté pour la manipulation des données.

2.3 La préparation des échantillons

La taille des échantillons a été limitée à la fois par la densité du basalte, qui ne permet pas aux rayons X de traverser un échantillon très épais avec la gamme d'énergie disponible, et la résolution souhaitée. En effet, pour une résolution de x µm par exemple, une caméra de n pixels de large ne permet pas d'imager un échantillon de plus de x*n µm de large. La hauteur de l'échantillon n'est pas contraignante puisque plusieurs tomographies à différents niveaux peuvent être effectuées.

Afin d'optimiser le volume étudié, et d'éviter des effets de bord, l'idéal aurait été de découper les échantillons en cylindres, en utilisant l'axe de symétrie du cylindre comme axe de rotation lors de la tomographie. Cependant, pour faciliter l'ouverture des vésicules au laser, une forme de pavé, de 5 millimètres maximum de côté, a été retenue. L'avantage est de disposer de quatre surfaces planes le long desquelles la focalisation du laser n'a pas besoin d'être revue.

Le protocole de préparation des échantillons a répondu à plusieurs contraintes. L'échantillon n'a pas été inclus dans une résine, afin de ne pas contaminer le spectromètre de masse lors des analyses au laser. L'échantillon ne doit cependant pas être fracturé lors de la préparation afin de conserver des vésicules isolées.

Le verre a donc tout d'abord été sectionné à l'aide d'une scie à disque diamantée (modèle Finocut de la marque Escil) sous forme d'un pavé d'environ 7 millimètres de côté. Cette étape est délicate car la résistance du verre aux chocs ou tractions est faible. L'utilisation d'une scie à fil diamanté, qui impose des contraintes moindres à l'échantillon, a cependant du être abandonnée car le découpage était très long et l'usure des fils très rapide.

Une fois cette étape effectuée, l'échantillon a été poli manuellement à l'aide de tapis à grains de carbure de silicium, afin d'être ramené à 5 millimètres de côté. Cette étape permet d'éliminer la couche superficielle de l'échantillon, fracturée par la scie à disque. Les tapis P600 et P1200 ont été utilisés à cet effet. L'utilisation de tapis plus grossiers est déconseillée, afin de ne pas fracturer le verre.

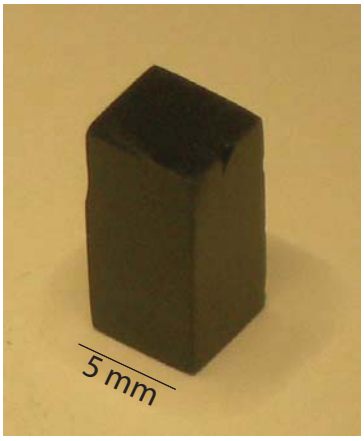


Figure 13 : échantillon de verre volcanique après préparation pour la tomographie.

2.4 Le retraitement des images

Les images ont été visualisées, puis étudiées à l'aide du logiciel gratuit ImageJ et de trois pluggins développés par le laboratoire MATEIS.

Pour la détermination des vésicularités, le protocole de traitement d'images est le suivant :

- Les images sont binarisées à l'aide de l'outil de seuillage "adjust treshold" d'ImageJ.
- Lorsque les objets sont séparés, l'outil labeling_3D_luc_modified réalisé par Luc Salvo permet d'étiqueter les différents paquets de voxels contigus séparés les uns des autres par des voxels de matrice. Chaque vésicule est ainsi repérée.
- L'outil Param_3Dtop_eric_sp, réalisé par Eric Maire, liste les paramètres morphologiques associés à chacun des objets précédemment individualisés, dont notamment la position, le nombre de voxels qui le constituent et la sphéricité. L'outil indique également si l'objet touche ou non le bord de l'échantillon : ceci permet d'identifier les vésicules sectionnées.
- Pour les échantillons dont la vésicularité est artificiellement connectée par des fractures, il est possible d'effectuer un cycle d'érosion-dilatation afin d'individualiser les vésicules à l'aide des filtres "Minimum" et "Maximum" d'ImageJ. L'outil enlève un (ou plusieurs) pixel(s) sur les bords de chaque objet. Un pixel est ensuite remis sur les bords de tous les objets. Les fractures ou les connections de petite section entre les vésicules ne réapparaissent pas, et les objets peuvent ainsi être séparés. Cependant, les images sont dégradées car les vésicules de petite taille sont également éliminées.

Lors de ce retraitement des images deux difficultés majeures ont été rencontrées:

- le volume de données à manipuler est très important (plusieurs Gigabits par échantillon), l'analyse est donc limitée par la mémoire vive de l'ordinateur utilisé (soit 1.6Gbits maximum sous ImageJ pour un ordinateur utilisant Windows 32 bits). Il a été nécessaire de retraiter les images en plusieurs blocs, puis d'additionner les volumes des vésicules partagées entre deux blocs d'images.
- une partie des vésicules est sectionnée sur les bords du cube de verre. Afin d'estimer le volume de ces vésicules (ou volume réel) pour déterminer la répartition des tailles de vésicule d'un échantillon (ou VSD), on calcule leur rayon en considérant qu'elles sont sphériques selon la formule : $R=(r^2+h^2)/2h$ si $h<r$

où R est le rayon de la vésicule, r le rayon de la section (ou petit rayon) de la vésicule, et h la hauteur de la section de vésicule, mesurée perpendiculairement à la section.

Si $h>r$, alors R peut être directement obtenu à partir des images tomographiques.

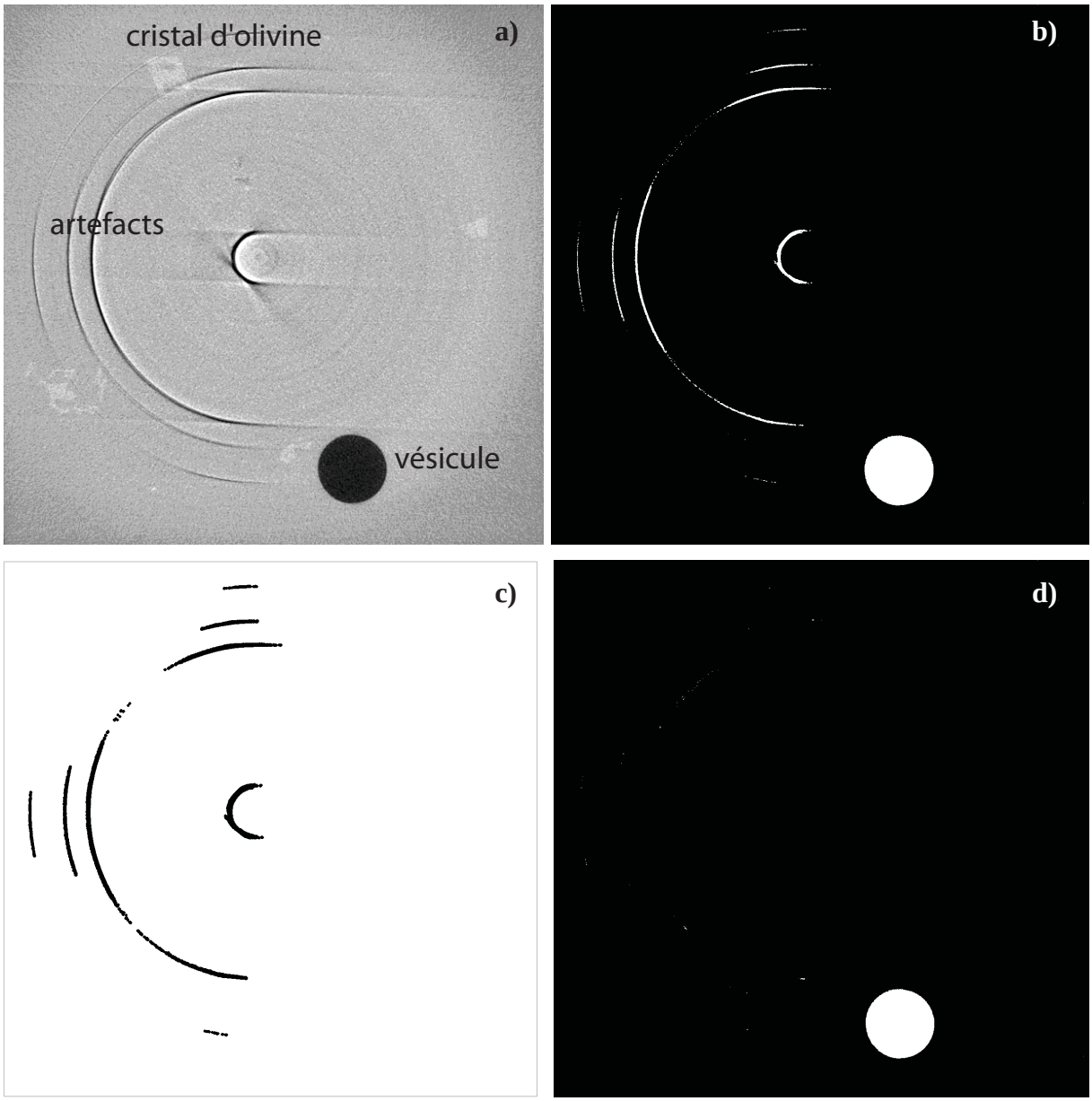


Figure 14: protocole de retraitement d'image permettant de supprimer les artefacts. a) image 8 bits, les artefacts et les vésicules sont visibles avec des niveaux de gris similaires. b) image binarisée, les bulles et les artefacts apparaissent en blanc. c) image binarisée avec fond blanc, après utilisation du filtre "Maximum" réglé à 3 pixels qui élargi les objets de 3 pixels et donc rend les pixels des artefacts connexes, puis du pluggin "Analyse particules" réglé afin de ne garder que les objets de sphéricité dans la gamme 0-0.8 d) Image finale qui est la soustraction image b - image c. On note qu'il reste quelques pixels blancs isolés qui n'ont pas été éliminés.

Le volume de la vésicule est ensuite calculé. Le volume réel d'une vésicule sectionnée est intégré dans le calcul de la répartition des tailles de vésicule d'un échantillon (VSD), en considérant une fréquence pour cette vésicule égale au volume de la partie de la vésicule préservé dans le cube sur le volume réel de la vésicule.

- des artefacts (cercles concentriques) étaient présents sur les images du synchrotron. Ces artefacts sont dus à des détecteurs défaillants, ou à des poussières sur le collecteur qui donnent une erreur localisée sur chaque projection de l'échantillon. Lors de la reconstruction, ceci aboutit à la formation de cercles sur l'image, donc le centre correspond à l'axe de rotation utilisé lors de la tomographie. Or ces cercles ont des niveaux de gris qui peuvent recouper ceux des vésicules, ce qui gène au retraitement des images. Afin d'éliminer ces artefacts, le pluggin "analyse particles" d'ImageJ a été utilisé. Le protocole est détaillé *Figure 14*.

3. Analyse des volatils

3.1 Mesure de l'eau et du CO_2 dissouts dans les verres basaltiques par spectrométrie infrarouge

La méthode d'analyse par spectrométrie infrarouge ou FTIR (pour Fourier Transform Infrared spectrometer) est celle décrite dans Jendrzejewski et al. (1996a et b). Le protocole général est décrit ci-dessous dans ses traits principaux.

Les analyses ont été effectuées au laboratoire d'isotopes stables de l'IPGP. Le spectromètre IR (Magna 550, Nicolet) couplé à un spectromètre optique et IR a été utilisé. Il possède une source moyen infrarouge "ever-glo" (Nicolet), un détecteur MCT_A et une séparatrice Ge sur KBr.

Des lames épaisses de verre doubles polies d'environ 200 µm d'épaisseur ont été réalisées. Les lames doivent être suffisamment épaisses pour permettre la détection des volatils. Cependant une épaisseur trop importante peut amener la saturation des détecteurs (50-300 µm selon Jendrejewski et al., 1996a-b), et le nombre de plages de verre ne contenant pas de cristaux est réduit. Pour les échantillons très dégazés prélevés en Islande, il n'était pas possible par exemple d'utiliser des lames d'épaisseur supérieure à 200µm car beaucoup de cristaux étaient présents.

Pour l'analyse, une zone de verre sans cristaux ni fractures et parfaitement polie est repérée au microscope. Un spectre d'absorption est alors acquis en transmission à la résolution de 4 cm^{-1}. 300 balayages sont effectués pour chaque spectre. La taille du spot est d'environ 100µm de diamètre. Après l'analyse, un "blanc" est mesuré sans l'échantillon afin de corriger de l'absorption de l'air.

Trois à quatre mesures ont été effectuées par échantillon afin d'estimer la variabilité spatiale éventuelle des concentrations en volatils.

Le pic d'absorption de l'eau, présente dans les verres sous forme d'ions OH- (pour des échantillons contenant au plus 4000 ppm d'eau, sinon de l'eau moléculaire est également présente) se trouve à 3540 cm^{-1}. Le CO_2 est lui présent sous forme d'ions carbonates CO_3^{2-}, dont les pics d'absorptions se trouvent à 1522 and 1435 cm^{-1}. La bande d'absorption IR des ions carbonates étant superposée à la bande d'absorption du réseau silicaté, la mesure de la hauteur de ces deux pics ne peut être effectuée qu'après avoir appliqué une correction de la ligne de base. Afin d'effectuer une correction précise, un spectre de verre volcanique dégazé sous vide, corrigé de la différence d'épaisseur, est soustrait au spectre de l'échantillon. La relation de Beer-Lambert $C = \frac{M \times Absorbance}{d \times \rho \times \varepsilon}$ relie la concentration C en proportion massique du volatil considéré, sa masse molaire M, l'absorbance, le coefficient d'absorption linéique molaire ε (l/mol.cm) de l'espèce considérée, d l'épaisseur de la lame (cm) et ρ la densité de l'échantillon (g/l). Jendrejewski et al. (1996a) ont montré une parfaite linéarité entre la concentration en CO_2 et l'absorption molaire des ions carbonates. Ils déduisent un coefficient d'absorption molaire de 398±10 $l.mol^{-1}.cm^{-1}$ à 1522 cm^{-1} à partir de l'étude de verres naturels équilibrés dans une presse isostatique à des pressions comprises entre 250 et 100 bars et à haute température (1200-1300°C), dont la teneur en C a été mesurée par chauffage par paliers de température et quantification manométrique après séparation cryogénique. Ce coefficient est légèrement plus élevé pour le pic à 1435 cm^{-1}, cependant on n'utilise pas ce pic car il est légèrement moins haut et plus bruité.

3.2 Méthode d'analyse des gaz rares

3.2.1 L'analyse des verres volcaniques de la ride des Galápagos par broyage sous vide

i. la préparation des échantillons

Pour l'analyse, seule la partie vitreuse du basalte en coussin est conservée. L'échantillon est découpé en trois morceaux d'environ 500mg chacun (suffisamment gros pour préserver des bulles intactes, et petits pour permettre un broyage efficace). Chaque morceau est lavé dans un bain d'acétone sous ultrasons pendant 5 minutes, puis placé dan un tube en acier inoxydable, qui est raccordé à la ligne de purification sous ultravide. L'échantillon est étuvé pendant environ 12h à 100-150°C, afin que les gaz atmosphériques adsorbés en surface soient pompés.

ii. extraction des gaz

La méthode d'extraction des gaz consiste à broyer chaque morceau de verre sous vide par l'action d'un piston en fer doux mis en mouvement grâce au champ électrique d'une bobine à l'extérieur du vide. L'échantillon a été broyé en plusieurs fois, les gaz libérés étant analysés à chaque fois. Par cette technique on espère séparer les vésicules selon leur taille, en supposant que les plus grosses vésicules sont ouvertes en premier, et qu'il faut broyer beaucoup plus longtemps pour ouvrir les vésicules de plus petite taille. En considérant que les plus grosses vésicules ont nucléé plus tôt dans le système magmatique, car elles ont eu le temps de grossir par diffusion du CO_2 (Burnard 1999), cette technique doit permettre d'analyser la composition des gaz dégazés à différents temps lors de la remontée du magma.

iii. mesure du CO_2 et purification-séparation des gaz

Après broyage, un piège constitué de mousse de titane, à température ambiante, est ouvert afin d'adsorber le CO_2. La pression dans la ligne descend alors rapidement. La quantité de CO_2 libérée est estimée en mesurant le changement de pression lors de l'ouverture du piège dans la ligne, dont le volume est connu, à l'aide d'un manomètre à capacitance haute-précision (Pfeiffer de type CMR 262, qui permet la mesure de la pression jusqu'à 100 mbars). L'erreur sur la mesure de la pression est estimée selon là formule $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ où σ_1 et σ_2 sont les écartypes sur au moins 20 mesures enregistrées respectivement après le broyage juste avant l'ouverture du piège et après l'ouverture du piège lorsque la pression est stabilisée.

Les gaz ont ensuite été purifiés sur un second piège constitué de mousse de titane. Il est laissé 10 minutes à 600°C puis 10 minutes à température ambiante : cette étape permet de casser les hydrocarbures puis de piéger l'hydrogène libéré à haute température. Les gaz rares lourds (Ar, Kr, Xe) sont alors piégés pendant 15 minutes dans un charbon actif refroidi à la température de l'azote liquide. Le néon est ensuite adsorbé à la surface d'un fritté en acier, refroidi grâce à une tête cryogénique à 30°K. A ce stade, les trois gaz à analyser (hélium, néon et argon) sont donc séparés dans la ligne de purification: l'argon est piégé dans le charbon actif, le néon dans la tête cryogénique et l'hélium est libre dans la ligne. Les gaz vont donc pouvoir être introduits successivement dans le spectromètre de masse pour l'analyse.

iv. l'analyse et les conditions de source

Le spectromètre de masse utilisé est un Hélix MC (multi-collection) développé par la marque Thermo. Une description détaillée du spectromètre et de la technique d'analyse des isotopes du néon est disponible dans Marrocchi et al. (2009). Le spectromètre Hélix MC a la

particularité de posséder cinq collecteurs, chacun comprenant une cage et un multiplieur d'électrons montés en parallèle. L'utilisateur choisit d'utiliser la cage ou le multiplieur d'électrons ; le faisceau, dirigé par défaut vers la cage, est dévié vers le multiplieur d'électrons par deux dynodes lorsqu'elles sont mises sous tension. Les collecteurs sont séparés d'environ une unité de masse, mais l'écartement peut être ajusté par l'utilisateur à l'aide de vis micrométriques, en fonction de l'écart de masse exact entre les isotopes qu'il souhaite mesurer simultanément. Pour la mesure des trois isotopes du néon par exemple, le pic de ^{20}Ne est centré par le logiciel lors de chaque analyse, qui ajuste pour cela le champ magnétique ; l'utilisateur règle manuellement préalablement à la session d'analyse l'écartement des détecteurs utilisés pour permettre la mesure simultanée des deux autres isotopes.

Les analyses ont été effectuées avec un courant de trap de 400µA et avec un potentiel d'accélération des électrons de 60eV.

L'^{4}He a été mesuré sur une cage de Faraday. Pendant ce temps le néon est désorbé de la tête cryogénique à 60K pendant 5 minutes. Le néon est ensuite détendu dans le spectromètre. Il est à nouveau purifié pendant 5 minutes à l'aide d'un charbon actif à la température de l'azote liquide, ce qui permet de limiter au maximum les quantités d'argon et de CO_2 présentes dans le spectromètre de masse.

La quantité de CO_2^+ présente dans le spectromètre de masse est alors mesurée, puis les trois isotopes du néon sont mesurés simultanément en multicollection, les isotopes ^{20}Ne et ^{22}Ne étant mesurés sur deux cages de Faraday, tandis que le ^{21}Ne est mesuré sur un multiplieur d'électrons. Pour la mesure précise du ^{22}Ne, une résistance de $10^{12}\Omega$ a été montée sur le collecteur.

Une des difficultés de ce type d'analyse est la correction des interférences du $^{40}Ar^{++}$ sur la masse 20 et du CO_2^{++} sur la masse 22. Le spectromètre possède une très haute résolution de masse ($m/\Delta m>1500$) qui permet de séparer les pics du ^{20}Ne et de $^{40}Ar^{++}$. Aucune correction n'est donc nécessaire, par contre il faut maintenir la quantité d'argon présente dans le spectromètre à un niveau tel que le signal de $^{40}Ar^{++}$ reste inférieur à celui du ^{20}Ne, afin que le programme du spectromètre centre le bon pic. Pour la correction du CO_2^{++}, la méthode décrite dans Marrocchi et al. (2009) a été utilisée. Préalablement aux analyses, le rapport de double ionisation (CO_2^{++}/CO_2^{+}) dans le spectromètre de masse est calibré en l'absence de néon. Pour cela on mesure le CO_2^+ et le CO_2^{++} pour différentes quantités de CO_2. Il est aisé de faire varier la quantité de CO_2 présente dans le spectromètre, puisqu'une partie de ce gaz est désorbée en permanence des parois du spectromètre. Il suffit donc de fermer un des pièges du spectromètre pour augmenter la quantité de CO_2. Avant chaque analyse de néon, la mesure du

CO_2^+ est effectuée, et grâce à la courbe de calibration du rapport CO_2^{++}/CO_2^+ la quantité de CO_2^{++} présente à la masse 22 est calculée. Cette quantité est déduite du signal de la masse 22 afin d'obtenir la quantité de ^{22}Ne.

Après l'analyse du néon, l'argon est désorbé du charbon actif pendant 5 minutes à 400°C, puis analysé dans le spectromètre de masse par peak jumping. L'^{36}Ar est mesuré sur un multiplieur d'électrons, tandis que le ^{40}Ar est mesuré sur une cage faraday (amplificateur ?).

v. traitement des données et estimation des erreurs

Un blanc a été effectué avant l'analyse de chaque échantillon, une fois l'échantillon chargé et étuvé, selon le protocole décrit précédemment, mais sans l'étape de broyage. Les blancs de néon sont en dessous de la limite de détection pour ^{20}Ne. La mesure sur la masse 22 n'est pas discernable de la quantité de CO_2^{++} calculée. Le ^{21}Ne varie entre 0 et 1.2 coups. On considère que ce blanc est dû au bruit sur les multiplieurs d'électrons, et que la mesure n'est pas suffisamment fiable pour appliquer une correction. Un éventuel blanc atmosphérique dû à la libération de gaz du tube en inox lors du broyage serait éliminé lorsque l'on corrige les mesures de néon de la contamination atmosphérique.

Le blanc d'argon est atmosphérique, et la quantité de ^{40}Ar varie entre 1 et $3*10^{-14}$ moles. Les analyses ont été corrigées de ce blanc. Il est en général de l'ordre de 1% de l'analyse.

Le blanc de ^4He est en dessous de la limite de détection de la cage de faraday.

Les erreurs sont estimées en calculant l'erreur externe sur au moins 5 standards. L'erreur interne est négligeable. L'erreur externe sur la mesure des blancs d'argon n'a pas été prise en compte puisqu'un seul blanc a été effectué avant chaque échantillon, et que le blanc est relativement faible.

3.2.2 L'analyse bulle-par-bulle d'échantillons de verres volcaniques

Lors de ces expériences, différentes vésicules d'échantillons de verres basaltiques, préalablement imagés par tomographie (cf. chapitre II partie 2) ont été ouvertes à l'aide d'un laser excimère. La quantité de CO_2 a été estimée, puis les vésicules ont été analysées à l'aide du spectromètre de masse VG5400, afin d'étudier les processus de dégazage (mesure de ^4He, $^{36,38,40}Ar$). Le protocole d'analyse détaillé est décrit ici.

i. l'extraction laser

a. choix du laser

Le laser utilisé est un laser ultraviolet excimère (Lambda Physics, modèle Optex Pro) qui fournit une longueur d'onde de 193 nm et une énergie de 10 mJ à 10 Hz. Ce laser utilise des exciplexes, qui sont des molécules composées de deux atomes différents (dans ce modèle ArF), formées lors de l'excitation électrique d'un mélange composé d'un gaz rare et d'un halogène (ici Ar et F_2). L'exciplexe (ArF) retourne à son état fondamental en émettant un photon dans la longueur d'onde de l'ultraviolet (193 nm pour ArF). Le laser excimère casse les liaisons moléculaires en surface de l'échantillon et donc l'ablate. Cette caractéristique est d'un grand intérêt pour l'ouverture des vésicules des verres basaltiques, car la température au niveau du point d'impact du laser reste limitée, les gaz rares présents dans le verre entourant la bulle diffusent beaucoup moins qu'avec un laser "classique" qui fond l'échantillon. Cependant les gaz rares présents dans le volume ablaté sont libérés.

Le faisceau horizontal est réfléchi sur un miroir à 45° par rapport à l'horizontale. Le faisceau vertical est alors focalisé sur l'échantillon à l'aide d'une lentille convergente biconvexe de longueur focale 10 cm. Un miroir réfléchi l'image de la chambre laser vers une caméra CCD. Ce montage a été décrit dans Zimmermann et al. (2009). Un schéma est présenté *Figure 15*.

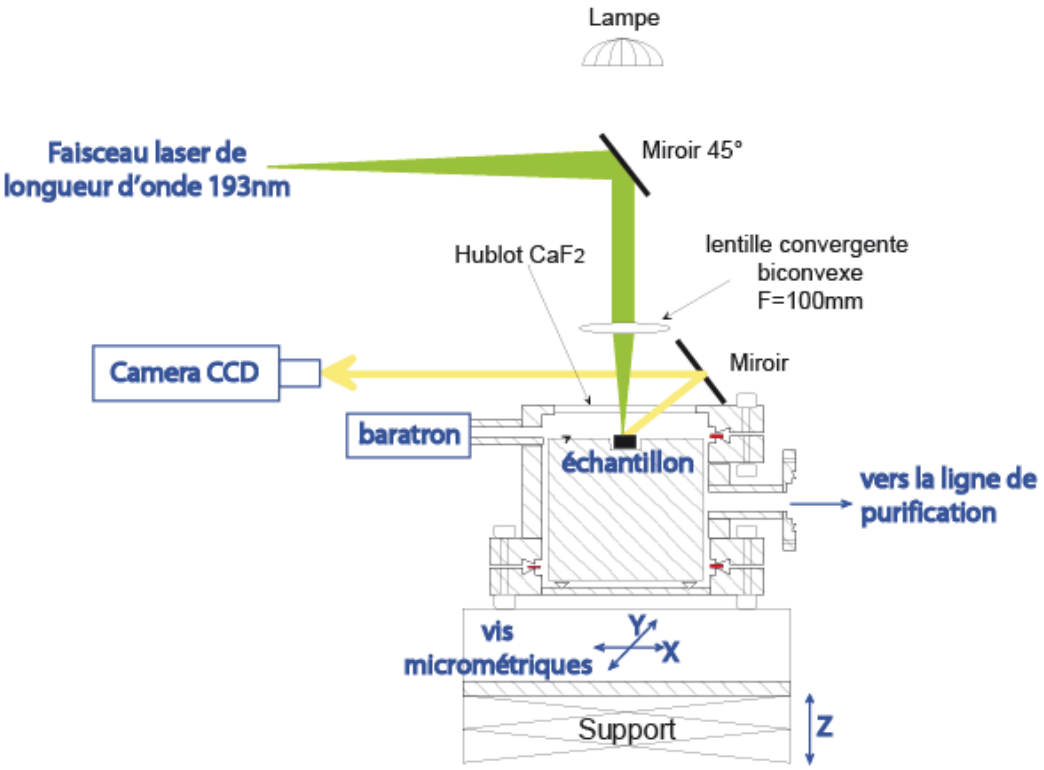


Figure 15 : schéma du faisceau laser et du système d'extraction laser. Modifié d'après Zimmermann et al. (2009).

b. Protocole

L'échantillon de verre basaltique est placé dans une chambre laser sous ultravide, qui possède un hublot transparent aux UV (CaF_2). La chambre est étuvée 48h à 150°C pour éliminer les gaz atmosphériques adsorbés sur l'inox et en surface des échantillons.

Le faisceau UV est invisible, mais lors de l'ablation d'un échantillon, un plasma produit par l'interaction entre le laser et le panache des débris ablatés apparait autour du cratère, qui aide à le localiser. En utilisant les images tomographiques, le faisceau laser est placé au dessus de la vésicule que l'on souhaite ouvrir. On creuse par cycles de 100 coups d'ablation, et la chambre est pompée entre chaque cycle avec une pompe turbomoléculaire afin de limiter la quantité de gaz du verre libérés. Un programme sous Labview a été effectué afin d'automatiser ces cycles d'ablation. Lorsque la vésicule est ouverte, un saut de pression est mesuré par un manomètre à capacitance fait de la libération du CO_2 de la vésicule. L'ablation est alors immédiatement stoppée par le programme, la pression de la chambre est mesurée pendant 40 secondes, puis la purification du gaz commence.

c. efficacité du laser

L'énergie du faisceau ne peut être mesurée directement au niveau de l'échantillon, placé sous ultravide dans une chambre. Cependant après focalisation à la surface de l'échantillon, le faisceau laser a une énergie d'environ 1.1-1.4 mJ à la hauteur du hublot de la chambre laser. La distance entre la lentille convergente et le hublot est d'environ 5 cm, et la distance entre le hublot et l'échantillon est d'au moins 5 mm afin de limiter les dommages sur le hublot. Le spot focalisé sur l'échantillon fait environ 200*100 µm. Une fréquence de 20 hertz a été utilisée pour ne pas trop chauffer l'échantillon.

La profondeur d'ablation par coup n'a jamais directement été mesurée. Cependant grâce aux images tomographiques on connait précisément la profondeur à laquelle se trouvaient les vésicules ouvertes. La *Figure 16* montre le nombre de coups d'ablation qui a été nécessaire pour atteindre les vésicules en fonction de leur profondeur sous la surface de l'échantillon. En moyenne 100 coups d'ablation permettent d'ablater 14µm de verre (1 coup = 140 nm). Cependant il existe des variations interprétées comme le résultat de focalisation différentes d'un échantillon à l'autre, et de la baisse d'énergie du laser au bout d'un certain temps après le remplissage du réservoir fluor-argon.

La mesure de la pression par le manomètre à capacitance lors des cycles d'ablation montre une augmentation plus importante de la pression lors des premiers cycles d'ablation, puis l'augmentation est stable.

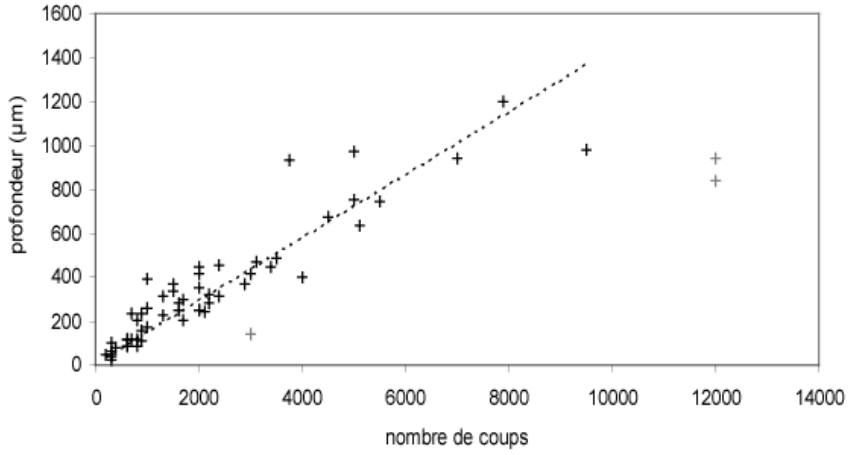


Figure 16 : profondeur d'ablation d'échantillons de verres volcaniques obtenue en fonction du nombre de coups d'ablation effectués avec un laser excimère 193nm. Les points en grisé ne sont pas pris en compte dans la régression linéaire, car ils sont interprétés comme le résultat de mauvais réglages du laser (focalisation notamment).

ii. évaluation de la quantité de CO_2 présente dans les vésicules :

L'ouverture des vésicules se fait dans un volume sous ultravide constitué par une chambre laser connectée à une jauge de pression à capacitance haute précision de type baratron (MKS, modèle 6288XU1TCE18, 1torr).

Ce volume a été soigneusement calibré, après le chargement des échantillons. Pour cela on détend un volume de référence V_{ref} (164.69 cm^3) comprenant un baratron initialement rempli d'air à une pression de quelques millibars, dans le volume à calibrer V_{cf} qui est sous ultravide. Lors de la détente du gaz, la pression mesurée par le baratron passe de P_1 à P_2. En utilisant la relation $P_1*V_{ref}=P_2*(V_{ref}+V_{cf})$ on peut calculer le volume V_{cf}. Cette mesure est répétée trois fois, et la précision obtenue est de l'ordre de 1%.

Grâce à la connaissance du volume V_{cf} échantillons chargés, et à la différence de pression mesurée avant et après l'ouverture de la bulle par le baratron, on peut recalculer la quantité de CO_2 libérée, en considérant que cette différence de pression est due à la libération du CO_2 de la vésicule. Cette approximation est raisonnable, puisque dans les MORBs le CO_2 représente au moins 95% du gaz, complété par un peu d'eau.

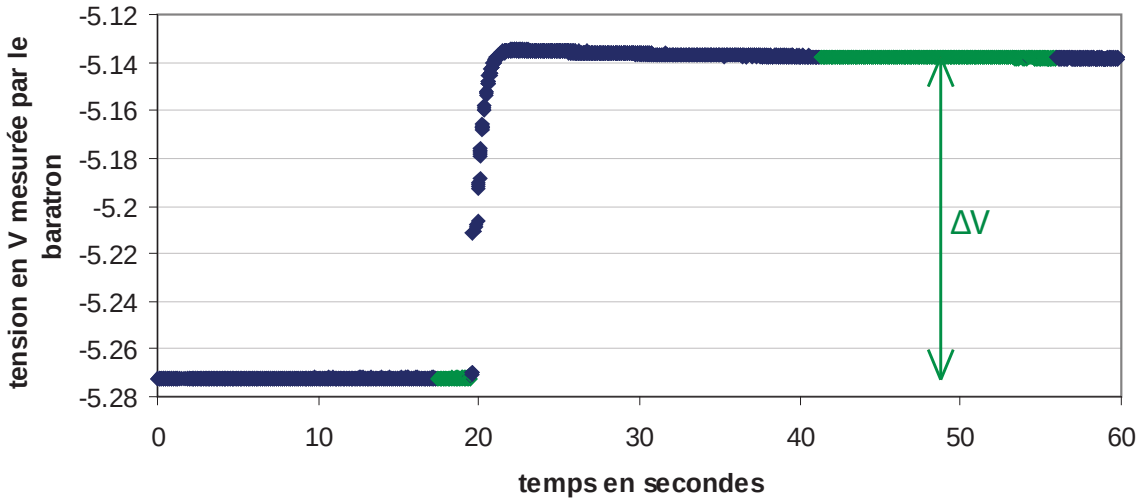


Figure 17 : saut de pression mesuré par la jauge de pression à capacitance de type baratron lors de l'ouverture d'une vésicule de MORB au laser. Les points en vert on été utilisé pour le calcul du ΔV et de l'erreur. On observe une légère baisse de la pression mesurée juste après l'ouverture de la vésicule, avant stabilisation.

L'erreur sur la mesure de la pression est estimée selon là formule $\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}$ où σ_1 et σ_2 sont respectivement l'écart type sur 20 mesures enregistrées juste avant et au moins 20 mesures mesurées après l'ouverture de la vésicule après stabilisation de la pression (5 mesures pas seconde). La *Figure 18* montre que cette erreur dépasse les 10% pour une quantité de CO_2 inférieure à 10^{-9} moles.

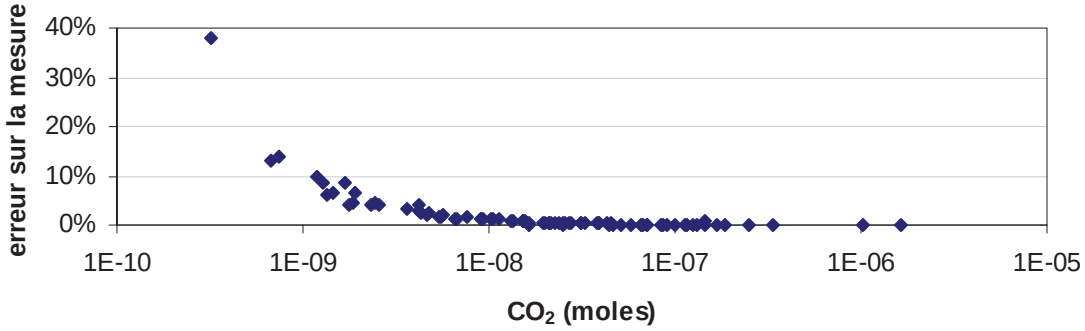


Figure 18 : erreur sur la mesure du CO_2 en fonction de la quantité de gaz. Les différents points correspondent aux différentes vésicules analysées. En dessous de 10^{-9}moles de CO_2 l'erreur dépasse les 10%.

Cependant, une incertitude supplémentaire existe sur la mesure, car lorsque la bulle est ouverte, la pression mesurée monte très rapidement mais parfois rediminue légèrement jusqu'à stabilisation, comme on le voit ***Figure 17***. Deux interprétations de ce phénomène existent :

-du CO_2 est adsorbé sur les parois et cause la baisse de pression,

- c'est l'eau qui est adsorbée et non le CO_2,

- la membrane du baratron met du temps à se stabiliser.

L'adsorption du CO_2 semble peu probable, car ce phénomène n'est pas systématiquement observé et aucun lien n'existe entre celui-ci et l'intensité de la variation de pression mesurée. Les deux dernières hypothèses ont été considérées comme plus probables. L'imprécision qui peut être amenée par cette hypothèse est au maximum de 5% et en général de l'ordre de 2 à 3% pour la moitié des vésicules.

iii. la purification des gaz

Le protocole de purification est décrit ci-dessous. Quelques modifications ont été effectuées entre les deux sessions d'analyse (protocole 1 et 2), qui sont également reportées. La ligne de purification utilisée est en inox, les pièces étant assemblées par des brides à couteau avec des joints en cuivre de type CF. Les différents volumes sont numérotés de v1 à v6, v2L étant le flexible en inox qui relie la chambre laser vcf2 à la ligne (cf. Figure 19).

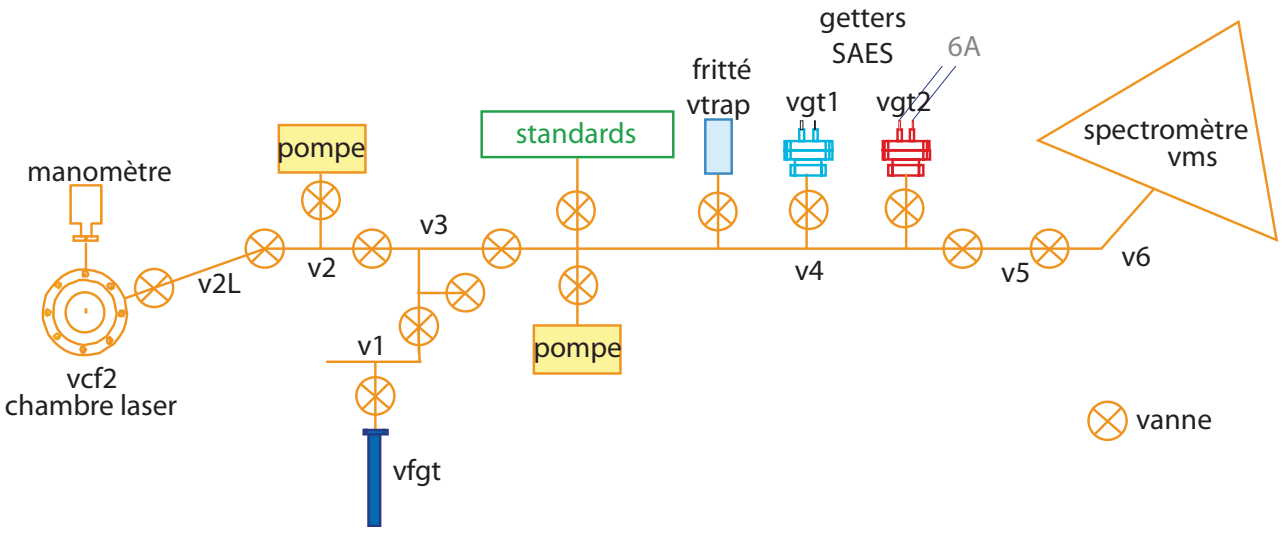


Figure 19 : schéma de la ligne de purification reliée au spectromètre de masse VG5400. Les noms vxx des différents volumes séparés par des vannes, sont notés sur le schéma.

* Purification sur un getter en mousse de titane :

vcf2→vcf2+v2L+v1_3+vfgt

La chambre laser est refermée au bout d'une minute afin de limiter le blanc d'analyse, qui vient majoritairement de celle-ci.

vfgt est un getter en mousse de titane, qui permet l'élimination par chimisorption du CO_2.

-protocole 1 : purification pendant 20 minutes sur la mousse de titane

-protocole 2 : purification pendant 5 minutes

*Purification sur 2 getters SAES vgt1 et vgt2

-protocole 1 :

v2L+v1_3+vfgt→ v2L+v1_3+vfgt+vgt1+vgt2 5 minutes

-protocole 2 :

v2L+v1_3+vfgt→ v2L+v1_3+vfgt+vgt1 vgt1 à 500°C (courant de 6A), 2 minutes

v2L+v1_3+vfgt→ v2L+v1_3+vfgt+vgt2 vgt2 à $T_{ambiante}$, 4 minutes

Lors de la 2nde session, après purification sur la mousse de titane, une pression résiduelle de l'ordre de 10^{-5} à 10^{-6} mbars, importante comparativement à la pression attendue pour les gaz rares seuls ($\leq 10^{-7}$ mbars) persiste dans la ligne. Cette pression est probablement due à des composants du verre volatilisés lors de l'ablation qui casse les molécules, mais il est possible que des composés issus de l'ablation du hublot soient également présents. En effet, bien que celui-ci est en grande partie transparent aux UV (transmission>95%), des marques nettes sont visibles ; le phénomène peut être intensifié par la condensation de composés sur le hublot qui diminuent sa transparence avec la fréquence d'utilisation et retiennent donc les UV. L'utilisation du getter SAES chaud permet de baisser efficacement cette pression. Le getter possède un système de refroidissement à l'eau qui permet de limiter le blanc d'argon produit.

* piégeage de l'argon dans un fritté vtrap à la température de N_2 liquide :

L'argon est piégé pendant 10 minutes dans un fritté préalablement descendu à la température de l'azote liquide pendant 5 minutes. Le fritté est ensuite isolé.

*analyse :

L'hélium est analysé, puis la ligne est pompée et l'argon est désorbé de vtrap à température ambiante pendant 10 minutes puis analysé.

Le fritté est ensuite chauffé 5 minutes à 400°C sous pompage, pour conserver une bonne efficacité du piégeage de l'argon (de 99%).

Ces protocoles sont de bons compromis entre une purification de bonne qualité et des blancs faibles et reproductibles. Par exemple, l'utilisation d'un getter de type mousse de titane à chaud (400 à 600°C) donne de bons résultats pour la purification, mais des blancs beaucoup plus variables. Les blancs obtenus avec un getter SAES chaud sont reproductible, mais la quantité d'argon libéré par le getter est non négligeable, de sorte qu'on a limité son utilisation à 2 minutes.

iv. réglages du spectromètre et analyse

a. réglage des paramètres de source :

Les analyses ont été effectuées sur le spectromètre de masse gaz rares VG5400. Celui-ci possède une cage à faraday et un multiplieur d'électrons, mais les deux ne peuvent être

utilisés simultanément. Les analyses se font donc toutes par pic jumping. Le courant de trap a été réglé à 200 µA afin d'optimiser la sensibilité sur l'argon (et notamment la mesure du ^{36}Ar). Cependant ce courant induit un fractionnement de masse pour les petites quantités de gaz. Il est important de corriger de ce fractionnement.

Comme il n'est pas possible de changer les réglages des paramètres de source entre la mesure de l'hélium et la mesure de l'argon, un compromis a dû être trouvé afin d'optimiser la mesure de ^{36}Ar tout en gardant une sensibilité acceptable pour la mesure de ^{4}He. Entre la mesure de l'hélium et de l'argon, seul le paramètre Y_{deflex}, qui règle la différence de potentiel sur les plaques de déflexion, et donc contrôle l'orientation du faisceau par rapport au collecteur, est changé afin d'obtenir des pics plats pour ces deux éléments.

b. procédures d'analyse

Le gaz est introduit dans le spectromètre de masse, et un scan de l'^{4}He ou du ^{40}Ar est effectué sur la cage à faraday afin d'estimer la quantité de gaz présente, puis la procédure appropriée est lancée au bout de 2 minutes. Ce même protocole est utilisé à la fois pour les blancs, les échantillons et les standards.

Deux types d'analyse sont disponibles en fonction de la quantité d'argon :

- mesure de ^{40}Ar, ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons quand la quantité d'argon est faible (<2*10^{-14} moles de ^{40}Ar dans le spectromètre),

- mesure de ^{40}Ar sur la cage faraday et de ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons pour de plus grandes quantités d'argon.

Pour la mesure du ^{38}Ar, le pic est centré manuellement afin d'éviter au maximum l'interférence due aux hydrocarbures. Ce centrage manuel ne permet pas une bonne précision sur la mesure.

Pour l'analyse de l'^{4}He, en dessous de 2*10^{-13} moles environ dans le spectromètre, l'analyse a été faite sur le multiplieur d'électrons, et sinon sur la cage faraday.

c. analyses et corrections

*calcul de sensibilité :

La sensibilité S du spectromètre avec la cage de Faraday est exprimée en A/torr, selon la formule :

$$S = \frac{U}{R \times P_s} = \frac{U}{R \times d \times P_1}$$

où U est le signal mesuré par le collecteur (cage de Faraday) exprimé en V, R est la résistance à la sortie de la cage de Faraday en Ω (10^{11} Ω), P_s est la pression partielle du gaz

analysé en sortie du spectromètre et P_1 la pression dans l'aliquot de standard en torr dans les conditions normales de température (294.15°K) et d est le facteur dilution.

Pour le multiplicateur d'électrons, le logiciel fournit un signal exprimé en volts, calculé à partir du nombre d'électrons (coups) mesurés en sortie du multiplicateur d'électrons ; ceci aboutit à un signal en volts environ 100 fois plus important que sur la cage de Faraday. On calcule donc une sensibilité selon la formule :

$S = \frac{U}{10^{13} \times d \times P_1}$ où U est le signal en volt fourni par le logiciel.

Des standards de dilutions variées ont été effectués pour corriger la non linéarité du spectromètre de masse à basse pression. Ce phénomène serait dû à une hétérogénéité de la répartition des charges électriques au niveau de la source à ionisation (Burnard et Farley, 2000) qui ne permettrait pas une extraction optimale des ions. La sensibilité d'un élément est fonction d'un ratio entre la quantité d'électrons injectés dans la source (courant de trap) et la quantité d'atomes présents dans le spectromètre.

On constate une baisse de la sensibilité de l'ordre de 15% sur la cage pour la mesure de ^{40}Ar lorsque la quantité d'argon présente dans le spectromètre passe de $7*10^{-13}$ à $3.5*10^{-14}$ moles, lors des différentes sessions d'analyse. De même la sensibilité sur la mesure du ^{38}Ar et du ^{40}Ar chute de 10 à 15% pour la même gamme de valeurs, comme on le voit ***Figure 20***. L'évolution de la sensibilité de l'^{38}Ar en fonction de la quantité de ^{40}Ar présente dans le spectromètre est indiscernable de celle du ^{36}Ar (pas de fractionnement), et donc ne semble pas dépendre de la quantité de l'isotope mesurée, puisque dans le standard atmosphérique il y a environ 5 fois moins d'^{38}Ar que de ^{36}Ar.

Afin de corriger la non linéarité du spectromètre de masse à basse pression, la sensibilité en ^{40}Ar et ^{38}Ar et ^{36}Ar a été tracée en fonction du signal de ^{40}Ar mesuré sur la cage. Une extrapolation linéaire ou polynomiale selon les sessions a été effectuée sur les standards, afin de faire correspondre un signal de ^{40}Ar à une sensibilité pour l'ensemble des isotopes de l'argon lors de la mesure d'un échantillon ou d'un blanc. Les équations sont données Figure 20.

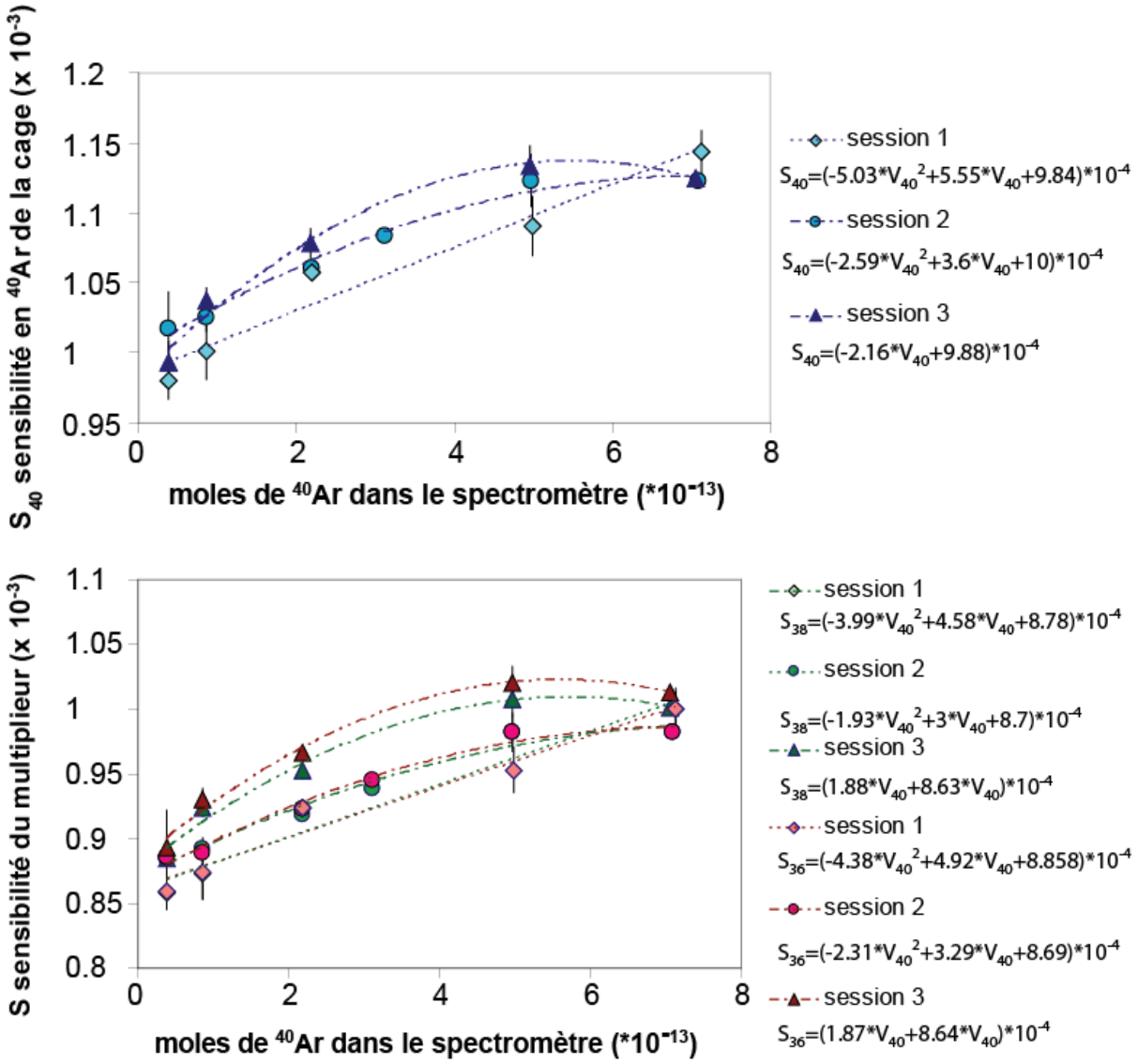


Figure 20 : sensibilité en ^{40}Ar sur la cage et ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons en fonction de la quantité de ^{40}Ar injectée dans le spectromètre. Les standards ont été effectués lors de trois sessions d'analyse, avec des réglages légèrement différents pour chaque session. Lors de chaque session, la quantité de gaz présente dans les échantillons et les blancs a été estimée en utilisant la sensibilité calculée à partir des équations données en légende, où V_{40} représente le signal en volt de ^{40}Ar mesuré sur la cage.

Pour les petites quantités de gaz ($<3*10^{-13}$ moles de ^{40}Ar), le ^{40}Ar a été mesuré sur le multiplieur d'électrons. Trois dilutions ont été effectuées pour corriger la non linéarité du spectromètre dans cette gamme. Cependant, comme la quantité de gaz est très faible, le blanc de ligne n'est plus négligeable. Les standards ont donc été corrigés de ce blanc. Avant correction la sensibilité de ^{36}Ar et ^{38}Ar semble significativement supérieure de celle de ^{40}Ar (cf. *Figure 21*). Après correction, la sensibilité est identique pour les trois isotopes et ne dépend que de la quantité totale d'argon. La différence de comportement avant correction est

interprétée comme le résultat de la présence de HCl dans la ligne et le spectromètre, qui interfère sur les masses 36 et 38. Entre $5*10^{-15}$ et $3*10^{-14}$ moles d'argon, il existe une variation de sensibilité de l'ordre de 15%.

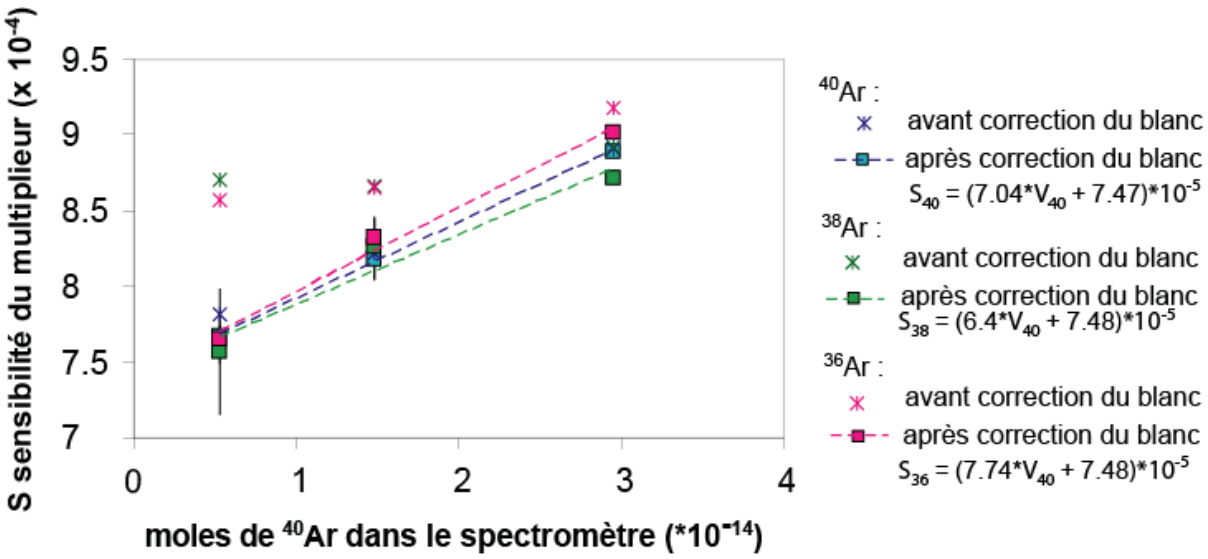


Figure 21 : sensibilité en ^{40}Ar, ^{38}Ar et ^{36}Ar sur le multiplieur d'électrons en fonction de la quantité de ^{40}Ar injectée dans le spectromètre. Cf. légende Figure 20.

Le même type de non linéarité a été constaté pour la mesure de l'^{4}He.

Notons que la sensibilité dépendant de la quantité de gaz présente dans le spectromètre de masse, une bonne purification des échantillons est indispensable pour corriger correctement cette non linéarité.

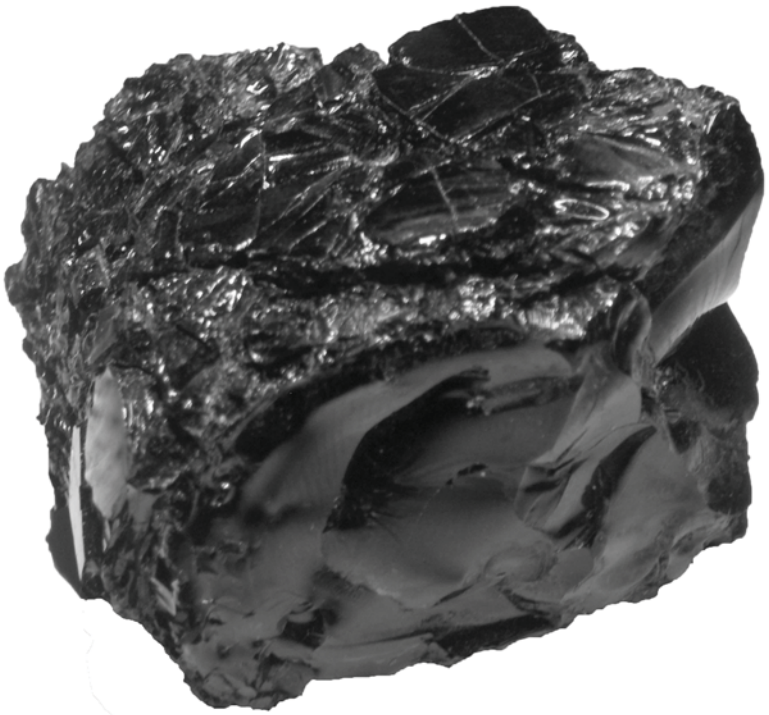
* mesure des blancs :

Des blancs d'analyse ont été effectués en utilisant le même protocole que celui décrit pour les échantillons. Ils sont de l'ordre de $2*10^{-15}$ moles d'^{40}Ar et de $3*10^{-16}$ moles de ^{4}He. Cependant, pour la correction des analyses, la quantité de gaz libérée lors de l'ablation du verre doit être prise en compte. Des cycles de 100 coups d'ablation sur une zone de verre ne renfermant pas de vésicules ont été effectués ; l'analyse est indiscernable du blanc. On appellera ces mesures « blancs d'ablation ». Au moins une dizaine de blancs d'ablation (et exceptionnellement seulement 3 ou 4, si les analyses ont été effectuées peu de temps après le chargement des échantillons, et que l'on observe une baisse progressive du blanc) ont été réalisés de cette manière afin d'obtenir une valeur précise et l'écart type associé, qui varie de 3 à 10% selon les sessions d'analyse pour l'^{40}Ar, l'^{36}Ar, l'^{38}Ar et l'^{4}He. Au delà de 100 µm de profondeur, les cycles peuvent faire jusqu'à 500 coups sans augmentation notable du blanc d'ablation d'argon, par contre le blanc d'ablation d'hélium augmente nettement, mais reste

négligeable par rapport aux échantillons. La durée des cycles d'ablation a donc parfois été augmentée jusqu'à 500 coups afin d'atteindre plus rapidement les vésicules profondes.

* détermination des abondances en argon et hélium des échantillons :

A partir du signal brut de l'échantillon, le nombre de moles associé est calculé, en utilisant les équations sur la sensibilité présentés Figure 20 et Figure 21. Le même calcul est effectué sur le signal des blancs d'ablation. Enfin, le nombre de moles correspondant au blanc d'ablation est soustrait à celui correspondant à l'analyse brute de l'échantillon. La soustraction des nombres de moles et non des signaux permet de prendre en compte au mieux la non linéarité du spectromètre de masse à basse pression.



surface vitreuse d'un basalte en coussin

CHAPITRE 3

INTERACTION RIDE-PANACHE LE LONG DE LA DORSALE DES GALAPAGOS

- Distinction entre effets du dégazage et de source grâce aux isotopes du néon et aux abondances relatives en ^{4}He-^{40}Ar-CO_2.

INTRODUCTION

La ride des Galápagos (Galápagos Spreading Center ou GSC) est située 200 kilomètres au Nord de l'archipel des Galápagos. Les basaltes issus de ces iles volcaniques présentent un signal de point chaud net avec notamment des rapports $^{3}He/^{4}He$ élevés (jusqu'à 29 Ra - Graham et al., 1993; Kurz et Geist, 1999; Kurz et al., 2009) et des rapports isotopiques en néon très peu radiogéniques (Kurz et al., 2009).

La forte influence du point chaud sur la dorsale a largement été documentée dans la littérature (évidences géochimiques, géophysiques et morphologiques). Cependant, le long du GSC, les rapports $^{3}He/^{4}He$ sont de type MORB (5.9-8.5 Ra - Detrick et al., 2002). Ceci contraste fortement avec l'Islande par exemple, ou de forts $^{3}He/^{4}He$ sont mesurés jusqu'à 2000 kilomètres de distance du point chaud (Kurz et al., 1985; Breddam et al., 2000).

Lors de cette étude, la composition isotopique en néon de verres basaltiques prélevés le long du GSC entre 86°W et 98°W a été mesurée afin d'évaluer la contribution des volatils du panache le long de la dorsale. La composition en ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 a également été analysée afin d'étudier le dégazage dans ce contexte et de tenter d'identifier un éventuel mélange de sources. Comme pour l'hélium, la composition isotopique en néon est de type MORB le long de la ride. L'étude montre également que les compositions relatives en ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 sont fortement variables (le $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ varie entre 3 et 433 par exemple) mais entièrement explicables par un simple modèle de distillation de Raleigh à partir d'une source unique de type MORB pour toute la ride. La cristallisation fractionnée, qui augmente dans la zone d'influence maximale du panache, est le moteur principal du dégazage. Aucune contribution de volatils du panache ne peut donc être mise en évidence le long de la dorsale. Ces résultats suggèrent que le composant qui nourrit la ride est soit dégazé soit différent du cœur du panache.

Cette étude a fait l'objet d'un article, accepté par le revue Geochemica and Cosmochemica Acta, dont le texte est retranscrit ci-après.

PLUME-RIDGE INTERACTION ALONG THE GALAPAGOS SPREADING CENTER: DISCERNING BETWEEN GAS LOSS AND SOURCE EFFECTS USING NEON ISOTOPIC COMPOSITIONS AND ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 RELATIVE ABUNDANCES

A. Colin[1,*], P.G. Burnard[1], D.W. Graham[2], Y. Marrocchi[1]

[1]Centre de Recherches Pétrographiques et Géochimiques, CNRS UPR 2300, 15 rue Notre-Dame des Pauvres, BP20, 54501 Vandoeuvre-lès-Nancy Cedex, France.

[2] College of Oceanic & Atmospheric Sciences, Oregon State University, Corvallis, OR 97331 USA

* Author to whom correspondence should be addressed (acolin@crpg.cnrs-nancy.fr)

Abstract

To document the plume-ridge interaction at the Galapagos Spreading Center (GSC), we present neon 3-isotopes analyses performed on vesicles-trapped volatiles of MORB glasses dredged along the ridge axis between 86-98°W. ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 relative abundances were also measured in order to study gas loss in this context and discern between source and degassing effects. Neon isotopic compositions are in the MORB range with $^{21}Ne/^{22}Ne$ ratios extrapolated to the $^{20}Ne/^{22}Ne$ mantle ratio of 12.5 varying between 0.053 and 0.072. Unradiogenic plume-like compositions were not measured. The ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 relative abundances are highly variable along the ridge, for example $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ ratio varies between 3 and 433, but these variations can be fully explained by a simple model of Rayleigh distillation, with a single volatile source composition for the entire GSC. Magma fractional crystallisation, which increases in the plume influenced zone, seems to be the main motor for degassing. As other geochemical and geophysical studies indicate a significant plume influence on the GSC, these results suggest the plume component feeding the ridge is either degassed or else different from the plume core.

1. Introduction

1.1 Study Objectives

About 15-20% of the mid-oceanic ridge system is affected by plumes (Ito et al., 2003). These ridge areas sample material from two different reservoirs and we can thereby study the influence of plumes on magmatic processes resulting in changes in geodynamic and physical parameters of the ridge. Studying volatiles, including the noble gases, in plume-affected ridges is particularly interesting as 1) the different mantle reservoirs have distinct noble gases isotopic signatures, which permit the respective plume and mid-oceanic ridge basalts (MORB) mantle contributions to be estimated and allow mantle reservoir mixing processes to be investigated, 2) "abnormal" sections of ridges are ideal natural laboratories for examining the parameters influencing degassing processes because the plume interactions often lead to systematic variations in bathymetry, temperature and melt supply and 3) corrections for degassing can permit mantle volatile composition heterogeneity to be assessed and so improve our knowledge of the fractionation processes.

Numerous recent works (morphological, geophysical and geochemical studies) have improved our knowledge of the Galapagos plume characteristics and its influence on the Galapagos Spreading Center (GSC) in the eastern equatorial Pacific (e.g. the G-PRIME project, Detrick et al., 2002). Sr, Nd, Pb and Hf isotopic ratios evolve systematically along the GSC from 91°W, the area of peak influence of the Galapagos hotspot, to values typical of local depleted mantle east and west of 91°W (Schilling et al., 2003). Calculations by these authors show a 30% plume component contribution at 91°W. However, an exception to these compositional variations are helium isotopes, usually considered as among the most sensitive tracers of plume material to MOR, yet $^{3}He/^{4}He$ varies little along the GSC (Detrick et al., 2002). The difference in helium isotopic composition between plumes and MORB has been used with success to estimate plume dimensions and shallow dispersion for example in Iceland (Kurz et al., 1985; Breddam et al., 2000) and along the EPR (Kurz et al., 2005). Indeed, MORB helium isotopic compositions are homogeneous with $^{3}He/^{4}He$ around 8 Ra (atmospheric ratio). Ratios in OIB are generally less radiogenic, up to 50 Ra (Iceland - Starkey et al., 2009), and are more variable (Graham, 2002). Basalts from Fernandina, the island considered to be closest to the Galapagos plume center present extremely unradiogenic helium isotope compositions (Graham et al., 1993; Kurz and Geist 1999; Kurz et al., 2009)

with $^{3}He/^{4}He$ ratios up to 29 Ra. Extremely unradiogenic neon was also measured in Fernandina (Kurz et al., 2009). However, there is a strong decrease in $^{3}He/^{4}He$ away from Fernandina (8.6 Ra in Santa Cruz and 6.9 Ra in Pinta islands) (Kurz and Geist, 1999; Kurz et al., 2009), thought to be due to preferential depletion of He from the plume material during melting, or to a heterogeneous plume, and the same is suspected for neon, because MORB-like composition have been measured in the north, at Wolf volcano (Kurz et al., 2009). Although a peak in $^{3}He/^{4}He$ is observed on the GSC, co-incident with the peak in Sr, Nd, Pb and Hf, all $^{3}He/^{4}He$ ratios over the entire length of the GSC are within the MORB range, varying from 5.9-8.5 Ra (Detrick et al., 2002).

This contribution presents analyses of vesicle-trapped volatiles in MORB glasses along the plume influenced zone of the GSC between 86 and 98°W. Neon isotopic analyses are used to asses if this "decoupling" between lithophile isotopes and helium affects all volatiles or is due to a particular behaviour of helium. As degassing processes fractionate volatiles according to their respective solubilities or diffusivities, the direct or indirect influence of plume on degassing intensities and mechanisms are also examined by the study of ^{4}He-Ne-^{40}Ar-CO_2 relative abundances.

1.2 Geological Background

The GSC, in the central east Pacific, is located about 200 kilometres north of the Galapagos archipelago (***Figure 22***). Numerous geophysical, geochemical and volcanological parameters show a clear influence of the plume on the ridge (Detrick et al., 2002). As the ridge approaches the plume, spreading rates change from 45mm/y west of 98°W to 56mm/y near 91°W and the axial depth decreases abruptly from 3500 meters to less than 1700 meters (Ito and Lin, 1995). Seismic data show that the crust thickens by 2.3km between 97°W and 91.25°W, and the top of the axial magma chamber (AMC) passes from 2.5-4.25km below the surface west of 92.7°W to 1.38-2.25km east of 92.7°W (Detrick et al., 2002). At the same location, gravity data show a decrease in mantle Bouguer anomaly (MBA) of about 70mGal. Part of the MBA and topographic swell between 91°W and 98°W is not explained by crustal thickness variations (Canales et al., 2002; Detrick et al., 2002). This excess buoyancy can be explained either by melt retention beneath the ridge or by transport of depleted plume residuum (following melting beneath the Galapagos Islands) toward the GSC (Canales et al., 2002). Shoaling of the AMC is accompanied by a decrease in MgO/ (MgO+FeO) due to increased fractional crystallisation (Detrick et al., 2002). The concentration of incompatible

elements increases in the plume influenced zone, interpreted as the arrival of plume source material rich in incompatible elements (Schilling et al., 1976; Fisk et al., 1982; Schilling et al., 1982; Verma and Schilling, 1982; Verma et al., 1983). Na_8 and Ca_8/Al_8 (corrected for crystallization to MgO=8) increase east of 92.7°W, which is probably due to a lower melting rate in the plume influenced zone. However as melt supply increases (as indicated by the thickened crust), this must be the result of a low partial melting rate of a larger volume of mantle, thought to be hydrated in order to reduce the melting temperature (Detrick et al., 2002). However, quantitative interpretation of these chemical variations along the GSC in terms of plume contribution are complex as the Galapagos islands themselves are known to be heterogeneous with respect to Sr-Nd-Pb isotopic compositions (Schilling et al., 2003), and to helium isotopic compositions (Kurz and Geist, 1999; Kurz et al., 2009). This variability is often explained by multi-component mixing and a heterogeneous plume.

2. Samples and analytical techniques

Twenty one glassy submarine basalts dredged by Sonne 158 and Ewing Cruise 4 between 86°W and 98°W along the GSC were analysed. Major element chemistry for these samples is reported in Christie et al. (2005) along the eastern GSC and by Cushman et al. (2004) along the western GSC (*Figure 22*). Helium isotopic ratios for a subset of the samples have been measured at NOAA following the method described by Graham et al. (1998); part of the data have already been published in Detrick et al. (2002) between 92.7-94°W, and we report in Table 6 few new high-precision helium isotope ratios.

For the present analyses, the largest possible fragments of fresh glass were selected. Samples were sonically cleaned in acetone, and heated under ultra-high vacuum for 12 hours at about 100°C, and then pumped about six hours at ambient temperature in order to reduce air adsorption on sample surfaces.

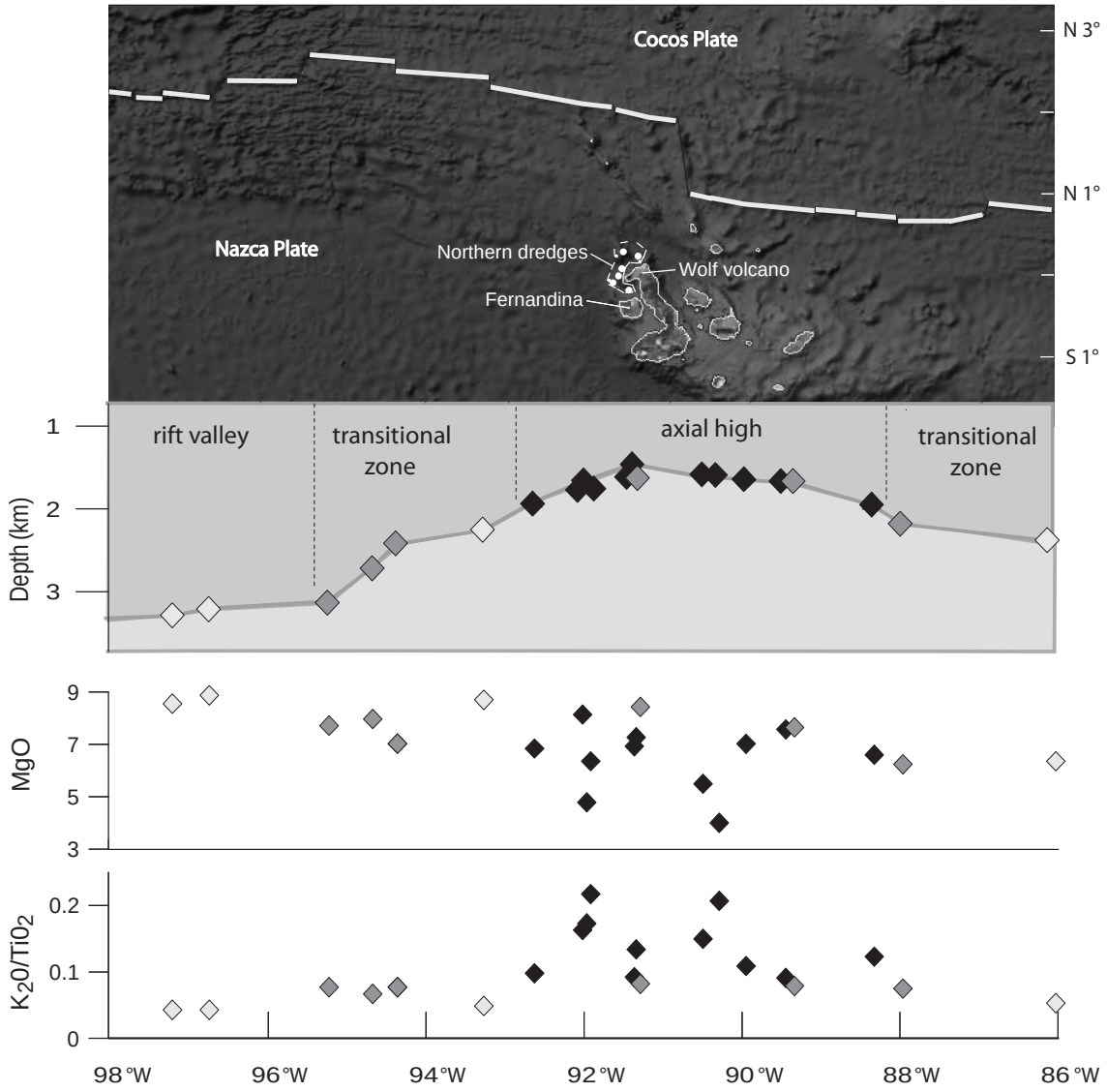


Figure 22: Location along the GSC between 86°W and 98°W of the 21 glass samples analysed here and ridge bathymetry, MgO, K_2O/TiO_2 content of basalts (after Cushman et al., 2004; Christie et al., 2005). The GSC is shown in yellow on the map. The Galapagos Islands can be discerned on the Nazca Plate. Northern dredges analyzed by Kurz et al. (2009) were localized at the white points in the dashed area. Black, gray and white diamonds represent respectively E-MORB (K/Ti>0.15), T-MORB (0.09<K/Ti<0.15), and N-MORB (K/Ti<0.09). K/Ti cut-off values used to define E-, T- and N-MORB are after Detrick et al. (2002).

Volatiles contained in the vesicles of the glass samples were extracted in several crushing steps in vacuo. Due to the low vesicularity of these GSC glasses, three chips of about 500mg each of a single sample were crushed simultaneously. During crushing, the pressure in the line was measured using a capacitance manometer (Pfeiffer baratron type CMR 262). Previous studies have shown that the pressure increase during crushing is due to gases released from the vesicles, mostly CO_2 which is the dominant gas in MORB vesicles (Barker

and Torkelson, 1975; Moore, 1979; Javoy and Pineau, 1991). Using pressure as an indicator of the quantity of gases released, crushing was stopped when the quantity of gas was deemed sufficient for the analyses. In general, three or four crushing steps were performed in order to extract all the gas from the samples. The first crushing step was very short (between 2 and 30 impacts) in order to open only the largest vesicles. In the final step, crushing was stopped when the pressure no longer increased during crushing in order to avoid gases released from the glass (as opposed to from the vesicles), and to avoid noble gas adsorption on a fine grained sample powder (Barker and Torkelson, 1975; Burnard, 2002). The CO_2 content was directly estimated from the pressure increase within a calibrated volume.

Gases were subsequently purified with titanium getters, in order to remove CO_2 and other active gases. Ar was trapped and isolated in an activated charcoal finger held at liquid nitrogen temperature, and then neon was adsorbed onto a stainless steel grid cooled to 30K. At this stage, helium remained as a free gas in the purification line. Analyses were performed on a Helix Multi Collection mass spectrometer. ^{4}He was first measured using a faraday cup. Then the neon was desorbed from the steel grid at 60K and the three neon isotopes measured by multi-collection. ^{22}Ne was corrected for CO_2^{++} contributions following Marrocchi et al. (2009); mass spectrometer resolution was sufficient to separate ^{20}Ne from $^{40}Ar^{++}$ therefore no correction was required (see Marrocchi et al. (2009) for further details). ^{40}Ar and ^{36}Ar were then measured by peak jumping. The blanks were under the detection limit for ^{4}He and ^{20}Ne, that means lower than $3*10^{-14}$ moles and $5*10^{-17}$ moles respectively, therefore no correction was applied for these two elements. Moreover neon blanks are probably atmospheric, thus correction of neon data from atmospheric contamination will include correction from blank. Blanks for argon were atmospheric, between 1 and $3*10^{-14}$ moles, and have been corrected in order to calculate the true $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratio of the samples. Neon and argon standards were aliquots of air and the helium standard is a volcanic gas from Reunion, characterised by $^{3}He/^{4}He$=12.4 Ra; the sizes of the standards were varied to bracket the sample concentrations**.**

Results

The He and CO_2 abundances and the Ne and Ar abundances and isotopes are reported in Table 5. Samples present low gas concentrations ($2.38*10^{-8}mol.g^{-1}< [CO_2] <3.22*10^{-6}mol.g^{-1}$). $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratios vary between 309 and 12300, but most of the samples present significant atmospheric contamination, particularly between 89°W and 92°W (the axial high)

where all samples present $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratios lower than 610 with the exception of sample SO47-A.

As a result of this contamination, neon isotopic ratios are close to atmospheric on the axial high, with $^{20}Ne/^{22}Ne<10.5$ between 89°W-95°W which precludes accurate correction of the isotopic ratios for atmospheric contamination in this area. However, samples in general plot around the MORB mantle source - air mixing line in a Ne 3-isotopes plot (Figure 23). Note some samples present $^{20}Ne/^{22}Ne$ lower than the atmospheric ratio. The noble gas relative abundances were also measured along the GSC. When corrected for atmospheric contamination, relative abundances vary widely. For example $^{4}He/^{40}Ar^*$ (where $^{40}Ar^*$ represents ^{40}Ar corrected for atmospheric contamination on the basis that all ^{36}Ar is atmospheric in origin) varies from 3 to 433, with maximum values in the axial high. The inverse applies to the $^{40}Ar^*/CO_2$ ratio ($4.9*10^{-8}$ - $3.8*10^{-5}$ with minimum values in the axial high) and which anticorrelates well with $^{4}He/^{40}Ar^*$. These results confirm that the GSC has undergone variable degassing and therefore is an appropriate area to study relative contributions of degassing and source mixing on noble gases composition.

3. Neon isotopic compositions along the GSC

As in most geological samples, the Ne isotopic compositions of our samples lie along mixing lines due to atmospheric contamination, one end of which is defined by the atmospheric composition and the other end corresponding to the sample composition. In mantle samples, helium isotopic ratios frequently correlate with the slope of the line in the neon three isotope graph (e.g. Moreira and Sarda, 2000; Moreira et al., 2001; Kurz et al., 2009). In these two isotopic systems, ^{3}He, ^{20}Ne and ^{22}Ne are considered to be inherited from the earth's initial volatile budget as they are not produced in significant quantities within the earth. ^{4}He and ^{21}Ne are radiogenic, genetically linked because ^{4}He is produced by Th and U decay, and this same decay produces ^{21}Ne via the indirect reaction $^{18}O(\alpha, n)\ ^{21}Ne$ resulting in a constant mantle $^{4}He/^{21}Ne$ production ratio of $2.2*10^{7}$ (Yatsevich and Honda, 1997). As $^{20}Ne/^{22}Ne$ is considered to be homogeneous in the whole mantle, $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ (the ratio corrected for air contamination) can be calculated by extrapolating from the air composition to the $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratio of the mantle (normally considered to be either 12.5 or 13.8 (Niedermann et al., 1997; Moreira et al., 1998; Yokochi and Marty, 2004). All the ratios reported here are extrapolated to $^{20}Ne/^{22}Ne$ mantle ratio of 12.5, including literature data which have been recalculated to this mantle value for consistency.

Two of our samples clearly have $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratios lower than the atmospheric pole; this is unlikely to be an analytical artefact because the mass spectrometer resolves the $^{40}Ar^{++}$ isobar on ^{20}Ne (Marrocchi et al 2009). Possibly these results are due to the release of a fractionated component (by diffusion?) from the glass during crushing. However, it is also plausible that the atmospheric contaminant was mass fractionated during the contamination process, for example the residue of a phase separation process (of seawater) which induced kinetic isotope fractionation could produce neon with $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratios lower than air. Whatever the mechanism, this seems to be a relatively rare phenomenon as most of our contaminated samples plot close to the air pole.

Our Ne data pattern is consistent with the He isotope distribution, notably in that unradiogenic (Galapagos plume-like, Kurz et al., 2009) compositions are not present on the GSC, and all $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ are close to the value deduced from the MORB – air mixing-line (Sarda et al., 1988; Moreira et al 1998). This confirms the tendency observed by Kurz et al. (2009) who observe a rapid decrease in the unradiogenic Ne plume signal away from Fernandina. Neither neon nor helium isotopic ratios show a strong plume signal along the GSC, and therefore both He and Ne isotopic compositions seem to be controlled by a single mechanism as opposed to different processes independently influencing the Ne and He isotopic compositions. The nature of this mechanism is discussed in the following paragraphs.

Nevertheless, GSC samples present a range of $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ compositions clustering around the MORB line, with ratios varying between 0.053 and 0.072 (***Figure 23***). The subtle variations in $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ observed here contrast sharply with the large variations observed on the East Pacific Rise at 17° S, which are associated with a much smaller geochemical and geophysical anomaly (Kurz et al, 2005). However we can expect these variations to reflect source variations due to mixing between the MORB reservoir and the unradiogenic plume component.

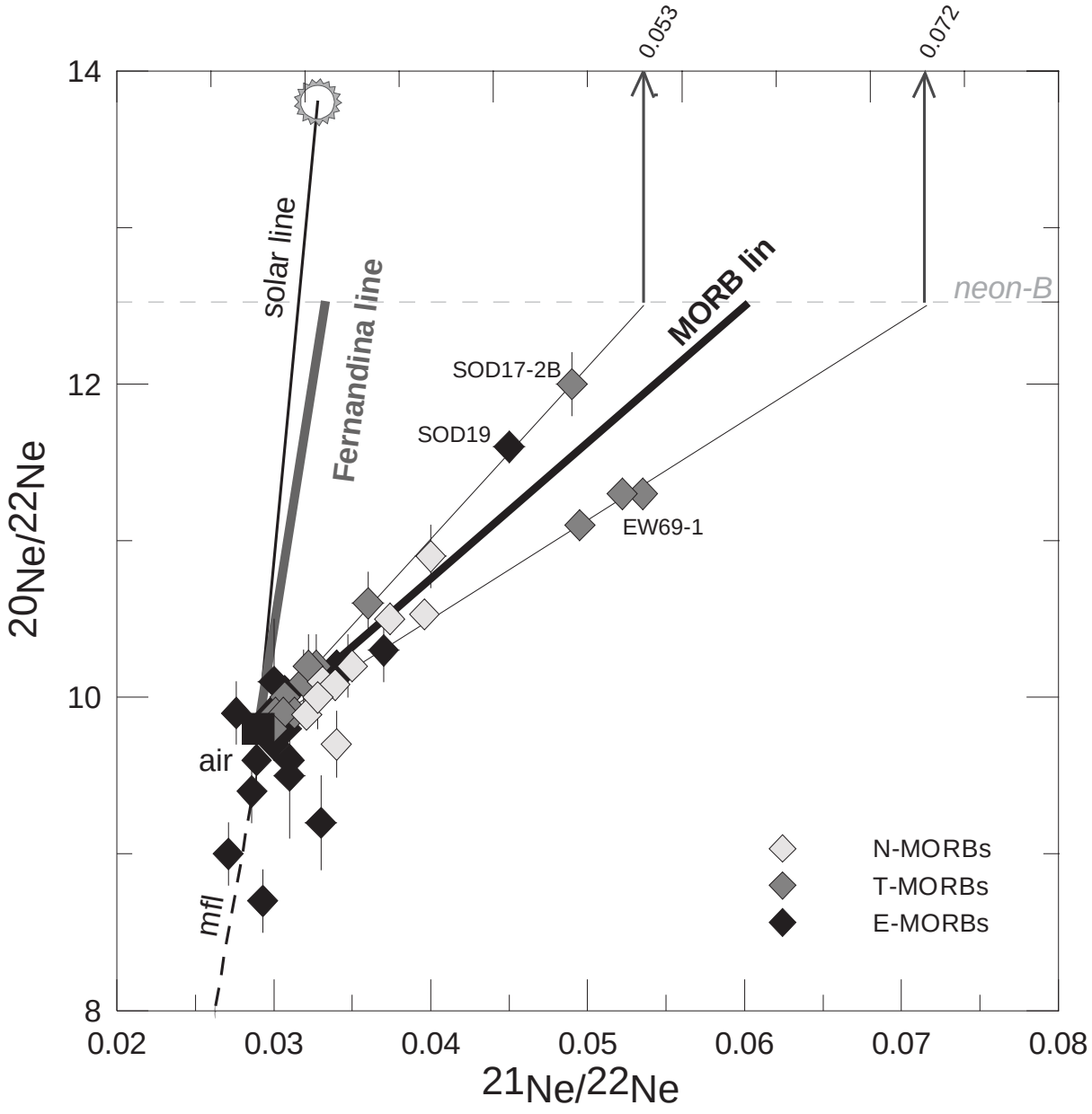


Figure 23: neon three isotope diagram showing that the GSC basalt compositions (this study) plot near the MORB-air mixing line (Sarda et al., 1988), far from the plume-air mixing line defined by Fernandina basalts (Kurz et al., 2009). Data are individual step crushing of glassy pillow lavas rims, errors bars are 2 σ. mfl is mass fractionation line of atmospheric neon.

Mixing can be studied in a Ne vs. He isotopic diagram, with the advantage that the isotope ratios are not sensitive to fractionation by degassing. In ***Figure 24*** we report our data alongside those of Kurz et al. (2009). To explain the He and Ne compositions of the Northern dredges (cf. ***Figure 22*** for location), Kurz et al. (2009) propose mixing between plume and MORB end-members. Consistent with the low $^{3}He/^{4}He$ ratios measured along the GSC (these

data; Detrick et al, 2002), we observe $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ that are higher than for typical MORB (e.g. for a mantle $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratio of 12.5, typically $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ = 0.06) demonstrating that, as for He isotopes, there is not a single $^{21}Ne/^{22}Ne$ ratio for the convecting mantle.

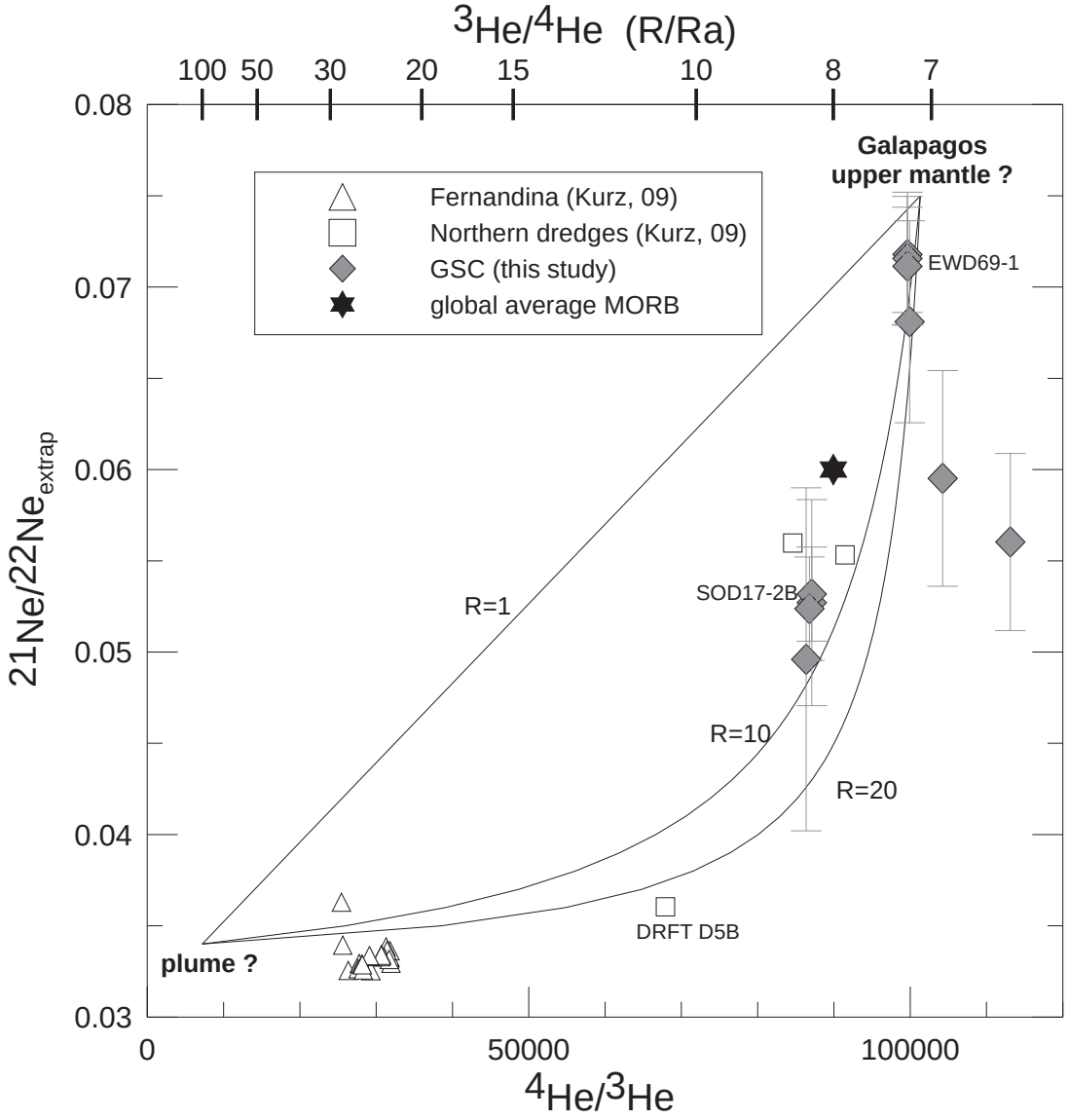


Figure 24: $^{4}He/^{3}He$ vs. $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ for the GSC (this study - $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ are individual step-crushing, $^{4}He/^{3}He$ are total from crushing) and Galapagos Islands (Kurz et al., 2009 - $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ and $^{4}He/^{3}He$ are total from crushing or fusion). Mixing lines between assumed MORB and plume end-member compositions are presented for R varying from 1 to 20, where $R=(^{3}He/^{22}Ne)_{MORB}/(^{3}He/^{22}Ne)_{plume}$.

In a plot of $^{20}Ne/^{22}Ne$ vs. $^{3}He/^{22}Ne$ (Figure 25, after Kurz et al., 2009) the data define mixing lines between air and a mantle reservoir. $^{3}He/^{22}Ne_{extrap}$ seems to increase with distance

from Fernandina with values of about 1 for Fernandina, 10 in the Northern dredges (Kurz et al., 2009) and more variable but around 20 in the GSC (this study). $^{3}He/^{22}Ne_{extrap}$ needs to be considered in the context of both plume-MORB mixing and He-Ne fractionation. As suggested by Kurz et al. (2009), the $^{3}He/^{22}Ne$ variations (Figure 4) can be interpreted as source heterogeneities, namely distinct reservoirs for Fernandina, the Northern Dredges (plumes reservoirs) and the GSC (MORB reservoir) with a specific $^{3}He/^{22}Ne$ for each reservoir (1, 10 and 20). The Northern dredges value may be the result either of mixing between Fernandina and the MORB reservoir, or of plume heterogeneity. The small variations in the $^{3}He/^{22}Ne$ ratio and in the neon isotopic composition along the GSC can be the result of a mixture between the plume and MORB components, but one which is difficult to distinguish from shallow level processes such as air contamination and degassing induced fractionation.

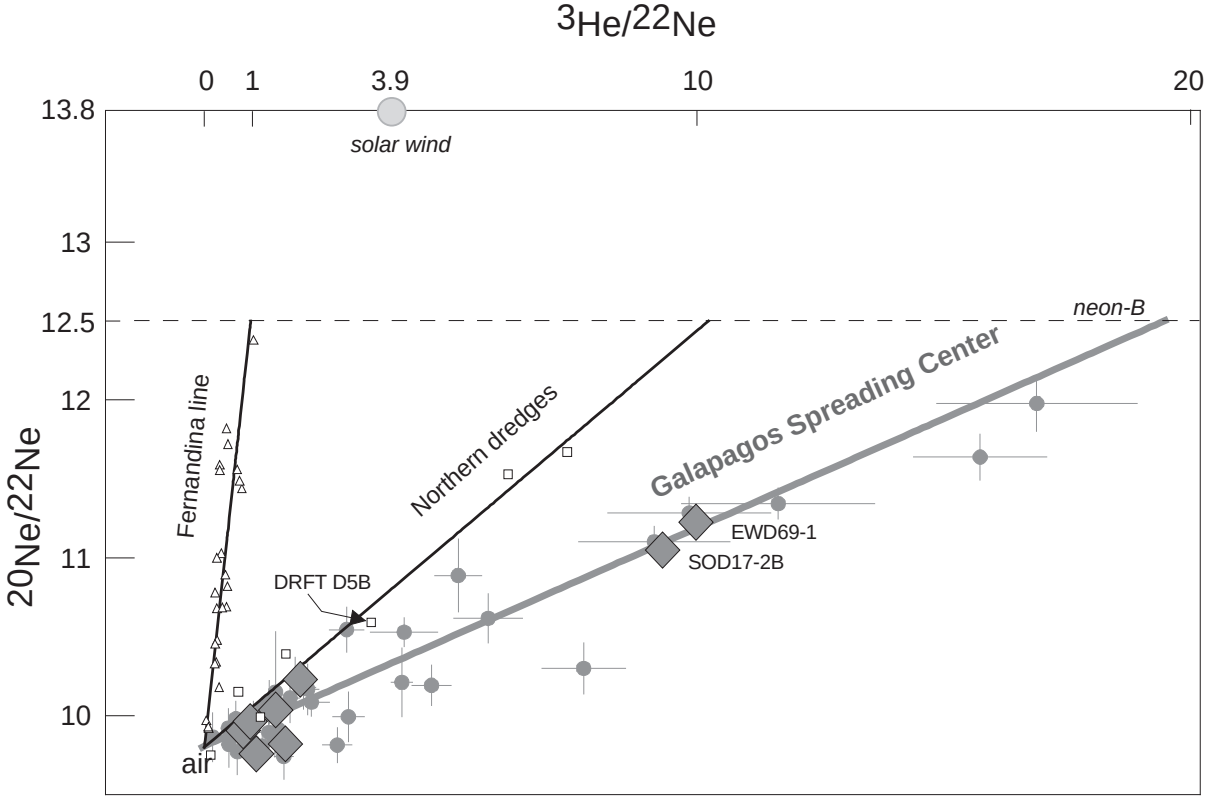


Figure 25: $^{3}He/^{22}Ne$ vs $^{20}Ne/^{22}Ne$ diagram. Triangles and squares are Fernandina and Northern Dredges respectively from Kurz et al. (2009); sample totals (fusion or crushing) are plotted. Filled diamonds represent crushing totals obtained on GSC samples (this study) while filled circles represent individual crush steps. ^{3}He content was determined by multiplying ^{4}He content measured in this study by $^{3}He/^{4}He$ ratio measured on the same dredges. For individual steps, $^{3}He/^{4}He$ was considered constant for all the vesicles of a single sample. Errors bars are 2σ.

For example, samples SOD17-2B and EW69-1 both present a similar $^{3}He/^{22}Ne_{extrap}$ ratio, but the sample SOD17-2B has higher $^{3}He/^{4}He$ ratio and lower $^{21}Ne/^{22}Ne_{extrap}$ isotopic ratios than the sample EW69-1, suggesting a greater plume contribution to this sample (cf. Figure 24).The increase of the $^{3}He/^{22}Ne$ ratio north of Fernandina probably reflects the decrease in the plume contribution but additionally a mechanism which fractionates He/Ne is required to explain the data in detail, and these ratios can not be directly interpreted in terms of plume contribution alone.

Furthermore, the $^{4}He/^{21}Ne^{*}$ ratios along the GSC, calculated on the samples the least contaminated by atmosphere following the method described in Honda and Patterson (1999) but assuming a primordial neon-B component in Earth's mantle ($^{21}Ne/^{22}Ne$=0.03118, Trieloff and Kunz, 2005), are between $2.5*10^{7}$ and $1*10^{8}$ and thus are significantly fractionated compared to the production ratio of $2.2*10^{7}$, which suggest the He/Ne ratio is fractionated by a recent mechanism, and is not only the result of mantle heterogeneity. However, as all the samples present highly fractionated ratios, and due to uncertainties in the $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratio of the mantle, it's difficult to satisfactorily correct for this recent fractionation in order to calculate the $^{3}He/^{22}Ne$ ratio of the mantle source.

We note that our $^{3}He/^{22}Ne_{extrap}$ value of 20 for the MORB samples is not exceptional. $^{3}He/^{22}Ne$ values (corrected for atmospheric contamination) vary widely in normal MORB samples, between 25 and 70 (Moreira and Sarda, 2000; Sarda and Moreira, 2002). Estimates of the $^{3}He/^{22}Ne$ ratio for the upper mantle, using the popping rock 2ΠD43, gives a value of 5 (Moreira et al., 1998) much lower than observed ratios in other MORBs. These higher ratios are generally considered to be due to recent elemental fractionation during magmatic processes (diffusion, degassing...). We conclude that our data are in general consistent with this global view although are towards the lower end of common N-MORB values, with different $^{3}He/^{22}Ne$ ratios in the MORB and OIB sources (approximately 5 and 1 respectively), but some recent fractionation is required to explain the highest $^{3}He/^{22}Ne$ ratios in most MORBs, including those of the GSC.

To explain this fractionation, a few mechanisms can be considered. First, the variation could be due to different degrees of incompatibility of He and Ne during melting of the mantle source. However, experimental data suggest helium and neon have approximately the same incompatibility (Brooker et al., 2003). Diffusion during melting would preferentially remove helium from the mantle compared to neon (Burnard, 2004), which would lower the He/Ne ratios, the opposite of the required direction for creating the observed variations. We conclude that the high $^{3}He/^{22}Ne$ ratio is more probably fractionated by degassing, due to the lower

solubility of neon in basaltic melt compared to helium. This is discussed in the following section.

4. Degassing along the GSC

As degassing is the major process that affects volatile compositions, knowledge of degassing mechanisms is essential in order to characterise magma source compositions. Degassing in plume influenced ridge sections is more complex than in "normal" ridge sections because there are numerous parameters (bathymetry, AMC depth, degree of fractional crystallisation, magma source and supply...) which vary strongly and can influence degassing processes and intensities.

In this section, we use ^{4}He-^{40}Ar-CO_2 relative compositions to study degassing processes. When magma rises through the lithosphere, CO_2 becomes over-saturated due to decompression and bubbles nucleate. At equilibrium, noble gases partition between liquid and volatile phases following Henry's law. The initial $^{4}He/^{40}Ar$ ratio of the mantle can be estimated from the parent (U+Th)/K ratio (considered to be near constant in the mantle). Calculated $^{4}He/^{40}Ar$ ratios of the mantle are relatively constant (compared to the range observed in MORB glasses), varying between 1 and 3 (Jambon et al., 1985; Staudacher et al., 1989; Burnard, 1998). As there are large solubility differences between helium and argon (K_{He}/K_{Ar} ~ 10, Carroll and Stolper, 1993), the $^{4}He/^{40}Ar$ ratio rapidly fractionates during degassing, which makes the $^{4}He/^{40}Ar$ ratio a good tracer of degassing intensities. In a closed system, the $^{4}He/^{40}Ar$ ratio in the magma increases up to a maximum equal to the initial $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ ratio multiplied by the K_{He}/K_{Ar} ratio (~ 10), while in the volatile phase it tends to the initial magma composition as degree of degassing increases (Moreira and Sarda, 2000; Sarda and Moreira, 2002). In an open system, the ratio increases in both vesicles and magma and there is no maximum limit (Burnard, 1999a). The same principles apply to the $^{40}Ar/CO_2$ ratio, although we do not have independent estimates of the initial ratio, which is also more likely to be variable depending on the magma source (Marty and Zimmermann, 1999). Although vesicle creation and loss will produce open system behaviour, this requires considerable movement of vesicles relative to the magma; this is unlikely given vesicle sizes and magma viscosities (e.g. Bottinga and Javoy, 1990). However, volatile loss will also occur at the interface between liquid magma and solid crust where the partial pressure of CO_2 in the crust will be much lower than that in the magma. Hence a convecting magma chamber will degas volatiles even without creation of vesicles. In this case, the intensity of degassing will

depend on the permeability of the crust/magma interface, the magma intrusion morphology (high surface area/volume will increase degassing) and on the Rayleigh number of the magma itself.

During Rayleigh distillation, noble gases fractionate between a volatile phase and the liquid magma following:

$$F_i = F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_i}} \quad (1)$$

where F_i is the fraction remaining of gas i in the liquid, F_{CO_2} is the remaining fraction of CO_2 and K_{CO_2} and K_i are respectively the solubilities of CO_2 and gas i.

As a consequence (Burnard, 1999a):

$$\frac{[\mathrm{Ar}]}{[\mathrm{CO_2}]} = \left(\frac{[\mathrm{Ar}]}{[\mathrm{CO_2}]}\right)_0 \times F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_{Ar}}-1} \quad (2)$$

and

$$\frac{[He]}{[Ar]} = \left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_0 \times F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_{He}}-\frac{K_{CO_2}}{K_{Ar}}} \quad (3)$$

On a logarithm scale, the evolution of the volatile composition of the magma follows a straight line, defined by:

$$\ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right) = \left(\frac{1-\frac{K_{Ar}}{K_{He}}}{1-\frac{K_{Ar}}{K_{CO_2}}}\right) \times \left[\ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right) - \ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)_0\right] + \ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_0 \quad (4)$$

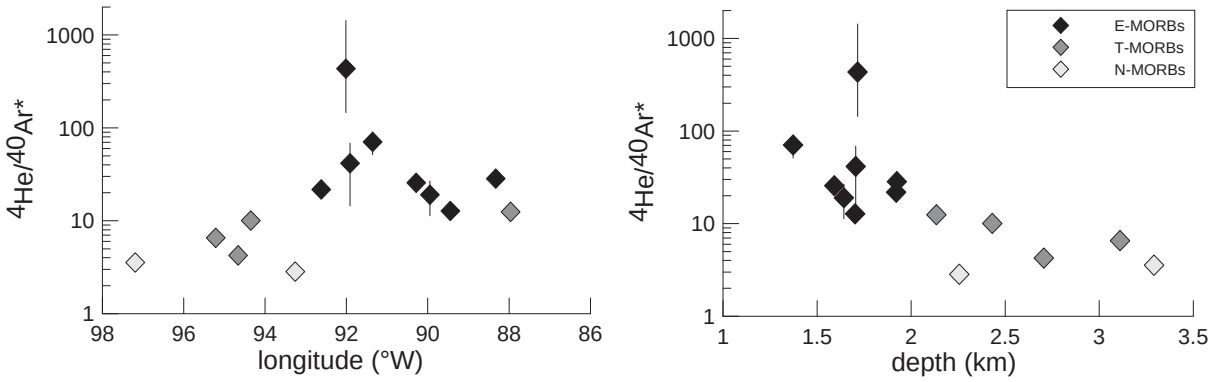


Figure 26: $^4He/^{40}Ar^*$ variations as a function of the longitude and the eruption depth (totals from crushing).

The evolution along the GSC of the $^4He/^{40}Ar^*$ ratio of the vesicles is presented ***Figure 26***. The measurements show an increase in $^4He/^{40}Ar^*$ in the plume- influenced zone, which correlates with depth (or the confining pressure on eruption), MgO content (fractional crystallisation) and K_2O/TiO_2 ratio (enrichment of magma source, considered to be a plume tracer). Some samples display particularly high $^4He/^{40}Ar^*$ ratios (maximum 400) indicating that, in the plume influenced zone, degassing occurs in an open system, although this does not automatically preclude a closed system stage (Bottinga and Javoy, 1990; Marty and Zimmermann, 1999; Cartigny et al., 2001).

In a $\ln(^{40}Ar^*/CO_2)$ vs. $\ln(^4He/^{40}Ar^*)$ diagram (***Figure 27***), the vesicle compositions of the GSC samples follow a single straight line. The observed trends are consistent with solubility controlled Rayleigh degassing. N-MORB samples are the least degassed, T-MORBs present higher degrees of degassing, followed by E-MORBs which are the most degassed.

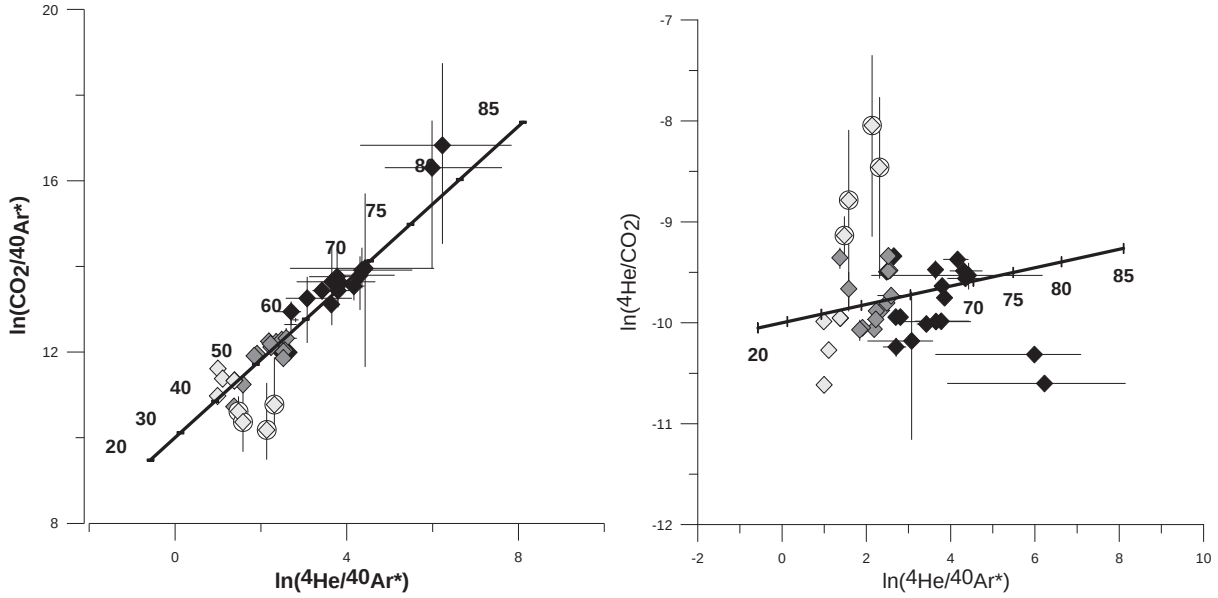


Figure 27: $ln(^4He/^{40}Ar^*)$ vs. $ln(^{40}Ar^*/CO_2)$ and $ln(^4He/^{40}Ar^*)$ vs. $ln(^4He/CO_2)$ diagram. Symbols are as for Figure 22. The compositions are consistent with equilibrium degassing processes. Lines represent the modelled volatile phase evolution during Rayleigh distillation of the magma, calculated by mass conservation (see text for details). Numbers along the lines are percent of CO_2 lost from the magma that produces the corresponding instantaneous volatile composition of the gaseous phase. Two samples (SOD3-1B and EWD88-1, circled in black) appear to be CO_2-poor with respect to their noble gas concentrations (i.e. they plot at low $CO_2/^{40}Ar^*$ with respect to the correlation line). As these two samples present very low CO_2 content, we interpret these compositions as analytical artefacts, due to

CO_2 adsorption on the powder during crushing, which may be important for low CO_2 content (Barker and Torkelson, 1975; Burnard, 2002).

We can model the data in order to estimate the relative noble gases abundances of the primary magma, and the percent of CO_2 lost during degassing. For this model we assume that there is no batch degassing step before the distillation as this step is not necessary to explain the data. We can calculate the composition of the volatiles released during degassing by mass balance. Between two consecutive steps p-1 and p:

$$\left(\frac{CO_2}{Ar}\right)_{released} = \left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)_{p-1} \times \frac{1-\frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}}}{1-\frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}}} \quad \text{with} \quad \frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}} = \frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}} \times \frac{\left(\frac{[Ar]}{[CO_2]}\right)_p}{\left(\frac{[Ar]}{[CO_2]}\right)_{p-1}} \qquad (5)$$

$$\left(\frac{He}{Ar}\right)_{released} = \left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_{p-1} \times \frac{1-\frac{[He]_p}{[He]_{p-1}}}{1-\frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}}} \quad \text{with} \quad \frac{[He]_p}{[He]_{p-1}} = \frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}} \times \frac{\left(\frac{[He]}{[CO_2]}\right)_p}{\left(\frac{[He]}{[CO_2]}\right)_{p-1}} \qquad (6)$$

Where subscript "released" indicates the gases that is exsolved from the magma between stages p and p-1. For small steps (we used 1% of CO_2 lost at each step) we can approximate the instantaneous composition of gas released for a given F_{CO_2}.

In a ln(^{40}Ar*/CO_2) vs. ln(^{4}He/^{40}Ar*) diagram, the evolution of the gases released follows a straight line parallel to, but lying slightly to the right of the evolution of the volatiles dissolved in the magma. Even if the trends for the gas and melt phases are similar, note that the F_{CO_2} implied for a given volatile composition is considerably different for the two phases. For example, ln(^{4}He/^{40}Ar*) of 4 in the gas phase corresponds to 45% CO_2 loss, whereas ln(^{4}He/^{40}Ar*) of 4 in the magma corresponds to only 12% CO_2 lost. As a result, it is necessary to model the data with the previous equations (5 and 6) in order to estimate properly the percent of CO_2 released during degassing.

The solubility ratios and the initial compositions of the magma (which depend only on the slope and intercept of the magma volatile evolution at equilibrium with the gaseous phase) can be calculated using equation (4).

Figure 27 presents the model results that best fit our data. The solubility ratios defined by the data are $\frac{K_{He}}{K_{Ar}}$~11, $\frac{K_{CO_2}}{K_{Ar}}$=5.8 and $\frac{K_{CO_2}}{K_{He}}$=0.52, which are in good agreement with literature data. For example, the EIP model of Nuccio and Paonita (2000) (a semi theoretical Extended Ionic Porosity model, which includes the effect of dissolved H_2O and CO_2 on the melt ionic porosity) gives, for the range of GSC compositions and for pressures between 1.2 and 0.5 kbars, $\frac{K_{CO_2}}{K_{He}}$ varying between 0.48 and 0.57 and $\frac{K_{CO_2}}{K_{Ar}}$ varying between 4.2 and 6. At the comparatively low pressures considered here, relative volatile solubilities are not thought to vary significantly from ideal, Henrian behaviour (Sarda and Guillot, 2005), consistent with the observed slopes in Figure 27.

For an initial $(^4He/^{40}Ar)_0$ ratio of 2, $(CO_2/^{40}Ar)_0$ and $(CO_2/^4He)_0$ are calculated to be 27000±12% and 13500±12% respectively. This corresponds to $C/^3He$~1.2 to 1.7 x10^9 (i.e. for $^3He/^4He$ between 8 and 6 Ra within the range expected for normal MORB.

In general, plume material is thought to have $(C/^3He)_0$ higher than N-MORB by about a factor of 4 with correspondingly higher $(CO_2/^4He)_0$ and $(CO_2/^{40}Ar)_0$ (Marty and Zimmermann, 1999), therefore our data are consistent with the hypothesis of little or no Galapagos plume contribution to the volatiles of the GSC basalts; in a $\ln(^{40}Ar^*/CO_2)$ vs. $\ln(^4He/^{40}Ar^*)$ diagram, enriched plume material is expected to lie at lower $^{40}Ar^*/CO_2$ for a given $^4He/^{40}Ar^*$. The fact that all samples lie on a single slope in Figure 27, excludes scenarios involving large variations in $(CO_2/^4He)_0$ and $(CO_2/^{40}Ar)_0$.

Our model predicts loss by distillation of at least 40% (N-MORB) up to 70% (more evolved E-MORB) of the initial CO_2 of the magma in order to explain the data. Below, we try to identify factors influencing the degree of degassing in order to improve knowledge of degassing phenomena and to try to constrain the initial CO_2 content of the magma. The degree of degassing correlates with both the depth of eruption (figure 5) and with the MgO content of the lavas (figure 7). Thus, the extent of degassing could be controlled by either the confining pressure of the overlying seawater during the eruption, or by the degree of fractional crystallisation, as argued by (Marty and Zimmermann, 1999). The interplay between these mechanisms is investigated in the model described below.

The model is based on the fact that when magma crystallises, the CO_2 concentration in the residual liquid increases and when the concentration exceeds CO_2 solubility, degassing occurs (Marty & Zimmermann, 1999). In order to model fractional crystallisation, a realistic composition for the parent magma is required. Starting with a single parental magma

composition, although a significant approximation, is justified as we model only major element evolution. We use the "wet" N-MORB parental composition calculated by Eason & Sinton (2006) as a starting composition. This model, performed under pHMELTS, assumes melting by passive adiabatic decompression of the mantle. Fusion starts at 3.07GPa and the maximum melt fraction is 18% at the base of the crust. The model considers a final crustal thickness of 5.9km. The parental magma composition calculated by these authors is debatable as the MgO value (17.9 wt. %) is high compared to most models (McKenzie and O'Nions, 1991; Almeev et al., 2008), and the melting rate is at the high end of the range usually considered for MORBs. However, we note that there is little consensus on the MgO content of parental MORB magmas. For example, Falloon et al. (2007) calculate MORB parental liquids by olivine geothermometry with MgO varying between 10% and 16% of MgO. Also, Sours-Page et al. (2002) measure MgO contents of melt inclusion of seamounts lavas on the northern East Pacific Rise up to 12%, indicating the MgO content in the initial magma was higher. Even if the true parental composition on the GSC had a lower MgO content, this will not change the results of our model provided the true parental composition plots along the predicted crystallisation trend. The crystallisation modelled by MELTS by Eason and Sinton (2006) (with 18% MgO for the initial liquid) correctly fits the GSC major element compositions, except for three E-MORBs samples that have MgO lower than 6%, where a different crystallisation trend appears.

In our model, we consider degassing by Rayleigh distillation in the magma chamber during fractional crystallisation (Figure 28). When magma rises from the AMC to the seafloor, degassing (Rayleigh distillation) is controlled by decompression and not fractional crystallisation. The data should align along the different dotted lines in Figure 28 depending on their eruption depth.

In order to calculate the initial CO_2 content, we impose the condition that samples at eruption were either at equilibrium or oversaturated with respect to CO_2 (no "under saturation" or "degassing overshoot"). The CO_2 initial concentration of the magma that is in best agreement with the measured $^4He/^{40}Ar^*$ is about 250ppm for an initial MgO=17.9%; 350ppm is required if the initial magma had MgO=9%. Considering CO_2 as highly incompatible during melting, this requires a mantle source with CO_2 concentrations of ~45ppm ($1x10^{-6}$mol/g) (considering 18% of partial fusion for MgO=17.9% or about 13% of partial fusion for a MgO=9%). This value is entirely consistent with independent estimates of the mantle carbon content. Marty and Tolstikhin (1998) estimated a CO_2 content of $(3.1\pm1.9)x10^{-6}$mol/g for the upper mantle (50-150ppm) (calculated from $^3He/CO_2$ ratio and

considering 10% of partial melting at the origin of the MORB) while Saal et al. (2002), using CO_2/Nb ratio, estimate the CO_2 content of the upper mantle at 72±19 ppm. However, all these estimates (including our own) are lower than those of Cartigny et al. (2008) who estimate a content of about 220 ppm (considering partial fusion of the mantle of 12%).

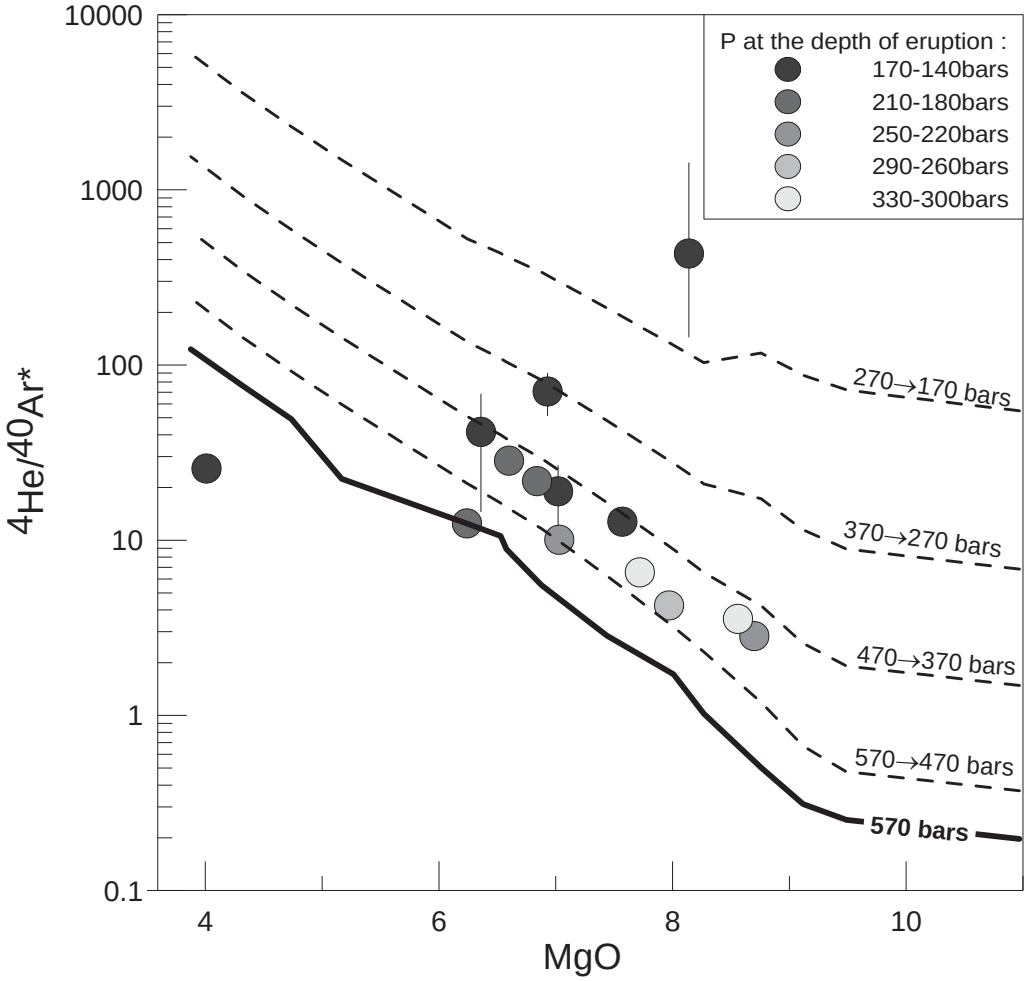


Figure 28: $^4He/^{40}Ar$ of GSC samples (totals only) plotted as a function of MgO content of the glasses. Symbol shading is a function of the seawater pressure at the depth of eruption, with dark symbols representing shallow eruptions. First of all, model curves were calculated assuming that degassing is forced by fractional crystallisation during residence in the AMC. If no further degassing occurs, the compositions of these magmas are traced by the solid black line. The second stage results from decompression during transfer of magma from the AMC to the seafloor which superimposes degassing on that of the black line. This is traced by the dashed lines where the degree of degassing is governed by the pressure drop indicated on the right hand side of the graph. Both stages are Rayleigh degassing. The pathways have been modelled for AMC pressures of 570 bars (thick lines), corresponding to the pressures for the upper AMC in the plume influenced zone (which has a shallower AMC), but crystallization at 1250 bars (corresponding to the AMC pressure in the least plume-affected portion of the ridge) gives similar compositions. The initial magma composition is from Eason & Sinton (2006) (GSC N-MORB with 17.9% MgO; see text for details). Isobaric

fractional crystallisation was calculated using MELTS (Ghiorso et al., 1995; Asimow et al., 1998) with temperature steps of 5°C. The C solubility used (0.137 ppm/bar) is from Jendrzejewski et al. (1997). Noble gas solubilities were calculated using the EIP model of Nuccio and Paonita (2000). CO_2 contents increase in the liquid during crystallisation. When the CO_2 concentration in the liquid exceeds solubility, gaseous CO_2 is produced and noble gases partition between gas and liquid depending on their solubilities; volatile phase compositions were calculated by mass balance at each crystallisation step. Magma subsequently rises from the AMC to the seafloor without crystallisation, and during this step degassing is controlled only by decompression causing CO_2 solubility decrease.

From Figure 28 we can see the GSC compositions plot between the model predictions for the AMC pressure (570 bars) and for the pressure at eruption depth. Similar results (not shown) are obtained for models run with crystallisation at 1250 bars (the AMC depth in non-plume influenced regions of the ridge). In general, sample compositions are parallel to the predicted curves in Figure 7, but their compositions do not necessarily agree with the confining pressure at eruption. A possible explanation of this is that the T and E-MORB samples may not be in equilibrium with their liquids at the confining seawater pressure at eruption, i.e. the liquids are partially oversaturated. The oversaturations required to account for the data are in the range of 1-3, which correspond to measured oversaturations in natural glasses (Dixon et al., 1988; Jendrzejewski et al., 1997).

Influence of Degassing on Neon Relative Abundances

As discussed above, the He/Ne ratio is also sensitive to degassing. Variations in $^{3}He/^{22}Ne$ (the range of ratios calculated for the samples least contaminated by atmosphere is 10-23) seems to correlate with $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ and $^{40}Ar^{*}/CO_2$ (not shown) along the ridge. This is consistent with fractionation by degassing although we note that the relative solubilities have to be adjusted in order that the slope of the degassing trend matches the model with the neon solubility closer to that of the argon compared to experimentally determined solubilities. Adjusting solubilities has already been proposed by Moreira and Sarda (2000) to explain MORB and OIB degassing trends. With the adjusted solubilities, the degassing model is consistent with a starting $^{3}He/^{22}Ne$ ratio of the magma close to the popping rock ratio and a $^{4}He/^{21}Ne^{*}$ ratio equal to the mantle production ratio. However, significant atmospheric contamination increases uncertainties and reduces the sample $^{3}He/^{22}Ne_{extrap}$ database therefore

it is difficult to use the data to constrain the degassing scenario. The lack of consensus on the $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratio of the mantle adds further uncertainties.

5. Creating a helium-free plume signature on the GSC

Previous Pb-Sr-Nd isotopic data require a ≈30 percent contribution of plume material to the GSC at 91°W (Shilling et al., 2003). Although the Galapagos plume is likely to be heterogeneous (Kurz and Geist, 1999; Schilling et al., 2003), any plume source is expected to be volatile-rich compared to the MORB source region. It is surprising therefore that even considering an heterogeneous Galapagos plume there is no obvious plume contribution to the GSC volatiles given that the lithophile tracers (Sr, Nd, Pb, REE, K/Ti …) and the water contents all reflect the presence of such a component within the GSC basalts. Geist et al. (2005) proposed that melting on the margins of a thermal plume could explain the absence of a plume signal in the He isotope systematics of Wolf Island (which lies between the GSC and the Galapagos Islands; Fig 1) and hence on the GSC: volatile depletion during this melting event would result in a predominantly MORB source volatile signature on the GSC (and Wolf Island). However, it is difficult to imagine a melting model could explain the extremely efficient separation of silicates and volatiles that is required in this scenario because: a) very low partition coefficients for the noble gases and CO_2 during this melting event are implied (volatile partition coefficients need to be significantly lower than *any* lithophile trace element, which is inconsistent with experimental data (Heber, 2007)); and b) extremely low partial melt fractions would be necessary in order to fractionate volatiles from incompatible lithophile elements. Even generation of a carbonatitic melt is unlikely to produce the required fractionation: Burnard et al. (2009) demonstrate that the noble gases are not particularly soluble in carbonatite liquids, therefore immiscible separation of a carbonatitic phase is unlikely to significantly affect the noble gas concentration of the silicate phase.

Shilling et al. (2003) propose that the Pb-Hf-Nd-Sr anomalies observed in the Galapagos Islands and along the GSC are due the presence of ancient recycled oceanic crust in the plume producing the characteristic HIMU signature. If this HIMU component were spatially separated from the high $^{3}He/^{4}He$, Fernandina-type component within the plume (i.e the plume was heterogeneous) and the HIMU portion of the plume was preferentially sampled by the GSC, then this could explain the decoupling between the volatile signature (He, Ne,

Ar, CO_2) and Pb-Hf-Nd-Sr isotopes observed on the GSC. At Fernandina island samples are a mixture of the high $^3He/^4He$ plume and HIMU components, and thus present elevated $^3He/^4He$ ratios and HIMU isotopic signatures. Considering oceanic crust is largely degassed of mantle volatiles, its' volatile content will be dominated by seawater (equilibrated with the atmosphere), which will be modified by radiogenic production (^{21}Ne, ^{40}Ar and ^4He) over time. Could incorporation of a HIMU component (with recycled Ne and Ar) account for the low $^{40}Ar/^{36}Ar$ and low $^{20}Ne/^{22}Ne$ ratios observed at 90-92°W on the GSC? Recycling of noble gases to the mantle is controversial: while recycling of heavy noble gases (Ar, Xe) has been proposed (Sarda et al 1999, Holland and Ballentine 2006) a) this has never been suggested for Ne and b) it has been shown that Ar recycling is not required in order to explain Ar isotope data of oceanic basalts (Burnard, 1999b). In fact, along the GSC, $^{40}Ar/^{36}Ar$ does correlate, albeit poorly, with plume indicators (K/Ti etc; not shown). However, as pointed out by Burnard (1999b), this does not confirm a recycled origin for the low $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratios: the K/Ti maximum coincides with the most shallow portions of the ridge. This is also where most atmospheric contamination will occur because the confining pressure at eruption is lowest. As elsewhere, it is not possible to demonstrate that there is no recycling of Ar in the HIMU source of the Galapagos plume, but at the same time the data can readily be explained without such recycling. Thus an heterogeneous plume is a plausible hypothesis which accounts for the GSC lava compositions yet we note that HIMU – type volcanism is often associated with elevated $C/^3He$ ratios (Marty and Zimmermann, 1999) which is not observed in the $CO_2/^3He$ in these samples (there is no maximum observed at 91°W).

An alternative explanation which can account for the apparent decoupling between volatile and lithophile element behaviour along the GSC is loss of volatiles from a plume-derived melt *prior to mixing with the GSC magma*. If the plume melts with sufficiently low partial melt fraction then a) the C concentration will be high in the melt, and b) the melt will not be extracted from the mantle. Owing to the high C concentration, this melt will degas at relatively high pressures (see below). Thus, volatile and lithophile signatures are "decoupled" by creation and loss of a volatile phase and not by fractionation during the melting process. In this way, it is possible to create a melt that has the lithophile characteristics of the plume but essentially be devoid of the noble gases and CO_2. This model also neatly explains how there is a plume-derived H_2O signature observed on the GSC: water, being much more soluble than CO_2 or the noble gases (Dixon et al., 1995), will not be depleted to the same extent (as CO_2, for example) during the volatile-loss event. Although it may seem that the highly fractionated

volatile signatures around 91 W on the GSC are compatible with this mechanism (i.e. the fractionated $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ and $CO_2/^{40}Ar^{*}$ ratios observed in the plume affected region of the GSC are the residue of the formation of the discrete gas phase within the plume) this is not in fact possible: our postulated degassed plume endmember will be characterised by high $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ and high $^{3}He/^{4}He$ ratios. If the high $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ ratios observed on the GSC originated from this degassed plume endmember, then clearly the He would have to also come from this endmember (because this endmember has high $^{4}He/^{40}Ar^{*}$). Helium, being the most soluble noble gas in silicate melts, will have the highest concentration (of the noble gases) in the postulated degassed plume component. Any plume contribution will, therefore, be more evident in the He isotope signature than the other isotope systems (Ne, Ar). There is no mixing scenario which can produce low $^{3}He/^{4}He$ ratios with high $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ (as observed on the GSC) during mixing between MORB-type volatiles and the degassed plume postulated above. We have to conclude that the volatiles in the GSC are dominated by those from the MORB source and the high $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ result from late stage degassing as discussed in section 4.

This mechanism implies the creation and then loss of a discrete gas phase relatively deep within the mantle, prior to arrival of the plume at the melting zone of the GSC. From surface wave tomography, Villagómez et al. (2007) image a high velocity "lid" that is located at a depth of around 40 km in the vicinity of the ridge. This lid is underlain by a northward shoaling, low velocity zone interpreted by Villagómez et al. to be hotter (by 30-150°C) plume material that may contain up to 0.5% melt, i.e. insufficient liquid for efficient melt extraction. However, at such low partial melt fractions, incompatible element concentrations, including CO_2, would be elevated; CO_2 concentrations of the order of several percent are to be expected in 0.5% partial melts. For example, if the plume source prior to melting contains four times more C than the MORB source (= 50 ppm) which would be the minimum C concentration implied by $C/^{3}He$ systematics (Marty and Zimmermann, 1999), then a 0.5 % partial melt implies 4% CO_2 in the melt. Experiments by Pan et al (1991) and Jendrzejewski et al. (1997) both predict that CO_2 solubility at 40 km (11 kbar) is ≈0.8 wt% CO_2. Quite clearly, C solubility in such a melt could be exceeded at high pressure, resulting in the formation of a noble gas rich, independent CO_2 phase. This phase would be able to separate from the silicate liquid and escape the system. The result is a "residue" (which nevertheless contains silicate melt) which continues to the ridge.

6. Conclusions

This study shows that there are only very minor contributions of volatiles from the Galapagos plume, as characterised by Fernandina Island, to the volatile signature observed on the Galapagos Spreading Center. Firstly, neon isotopic ratios are indistinguishable from MORB values and are unlike the neon isotope signature of Fernandina and secondly, all GSC samples degas along the same trend requiring that all GSC magmas had the same initial volatile content. This excludes a volatile-rich source region (such as would be expected at sites of plume-ridge interaction) along the GSC. This is in contrast with "lithophile" element tracers such as the isotopes of Pb, Sr, Nd, REE contents, K/Ti ratios and even H_2O concentrations whose signatures require that enriched material from the Galapagos plume reach the GSC. We propose that the volatile and lithophile element compositions on the GSC can be explained by either 1) the plume degassing at depth before mixing below the GSC with the normal MORB source, or 2) the plume component containing unradiogenic helium and neon is not involved at the GSC, but the enriched lithophile isotopic compositions are due to melting of some recycled oceanic crust (HIMU signature) carried by the plume.

Loss of volatiles on the GSC, which in some ridge sections is extensive, follows Rayleigh distillation with the extent of degassing being controlled by a combination of fractional crystallisation and eruption depth. However, although there is a correlation between extent of degassing and eruption depth, some CO_2 oversaturation is nevertheless required to explain the He - Ar - CO_2 relative abundances.

Acknowledgements. Bernard Marty is warmly thanked for input and discussions. We thank John Lupton for access to the helium isotope lab in Newport, OR, which is supported by the NOAA Vents program. DG was supported by the Marine Geology & Geophysics program of the National Science Foundation. We are grateful to David Hilton, Mark Kurz and Philippe Sarda for their constructive reviews.

Table 5 Neon isotopes and Ar-^{4}He-CO_2 abundances in GSC basaltic glasses.

Sample name	Long °W	weight g		CO_2 x10^{-8}	σ mol.g^{-1}	^{4}He x10^{-12}	σ mol.g^{-1}	^{40}Ar x10^{-12}	σ mol.g^{-1}	^{40}Ar/^{36}Ar	σ	^{4}He/^{40}Ar*	σ	^{20}Ne x10^{-16}	σ mol.g^{-1}	^{21}Ne/^{22}Ne x10^{-2}	σ	^{20}Ne/^{22}Ne	σ
SO 3-1B	**86.0**		crush 1	4.3	0.3	9.1	0.2	1.2	0.1	1145	23	10.1	0.7	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
			crush 2	6.8	0.5	21.7	0.5	3.5	0.2	1162	23	8.5	0.6	8.8	0.4	3.28	0.05	9.99	0.08
		1.88	*total*	11	0.6	30.7	0.5	4.7	0.2	1157	23	8.9	0.5						
SOD17-2B	**88.0**		crush 1	106.1	0.8	80.5	1.9	7.3	0.2	2502	50	12.5	0.6	17.0	0.9	3.62	0.05	10.62	0.08
			crush 2	125	1	110	3	9.1	0.3	10202	204	12.5	0.5	9.0	0.5	4.85	0.07	11.98	0.09
		1.22	*total*	231	1	190	3	16.4	0.4	4298	86	12.5	0.4	26	1				
SO-D19	**88.3**		crush 1	n. a.	-	31	1	1.3	0.0	1003	20	35	2	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
			crush 2	163	4	117	4	7.2	0.2	1050	21	23	1	29.8	0.5	3.39	0.05	10.19	0.06
			crush 3	128	3	98	4	2.8	0.1	3845	77	38	2	8.4	0.2	4.49	0.07	11.64	0.07
		1.30	*total*	-	-	246	6	11.3	0.2	1272	25	28	1						
SOD26-2B	**89.3**		crush 1	31.5	0.2	18.7	0.4	4.4	0.1	437	9	13	2	43	2	2.99	0.04	9.82	0.07
			crush 2	25.4	0.4	19.4	0.4	2.0	0.1	1289	26	12.9	0.6	12.5	0.7	3.22	0.04	10.22	0.08
		1.45	*total*	57	0.5	38.1	0.6	6.4	0.2	547	11	13.1	0.9	55	2				
SOD27A-1	**89.4**		crush 1	69.2	0.8	52	1	8.6	0.3	607	12	12	0.9	61	3	3.00	0.01	9.77	0.07
			crush 2	39.5	0.9	34.7	0.8	4.7	0.2	620	12	14	1	37	2	2.99	0.01	9.83	0.07
		1.15	*total*	109	1	87	1	13.3	0.3	611	12	12.8	0.7	98	4				
SO33-2B	**89.9**		crush 1	45	14	17.1	0.4	5.4	0.2	350	7	22	7	65	4	2.89	0.01	9.6	0.1
			crush 2	21.6	0.8	7.7	0.2	1.6	0.1	447	9	15	2	14.4	0.8	2.71	0.01	9.0	0.1
		0.95	*total*	67	14	24.8	0.4	7.0	0.2	368	7	19	4	79.0	3.6				
SOD35-1	**90.3**		crush 1	15	0.9	1.5	0.0	0.344	0.01	282	6	INF		4.5	0.2	3.15	0.07	9.5	0.2
			crush 2	36.6	0.9	22.5	0.2	2.94	0.05	457	9	22	1	17.2	0.7	2.96	0.06	10.1	0.2
			crush 3	b. d.	-	4.4	0.0	0.83	0.01	348	7	43	7	8.2	0.3	2.94	0.06	*	
		1.41	*total*	-	-	28.4	0.2	4.11	0.05	410	8	26	1	29.9	0.8				
SOD36-5	**90.5**		crush 1	48.3	0.7	28.1	0.2	1.31	0.02	556	11	47	2	7.1	0.3	3.32	0.07	9.2	0.2
			crush 2	66.9	4.0	42.3	0.3	n. a.	-	n.a.	-	-	-	6.5	0.3	3.41	0.07	10.2	0.2
		1.50	*total*	115.3	4.0	70.5	0.4							13.7	0.4				
SO 47A	**91.3**	2.64	crush	2.4	1.4	4.8	0.1	n.a.		2180	44	-	-	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
SO 48-6	**91.3**	2.09	crush	9.5	3.5	n.a.		n.a.		370	7	-	-	9.4	0.2	3.47	0.05	10.2	0.1
SO 53-1	**91.9**		crush 1	94.7	0.3	43.5	0.5	9	0.5	342	7	39	25	89	4	2.98	0.04	9.92	0.06
			crush 2	73.6	0.5	33.9	0.4	4.7	0.2	359	7	44	20	26	1	2.97	0.04	9.78	0.06
			crush 3	40	1	25.8	0.3	1.4	0.1	513	10	45	7	10.5	0.5	3.10	0.04	9.65	0.06
		1.80	*total*	208	1	103.2	0.7	15.1	0.5	358	7	42	14	126	5				
EW 9-1	**91.4**		crush 1	45.6	0.3	32.1	0.7	3.0	0.1	348	7	78	27	30	2	2.92	0.03	9.81	0.05
			crush 2	34.2	0.3	25.9	0.5	2.0	0.1	363	7	74	21	20	1	3.01	0.03	9.85	0.05
			crush 3	50.9	0.4	43.2	0.9	2.1	0.1	444	9	64	9	17.7	0.9	3.08	0.03	9.81	0.05
		1.65	*total*	130.6	0.6	101	1	7.1	0.2	376	8	71	10	68	2				
EW 19-1	**92.0**		crush 1	31	1	22	1	7.3	0.4	310	6	83.6	[25-INF]	48	3	2.86	0.03	9.4	0.1
			crush 2	21.2	0.6	n. a.	-	n. a.	-	n.a.	-	-	-	8.3	0.6	2.93	0.03	8.7	0.1
		1.65	*total*	52	1									56	3				

b.d.: below detection; n.a.: not analysed; INF: infinity. *: Analysis gives ^{20}Ne/^{22}Ne=7.7, this result is not reported in the table as we think it is due to an analytical problem

Table 5 (continuation)

Sample name	Long °W	weight g		CO_2 x10^{-8}	σ mol.g^{-1}	^{4}He x10^{-12}	σ mol.g^{-1}	^{40}Ar x10^{-12}	σ mol.g^{-1}	^{40}Ar/^{36}Ar	σ	^{4}He/^{40}Ar*	σ	^{20}Ne x10^{-16}	σ mol.g^{-1}	^{21}Ne/^{22}Ne x10^{-2}	σ	^{20}Ne/^{22}Ne	σ
EWD20-1B	**92.0**		crush 1	114.3	0.5	28.4	0.7	3.2	0.1	304	6	506.7	[130-INF]	46	3	2.96	0.04	9.77	0.07
			crush 2	144	1	48	1	2.4	0.1	315	6	398.9	[200-INF]	32	2	3.00	0.04	9.74	0.07
		1.53	*total*	258	2	76	1	5.6	0.1	309	6	433.3	[202-INF]	79	3				
EW 29-1	**92.6**		crush 1	70.8	0.4	31.8	0.9	3.4	0.1	430	9	31	3	28	2	3.07	0.03	10.04	0.04
			crush 2	61.3	0.3	29.4	0.8	2.09	0.04	2072	41	17	1	5.3	0.3	n.a.	-	n. a.	-
		1.62	*total*	132.1	0.5	61	1	5.5	0.1	616	12	22	1	33	2				
EW 29-1r	**92.6**		crush 1	101.0	0.3	42.9	0.9	n. a.	-	n. a.	-	-	-	247	12	2.76	0.04	9.86	0.08
second analysis			crush 2	67.5	0.4	32.4	0.7	3.0	0.1	1146	23	15	1	n. a.	-	n. a.	-	n. a.	-
			crush 3	138	1	69	1	7.9	0.4	2818	56	9.8	0.6	9.5	0.5	3.70	0.05	10.30	0.08
		1.42	*total*	306	1	144	2												
EW43-1B	**93.3**		crush 1	100.2	0.4	35.1	0.8	14	0.5	3370	67	2.8	0.1	17.0	0.9	3.50	0.01	10.18	0.07
			crush 2	102.3	0.8	25.1	0.6	11.1	0.4	1835	37	2.7	0.1	18	1	3.31	0.01	10.09	0.07
			crush 3	95.1	0.5	33.0	0.8	11.7	0.4	4106	82	3.0	0.1	11.6	0.6	3.74	0.01	10.54	0.07
		1.48	*total*	298	1.0	93	1	36.7	0.7	2821	56	2.8	0.1	47	2				
EW 58-2	**94.4**		crush 1	62.5	0.3	26.7	0.6	6.2	0.2	580	12	8.9	0.8	40	2	3.07	0.03	9.98	0.06
			crush 2	56.5	0.3	29.0	0.6	6.9	0.3	497	10	11	1	43	2	3.01	0.03	9.91	0.06
			crush 3	81	0.3	41.4	0.9	6.2	0.2	1058	21	9.4	0.6	31	2	3.21	0.03	10.06	0.06
			crush 4	58.2	0.3	32.2	0.7	3.6	0.1	1201	24	12.0	0.7	21	1	3.13	0.03	9.91	0.06
		1.99	*total*	258.2	0.6	129	1	22.9	0.5	684	14	10.1	0.2	135	3				
EW 58-2r	**94.4**		crush 1	78.2	0.4	36.8	0.8	6.6	0.3	745	15	9.3	0.8	36	2	3.06	0.04	9.93	0.08
second analysis			crush 2	58.2	0.3	29.2	0.6	4.2	0.2	1365	27	8.9	0.6	16.5	0.8	3.19	0.05	10.11	0.08
			crush 3	77	0.3	39.3	0.8	5.3	0.3	1694	34	9.1	0.6	18.5	0.9	3.27	0.05	10.17	0.08
		1.95	*total*	213.5	0.6	105	1	16.1	0.5	1067	21	9.1	0.4	71	2				
EW 62-5B	**94.7**		crush 1	-	-	5.4	0.2	1.10	0.02	6103	122	5.1	0.2	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
			crush 2	19	2	12.3	0.4	2.7	0.1	4232	85	4.9	0.2	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
			crush 3	38	2	33	1	9.6	0.2	2275	45	3.9	0.1	b. d.	-	b. d.	-	b. d.	-
		2.20	*total*			51	1	13.5	0.2	2660	53	4.2	0.1						
EW 69-1	**95.2**		crush 1	86.4	0.2	37.3	0.9	5.7	0.1	13796	276	6.8	0.2	3.7	0.3	5.35	0.05	11.34	0.05
			crush 2	118	5	50	1	8.1	0.2	12950	259	6.3	0.2	6.1	0.5	4.95	0.04	11.10	0.05
			crush 3	117.6	0.8	52	1	8.0	0.2	10993	220	6.6	0.2	6.0	0.5	5.22	0.05	11.28	0.05
		2.31	*total*	322	5	139	2	21.8	0.3	12338	247	6.6	0.1	15.7	0.7				
EW 79 1	**96.7**		crush 1	23.9	0.9	25.8	0.8	6.3	0.1	4620	92	4.4	0.2	4.8	0.2	3.99	0.05	10.9	0.1
			crush 2	4.8	0.4	7.3	0.2	1.97	0.04	1257	25	4.9	0.2	5.9	0.2	3.40	0.04	9.7	0.1
		1.86	*total*	29	1	33	0.8	8.3	0.1	2819	56	4.5	0.1	10.7	0.3				
EW 88-1	**97.2**		crush 1	58.5	0.6	26.9	0.7	11.6	0.3	2164	43	2.7	0.1	20	2	3.21	0.03	9.89	0.04
			crush 2	71.9	0.5	34.2	0.9	9.2	0.2	4367	87	4.0	0.1	16	1	3.39	0.03	10.08	0.04
			crush 3	96.8	0.4	46	1	12	0.3	8356	167	4.0	0.1	12	1	3.96	0.03	10.53	0.05
		2.11	*total*	227.2	0.8	107	2	32.8	0.5	3685	74	3.6	0.1	48	2				

b.d.: below detection; n.a.: not analysed; INF: infinity.

Table 6 Helium isotopes analyses in GSC basaltic glasses

Sample name	Long °W	He mol/g	$^3He/^4He$	2*σ
SO 3-1B	86.0	1.54E-10	8.51	0.05
SOD17-2B	88.0	2.75E-10	8.26	0.06
SO-D19	88.3	2.94E-10	8.29	0.05
SOD26-2B	89.3	4.20E-11	8.33	0.05
SOD27A-1	89.4	1.87E-10	7.77	0.04
SO33-2B	89.9	3.33E-11	8.04	0.05
SOD35-1	90.3	4.87E-11	7.84	0.05
SOD36-5	90.5	1.09E-10	7.62	0.05
SO 47A	91.3	5.54E-11	8.06	0.05
SO 48-6	91.3	6.29E-11	8.23	0.06
SO 53-1	91.9	1.37E-10	7.25	0.04
EW 9-1*	91.4	1.63E-10	8.07*	0.04*
EW 19-1*	92.0	7.77E-11	7.55*	0.04*
EWD20-1B*	92.0	1.38E-10	8.05*	0.04*
EW 29-1*	92.6	2.79E-10	7.38*	0.04*
EW43-1B	93.3	1.93E-10	6.9	0.04
EW 58-2	94.4	2.15E-10	6.99	0.04
EW 62-5B	94.7	1.72E-10	5.92	0.03
EW 69-1	95.2	9.69E-11	7.22	0.04
EW 79 1	96.7	6.52E-11	6.36	0.03
EW 88-1	97.2	2.66E-10	7.2	0.04

*Analyses already published in Detrick et al. (2002).



CHAPITRE 4

DUREE DES CYCLES DE CONVECTION SOUS LES RIDES OCEANIQUES

- ETUDE DES INCLUSIONS MAGMATIQUES -

INTRODUCTION

En introduction (chapitre1), nous avons souligné la persistance de nombreuses inconnues dans l'histoire magmatique des basaltes de dorsale océanique. Notamment, la stabilité et la position des chambres magmatiques ainsi que les modes de circulation et de refroidissement du magma sont peu contraints; les échelles de temps associées aux processus magmatiques sont également très incertaines. Or la connaissance de l'histoire pré-éruptive du magma est indispensable afin de contraindre les processus de dégazage d'un point de vue cinétique notamment, et afin de préciser la relation entre dégazage et processus magmatiques.

L'étude des cristaux présents dans les verres basaltiques peut renseigner sur cette histoire pré-éruptive. Bien sûr, la plupart des microcristaux présents dans un verre basaltique a cristallisé lors de trempe du magma au fond de l'océan. Les morphologies de trempe sont bien connues (cristaux creux puis dendritiques), et ont été décrites en détail dans Faure et al. (2003, 2007). Cependant, l'étude de Faure et Schiano (2004) montre que les microcristaux présents dans les verres ne sont pas tous le résultat de ce refroidissement final. Leur étude décrit la présence de microcristaux d'olivine dans l'échantillon CH98DR11 (N-MAR) dont les morphologies (cristaux creux refermés ayant piégé des inclusions magmatiques, et cristaux dont les dendrites ont muri) ne correspondent pas à celles attendues lors de la trempe; ces cristaux présentent néanmoins les marques de la trempe finale (dendrites et sphérulithes aux intersections des faces cristallographiques). Ces morphologies "anormales" peuvent être reproduites expérimentalement par des cycles de fluctuation de température (Faure et al., 2003). Ces cristaux sont nécessairement pré-éruptifs, et leur présence est interprétée comme une preuve de convection thermique du magma avant son éruption. L'étude de Welsch et al. (2009) documente la présence de telles morphologies dans un verre issu du volcan du Piton de la Fournaise (point chaud de la Réunion), et conclut qu'une convection transitoire en bordure de la chambre magmatique a eu lieu dans les jours précédant l'éruption.

Ces morphologies "anormales", liées à la convection, sont fréquentes dans les MORBs. On les observe par exemple dans plusieurs échantillons étudiés chapitres 5 et 6, à savoir les échantillons CH98DR11 (N-MAR, étude de Faure et Schiano, 2004), RD87DR10 (N-MAR, ce chapitre), A012 (Islande) et plus accessoirement dans l'échantillon CH31DR01 (N-MAR, zone d'influence des Açores). Elles traduisent des phénomènes récurrents au niveau des dorsales.

L'étude qui suit, rédigée sous forme d'article, documente la présence de ces morphologies "anormales", dans l'échantillon RD87DR10. Les microcristaux d'olivine présents dans le verre ont enregistré jusqu'à quatre cycles de convection. L'étude permet de contraindre la durée de tels cycles par la mesure de la composition en majeurs des inclusions piégées dans les cristaux creux refermés par microsonde électronique. La composition de l'ensemble des inclusions est dans la gamme du gradient de concentration mesuré dans le verre au contact des olivines. Ceci signifie que, quand une inclusion se forme, les éléments incompatibles ont le temps de diffuser à travers le magma avant que l'inclusion ne se referme. En utilisant les vitesses de diffusion d'éléments diffusant lentement comme Al_2O_3 on peut estimer le temps minimum nécessaire pour la formation-isolation de ces inclusions, qui correspond à la durée minimale des cycles de convection. En utilisant les vitesses de croissance des olivines, et en mesurant la distance cristallisée lors de chaque cycle de convection dans différents cristaux, on peut estimer la durée d'un cycle de convection. Ces deux approches donnent des résultats cohérents, c'est-à-dire un temps compris entre quelques minutes et une heure par cycle de convection. Cette étude confirme que les olivines présentant une morphologie "anormale" présentes dans les verres se sont formées lors de cycles de convection courts dans les dernières heures avant l'éruption.

Cette étude appuie également l'hypothèse d'une nucléation hétérogène des microlithes autour de sites de nucléation qui peuvent être des vésicules. Deux des cristaux décrits dans l'article présentent une petite vésicule au centre du cristal. Le chapitre précédent confirme que la cristallisation est un moteur important du dégazage. Ce chapitre montre quant-à lui que le dégazage peut faciliter la cristallisation. Ceci a été suggéré dans la littérature (Davis et Ihinger, 1998). L'ensemble documente la liaison étroite qui existe entre cristallisation et dégazage au niveau des dorsales.

TIME SCALE OF CONVECTION CELLS IN MAGMA CHAMBERS BELOW MID-ATLANTIC RIDGE: MELT INCLUSIONS INVESTIGATION

Aurélia Colin, François Faure, Pete Burnard

à soumettre à EPSL

1. Introduction

Oceanic floor is continuously produced at oceanic ridges from mantle material. Numerous processes are involved, such as partial melting of the mantle at depth, ascent of magmatic liquids, partial crystallization, volatile degassing and finally effusive eruption on the seafloor. The chronology of the different processes, their respective durations, and the interplay between them are difficult to constrain. In the past, two main approaches have been used to study the magma history before eruption. 1) Geophysical approaches aim to image the lithosphere in order to localise melting regions in the mantle and/or areas of liquid accumulation in the crust; these studies use the shape and size of magma chambers and fluctuations in their volume as indicators of volatile release and/or liquid movement (Canales et al., 2009; Singh et al., 2006; Dvorak and Dzurisin, 1997...). 2) Petrologists and geochemists try to indentify magmatic processes occurring at depth using rock samples; for example, absolute or relative dating of crystal generation, using short lived U-series isotopes (Turner et al., 2001; Rubin et al., 2005) or diffusion profiles of major or minor chemical species in crystal (Costa et al., 2003, 2010), which provide information on timescales of the magmatic processes. Nevertheless, difficulties remain identifying the process that have been dated and interpreting the significance of the thus obtained ages. As a result, timescales of magmatic processes remain uncertain.

Another approach based on crystal morphology studies is relevant in order to determine the pre-eruptive history of magma. Faure & Schiano (2004) have shown that certain complex olivine morphologies observed in MORBs from the Mid-Atlantic ridge result from magmatic heating-cooling cycles, and thus are not the product of magma quenching during final eruption but provide evidence of convection in magma chambers beneath mid-oceanic ridge. Recently, Welsch et al. (2009) have shown that these peculiar olivine morphologies are also present in shallow magma reservoirs of hotspot volcanoes (Reunion Island). Moreover, these

authors proposed that such convection is transient and proceeds in small-scale cells on the margins of the magma chamber just before eruption.
The present contribution describes the presence of such special crystal morphologies in a basaltic glass sample from the mid-Atlantic ridge and we describe in particular the morphology and chemical composition of melt inclusions trapped in these crystals. The aim of this study is to estimate the duration of heating-cooling cycles during crystallisation. By combining crystal morphologies with melt inclusion chemistry, we are able constrain the convective history of the magma chamber.

2. Sample description and experimental methods

The sample examined is a piece of N-MORB glass sampled during the Ridelente cruise along the mid-Atlantic ridge at 16°N (3650 m bsl) in the glassy rind of a pillow lava. Thick and ultra thin doubly polished sections were prepared in order to study microcrysts in 3-dimensions.
The sample is a non-altered sparsely phyric glass and predominantly consisting of an isotropic glass. The thin sections were restricted to external margins of pillow-lavas corresponding to the four first zones of Kirkpatrick's classification (Kirkpatrick, 1978). Zone 1 is totally vitreous except for rare crystals whereas zone 4 seems very crystallized because it consists of coalescent spherulites. There is a gradation of crystallization between zone 1 and zone 4 that corresponds to a variation in cooling rate inside the pillow lavas. Two phases are positively identified in the samples: olivine crystals with a constant composition (Fo_{86}) and glass (Table 7). Two other phases (plagioclase and clinopyroxene) are suspected and consist of spherulites only. Association of these two phases and their small size prevent good chemical analyses to be obtained.

Major element compositions of the different phases (glass, olivines, magmatic inclusions) were analysed using a CAMECA SX-100 electron microprobe. As the goal of these analyses was not to study the absolute composition of the magmatic liquids but to compare relative compositions between the glass and the magmatic inclusions, and as some inclusions were very small (few micrometers) for the most part only spot analyses were performed; the average compositions are reported in Table 7. Profiles were done through the host glass, the olivines and their melt inclusions in order to observe diffusion profiles; thus magmatic inclusions were not re-homogenised before the analyses.

	MgO	Al_2O_3	Na_2O	SiO_2	P_2O_5	K_2O	CaO	TiO_2	Cr_2O_3	MnO	FeO	NiO
glass	8.2 ±0.2	15.2 ±0.2	2.7 ±0.1	51.7 ±0.3	0.33 ±0.04	0.23 ±0.03	11.2 ±0.2	1.35 ±0.04	0.03 ±0.02	0.16 ±0.09	8.9 ±0.2	0.04 ±0.05
olivines	45.7 ±1.1	0.06 ±0.2	0.02 ±0.04	40.3 ±1.4	0.08 ±0.05	0.009 ±0.013	0.3 ±0.1	0.02 ±0.02	0.03 ±0.02	0.2 ±0.07	13 ±0.6	0.25 ±0.08

Table 7: average glass and olivine compositions, measured using a CAMECA SX-100 electron microprobe analyser.

3. Olivine microcrysts morphologies

Irrespective of the zone examined, two families of olivine microcrysts can be distinguished: "normal" and "special" crystals. The notion of "normal" olivine crystals has been defined by Faure & Schiano (2004) for crystals that display a shape produced by dynamic crystallization, in other words produced only by linear cooling. If cooling is rapid and begins above the liquidus, rapid olivine growth evolves following the morphological sequence: tabular ⇒ hopper shape (skeletal crystal) ⇒ dendritic (swallowtail crystal) as a function of quench temperature (Faure et al., 2003a). Similarly, if magma is cooled below the liquidus temperature, polyhedral crystals will be crystallized and a fast cooling rate episode will produce the "normal" sequence: skeletal ⇒ dendritic shapes (Faure et al., 2007). Therefore a "normal" habit for olivine crystals corresponds simply to cooling history; this applies even if the rate of cooling varies during crystal growth. At the seawater/lava contact, the number of such "normal" crystal is low because cooling is so rapid that nucleation is suppressed; further inside the pillow, cooling rates are lower and permit crystal nucleation.

In contrast, "special" morphologies result from temperature fluctuations over time, such that these "special" shapes - closed hopper crystals or complex swallowtails - indicate repeated cycles of cooling and reheating (Faure & Schiano, 2004). We find such "special" crystals homogeneously dispersed in our thin sections, independently of the density of "normal" crystals. They also develop overgrowths (dendrites and spherulithes) on crystal corners and crystallographic face intersections; these result from quenching on the seafloor. For these reasons, the "special" olivines are considered to have nucleated prior to cooling on eruption, as argued by Faure & Schiano (2004), and thus can be studied as tracers of magma pre-eruptive history.

3.1 "Normal" morphologies

Olivines that display "normal" morphologies correspond to swallowtail morphologies (***Figure 29***a) and are small (around 20-30µm). When sufficiently large, it is possible to distinguish an

hourglass shape in the centre of the swallowtail crystal. This hourglass shape corresponds to the skeletal morphology (hopper shape) in which dendrites developed in order to form the swallowtail morphology. The two cavities of the central hopper generally display a V shape, suggestive of nucleation in the skeletal crystal stability field; in contrast, if the nucleation step occurred in the tabular stability field, then the cavities of the resultant hopper crystal would display a U shape (Faure et al., 2003a).

Spherulitic textures developed around olivine crystals (e.g. ***Figure 29***b) can also be considered to be "normal" morphologies because they appear only at the end of crystallisation. Their maximum size is 20µm length in the [100] direction.

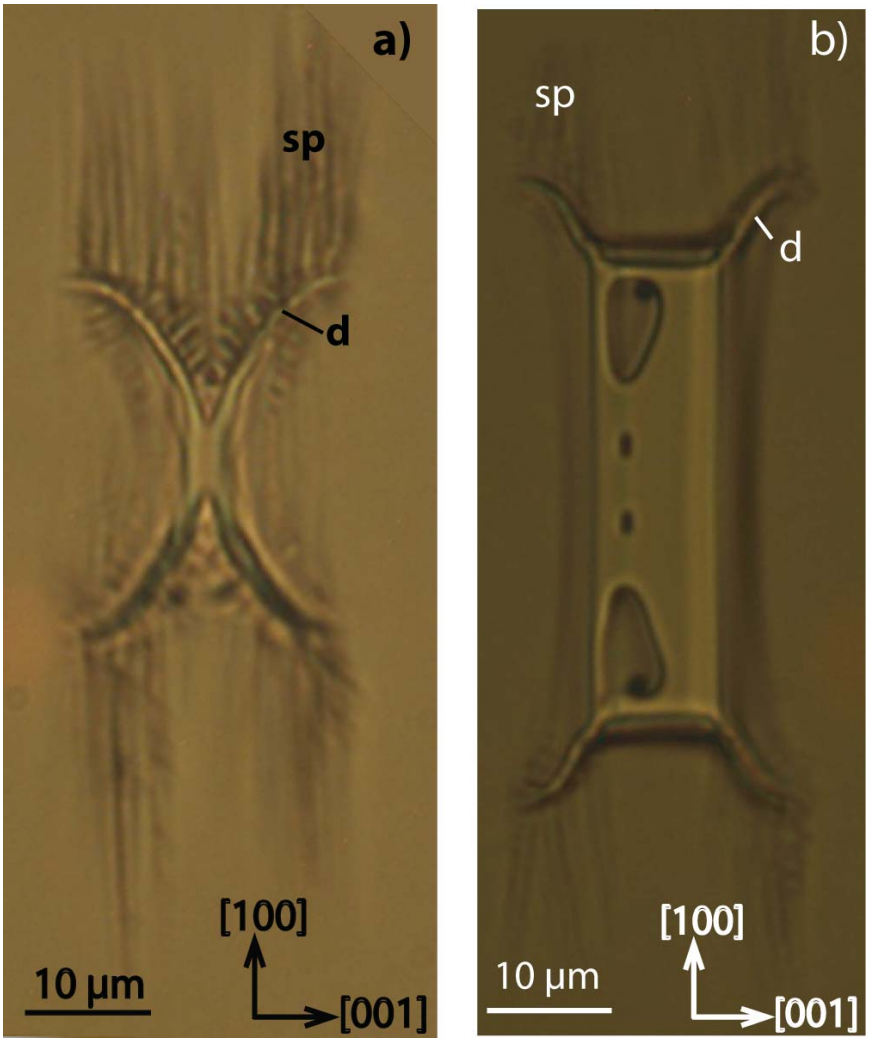


Figure 29 : photomicrographs showing a) a swallowtail crystal observed in the (010) plane b) closed hopper crystals presenting significant dendritic overgrowths (d) in the (010) plane on crystal corners, and spherulites (sp) developed on the dendrites in the [100] direction.

3.2 "Special" morphologies

3.2.1 Closed hopper crystals

"Hopper" is an olivine crystal morphology with an hourglass shape in the (010) plane, elongated in the [100] direction, and which represents the top of an opened prism (Donaldson, 1976; Faure et al., 2003a). In contrast, as illustrated in ***Figure 30***, closed hopper morphology corresponds to a hopper shape that has closed its' cavities, thus trapping melt inclusions. These melt (now glass) inclusions are arranged symmetrically with respect to the centre of the crystal. The closed hopper morphology has been experimentally demonstrated to result from re-heating of a hopper crystal close to the olivine liquidus (Faure & Schiano 2004) which closes the crystal. The number of pairs of symmetrical inclusions is thus interpreted as an indicator of the number of cooling and re-heating cycles undergone by the crystal (cf. Faure & Schiano 2004). At each step (each melt inclusion), the temperature had to fall to allow the hopper morphology to grow, and then to rise again to near the liquidus which closes the crystal, thus trapping a new inclusion.

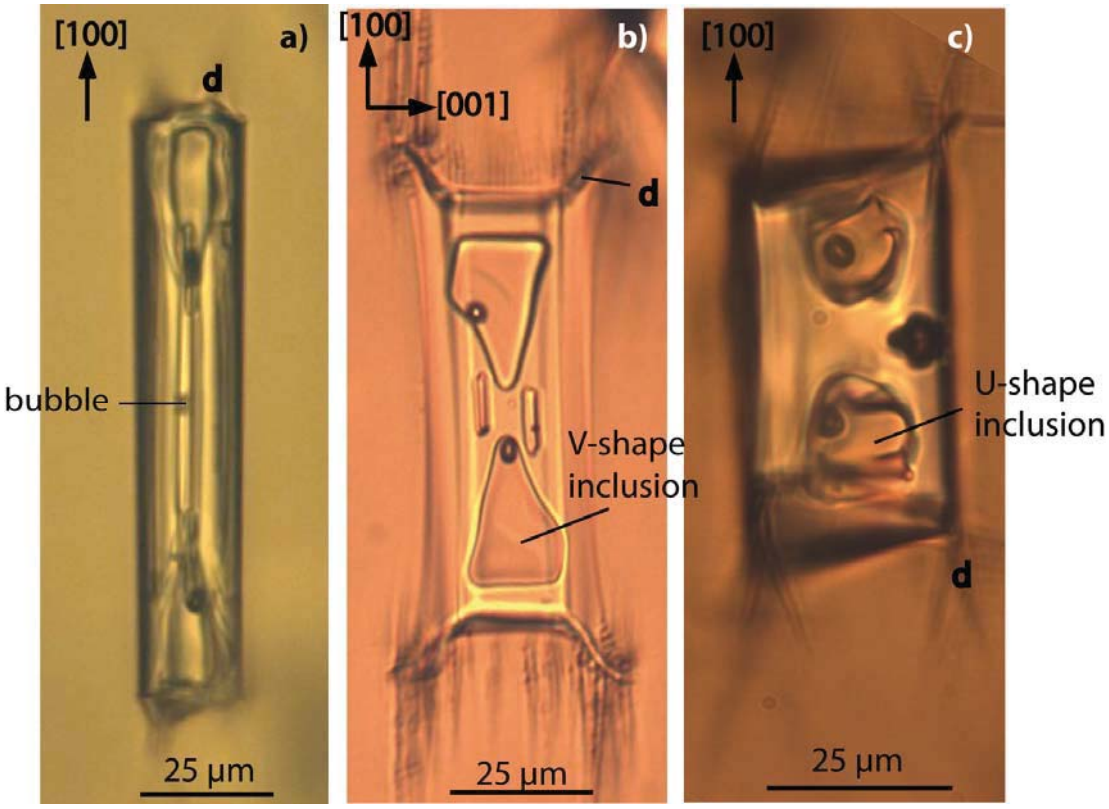


Figure 30: a) closed hopper crystal presenting two symmetrical inclusions along the [100] axis. Note the presence of a vesicle at the centre of the crystal; b) closed hopper crystal presenting an hourglass shape due to the presence of symmetric V-shape inclusions at the top of his prism. c) closed hopper crystal presenting U-shape symmetrical inclusions. d=dendritic overgrowth.

The number of glass inclusions in closed hopper olivines in our sample varies between 2 and 8 (4 pairs of inclusions). Glass inclusions each side of the closed hopper can be connected with the surrounding glass, or be completely closed. To determine if the glass inclusions are truly closed, i.e. no connexion with the surrounding magma, we use a method classically used in melt inclusion studies (Roedder, 1984): completely closed inclusions will have a shrinkage bubble. These form by thermal shrinkage during cooling, and are the consequence of the difference between the thermal expansion coefficients of the enclosed melt and the olivine. This property is perfectly illustrated in Figure 31 where a partially closed hopper crystal displays a bubble in the glass inclusion located at the top of the crystal, whereas the cavity located on the opposite side of the olivine grain is still open and therefore no bubble is present.

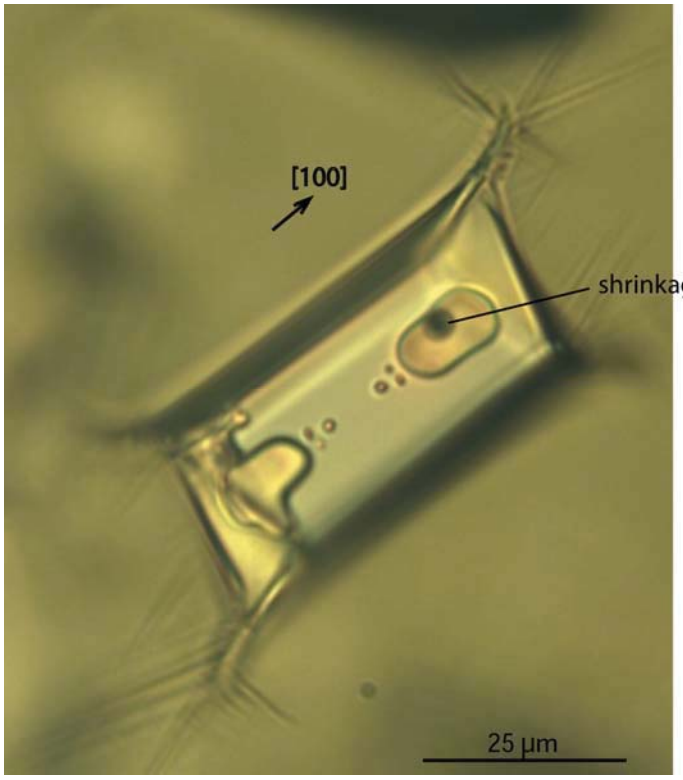


Figure 31: closed hopper crystal with 3 pairs of small symmetrically distributed inclusions. The large inclusions are also symmetrically distributed but only one of the inclusions preserves its' shrinkage bubble (top) because the lower inclusion is still open to the glass on the other side of the crystal. Note the presence of dendritic overgrowths at the crystal corners due to final cooling at the seafloor.

It is important to note that the centre of the crystal is sometimes naturally marked by an impurity that was probably the seed for heterogeneous nucleation of the crystal. Figure 30a displays the presence of a small gas bubble (about 1 µm or less) in the dead centre of the

crystal (the crystal measures exactly 55µm on both sides of the gas bubble along the [100] direction) which probably served as a substrate for heterogeneous nucleation.

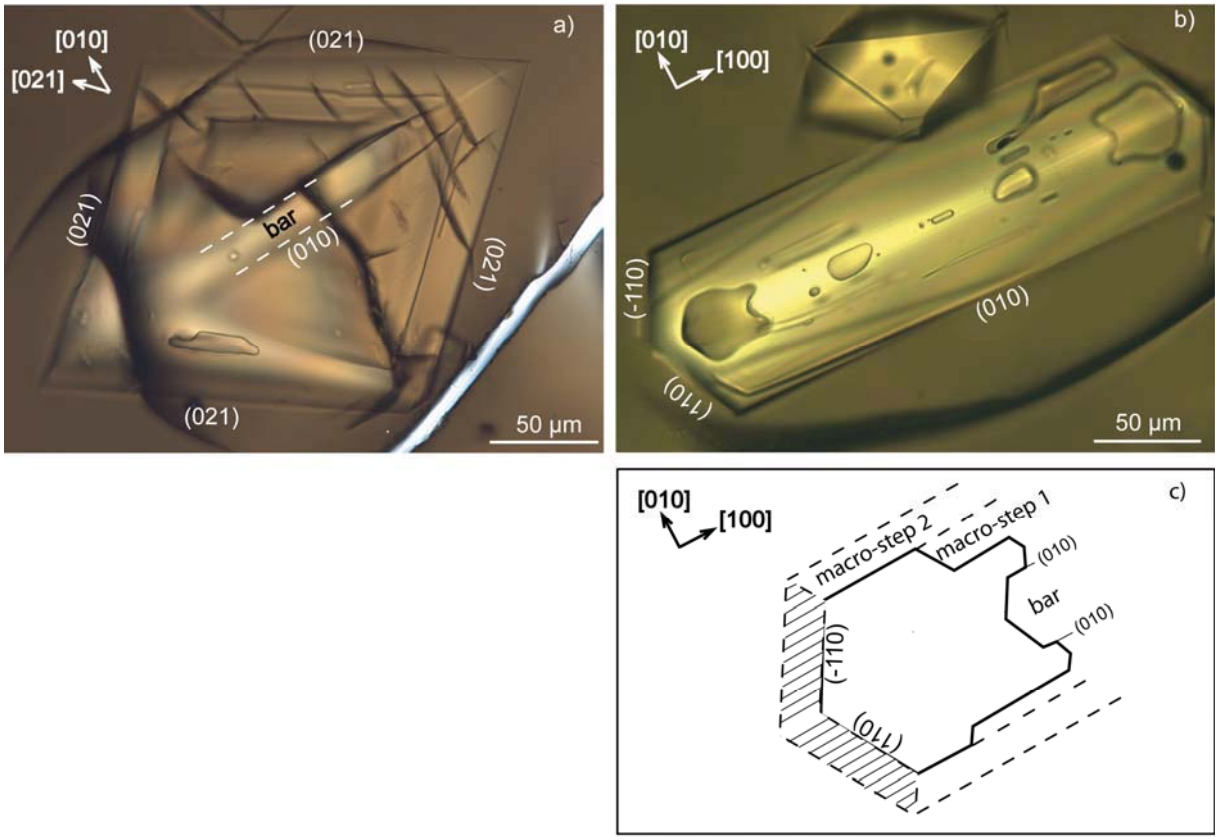


Figure 32: a) Cavity of a hopper crystal viewed from above (perpendicular to [100]). Note the macro-steps formed by (021) faces, and the bar in the centre of the cavity parallel to the (010) face. b) Closed-hopper crystal observed on the [001] face presenting several pairs of symmetrically distributed inclusions. The pair close to the crystal terminations present negative crystal habits. c) Explicative diagram of the inclusion negative crystal shape.

Perpendicular to [100], closed hopper crystals display a hexagonal or pseudo hexagonal shape as a function of the height of the section with respect to the crystal terminations and of the size of faces {021} and {010}. This particular section is difficult to distinguish from a real hopper, because as a function of the cross section in the crystal, the resultant shape could be either a hollow hexagonal crystal or a crystal with its centre completely filled. Figure 32a shows an example of a pseudohexagonal habit resulting from development of {021} faces whereas {010} faces are poor formed. This crystal is particularly interesting because it shows how hopper crystal closed and trapped its' inclusions. Indeed, the cavity displays a central bar that seems to consist of a (100) face. This shape with its' central bar in the cavity has already been reproduced after a cooling step (which produce the cavity) followed by a dwell time (20

minutes) at constant temperature (Fig. 4H in Faure et al. 2003a). However, (100) faces do not exist in olivine and this bar is actually formed by (110) faces. This configuration is well observed in section perpendicular to [001] (Figure 32b). In this case, the closed hopper crystal is limited by (110) external faces as previously suggested. Similarly, the two glass inclusions present at the extremity of the closed hopper display a negative crystal shape bounded essentially by (110) faces. It is important to note that the central bar formed by (010) and (110) faces was already present in the glass inclusion cavity. In contrast, melt inclusions of earlier generations do not show negative crystal shapes but rather an avoid shape. Thus, the shape of glass inclusions seems to evolve with time.

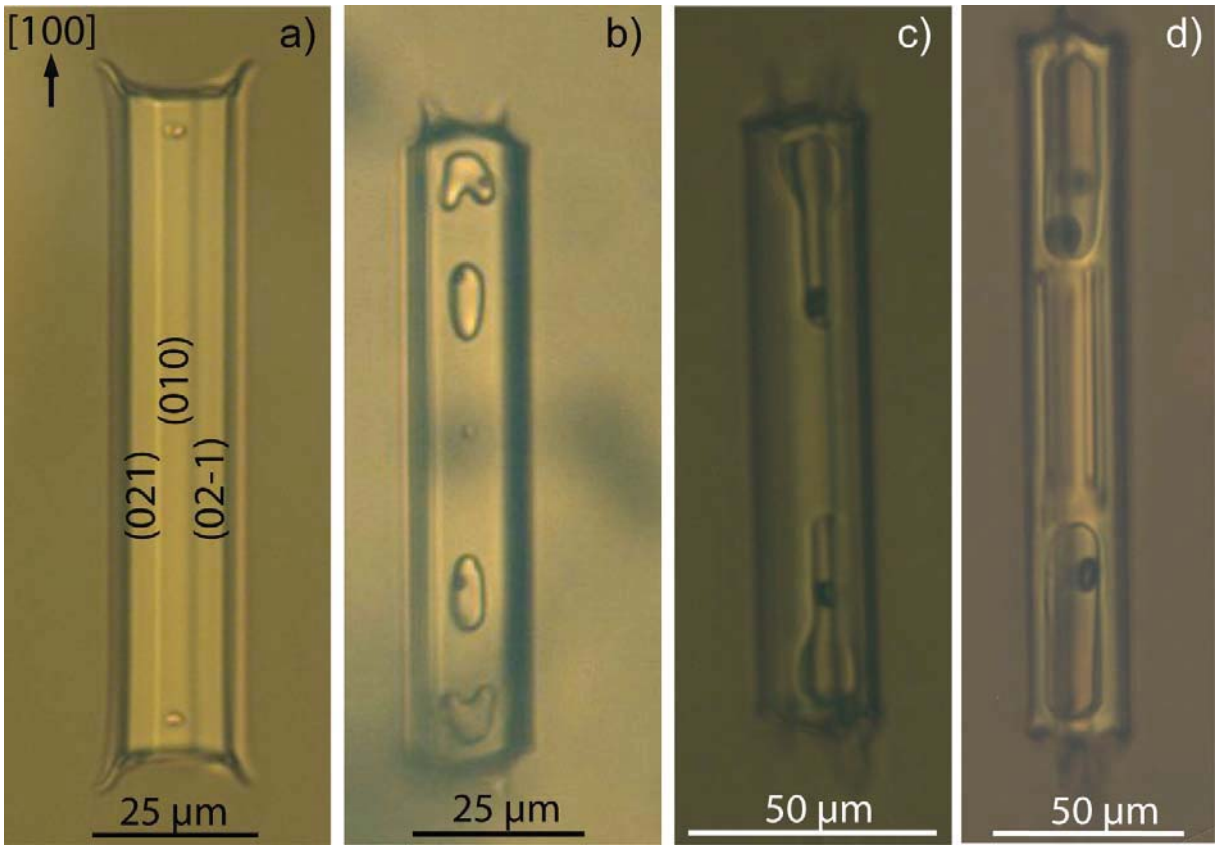


Figure 33: closed hopper crystal presenting inclusions of various sizes and shapes. a) A single pair of very small inclusions of less than 1 µm. b) Inclusions presenting a bar at their base (c.f. Fig 4a); note the presence of a central bubble, thought to be the crystal nucleus. c) Inclusion presenting two macro-steps. d) Large inclusions of constant width which represent the two thirds of the crystal volume.

Figure 33 displays a set of photomicrographs that show closed hopper olivines displaying glass inclusions with various sizes and shapes. For example, the size of melt inclusions in figure 5a is less than one micrometer whereas those in the closed hopper in fig 5d are greater than 50 µm. In this later case, the glass inclusions are so large that glass represents two thirds of the volume of the crystal. The base of the inclusion cavities display various shapes: round

(e.g. Fig. 3, 4a, 5b), V shaped (e.g. Figure 30b), U shaped (e.g. Figure 30a, Figure 31, Figure 33d) or with a central bar (e.g. Figure 32, Figure 33b). It is important to note that, when they are observed, shrinkage bubbles are randomly located in the glass inclusions. On the other hand, a minute impurity (gas bubble) is observed once more in the middle of the closed hopper crystal in Figure 33b.

The distance between the centre of the crystal and the first inclusion, between two successive inclusions or between the last inclusion and the end of the crystal is widely variable. Measurements performed parallel to [100] on 33 crystals give values varying between less than a micron and 65 micrometers. Furthermore there does not appear to be any particular systematics governing these different distances within the same crystal, irrespective of inclusion size or of the distance between inclusions.

Dendrites and Spherulites

Closed hopper crystals display, when well oriented with regard the thin section, small dendrites on the corners formed by intersections of (021) faces; spherulites are also sometimes present on the crystal face intersections, and are orientated relative to the crystallographic network. These small dendrites (around 15 μm for the biggest) and spherulites correspond to dendritic overgrowths which form during the rapid quench on eruption.

3.2.2 Complex swallowtail crystal

Complex swallowtail crystal corresponds to the crystal habit adopted when dendrites are transformed into a chain of hopper-shaped units (Figure 34). The resulting morphology looks like an association of different crystals, but all the sub-units form a single crystal, as demonstrated by their common extinction in polarized light. This assemblage of hopper crystals has been demonstrated experimentally to be the result of successive heating-cooling of an olivine crystal. When the magma cools, the crystal develops dendrites, which undergo textural ripening when the temperature of the magma rises. At each cooling-heating cycle, the complex forms new dendrites which ripen forming new coplanar hoppers (cf. Faure & Schiano, 2004). Sometimes, complex swallowtail chain units can be closed hopper crystals and not simple hoppers (Figure 34b).

Dynamic crystallization experiments have shown that the variation in shape between hopper and swallowtail shapes depend only on the degree of undercooling (Faure et al., 2003a), and therefore also between closed hopper and complex swallowtail crystal.

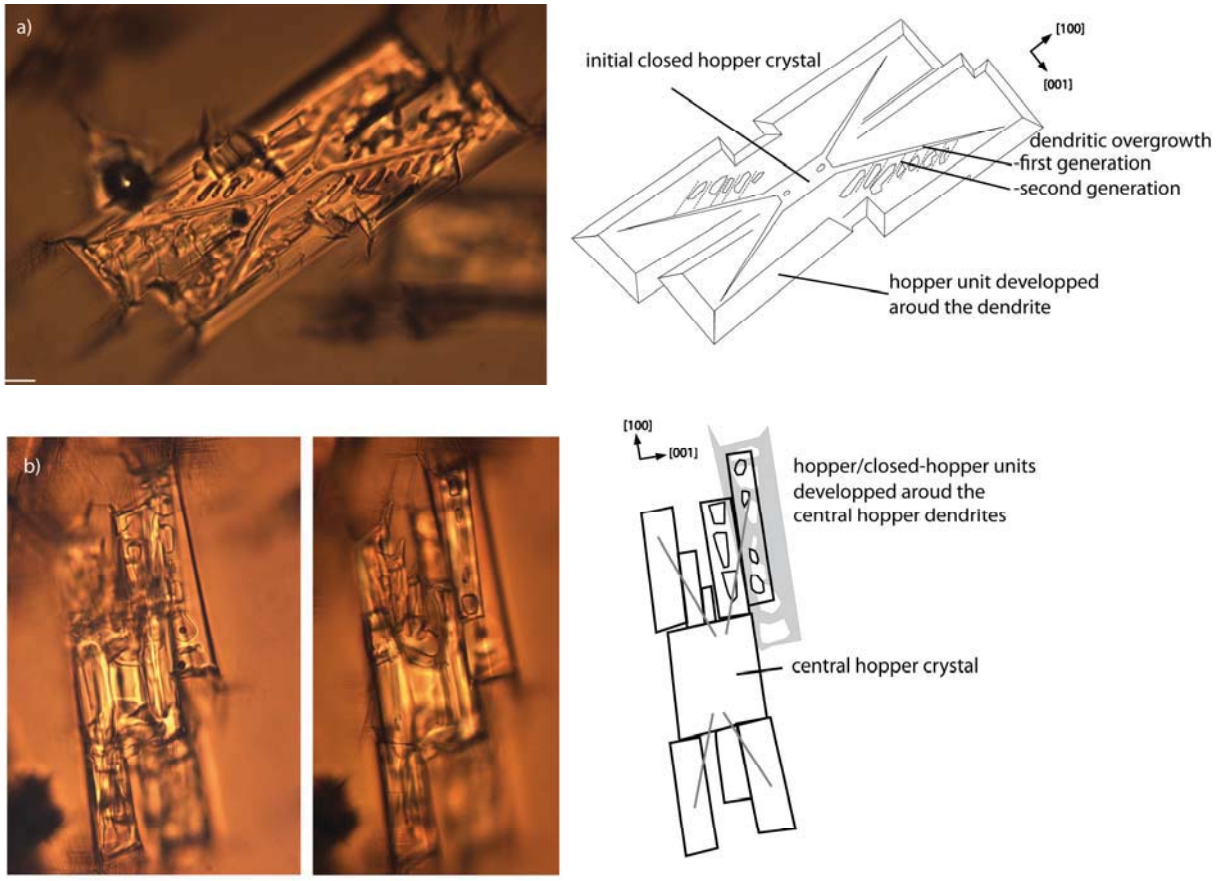


Figure 34: complex swallowtails crystals. a) the central crystal is discernable and presents two small symmetrical inclusions: this is a closed hopper crystal. Hopper units have developed around the early dendrites (first and second generation) of the central crystal. The occurrence of second generation dendrites is highlighted by magmatic inclusions trapped during ripening. b) this crystal (the two microphotographs are taken at different depth levels in the thin section) is similar to that shown in a) but the early dendrites of the central hopper have ripened, forming new crystal units which are not completely merged and are thus still visible. Note that some units of the complex swallowtail are not hopper but closed-hoppers presenting two symmetrically distributed generations of inclusions. The different units simultaneously go to extinction under crossed polars, confirming that they form a single continuous crystal. The crystal represented in grey in the sketch is not part of the complex swallowtail as it has a different extinction angle.

3.3 Chemical composition of the magmatic liquid

The enclosing glass is homogeneous, as demonstrated by electron microprobe analyses, (Table 7) except near crystal-liquid contacts. Indeed, boundary layers corresponding to concentration gradients are systematically observed at crystal-liquid interfaces for MgO, SiO_2 and Al_2O_3 (20-30 μm length) and less clearly for FeO. In contrast, CaO concentration gradients have not been observed (Figure 35).

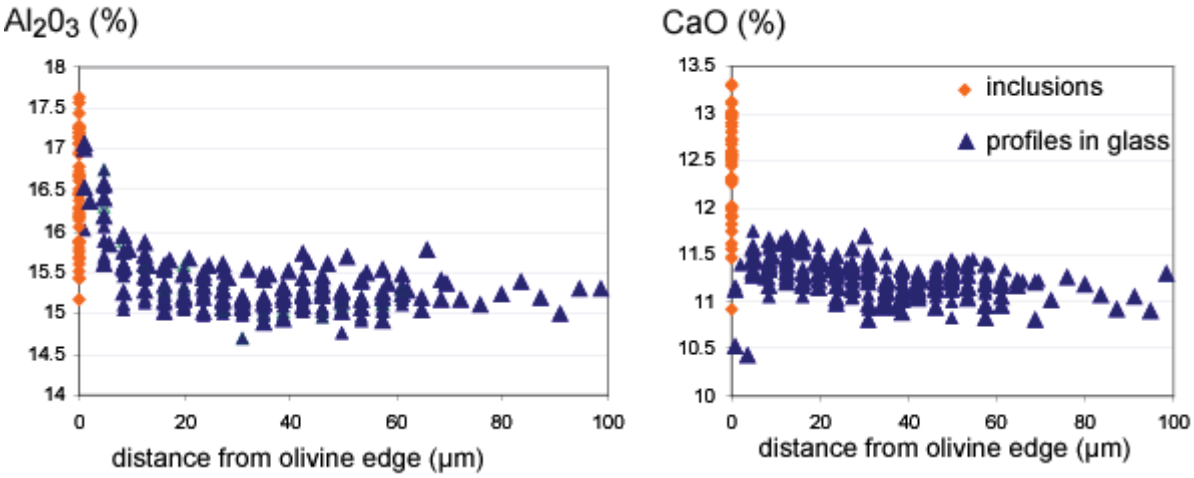


Figure 35: Compilation of profiles for Al_2O_3 and CaO in the glass at olivine edges; composition in Al_2O_3 and CaO of inclusions of different size in different olivines.

Similarly, with the exception of CaO, the compositions of the glass inclusions fall within the range of the boundary layers measured at the glass-crystal interfaces. CaO concentrations in the inclusions are systematically higher than in the enclosing glass. In a given closed hopper crystal, there is no discernable evolution in inclusion composition with the sequence of formation of the inclusions.

Al_2O_3 profiles performed across the inclusions show concentration gradients that can be superimposed on those in the enclosing glass adjacent to the crystal edge. For CaO, the profiles are flat but values are higher in the inclusions than in the glass. An example is presented Figure 35.

The CO_2 concentration in the glass was measured by FTIR (following Jendrzejewski et al., 1996). The measured concentration is 182±12 ppm (measured at the 1522 cm^{-1} CO_3^{2-} peak), which corresponds to the solubility of CO_2 in a basaltic magma at about 360 bars (Jendrzejewski et al., 1997), corresponding to the seafloor pressure at the depth of eruption of this sample. This means that the sample is at equilibrium with respect to CO_2 when it erupts.

4. Discussion

Irrespective of the location within the pillow lava glassy rind, 1) the size of the closed-hopper crystals varies significantly, from a few microns to more than 100 µm in the [100] direction; 2) the number of inclusions trapped in a crystal varies from 2 to 8; 3) moreover, the morphology of olivine crystals is also variable in the sample (closed hopper crystals and complex swallowtail olivines). All these observations suggest that the different crystal have

undergone different thermal histories and thus morphology and size of olivine microcrysts are determined prior to rapid cooling on eruption.

The perfect symmetry between inclusions on each side of closed hopper crystals suggests that the inclusions' position inside the crystal is not random; rather, the shape of the glass inclusions and their location inside the crystals should provide information on conditions inside the magma chamber.

4.1 Significance of inclusion location, shape and size in closed hopper crystals

Two principal inclusion shapes have been observed: ovoid and negative crystal habits. Negative crystals likely correspond to the original inclusion shape at formation. This interpretation seems consistent with position of this morphology of glass inclusion: these inclusions are always observed at the extremity of the crystals (Figure 30, Figure 32b, Figure 33). In contrast, glass inclusions located more in the centre of the crystal, i.e. formed earlier in the petrogenesis, usually display an ovoid or sub-circular shapes. Therefore, it seems likely that round/ovoid inclusions started with a negative crystal shape which was subsequently modified by crystallization-dissolution of the olivine itself in order to obtain a more stable shape with lower surface energy. Dissolution-crystallisation of melt inclusions is well known, for example from experiments of transcrystalline melt migration in the presence of a thermal gradient across the crystal (Schiano et al., 2006). The melt inclusions in this sample do not seem to have undergone transcrystalline melt migration and were not subjected to a thermal gradient after formation because (i) they display perfect symmetry to each side of the centre of the crystal, (ii) gas bubbles are located randomly inside glass inclusions (gas bubbles are always located at the cold region of the inclusion when a thermal gradient is applied (Schiano et al., 2006)). Consequently, even if the melt inclusions changed shape, their location within the crystals remained constant and therefore their spacing has petrogenetic significance.

In sections parallel to (010) or (001), the distance between two coeval glass inclusions and the distance between glass inclusions of different generations (two successive glass inclusions) is highly variable (Figure 33), demonstrating that the closed hopper crystals have undergone different thermal histories. Formation of closed hopper crystals requires several steps: firstly a nucleation step and then two different growth mechanisms which alternate as a function of the thermal conditions: skeletal growth and polyhedral growth.

4.1.1 Nucleation step

Closed hopper crystals that preserve a first generation of melt inclusions with negative crystal morphology reveal information about their conditions of nucleation. Indeed, there are two types of such inclusions: those where the inclusion cavity displays a V shape (e.g. Figure 30b), and those with a U-shape (e.g. Figure 30c). Based on experimental studies (Faure et al., 2003a), these types can be used to determine when and where the nucleation of the various crystals commenced. The first case (V shaped inclusions) corresponds to crystals that nucleated and grew in the skeletal crystal (hopper) stability field, implying large degrees of undercooling (large departure from equilibrium) at the time of crystal nucleation. In contrast, for crystals displaying U-shaped cavities, development of the hopper morphology is more tabular in shape, the result of growth during weak undercooling. Thus, nucleation started under conditions of weak undercooling and subsequently continued to grow in a zone with greater undercooling producing the skeletal shape. Nucleation of olivine in this sample occurred at different times in different zones, as suggested by the variations in the degrees of undercooling between crystals.

4.1.2 Growth steps

Closed hopper crystals must correspond to variations in growth conditions because the crystals display alternating skeletal and polyhedral or tabular shapes. The morphology developed by the crystal will be a function of the degree of undercooling; growth rates are limited either by attachment processes at the crystal-liquid interface at weak degrees of undercooling (polyhedral or tabular shapes) or by diffusion at greater degree of undercooling (hopper morphology) (Faure et al., 2007). Therefore, it should be possible to estimate the time any one crystal passed within each stability field corresponding to that particular morphology by using experimentally measured olivine growth rates for the different degrees of undercooling. Indeed, when a crystal is observed in a (0hk) plane, the distance between the crystal centre and the first inclusion, or the distance between two inclusions in the [100] direction, is mainly due to tabular growth. The inclusion height (direction parallel to [100]), corresponding to the depth of the ancient cavity prior to sealing to form an inclusion (i.e. skeletal morphology), must have crystallised under a greater degree of undercooling, corresponding to faster growth. Then, each length of a particular morphology allows the residence time in each growth region (hot, low degrees of undercooling compared to cold, with high undercooling) to be estimated. The distance crystallised between the last formed

inclusion and the end of the crystal would correspond to crystallisation in the magmatic chamber plus that crystallised during magma ascent.

4.2 Duration of olivine growth steps

Olivine growth rates have been measured experimentally under low (polyhedral or tabular morphology) or medium undercooling (skeletal shape) by Jambon et al. (1992): the growth rates are between (1.9-6.7) $x10^{-8}$ $m.s^{-1}$ and $52x10^{-8}$ $m.s^{-1}$ respectively. Therefore, there is a difference of about one order of magnitude between the two types of olivine growth. The times implied in the growth of the crystals at low degrees of undercooling (the distance between two successive inclusions) varies between 1 and 50 minutes, and the times implied in the formation of the cavities at greater undercooling (the depth of the ancient cavity) varies between 0 and 2 minutes. The distance crystallised between the last inclusion and the end of the crystal in the [100] direction varies between about 2-3µm to 15µm, implying 1-12 minutes at the low olivine growth rate.

These results suggest cycles of heating-cooling varying from a few minutes to about one hour, depending on the crystal considered. The crystals studied grew over timescales of some hours as a maximum estimate. However, the time implied in the formation of the inclusions is probably under-estimated as intervals of textural ripening (producing for example the bar at the base of the cavity/inclusion and the macro-steps; ***Figure 32***) suggest the inclusions can stagnate isothermally at the degree of undercooling implied for cavity formation.

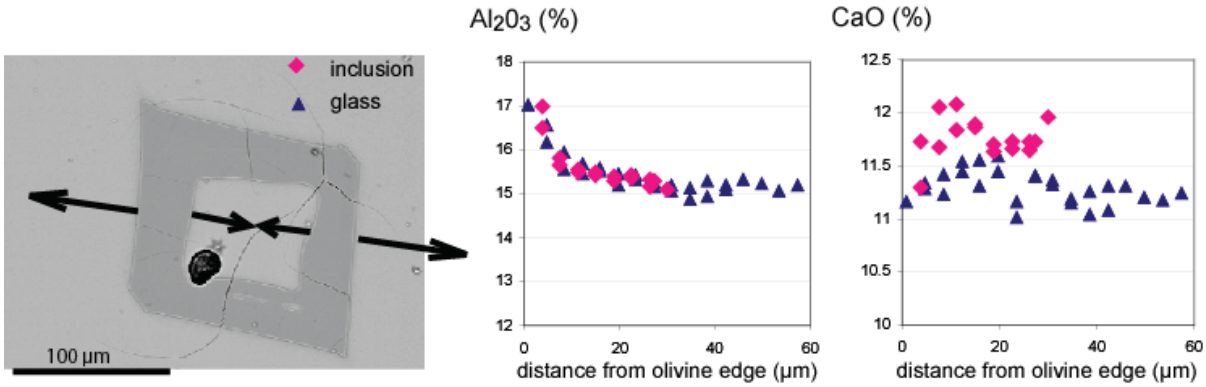


Figure 36: profiles of Al_2O_3 and CaO across the glass margin and across an inclusion. Arrows represent the position of the profiles. Profiles for Al_2O_3 are similar in the glass and in the inclusion, and show a boundary layer of about 30µm wide. Profiles for CaO are flat but values are higher in the inclusion than in the glass.

The chemical composition of the inclusions can also be used to estimate the time required in the formation and isolation of the melt inclusions. Indeed, if the time involved in the formation-isolation of the inclusions is small compared to the time required for element diffusion in the liquid, crystal growth will create concentration gradients in the hopper cavity which will be preserved in the inclusion when it closes. In this case, the concentration of incompatible elements will be higher in the inclusions than in the glass, because the inclusion diameter is smaller than the width of the boundary layer (***Figure 36***) and therefore only the first part of the diffusion profile – the higher concentration portion – is trapped in the inclusion. We use here the incompatible elements Al_2O_3 and CaO ($D_{Al2O3}<<D_{CaO}$, Kress and Ghiorso, 1994). In this sample, Al_2O_3 concentration profiles at crystal edges are identical for both inclusions and for the enclosing glass (Figure 36). Moreover, Al_2O_3 spot analyses in inclusions are always in the range of the boundary layer values measured in the enclosing glass at the crystal edge (Figure 35).These concentration gradients are due to crystallisation during the quench on the seafloor. CaO profiles do not show this boundary layer effect; this can be explained by the higher CaO diffusivity compared to Al_2O_3. It appears that, when the inclusion was isolated, Al_2O_3 and CaO concentration gradients were not present in the cavity; it is the final cooling at seafloor that determines the concentrations and profiles in the inclusions. The higher CaO concentration in the inclusions with respect to the enclosing glass can be explained by final cooling on the seafloor and therefore do not record magma chamber processes. Rapid cooling on the seafloor thus creates boundary layers adjacent to the crystal margins and in the inclusions; as there is insufficient time for Al_2O_3 homogenisation, the same profiles are observed in the inclusions and in the enclosing glass. As CaO diffuses more rapidly, the diffusion gradients are rapidly flattened and the CaO concentration of the inclusion as a whole increases; in the enclosing glass (which represents a quasi-infinite reservoir) such augmentation is negligible and therefore the CaO concentration of the surrounding glass does not change. However, in the limited reservoir of an inclusion, the average CaO concentration will be significantly higher due to the flattened diffusion profile which extended practically across the entire inclusion (as for Al_2O_3).

The absence of a concentration gradient in the cavity when inclusions were isolated implies, for inclusions of 50µm length, the cavity was opened to the surrounding magma for between 20 minutes to one hour (1200 °C or 1100 °C) using the diffusion coefficient determined by Kress & Ghiorso (1994) in haplobasaltic melts. For inclusions of 2 µm, the time implied is less than one minute. These minimum times are concordant with the time necessary to develop the ripening morphologies that are often observed in this sample (Figure

32), and suggest the crystal spends between one minute and one hour in the cold zone (high degree of undercooling).

4.3 Geological implications

Two types of complex olivine crystals are observed in these pillow lavas: closed hopper and complex swallowtail olivines. These two morphologies result from thermal oscillation as demonstrated by crystallisation experiments (Faure et al, 2005). Only one difference exists between these two shapes: the degree of undercooling. The degree of undercooling required to produce complex swallowtails is higher than that to produce closed hopper olivines. Some complex swallowtail crystals (Figure 34) present closed hopper units in their chain. These observations suggest there are zones with different temperatures in the magma chamber and crystals are transported between cold and hot areas. The different crystals of our thin section have undergone slightly different thermal histories; the number of temperature cycles is variable, the duration of crystallisation in cold or hot zones is also highly variable (from a few minutes to one hour), and some crystals have grown in more or less cold zones (complex swallowtail or closed hopper). Moreover, olivine nucleation seems to occur both in cold zones (producing V shaped closed hopper crystals) and in higher temperature zones (U-shaped inclusions). However, nucleation in zones of high degrees of undercooling should be favoured as the size of the critical radius required for nucleation is smaller (Kirkpatrick, 1983). This relation is consistent with Donaldson (1979) who experimentally demonstrated that the delay in nucleation decreases with increased degree of undercooling. In contrast, nucleation is likely to be inhibited in areas where departures from equilibrium are small such as zones where tabular crystals first developed to produce U-shaped closed hopper olivines. However, a few crystals display gas bubbles in their centre that could serve as nucleation sites. Although Davis and Ihinger (1998) reported that silicate crystal nucleation on gas bubbles has not been observed in nature, their experiments demonstrate that heterogeneous nucleation is very efficient on gas bubbles. Therefore, nucleation where undercooling is weak could be facilitated by the presence of small bubbles.

Our observations are consistent with magma convection in a superficial magmatic chamber. The important point here is even if the duration of one cycle of convection undergone by the different crystals is variable, the timescales implied by our observations are always short: from a few minutes to one hour. Large uncertainties exist between the various estimates of magma viscosity and size of the magma chamber therefore it is not possible to

quantify the size of the convection cells. However, due to the short duration of the convection cycles, we propose that evolved magma convects at the top of a superficial magma lens, due to changes in viscosity near the crystallised margin. This transient stage of convection has been proposed by Marsh (1989) and can persist for most if not all of the period of solidification of the crystal mush. At the periphery of the convecting cell, magma evolves from the hot magma lens to the cold crystallised margin, permitting complex swallowtail formation. At the heart of the convecting cell, temperature fluctuations are smaller and the magma crystallises closed hopper crystals. Naturally, convection is a complex phenomenon, and the convecting cell can evolve with time permitting for example the formation of complex swallowtail with closed hopper units. These conclusions are consistent with the observations of Welsch et al. (2009) at Piton de la Fournaise Volcano (Réunion).

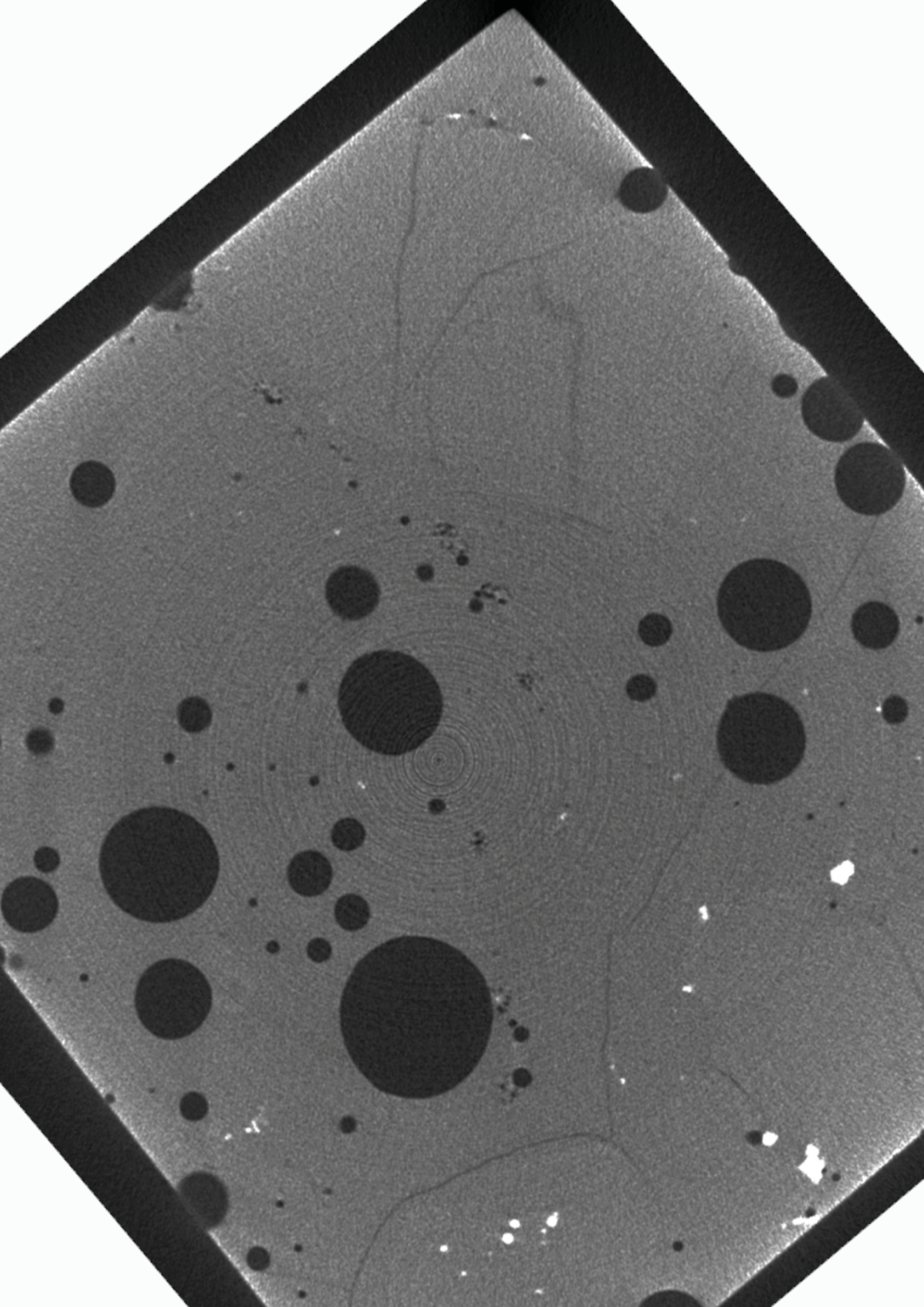
At the time of eruption, the magma moves chaotically through the dyke conduit and crystals recording various thermal histories are mixed. Closed hopper morphologies are formed by isolation of hoppers cavities during a reheating episode. Such reheating can occur during convection in the magma chamber or when magma is extracted towards the dyke, because cold magma in contact with chamber margin is mixed with hot magma coming from the centre of the magma chamber. Thus, the distance between the last symmetrical inclusions and the crystal extremity in the [100] direction would be crystallised partly or entirely during magma ascent from the magma chamber to the seafloor; the minimum distance measured in the different crystals would thus represent the distance crystallised during magma ascent. We previously determined a time of growth of between 1 and 3 minutes for this minimum distance. This short time implies an extremely rapid and unrealistic magma ascent rate from the magma chamber to the seafloor if we consider a magma chamber at a depth of 3 km. Furthermore, rapid ascent seems unlikely in this sample as there is no CO_2 oversaturation. Alternatively, this may represent the ascent from a relatively shallow magma lens. The presence of shallow magma lenses at slow spreading-ridges has already been suggested (e.g. Smith and Cann, 1992, Sinton and Detrick, 1992).

5. Conclusions

We have studied the morphologies of olivine microcrysts and the chemistry of incorporated melt inclusions in a Mid-Atlantic ridge basalt glass sample (RD87DR10) in order to improve our knowledge of the magma history before eruption. Observed morphologies of microcrysts (closed hopper and complex swallowtail) have been

demonstrated experimentally to be evidence of cooling-heating cycles during crystal growth (Faure & Schiano, 2004). Distances crystallised in a closed hopper crystal between different generations of inclusions can be used to estimate the duration of temperature fluctuations; a parallel method is to estimate time necessary for the formation and isolation of the inclusions of the closed hoppers using Al_2O_3 diffusion rates. These two approaches give concordant results, in other words durations of between a few minutes and one hour for cooling-heating cycles.

These cooling-heating cycles are interpreted as thermal convection in a shallow magma chamber. The durations calculated imply olivine microcrysts are formed in the last hours before eruption during convection cycles of about one hour.



CHAPITRE 5

CARACTERISTIQUES DE LA VESICULARITE DES MORBS ET CONTRAINTES SUR LES PROCESSUS DE DEGAZAGE

- ETUDE D'IMAGES TOMOGRAPHIQUES -

L'excès d'hélium mantellique au niveau des dorsales (Craig et Lupton, 1976) montre un dégazage mantellique important. Cependant il reste difficile de déterminer à la fois les flux de volatils émis et la composition en volatils de la source mantellique. Une approche consiste à étudier le verre formé lors de la trempe du magma au fond de l'océan ou sous des calottes glaciaires. Ce verre est un reliquat représentatif du magma pré-éruptif. Les quantités de CO_2 et d'H_2O dissoutes dans les verres sont un indicateur de la cinétique du dégazage. L'étude des vésicules piégées dans le verre peut apporter des informations sur le taux de nucléation des vésicules et leur coalescence lors de la remontée du magma ainsi que sur leur temps de résidence dans le magma. Ces informations sont essentielles pour évaluer la perte de vésicules par le magma lors de sa remontée, et les mécanismes de dégazage impliqués.

Cette étude concerne 10 échantillons de verre issus de la dorsale Nord-Atlantique (N-MAR) et de la ride Est-Pacifique (EPR), issus de contextes géodynamiques différents. Dans une première partie, un état de connaissance sur le contexte géodynamique de mise en place des échantillons et sur les index géochimiques du dégazage dans les zones d'étude est présenté. La pétrologie, l'état d'altération et la morphologie des vésicules préservées dans les verres sont ensuite brièvement décrits. L'état de dégazage des échantillons est évalué par l'étude du CO_2 et H_2O dissous dans les verres. Une étude tomographique de la vésicularité (vésicularité, répartition des tailles de bulles ou VSD, densité de bulles...) est enfin présentée. Une proposition d'interprétation des différences et similitudes observées entre les différents échantillons est ensuite proposée au regard de l'origine des échantillons (dorsale lente, rapide, point chaud) et d'autres index de dégazage (géochimie et CO_2 dissous notamment).

1. Origine des échantillons d'étude

Sept des échantillons proviennent de la ride lente N-MAR. Parmi ces échantillons deux (CH31-) ont été dragués dans la zone d'influence du point chaud des Açores et quatre (A-) sont des verres basaltiques sous-glaciaires prélevés en Islande, i.e. influencés par le point chaud Islandais. Les deux échantillons (ND-) ont été prélevés vers 18°N le long de l'EPR, dans une zone à fort taux d'expansion (140-160 mm/an). Le Tableau 8 résume l'origine des échantillons. Tableau 9 sont reportées quelques caractéristiques chimiques de ces échantillons trouvées dans la littérature, ou mesurées au cours de cette thèse. On note que, exceptés les échantillons islandais, tous les échantillons présentent des rapports $^3He/^4He$ typiques des MORBs. Les rapports $^4He/^{40}Ar^*$, considérés comme un indice de l'intensité du dégazage, sont variés (6 à 472 pour les échantillons sous-océaniques).

Tableau 8: localisation des échantillons étudiés. [1]*les taux d'expansion ont été calculés à partir du "Seafloor Spreading Rates Calculator" développé et maintenu par K. Okino and K. Tamaki (Ocean Research Instiute, University of Tokyo): http://ofgs.ori.u-tokyo.ac.jp/~okino/calc.html, qui utilise les références (DeMets et al. 1990, 1994).*

dorsale		taux d'exp.[1]	nom	description	type	latitude	longitude	profondeur (m)	remarque
dorsale médio-Atlantique		24 mm/an	CH31DR10	pillow, verre altéré	E	36°52'14.88"N	33°14'33.00"O	-2540	zone d'influence du point chaud des Açores
			CH31DR01	pillow, verre	E	36°50'0.24"N	33°16'0.12"O	-2800 à -2700	
			CH98DR11	pillow, verre	N	30°40'58.80"N	41°49'1.20"O	-3640 à -3500	
			RD87DR10	pillow, verre	N	16° 9'25.20"N	46°39'25.20"O	-3650	
	Islande	19 mm/an	A007	pillow, verre fracturé		64°03'00.0"N	21°32'21.2"O	*sous-glaciaire*	carrière
		19 mm/an	A008	pillow, verre fracturé		64°03'05.8"N	21°32'10.5"O	*sous-glaciaire*	sud de Vifilsfell
		19 mm/an	A012 (DICE10 et 11)	coulée de lave, verre picrite		64°10'31.9"N	21°02'43.0"O	*sous-glaciaire*	carrière de Midfell, 1 km à l'Est du lac Þingvallavatn
			A022	pillow, verre		64°10'26.7"N	19°07'52.6"O	*sous-glaciaire*	sud-ouest du lac Þorisvatn, entre deux lacs
ride Est-Pacifique		154 mm/an	ND21-4	pillow, verre	N	18°45'0.00"S	113°25'48.00"O	-2723	
			ND12-2	pillow, verre	N	18°36'0.00"S	113°25'12.00"O	-2671	

Tableau 9 : Analyses CO_2, gaz rares et MgO de la vésicularité des échantillons d'étude, par broyage sous vide. Les analyses ne comportant pas de numéro ont été effectuées au cours de cette thèse, les autres données sont issues de la littérature. La mesure du MgO a été effectuée par sonde électronique dans le verre; les gaz ont été extraits par broyage sous ultravide, puis le CO_2 a été mesuré avec un manomètre à capacitance haute-précision (Pfeiffer de type CMR 262, qui permet la mesure de la pression jusqu'à 100 mbars) et les gaz rares ont été analysés en utilisant le spectromètre de masse.

échantillon	prof. (m)	type	MgO	He 10^{-12} mol/g	$^3He/^4He$ R/Ra	Ar 10^{-12} mol/g	$^{40}Ar/^{36}Ar$	CO_2 10^{-8} mol/g	$^4He/^{40}Ar$	$C/^3He$ 10^9
ND12-2	2671	N	[1]7.5	[1]41	[1]8.5±0.4	[1]2.2	[1]914±3	[1]42	[1]27	[1]0.92
ND21-4	2723	N	[1]8	[1]91	[1]9.1±0.4	[1]5.2	[1]4456±14	[1]110	[1]19	[1]1.08
RD87DR10	3650	N	8.6		~8					
CH98DR11	3600	N	[1]8.87		[6]~8	[3]20.7	[3]1273±25	[2]142	[3]6.2	
CH31DR01	2750	E	[1]8.52		[6]~8		426[8]	[2]3080	[2]25.6	
CH31DR10	2540	E	7.2		[6]~8	[3]1.21	[3]532±1	[2]41	[3]472	
A007	?			0.14	[7]~12	0.11	535±32	b.d.	2.9±0.3	
A008	?			1.3	[7]~12	1.05	659±40	b.d.	2.3±0.2	
A012	?			283	16±2	47	3400±100	633	6.6±0.2	
					[4,5]15.8-18.6		[4,5]375-6810		[5]1.8± 0.2	
A022	?			4.6	[7]~20	0.17	555±27	2.25	56±4	

[1]Marty et Zimmerman, 1999; [2]Marty et Tolstikhin, 1998; [3]Marty, 1995; [4]Marty et Dauphas, 2003; [5]Harrison et al., 1999;[6]Kurz et Jenkins, 1981; [7]Kurz et al., 1985;[8]Marty, communication personnelle. ~indique que l'analyse n'a pas été effectuée sur cet échantillon, mais des échantillons prélevés lors d'autres campagne dans le même secteur. b.d.: inférieur à la limite de détection.

Le contexte géodynamique dont sont issus ces échantillons va être détaillé ci-après.

1.1 la ride Est-Pacifique entre 17°S et 19°S (échantillons ND12-2 et ND21-4)

Cette section de l'EPR se situe entre la zone de fracture Garret et la microplaque Eastern (cf. Figure 37). Le taux d'expansion, compris entre 140 à 160 mm/an, y est le plus élevé sur Terre (Naar et Hey, 1989, De Mets et al., 1990). La ride est asymétrique, le flanc Est présentant une vitesse d'expansion beaucoup plus importante (Rea, 1977, 1978; Naar et Hey, 1989).

L'axe présente globalement une forme de dôme profond de moins de 2600 mètres, orienté N10°E, et sectionné par une série de failles de jeu senestre. Cependant entre 17°S et 19°S les différents segments présentent des stades d'évolution différents. La morphologie de l'axe évolue d'un dôme axial peu profond à une zone axiale plus profonde en forme de graben long et large de quelques centaines de mètres (Auzende et al., 1996).

Les segments autour de 17°10S et de 17°26S sont caractérisées par des dômes axiaux culminant à -2600 mètres, les laves sont généralement fraiches et non recouvertes par des sédiments. Un réflecteur sismique très superficiel (moins de un kilomètre de profondeur) centré autour de 17°27S a été identifié par Detrick et al. (1993), suggérant la présence d'une chambre magmatique axiale proche du plancher océanique; la présence de cette chambre augmenterait la fréquence des intrusions magmatiques et de l'activité hydrothermale. Les MgO plus élevés des laves de l'axe suggèrent également une recharge récente en magma (Auzende et al., 1996).

Les segments centrés autours de 18°15S , 18°30S et 18°45S sont intensément fracturés et présentent un graben central, signe de la dominance de la tectonique sur le volcanisme. Cependant à 18°45S, l'axe présente un plateau de 1400 kilomètres de large, et des laves extrêmement récentes ont été observées dans une zone centrale de 750 mètres de large, suggérant un épisode magmatique en cours (Auzende et al., 1996).

Une activité hydrothermale soutenue a été observée, mais elle est variable selon les segments. L'activité est plus diffuse et de basse température dans les zones d'activité magmatique récente, tandis que les conduits sont plus focalisés et les fluides plus chauds dans les zones dominées par une activité tectonique, car la circulation hydrothermale est mature. (Auzende et al., 1996; Jean-Baptiste et al., 1996; Renard et al., 1985). C'est à 15°S, non loin de ce secteur, qu'a pour la première fois été mise en évidence une anomalie en ^{3}He par Lupton et Craig en 1981. Durant la campagne Naudur (submersible Nautile, Auzende et al., 1994) des fluides hydrothermaux ont été prélevés puis analysés par Jean-Baptiste et al. (1997). La composition isotopique en hélium des fluides montre une grande homogénéité avec des rapports de 8.3 Ra, qui correspond à la valeur attendue pour le manteau supérieur.

Kurz et al. (2005) notent que les rapports $^{3}He/^{4}He$ varient entre 8 et 11Ra dans la zone, avec les valeurs les moins radiogéniques centrées autour de 16.75°S, dans la zone où la production magmatique semble la plus élevée. Ces pics sont associés à des anomalies isotopiques en strontium, néodyme et plomb (Mahoney et al., 1994), de longueur d'onde plus importante. Ces résultats sont étonnants car ils ne sont pas associés à un point chaud connu. Un enrichissement en incompatibles du sud vers le nord est également observé (Sinton et al., 1991; Bach et al., 1994; Mahoney et al., 1994), enrichissement qui ne corrèle pas avec les rapports isotopiques. Mahoney et al. (1994) interprètent ces données comme le résultat de la présence d'une hétérogénéité mantellique contenant du matériel de type panache, qui est entraînée dans le manteau ambiant de type MORB. Cette hétérogénéité se déplacerait vers le sud dans l'asthénosphère superficielle, perdant plus d'He que de Sr et Pb. Niedermann et al.

(1997) notent également que des anomalies isotopiques en néon existent, de longueur d'onde intermédiaire entre celles de l'hélium et du strontium. Ils argumentent que ces variations peuvent être expliquées par la présence d'un petit panache venant du manteau inférieur.

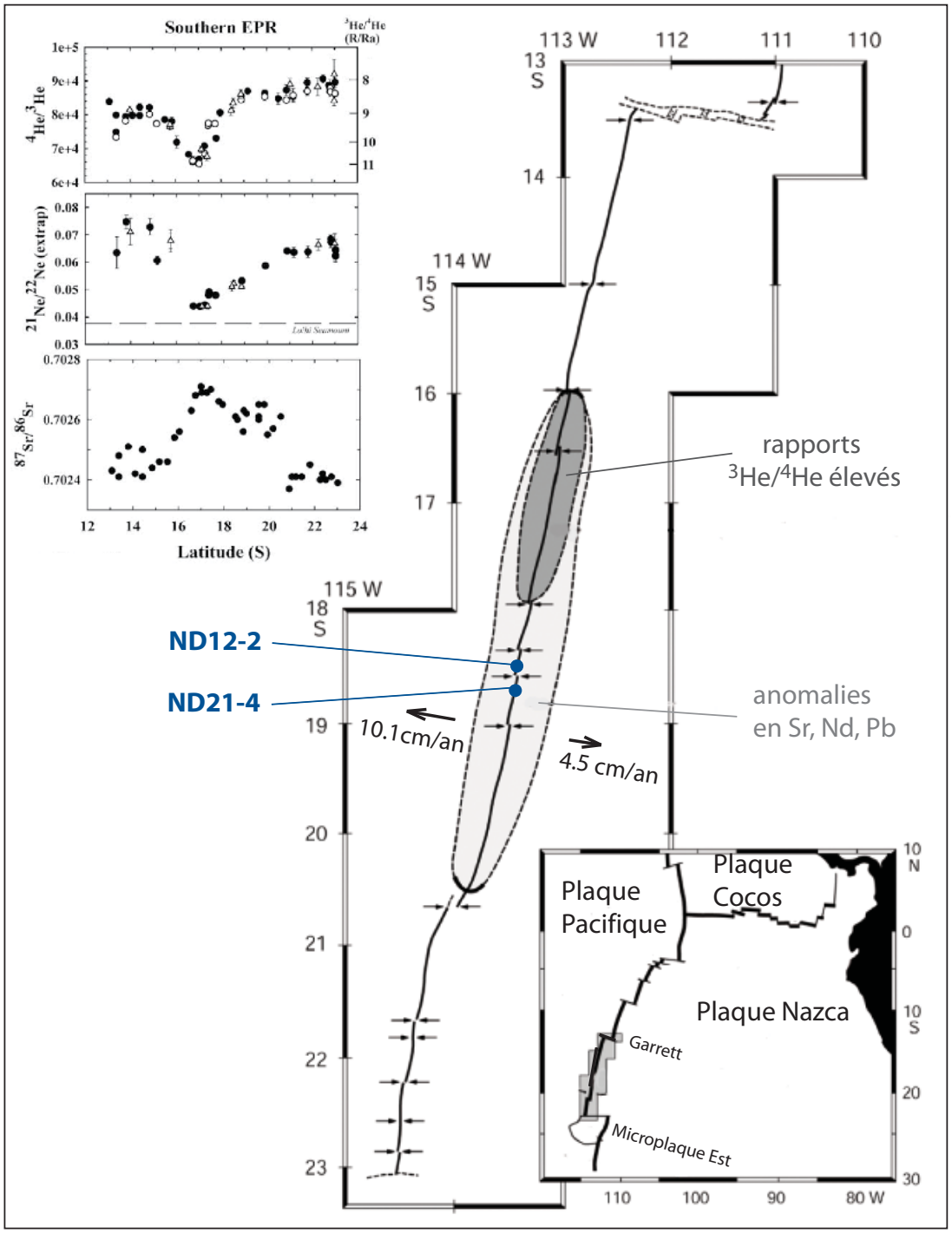


Figure 37 : carte régionale de la ride Est-Pacifique à 13-23°S , modifiée d'après Kurz et al. (2005).

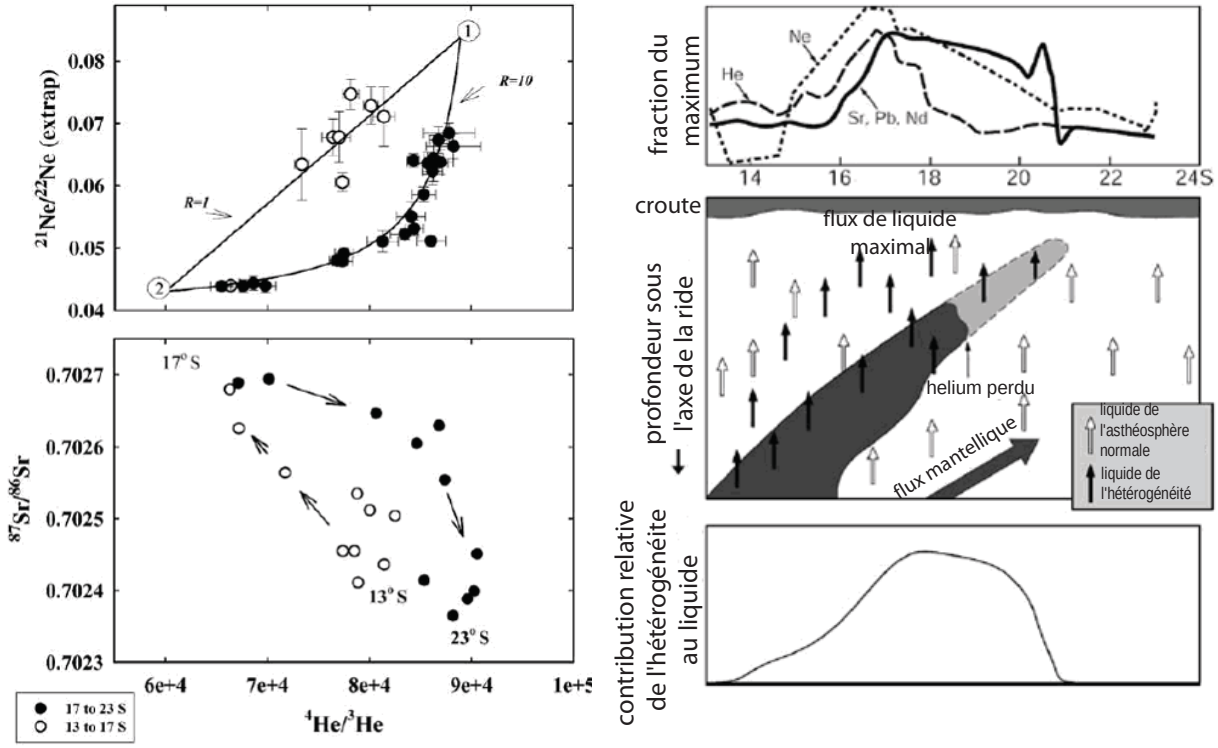


Figure 38 :couplage des rapports isotopiques He-Ne et He-Sr à 17°S, et modèle explicatif, d'après Kurz et al., 2005.

Kurz et al. (2005) ont montré grâce à un échantillonnage fin que les rapports isotopiques de l'hélium présentent une corrélation excellente avec les rapports $^{21}Ne/^{22}Ne$ corrigés de la contamination atmosphérique. Ceci va en faveur d'une incompatibilité forte (et supérieure à celle du strontium) de ces deux éléments. Ils valident alors le modèle de Mahoney, car il n'y a pas d'évidence de panache dans le secteur. Leur modèle montre une forte corrélation entre l'hélium, le néon et la production de liquide, latitude dépendante. Selon Kurz et al. (2005) les différences de longueur d'onde entre les anomalies des différents éléments seraient liées à la différence d'incompatibilité de ces éléments, l'hélium étant le plus incompatible, suivi du néon puis des éléments Sr, Nd et Pb. Si l'hétérogénéité est entrainée vers le sud, elle a déjà perdu tout son hélium et l'anomalie n'est plus visible dans la partie sud, tandis que du strontium persiste (cf. Figure 38), alors qu'au nord, hélium et strontium sont toujours présents.

Nos échantillons ne se trouvent pas dans la zone présentant des anomalies en hélium et néon, cependant ils sont situés dans la zone des anomalies en Sr, Nd et Pb.

L'étude de Marty et Zimmermann (1999) précise les concentrations relatives et absolues en volatils dans la zone, (cf. Tableau 9). Les rapports $^3He/^4He$ de nos échantillons sont dans la gamme haute des MORBs, notamment l'échantillon ND21-4 (9.1Ra). Ces

échantillons sont modérément dégazés ($^{4}He/^{40}Ar$ de l'ordre de 20). Les rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ sont clairement mantelliques, mais montrent une contamination atmosphérique.

1.2 la ride Atlantique

La ride Atlantique est une ride lente, la partie nord (N-MAR) présentant des vitesses d'expansion légèrement inférieures à la partie sud (20 à 25mm/an contre 30 à 35mm/an, De Mets et al., 1990).

Entre 25°N et 60°N trois régions principales ont été définies en fonction des rapports isotopiques de l'hélium et du strontium par Kurz et Jenkins (1981):

- une région au sud de 33°N typique du réservoir N-MORB : rapports $^{3}He/^{4}He$ compris entre 8 et 9Ra et rapports $^{87}Sr/^{86}Sr$ normaux.
- une région entre 33°N et 50°N (zone des Açores) qui présente des rapports $^{3}He/^{4}He$ bas (6.5-8.1Ra) mais de hauts $^{87}Sr/^{86}Sr$.
- une région au delà de 50°N qui présente de hauts rapports $^{3}He/^{4}He$ mais des rapports $^{87}Sr/^{86}Sr$ bas à légèrement enrichis.

Dosso et al. (1991, 1993) décrivent également une anomalie topographique-chimique de second ordre, centrée à 14°N, qui n'est pas associée à une superstructure, contrairement aux points chauds des Açores et islandais.

1.2.1 la N-MAR au sud de 33°N (échantillons CH98DR11 et RD87DR10)

L'analyse des éléments majeurs confirme que les basaltes sont tholéitiques (Dosso et al., 1993). Le segment entre 10-24°N est décrit comme étant le plus appauvri de la N-MAR (notamment les plus bas rapports isotopiques en strontium de l'Atlantique) (Dosso et al., 1993).

Entre 10-24°N les éléments traces et la composition isotopique varient avec la latitude. Dosso et al. (1991) notent une anomalie géochimique en Sr, Nd et Pb entre 10-17°N, centrée autour de 14°N, accompagnée d'un haut topographique entre la zone de fracture Marathon (12°45'N) et 15°20'N. Cette anomalie est interprétée comme un panache embryonnaire ou comme la conséquence du décalage récent du point triple entre la plaque Africaine et les plaques Nord et Sud Américaines de 8 à 14°N (Roest et Collette, 1986). Il y a un gradient géochimique entre 14°N et 17°10'N avec une décroissance des rapports isotopiques du Pb et du Sr et une augmentation de ceux du Nd. Les éléments traces varient d'enrichis à appauvris. Le manteau est particulièrement appauvri à 17°10N, mais les rapports isotopiques en

strontium sont typiques de la MAR. Vers le nord, au-delà de 17°10'N, les compositions sont très homogènes et sont définies comme des N-MORB.

L'échantillon CH98DR11, situé à 30.67°N, appartient à une portion de ride typique des N-MORB; l'échantillon RD87DR10, situé à 16.15°N, se trouve dans la zone d'influence de l'anomalie centrée à 14°N.

1.2.2 la N-MAR dans la zone d'influence du point chaud des Açores entre 33 et 50°N (échantillons CH31DR01 et CH31DR10)

La N-MAR présente une anomalie de forte longueur d'onde associée au point chaud des Açores entre 31°N et 41°N.

Il existe une claire variation des rapports isotopiques du Sr, Nd et Pb avec la latitude (Dosso et al., 1999). Le long de la ride, les rapports $^{3}He/^{4}He$ sont bas (6.5-8.1Ra) et les rapports $^{87}Sr/^{86}Sr$ élevés (>0.7030) (Kurz et Jenkins, 1981). L'étude de Moreira et Allègre (2002) documente la zone des Açores entre 37°N et 40°N. La concentration en hélium décroit de trois ordres de grandeur entre 37°N et 38.5°N, tandis que les rapports $^{3}He/^{4}He$ passent de 8 à 9.6 Ra, avant de redescendre vers 7.2Ra à 40.5°N. La composition isotopique du néon se situe légèrement au dessus de la droite des MORBs dans un diagramme tri-isotopique, mais les compositions isotopiques du néon et de l'argon sont très atmosphériques à la latitude d'influence maximale du point chaud (38.5°N).

Le composant E-MORB des Açores est caractérisé par des hauts rapports $^{206}Pb/^{204}Pb$, $^{207}Pb/^{201}Pb$, $^{208}Pb/^{204}Pb$, et un rapport $^{143}Nd/^{144}Nd$ bas (Debaille et al., 2006). Le point chaud des Açores comprend au moins trois composants : un composant qui ressemble à la source des MORBs, et deux composants de panache, dont un prépondérant à Terceira-Pico-São Jorge et un à São Miguel. Moreira et al. (1999) ont montré que les iles Terceira et Pico ont les rapports $^{3}He/^{4}He$ les plus primitifs le l'archipel des Açores. Des mesures au niveau de São Jorge ont donné des valeurs jusqu'à 15.9Ra (Chaduteau, Moreira et Kurz, données non publiées, cf. Moreira et Allègre, 2002).

Le long de la ride c'est le composant Terceira-Pico-São Jorge qui est prépondérant (Dosso et al., 1999). Il y aurait interaction entre le panache Terceira-Pico-São Jorge et la ride, mélange confirmé par les isotopes de Sr-Nd-Pb (Dosso et al., 1999). Les variations isotopiques du plomb ne s'expliquent cependant pas par un simple mélange entre deux sources (Debaille et al., 2006) : il faut trois sources, à savoir un composant appauvri, un composant commun "C" (caractéristique des E-MORB pouvant contenir de la croute recyclée) et un composant de point chaud enrichi.

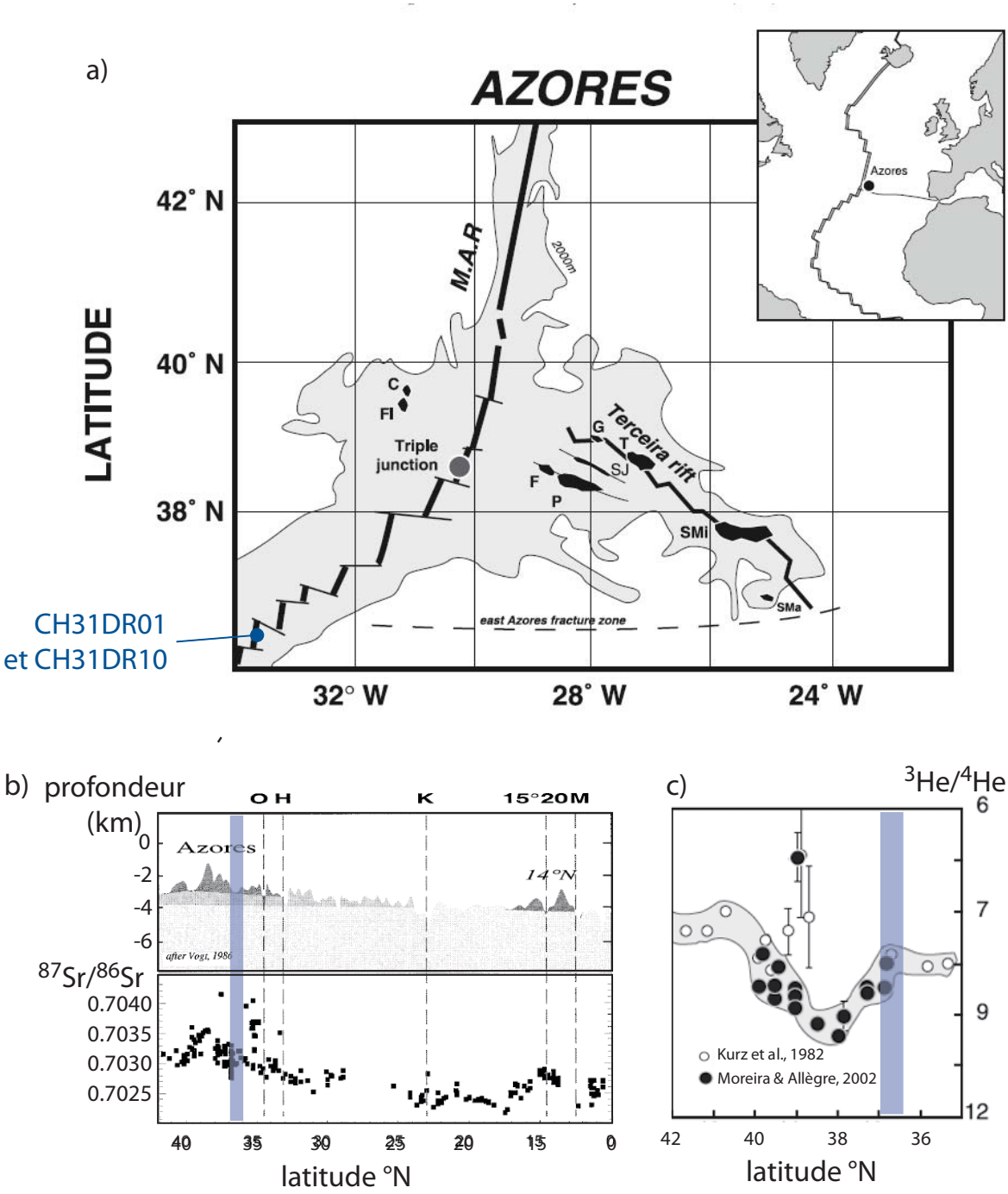


Figure 39 : localisation des échantillons par rapport à l'anomalie géochimique associée au point chaud des Açores. a) carte de l'archipel des Açores, d'après Moreira et Allègre, 2002; b) figure issue de Dosso et al., 1999 mettant en évidence l'anomalie en $^{87}Sr/^{86}Sr$; c) figure issue de Moreira et Allègre (2002) modifiée, sur laquelle est visible l'anomalie en $^{3}He/^{4}He$. b et c, la zone en bleu correspond à la localisation des échantillons CH31DR01 et CH31DR10

L'étude des isotopes du Strontium dans un diagramme $^{87}Sr/^{86}Sr$ vs. $^{87}Rb/^{86}Sr$ montre également un contrôle régional, car les basaltes entre 10-24°N et 31-38°N s'alignent sur deux droites parallèles mais avec un intercept différent, ce qui montre une source des N-MORBs

hétérogène (Dosso et al., 1999). Kurz et Jenkins (1981) interprètent le découplage entre hélium (rapports isotopiques bas) et strontium (rapports isotopiques élevés) comme l'addition de sédiments ou de croute altérée (qui augmente U+Th) ou un mécanisme tel que la fusion ou le dégazage qui ferait perdre l'He plus rapidement que le Rb. Pour certains échantillons, Moreira et Allègre (2002) émettent l'hypothèse d'une production radiogénique dans une chambre dégazée pour expliquer certains bas rapports $^{3}He/^{4}He$, et évoquent la possibilité d'un point chaud à 44°N qui pourrait expliquer les rapports $^{3}He/^{4}He$ bas au-delà de 40°N, en se référant à Yu et al. (1997). Pour expliquer les faibles teneurs en hélium des basaltes entre 37°N et 40°N, Moreira et Allègre (2002) proposent un dégazage par batch en trois étapes, la dernière opérant dans une chambre superficielle, résultant en la perte de 99.9% de l'hélium. Ils proposent la présence d'un composant atmosphérique (néon, argon, mais pas hélium) pour abaisser les rapports ($^{20}Ne/^{22}Ne$, $^{40}Ar/^{36}Ar$) dans la zone influencée par le panache.

Enfin, l'étude de Sarda et al. (1999) souligne une corrélation entre les rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ mesurés le long de la N-MAR notamment dans la zone des Açores, et les rapports isotopique du plomb. Cette corrélation serait due au recyclage d'un composant caractérisé par de hauts rapports $^{206}Pb/^{204}Pb$ et de bas rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ quasi-atmosphérique dans le manteau. Cependant cette interprétation est sujette à débat, et il a été proposé que ces bas $^{40}Ar/^{36}Ar$ soient dus à une plus forte sensibilité à la contamination atmosphérique (par l'eau de mer) d'échantillons mis en place à faible profondeur, et donc dégazés (Burnard, 1999).

Les échantillons CH31DR01 et CH31DR10 se situent à 36.8°N, dans la zone d'influence des Açores, bien qu'ils ne soient pas dans la zone d'influence maximale. Ces deux échantillons ont été mis en place dans le même secteur, mais on note que la quantité de CO_2 mesurée dans l'échantillon CH31DR01 est deux ordres de grandeur supérieure à celle de CH31DR10 et l'échantillon semble beaucoup moins dégazé ($^{4}He/^{40}Ar^{*}$= 26 contre 472 pour CH31DR10).

1.2.3 la N-MAR dans la zone d'influence du point chaud islandais, au-delà de 50°N (échantillons A007, A008, A012 et A022)

L'Islande est à la fois traversée par la N-MAR et située sur un point chaud. Le rift est segmenté, et composé de plusieurs zones : un rift au Nord (NRZ ou Northern Rift Zone), un à l'Ouest (WRZ ou Western Rift Zone) et une zone centrale (MVZ ou Mid-iceland volcanic zone), régions où le rifting est le plus actif, et enfin le rift Est (ERZ ou Eastern rift zone), plus jeune et moins actif. Les études sismiques suggèrent une anomalie cylindrique à basse vitesse de 100-300 kilomètres de large le long de la dorsale océanique et selon les auteurs, s'étendant

jusqu'à 100 à 400 kilomètres de profondeur ou prenant racine sous la discontinuité à 670 kilomètres (Zhou et al., 1996; Shen et al., 1998; Helmberger et al., 1998). Le centre de cette zone à basse vitesse sismique et de la perturbation gravitaire est situé au nord-ouest du glacier Vatnajökull (Larsen et al., 1998).

De nombreux auteurs ont mesuré les rapports $^{3}He/^{4}He$ dans des fluides géothermiques (par ex. Sano et al., 1985; Marty et al., 1991; Poreda et al., 1992; Füri et al., 2010) ou des échantillons basaltiques (par ex. Kurz et al., 1985; Harrison et al., 1999; Trieloff et al., 2000; Breddam et al., 2000; Marty et Dauphas, 2003). Le point chaud est clairement associé à des rapports $^{3}He/^{4}He$ élevés, pouvant atteindre 36Ra (Füri et al., 2010). Le dégazage du manteau enrichi est continu. Par exemple Marty et al. (1991) ont étudié la composition de fumerolles et de fluides géothermaux le long d'une section de 15 kilomètres perpendiculaire à la ride dans la zone de Hengill (sud-ouest). Ils observent un signal avec un rapport $^{3}He/^{4}He$ constant et égal à 14.4Ra, un $\delta^{13}C$, un $\delta^{15}N$ et un $\delta^{34}S$ compatibles avec une origine mantellique. Ils suggèrent un dégazage direct et continu du manteau sous Hengill. Plus généralement, les anomalies en $^{3}He/^{4}He$ sont visibles le long d'une section de 2400 km de la ride médio-atlantique. Breddam et al. (2000) ont montré que les valeurs des rapports $^{3}He/^{4}He$ présentent un plateau vers 20Ra dans une zone large de 100 à 150 kilomètres, soit la largeur de l'anomalie sismique. Ils suggèrent que l'anomalie géochimique s'est dispersée plus superficiellement provoquant l'anomalie de 2000 kilomètres. Des hauts rapports $^{3}He/^{4}He$ ont aussi été mesurés au sud de l'ERZ loin de l'anomalie géophysique (par ex. Kurz et al., 1985), dans la région de Reykjanes. Il a été suggéré que les laves dans ce rift juvénile sont un mélange de magma tholéitique injecté latéralement le long de fissures depuis la partie nord-est et de magma silicieux issu de la fusion de la croute locale.

L'anomalie en $^{3}He/^{4}He$ ne corrèle cependant pas bien avec les isotopes du plomb, et selon les auteurs, ceci est interprété comme un mélange à plusieurs composants avec en plus de la source N-MORB et du panache à hauts $^{3}He/^{4}He$, un composant de panache appauvri ou une deuxième source pour le panache enrichi. Fitton et al. (1997) à partir de données Nb-Zr-Y suggèrent un panache zoné avec une zone axiale entourée d'une couronne de température élevée mais de composition compatible avec la source des N-MORBs. Kempton et al. (2000), à partir de données Sr-Nd-Pb-Hf, proposent un modèle à quatre composants, à savoir un composant enrichi dans le panache, un composant appauvri dans le panache distinct du composant de la source N-MORB, une gaine appauvrie autour du panache, et le composant N-MORB superficiel. Les systématiques des isotopes du plomb, et Zr-Nb-Y permettent de séparer ces composants. Selon leur modèle, le panache entraînerait au niveau de la zone de

transition du matériel du manteau inférieur appauvri (probablement par un épisode de fusion plus ancien), dans lequel le grenat était la phase résiduelle, et qui ne se mélange pas avec le cœur du panache.

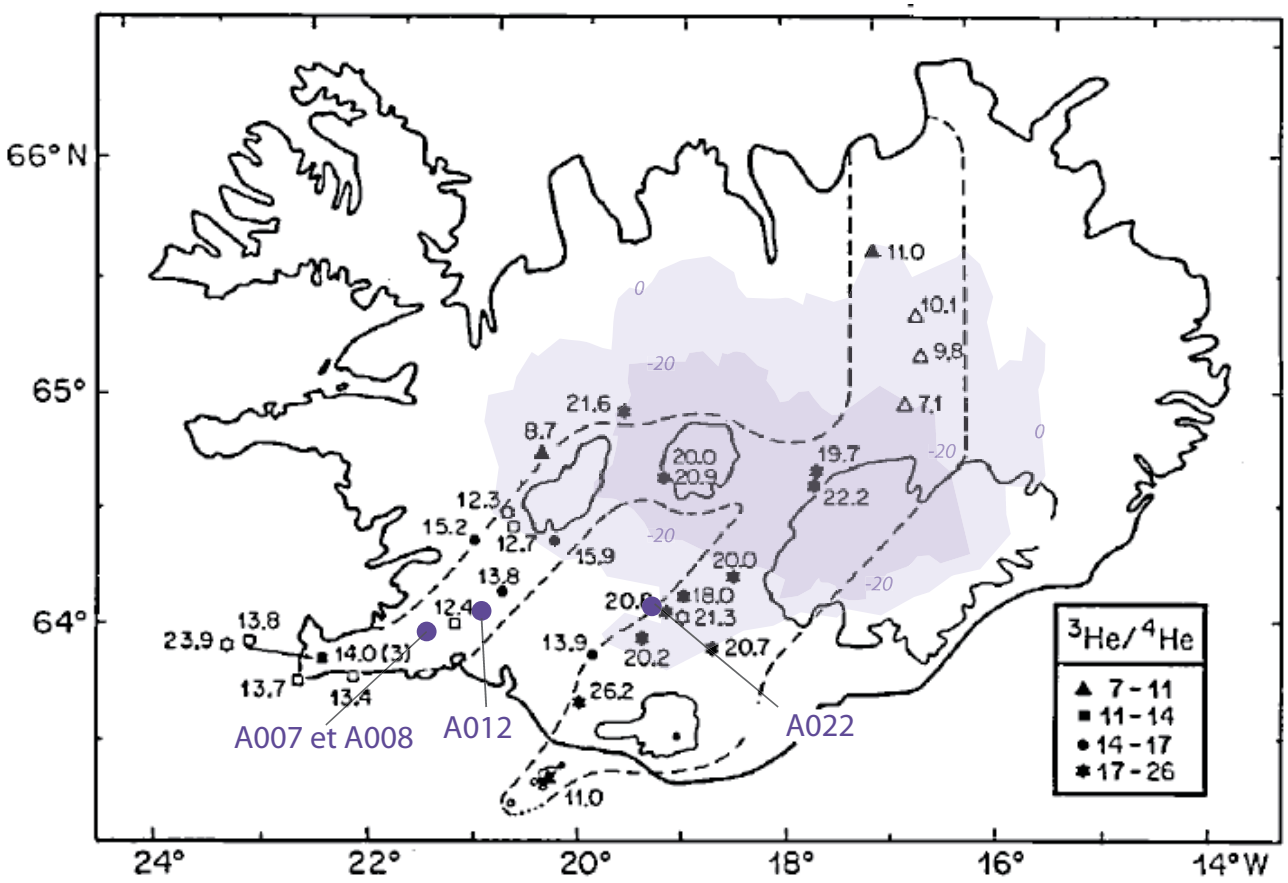


Figure 40 : localisation des échantillons étudiés en Islande. La carte est modifiée d'après Kurz et al. (1985) . Les valeurs sont les $^3He/^4He$ mesurés par Kurz et al. (1985), les zones en violet correspondent aux contours de l'anomalie de Bouger (0 et -20mGal) d'après Anderson (1998).

Nichols et al. (2002) estiment à partir de la mesure de H_2O dissous dans des verres par FTIR, corrigé de la cristallisation, que la source du panache contient entre 620 et 920 ppm d'eau. Füri et al. (2010) ont étudié la corrélation entre hélium et néon dans les fluides géothermaux et les basaltes sous-glaciaires. Ils ont montré que les données étaient cohérentes avec un mélange binaire entre un composant similaire au MORB et un composant plus primitif, suivi d'un dégazage à l'équilibre en système ouvert, puis d'une contamination atmosphérique. Cependant les données nécessitent un appauvrissement de la source primitive en hélium par rapport au néon avant le mélange des sources, ou un enrichissement de la source MORB en hélium.

Les échantillons DICE 10 et 11, qui correspondent à l'échantillon A012 étudié ici, ont été analysés par plusieurs auteurs. Le rapport $^{3}He/^{4}He$ est élevé (15.8-18.6Ra, Harisson et al., 1999; Marty et Dauphas, 2003), le rapport $^{4}He/^{40}Ar$ est proche du rapport de production (Harisson et al., 1999). Le $^{40}Ar/^{36}Ar$ varie entre 375 et 6810 (Harrison et al., 1999; Marty et Dauphas, 2003).

Les échantillons A007 et A008 ont été prélevés dans le même secteur. L'analyse effectuée au laboratoire révèle que les rapports $^{4}He/^{40}Ar$ sont proches du rapport de production ; la quantité de gaz analysée est faible, mais le rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ est reproductible entre les deux échantillons. L'échantillon A022 se trouve en bordure de l'anomalie de Bouguer, dans une zone à hauts rapports $^{3}He/^{4}He$; le rapport $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ de 57 mesuré au laboratoire suggère un échantillon relativement dégazé.

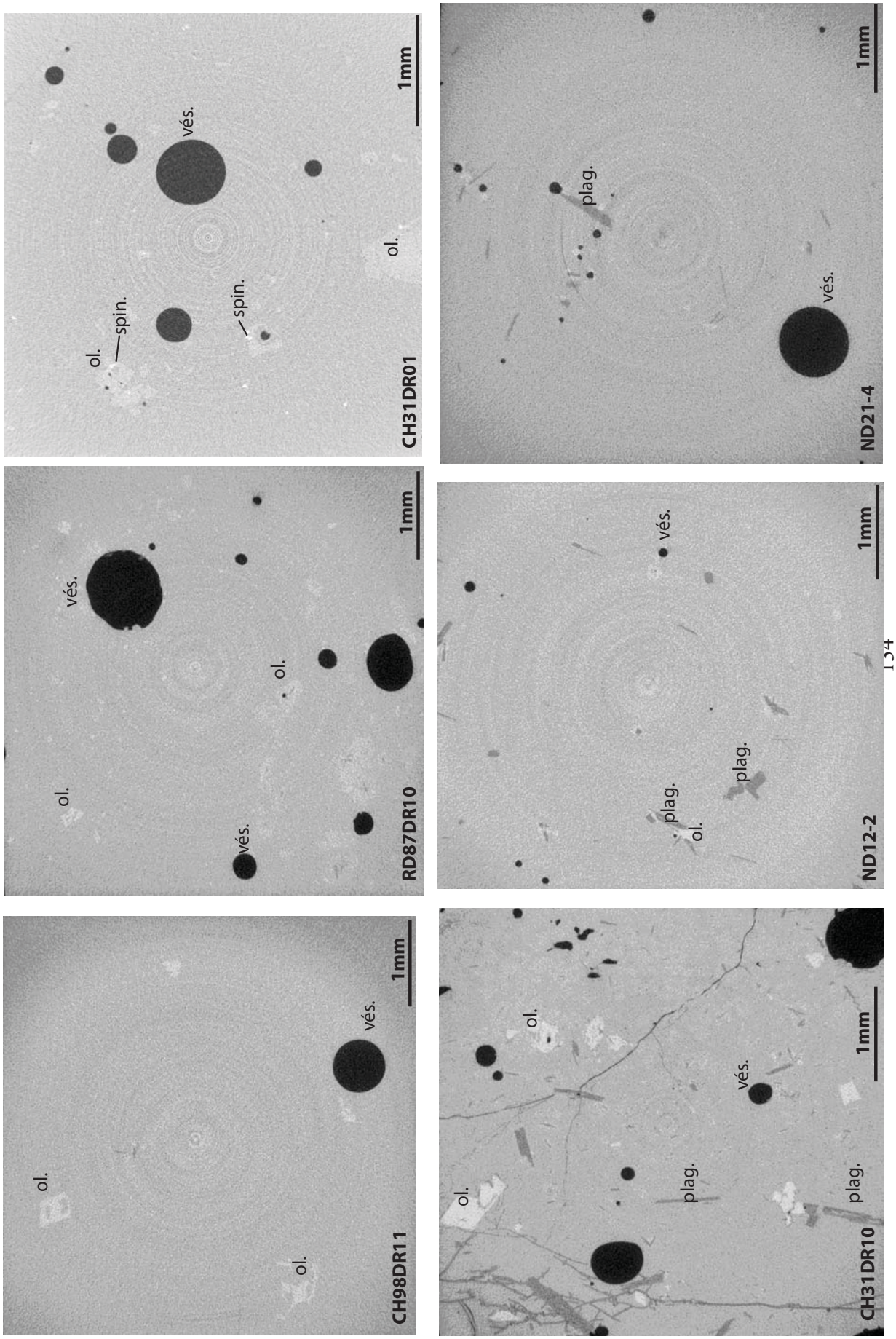
2. description des échantillons

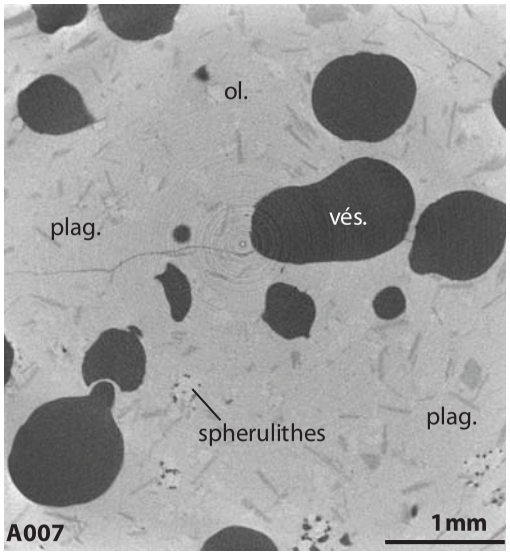
Les échantillons étudiés ici sont des verres basaltiques, mis en place à grande profondeur sous l'océan pour certains (échantillons de la ride N-MAR RD87DR10, CH98DR11, CH31DR01 et CH31DR10 et de l'EPR ND12-2 et ND21-4), ou à faible profondeur sous des glaciers en Islande (A012, A008, A007, A022).

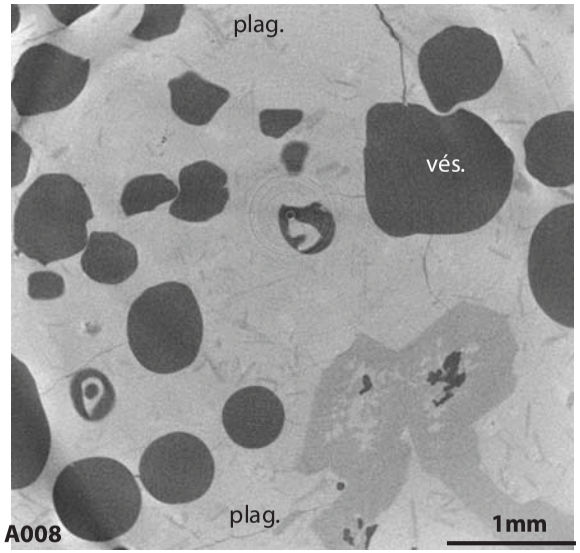
L'aspect des échantillons est influencé par le mode de mise en place. Alors que les échantillons océaniques présentent en général un verre isotrope, peu cristallisé, et une vésicularité faible, les échantillons sous-glaciaires sont davantage cristallisés, fracturés, et la vésicularité est parfois connectée (A007 et A008). Une présentation sommaire de la minéralogie, de l'état d'altération et de l'aspect des vésicules est donnée ici.

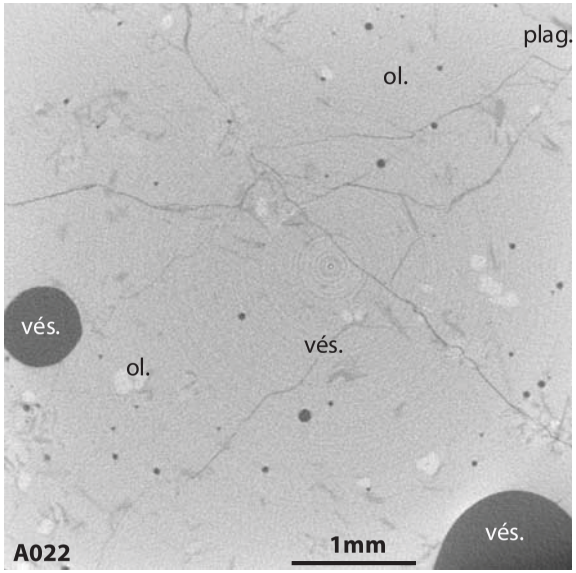
2.1 pétrographie

Les échantillons sous-océaniques présentent un verre isotrope, très peu phyrique. Les verres CH98DR11, RD87DR10 et CH31DR01 présentent quelques microlithes d'olivine infra-millimétriques, et les plagioclases et clinopyroxènes sont absents bien que leur présence soit suspectée dans les sphérulithes développées lors de la trempe du verre. L'échantillon CH31DR10 possède des olivines squelettiques (pouvant dépasser un millimètre) et de petites baguettes pouvant être des plagioclases ou des clinopyroxènes ; sur les images tomographiques, une phase de densité différente (probablement hydratée) est visible le long des fractures et parfois en périphérie de certaines vésicules.


ol.
spin.
vés.
spin.
ol.
1mm
CH31DR01
plag.
vés.
1mm
ND21-4
ol.
vés.
1mm
RD87DR10
vés.
plag.
ol.
plag.
1mm
ND12-2
ol.
vés.
plag.
1mm
CH31DR10
ol.
vés.
1mm
CH98DR11







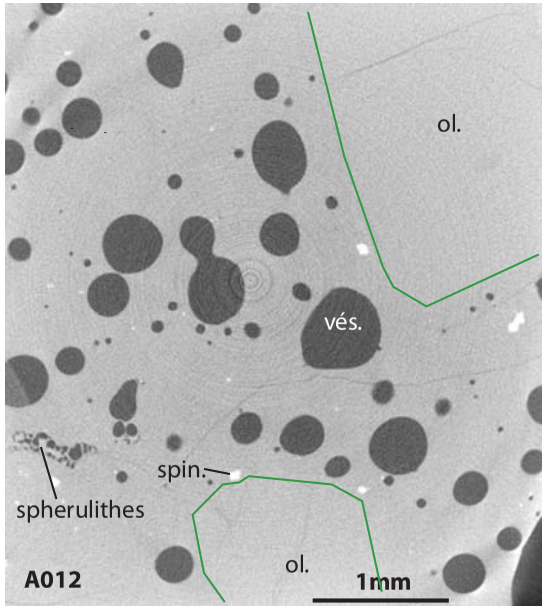


Figure 41 : coupes tomographiques des échantillons étudiés. Des cristaux sont clairement visibles sur les coupes. Leur identification est confirmée par l'étude de lames minces des échantillons. ol.=olivine; plag.=plagioclase ou clinopyroxènes; spin=spinelle; vés.=vésicule. Dans l'échantillon A012 des phénocristaux d'olivine sont présents. Leur limite a été surlignée en vert car le contraste est assez faible.

Les deux échantillons du Pacifique, ND21-4 et ND21-2 présentent des microlithes d'olivine, de plagioclase et de clinopyroxène.

Les échantillons Islandais sont globalement davantage cristallisés, bien que le verre, isotrope, reste la phase majoritaire dans l'ensemble des échantillons.

L'échantillon A012 est une picrite qui présente des phénocristaux d'olivine pluri-centimétriques. De petits cristaux d'olivine et de spinelle sont également présents. Des cristaux de spinelle sont également présent dans les phénocristaux d'olivine, soit dans des inclusions magmatiques, soit directement dans le phénocristal (cf. *Figure 42*) Des cristaux de plagioclase pluri-centimétriques sont visible dans la partie cristallisée de la coulée de lave.

Les échantillons A008, A007 et A022 présentent de nombreux microlithes de plagioclases, clinopyroxènes et olivines.

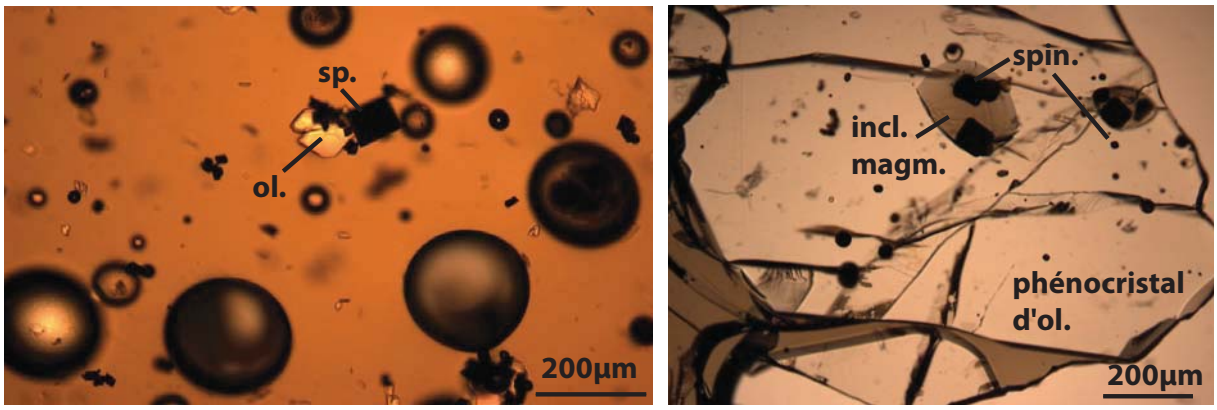


Figure 42 : microphotographies de l'échantillon A012 en lumière transmise naturelle. A gauche, verre présentant des microcristaux d'olivine et de spinelle; à droite, phénocristal d'olivine présentant des spinelles en inclusion

2.2 fractures et altération

Les échantillons océaniques sont généralement très peu fracturés et ne présentent pas de trace d'altération, excepté l'échantillon CH31DR10.

Pour cet échantillon, les fragments de basalte en coussin disponibles au laboratoire ne présentent qu'une très fine couche de verre en surface. Le cube imagé par tomographie a donc été découpé dans les quelques millimètres de verre au contact de la partie cristallisée du basalte en coussin, qui sont généralement très fracturés. Une grande partie des vésicules est sectionnée par ces fractures. On observe une phase secondaire dans les fractures, que l'on retrouve parfois en périphérie des vésicules. La présence de nombreuses fractures et la cristallisation de phases secondaires complique le retraitement des images de cet échantillon,

sa vésicularité ne sera donc plus étudiée en détail par la suite. On peut également suspecter que cet échantillon de verre a subi une vitesse de refroidissement relativement lente par rapport aux autres échantillons, puisqu'il a été prélevé à la limite de la zone cristallisée.
Les échantillons islandais, excepté A012, sont assez facturés. Cependant, contrairement à l'échantillon CH31DR10, on ne constate pas de recristallisation autour des fractures. Elles ne semblent donc pas liées à la mise en place des échantillons, mais aux contraintes qu'ils ont subies depuis et lors de l'échantillonnage; les fractures sont facilitées par la vésicularité élevée des échantillons.

2.3 morphologie des vésicules

Les vésicules sont globalement sphériques. Cependant dans certains échantillons la sphéricité n'est pas parfaite. L'échantillon RD87DR10 présente des vésicules légèrement étirées et qui semblent présenter des facettes. L'échantillon CH31DR10 possède des vésicules présentant des formes complexes, en forme de "croissant de lune". Ces formes pourraient être liées à l'augmentation de la viscosité du magma avant la trempe.
L'échantillon A012 présente des vésicules parfaitement arrondies mais localement étirées dans des directions qui semblent correspondre à la direction de déplacement du magma.

De la coalescence est visible dans certains échantillons. Trois stades sont observés :

- des vésicules étirées en direction d'autres vésicules; les vésicules sont encore séparées par un film de magma (cf. Figure 43 a et b)
- les vésicules ont fusionné mais leur forme respective est encore discernable (cf. Figure 43c),
- les vésicules présentent des formes de poire qui suggère une coalescence récente, comme observé dans les échantillons A007 et A008 (Figure 43 d).

Quelques rares vésicules en train de fusionner sont visibles dans l'échantillon CH31DR01. Ces figures de coalescence sont très nombreuses dans l'échantillon A012. La majorité des vésicules des échantillons A007 et A008 semble en train de fusionner.

L'observation de figures de coalescence dans les images tomographiques, signifie que l'échantillon a été figé au cours de cette coalescence, ce qui suggère une trempe rapide. Ces figures ne renseignent cependant que sur une coalescence synchrone de la mise en place, et non sur une éventuelle coalescence des vésicules plus en profondeur dans la croute.

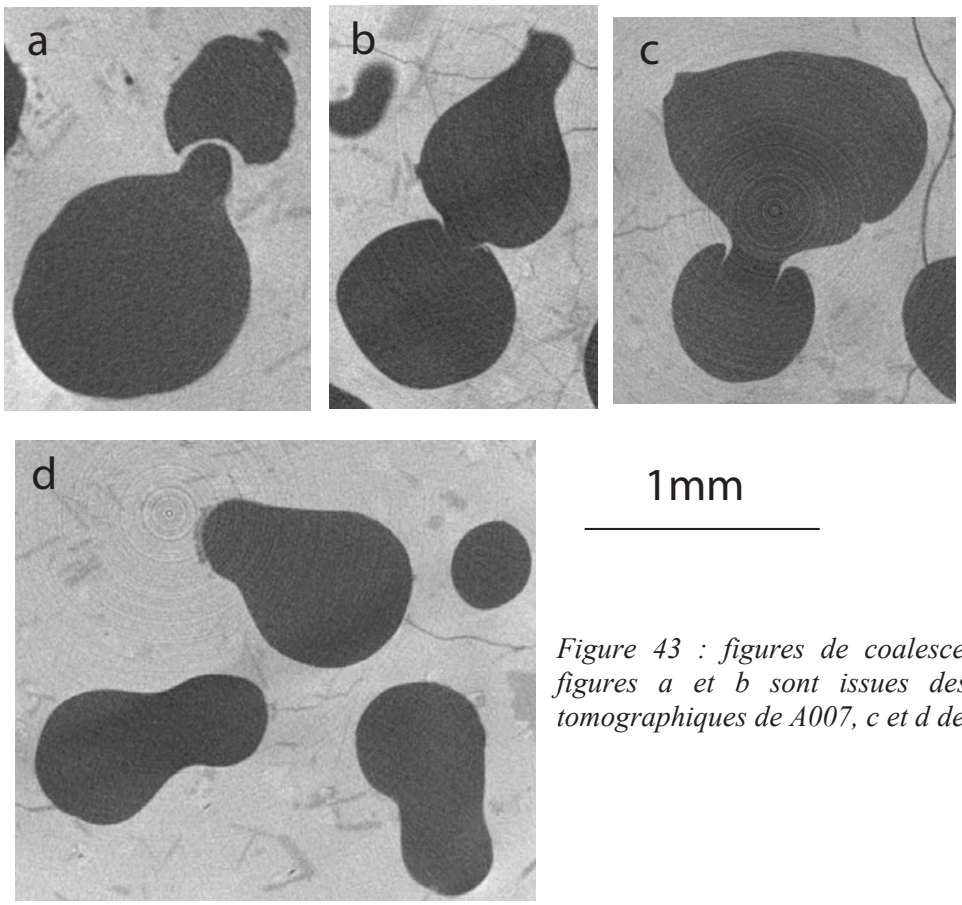


Figure 43 : figures de coalescence. Les figures a et b sont issues des coupes tomographiques de A007, c et d de A008.

2.4 relation cristaux-vésicules

On note que de petites vésicules (<100µm de diamètre) sont souvent associées aux cristaux.

Dans les échantillons de l'EPR notamment, une nucléation hétérogène des vésicules au contact des microcristaux (et inversement) est suspectée (cf. Figure 44 a). On observe des groupements de microlithes associés à de nombreuses petites vésicules.

La nucléation hétérogène de vésicules semble claire dans les échantillons islandais A012 et A007. En effet, on observe clairement sur les images tomographiques des formes cristallisées globalement sphériques entourées d'une multitude de vésicules de quelques à 50 µm de diamètre au maximum (cf. *Figure 44*b). L'observation de ces figures au microscope permet l'identification claire de sphérulithes entourées de vésicules. Les sphérulithes sont des cristaux dendritiques typiques lors d'un événement de trempe, i.e. se développent pour des degrés de surfusion importants; ces fibres se développent souvent par croissance radiale autour d'un nucléus. Les sphérulithes font 70-100 µm de rayon environ dans les deux échantillons. La croissance rapide des sphérulithes lors de la trempe provoque probablement une sursaturation locale en volatils, qui permet la nucléation de vésicules. Ce phénomène est

surprenant car il traduit une nucléation et croissance des vésicules très rapide (le temps de la trempe). Des expériences de cristallisation dynamiques effectuées par Schiffman et Lofgren (1982) ont montré que la vitesse de refroidissement de la bordure vitreuse d'un basalte en coussin était de l'ordre de 2400°C/heure, c'est-à-dire qu'il faut environ 10 minutes pour qu'une lave à 1200°C atteigne la température de transition vitreuse; les 2-3 premiers millimètres directement au contact de l'eau de mer atteignent cette température en 6 secondes environ (Zhou et al., 2000).

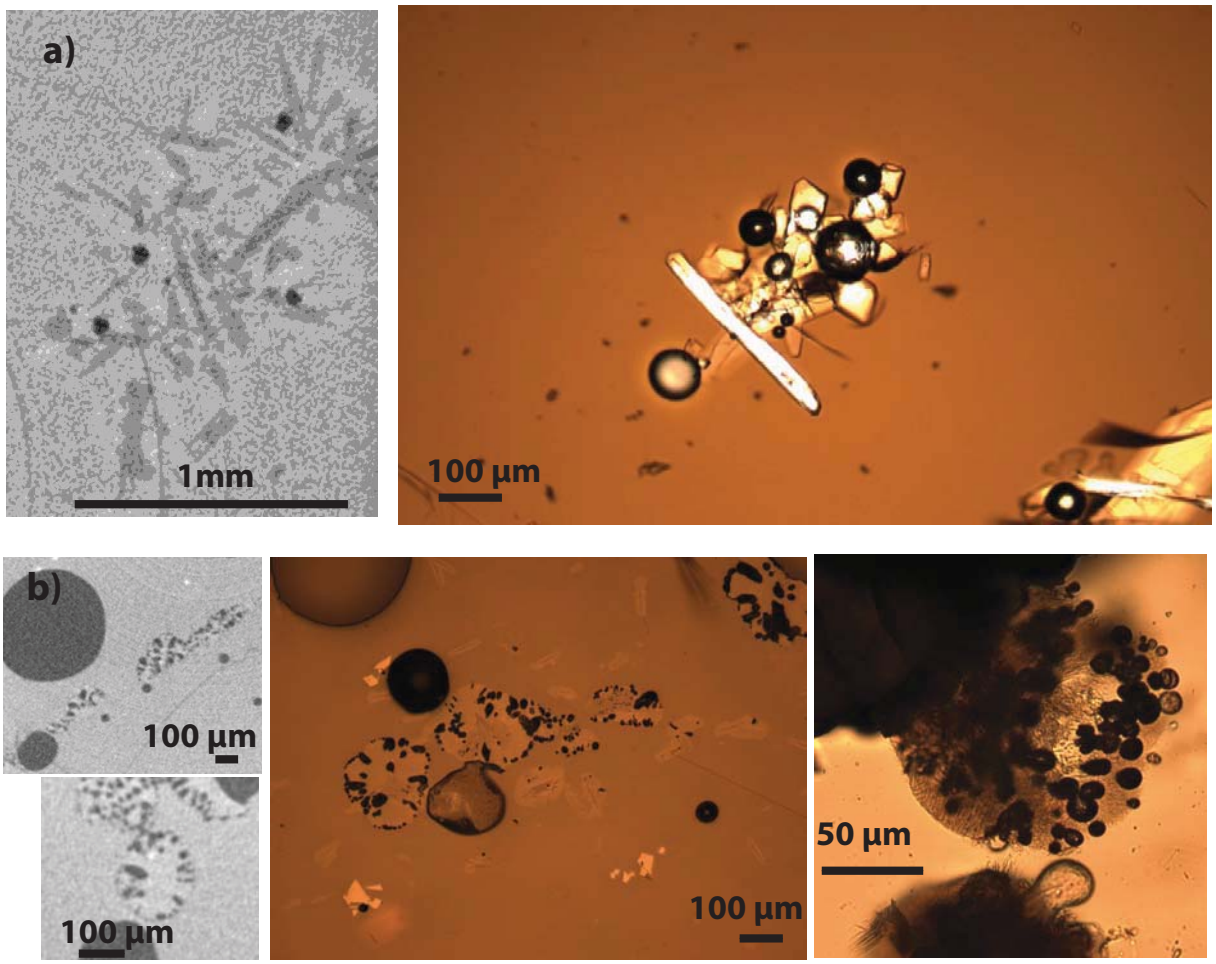


Figure 44 : vésicules associées à des cristaux. a) échantillon ND12-2, vésicules associés à des microlithes de plagioclase ou clinopyroxène; b) échantillon A012, vésicules en périphérie de sphérulithes. A gauche image tomographique, à droite microphotographie en lumière transmise naturelle.

3. CO_2 et H_2O dissouts dans les verres : les échantillons sont-ils à l'équilibre avec la pression d'éruption ?

Les résultats obtenus sont présentés Tableau 10.

Le CO_2 est présent sous forme de CO_3^{2-} dans les verres basaltiques sous-océaniques. Aucun pic de CO_3^{2-} n'est mesurable pour les échantillons sous-glaciaires A007, A008 et A022. De légers pics sont discernables pour A022, mais leur intensité est beaucoup trop faible pour permettre une mesure quantitative. Il est difficile d'estimer proprement la limite de détection du CO_2 par FTIR, car elle dépend de l'épaisseur de la lame étudiée (plus la lame est épaisse, plus la limite de détection est basse) et du spectre dégazé utilisé en référence (si l'échantillon dégazé a exactement la même composition que l'échantillon analysé, les spectres vont se superposer parfaitement en périphérie du pic de CO_3^{2-} et la mesure pourra être très précise). On peut cependant raisonnablement dire que ces échantillons possèdent moins de 20 ppm de CO_2.

Tableau 10 : quantités de CO_2 et H_2O dissous dans le verre mesurés par FTIR (cf. chapitre 2-Techniques analytiques).

échantillons	nb. d' analyses	CO_2 disso us (ppm) λ=1435	CO_2 dissout (ppm) mesuré à 1522 cm^{-1}	H_2O dissoute (ppm) mesurée à 3540 cm^{-1}
ND12-2	4	412±20	396±18	1892±46
ND21-4	3	176±1	165±2	1635±7
CH31DR01	3	166±6	166±7	2000±57
CH31DR10	2	119±4	121±2	3601±89
CH98DR11	4	183±15	182±12	1956±88
RD87DR10	5	163±6	163±9	2576±49
A007	3	non détectable	non détectable	1380±207
A008	3	non détectable	non détectable	1287±94
A012	3+1	34±14	34±16	500±24
A022	4	non détectable	non détectable	2670±24

Les erreurs correspondent à l'écart-type sur les différentes mesures effectuées sur différents fragments; elles ne prennent pas en compte l'erreur éventuelle sur le coefficient d'absorption ε de l'eau: nous utilisons ε=78L.mol^{-1}.cm^{-1} (Jendrzejewski et al., 1996), ce qui peut sous-estimer les concentrations de 20% par rapport à ε=62 L.mol^{-1}.cm^{-1} (e.g. Stolper et al., 1982). La quantité de CO_3^{2-}, mesurée à 1435cm^{-1} est similaire à celle mesurée à 3540cm^{-1}.

La quantité d'eau totale est mesurée à partir du pic d'absorption des liaisons O-H à 3540 cm^{-1}. Les quantités mesurées sont toutes inférieures à 4000 ppm, ce qui suggère que l'eau est présente sous forme d'ions OH^- dans le réseau silicaté (Jendrzejewski et al., 1996). L'absence d'un pic à la longueur d'onde d'absorption de l'eau moléculaire (1630 cm^{-1}) confirme cette hypothèse. L'absence d'eau moléculaire confirme l'absence d'eau météorique; les quantités d'eau mesurées devraient correspondre aux quantités présentes lors de la mise en place.

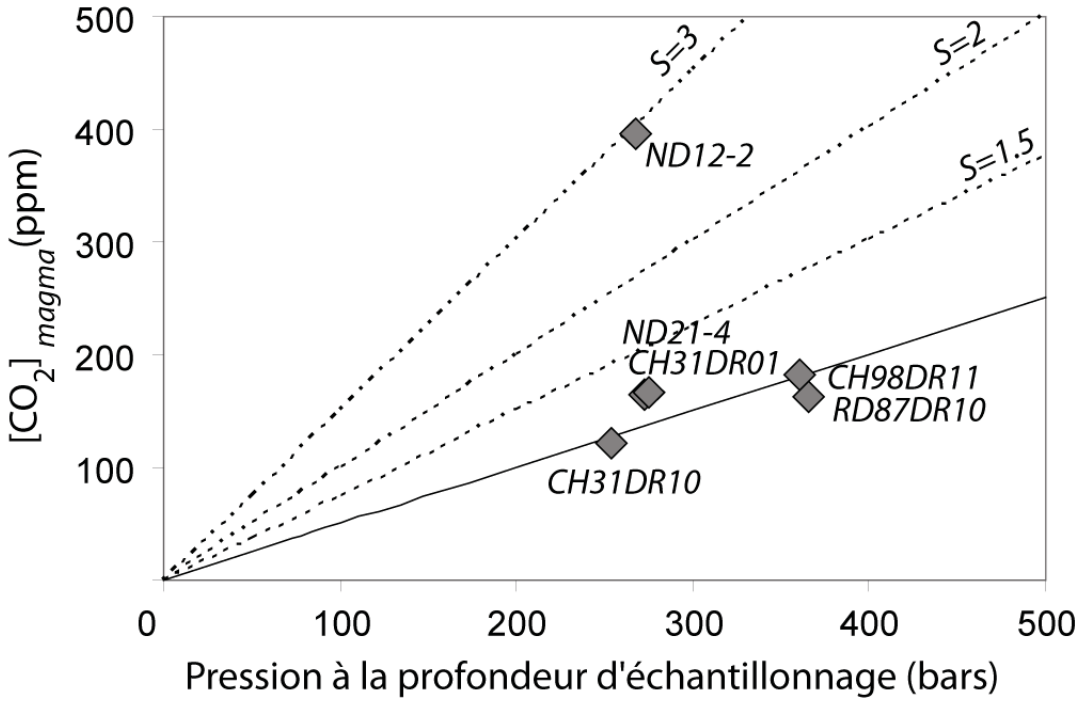


Figure 45 : Quantité de CO_2 dissout en fonction de la pression de la colonne d'eau à la profondeur d'échantillonnage (considérée comme égale à la pression de mise en place de l'échantillon). La droite en trait plein correspond à la solubilité du CO_2 dans un MORB (d'après Jendrzejewski et al., 1996). Les droites en pointillé correspondent à des degrés de sursaturation de 1.5, 2 et 3.

La pression lors de la mise en place du basalte est considérée égale à la pression de la colonne d'eau à la profondeur d'échantillonnage. La plupart des verres presentent une concentration en CO_2 dissous égal à la solubilité du CO_2 dans les MORBs à la pression de mise en place de l'échantillon (Jendrejewski et al., 1996) (cf. Figure 45).

Les échantillons ND21-4 et CH31DR01 sont légèrement sursaturés. Un calcul réalisé à l'aide de la macro VOLATILCALC (Newman et Lowenstern 2002; macro conçue pour tracer l'évolution des systèmes liquides silicatés-H_2O-CO_2) indique une pression d'équilibration de 370 et 365 bars respectivement pour ces deux échantillons, soit 330 et 310 mètres sous le plancher océanique (en considérant une densité de la croute océanique de 2.9g/cm^3).

L'échantillon ND12-2 présente quant à lui une sursaturation d'un facteur 3 en CO_2 par rapport à sa solubilité à la pression d'échantillonnage. Un calcul sous VOLATILCALC indique une pression d'équilibration de 850 bars pour cet échantillon, soit environ 2km sous le plancher océanique. Cette profondeur est assez proche de celle généralement considérée pour la profondeur des chambres sous une dorsale rapide (3km en général), suggérant une remontée très rapide du magma.

Pour l'échantillon A012, la profondeur de mise en place n'est pas connue, mais la concentration en CO_2 dissous mesurée dans cet échantillon, indique que le basalte s'est mis en place sous une pression d'au maximum (l'échantillon peut être sursaturé en CO_2) 70+/-35 bars, soit approximativement 700±350 m d'épaisseur de glace (s'il n'y a pas de perte de pression).

Les échantillons sous-océaniques sont largement sous-saturés en eau, comme attendu pour les MORBs (cf. Figure 46). Les magmas présentent des concentrations en eau dissoute autours de 2000 ppm, excepté CH31DR10 dont la concentration atteint 3600ppm. A cette profondeur, le dégazage n'affecte pas la quantité d'eau. Les variations de concentration entre les échantillons peuvent être dues à des degrés de cristallisation différents; cependant il n'y a pas de corrélation visible entre MgO (considéré comme un index de cristallisation) et la concentration en H_2O de nos échantillons. Les variations reflètent plus probablement des taux variables de fusion partielle de la source ou une source dont la teneur en H_2O est légèrement hétérogène.

L'échantillon CH31DR10 présente une concentration en H_2O plus élevée, bien que dans la gamme des MORBs. Ceci pourrait être le reflet d'une source enrichie en eau, l'échantillon provenant de la zone d'influence du point chaud des Açores. Cependant l'observation de l'échantillon indique la présence d'une phase secondaire le long de nombreuses fractures. L'absence d'eau moléculaire indique qu'il n'y a pas eu addition d'eau après la mise en place. Cependant, l'excès d'eau pourrait être dû à la l'incorporation d'eau de mer, de saumure ou de croute océanique altérée par le magma lors de sa remontée ou de sa mise en place. Des analyses complémentaires seraient nécessaires pour confirmer ou infirmer ces hypothèses (mesures des rapports Cl/K2O ou H_2O/K2O par exemple (Kent et al., 1999; Le Roux et al., 2006; Chavrit, 2010).

Les échantillons sous-glaciaires islandais présentent une gamme de concentration en eau de 500-2700 ppm, dans la gamme basse des MORBs (500-5000 ppm mesuré par Stolper et al., 1982; Jendrejewski et al. (1997)). De plus, d'après Nichols et al. (2002), la source du panache islandais est enrichie en eau par rapport à la source des MORBs. En effet, les concentrations en eau qu'ils ont mesurées varient de 0.1 à 1.02%. ou de 0.1 à 0.6% si les concentrations sont ramenées à un MgO=8. Ils considèrent que la variabilité est dûe à des sources de compositions variables, à un taux de fusion variable, ou à un dégazage dans certains échantillons. En considérant un taux de fusion partielle sous l'Islande compris entre 20 et 30% (Slater, 1996) ils estiment que la source du panache contient entre 620 et 920 ppm d'eau, contre 165ppm pour la source de la dorsale de Reykjanes.

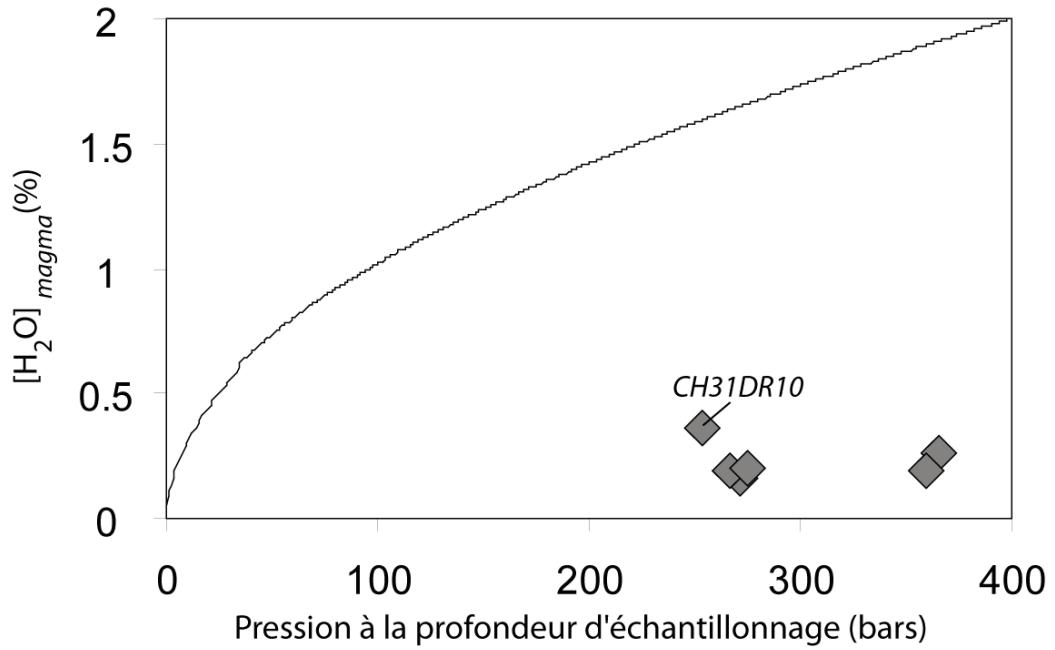


Figure 46: quantité d'eau dissoute en fonction de la pression de la colonne d'eau à la profondeur d'échantillonnage (considérée égale à la pression de la colonne d'eau lors de la mise en place de l'échantillon). La courbe en noir correspond à la solubilité de l'H_2O dans un basalte (SiO_2=49%) calculée avec la macro VOLATILCALC (Newman et Lowenstern, 2002) à 1200°C.

Nos valeurs sont dans la gamme basse à la fois des MORBs et des verres islandais mesurés par Nichols et al. (2002). En particulier la concentration en eau mesurée dans l'échantillon A012 est inférieure à la gamme de concentration reportée par Nichols et al. (2002), alors que cet échantillon possède un rapport $^3He/^4He$=17Ra, indiquant une source de panache, censée être enrichie en eau. La concentration en eau mesurée pour A012 est fiable car les mesures ont été effectuées sur trois fragments de verre différents, dont un prélevé au sommet de la coulée de lave (une centaine de mètres au dessus des autres fragments) et les trois fragments de l'échantillon A012 ont des valeurs semblables. On peut donc espérer, comme le suggèrent Schopka et al. (2006), que les basses concentrations en eau de nos échantillons sous-glaciaires islandais soient un index du dégazage, et donc de l'épaisseur de glace lors de leur mise en place.

L'eau étant largement plus soluble que le CO_2 dans les liquides silicatés, les calculs montrent une perte d'eau négligeable lors du dégazage jusqu'à la pression de saturation de l'eau, aussi bien en système ouvert que fermé. Il n'y a donc pas de dégazage significatif de l'eau lors du dégazage du CO_2 pour des pressions supérieures à 30 bars, si l'on considère que le magma non dégazé possède moins de 6000ppm d'eau. Pour des vitesses de remontées

raisonnables, entre 1-10m/sec, le liquide reste à l'équilibre lors du dégazage (Proussevitch et Sahagian, 1998). Une remontée rapide pourrait conduire à un excès d'eau dans les échantillons, comme suggéré pour les tephra basaltiques phréatomagmatiques d'Hawaii par Mastin et al. (2004), qui estiment une vitesse de remontée de plus de 100 m/sec. Si les échantillons sont sursaturés en eau, la concentration donnera au moins une borne supérieure pour l'épaisseur de la glace.

La Figure 47 indique pour les quatre échantillons islandais la gamme de pression de confinement possible pour obtenir la concentration en eau mesurée dans nos échantillons, à partir d'un magma non dégazé possédant au moins 3000 ppm d'eau. Pour A022, la concentration en eau indique une pression de confinement inférieure à 8 bars, soit 80 mètres d'eau. La concentration en eau de A007 et A008 indique une pression de mise en place de quelques bars, soit quelques dizaines de mètres de glace seulement. La concentration en eau de l'échantillon A012 suggère une pression de l'ordre de 1 bar. Notons que cette dernière valeur est irréaliste d'un point de vue thermodynamique, car l'échantillon est particulièrement bien vitrifié. Or la solubilité de l'eau à basse pression est relativement bien connue.

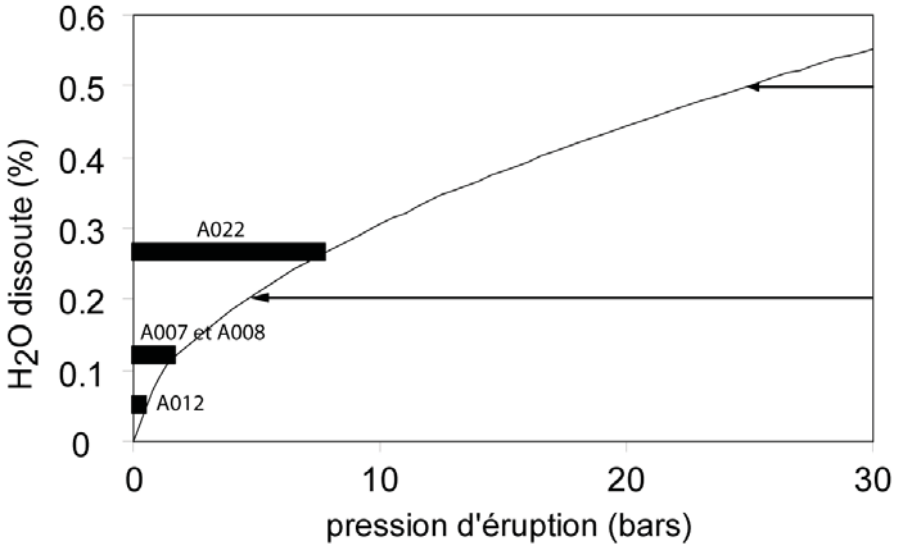


Figure 47 : courbe de solubilité de l'eau dans un liquide basaltique contenant 49% de SiO_2 à 1200°C, en fonction de la pression à la profondeur d'éruption. Les barres indiquent la gamme de pression lors de la mise en place de l'échantillon permettant d'obtenir la quantité d'eau dissoute mesurée dans les échantillons. Les flèches indiquent la concentration en eau du liquide de départ, soit 5000ppm si la source est le panache islandais (Nichols et al., 2002) ou 2000ppm pour une source de MORBs plus classique.

Ces résultats indiquent que :

- soit l'échantillon a perdu de l'eau après sa mise en place. Le mécanisme permettant la perte d'eau après la mise en place n'est cependant pas intuitif.
- cette faible concentration n'est pas due au dégazage mais reflète la teneur en H_2O d'un magma non dégazé, particulièrement sec. La quantité de CO_2 dissous dans le verre de A012 suggère par ailleurs une épaisseur de glace de l'ordre de 700m. Jendrzejewski et al. (1996) et Stolper et al. (1982) ont mesurée des concentrations en H_2O dans cette gamme dans quelques MORBs. Ces faibles concentrations peuvent traduire un fort taux de fusion partielle du manteau, ou plus probablement une source mantellique localement déshydratée.

Quelque soit l'hypothèse envisagée, la teneur en eau ne semble pas un bon outil pour estimer l'épaisseur de glace lors de la mise en place de nos échantillons islandais.

4. Etude de la vésicularité

L'étude des vésicules de verres de MORB (vésicularité, répartition des tailles des vésicules ou VSD, densité de bulles...) apporte des informations sur le taux de nucléation des vésicules au cours du temps, leur coalescence et leur temps de résidence dans le magma. Les théories développées pour la croissance des cristaux (Randolph et Larson, 1971; Marsh, 1988) ont été adaptées et utilisées pour la croissance des vésicules dans les laves basaltiques (Sarda et Graham, 1990; Gaonac'h et al., 1996; Cashman et Kauahikaua, 1997; Mangan et Cashman, 1996; Burnard, 1999…) Peu d'études de vésicularité ont été effectuées par le passé dans les MORBs (Moore, 1979; Marty et Ozima (1986); Dixon et al., 1988; Sarda et Graham, 1990; Marty (1995); Burnard, 1999; Aubaud et al., 2004; Chavrit 2010), et seules quelques unes s'intéressent aux VSD (Sarda et Graham, 1990; Burnard, 1999; Chavrit 2010). Toutes ces études concernant les MORBs ont été effectuées à partir de lames minces, aucune étude n'a été effectuée directement en trois dimensions.

Or l'étude en deux dimensions de la vésicularité oblige la correction de deux biais :
- lorsque l'on sectionne un volume, la probabilité que la section traverse une bulle *a* de petite dimension est plus faible que celle de traverser une bulle *b* de grande dimension,
- la section d'une vésicule par un plan pris au hasard présente un diamètre apparent inférieur au diamètre réel de la vésicule.

La correction de ces biais a été développée notamment par Saltykov (1967). Elle a été utilisée dans la plupart des études de VSD (e.g., Sarda et Graham, 1990)
Cependant une correction, basée sur des théories probabilistes, nécessite l'hypothèse d'une répartition *à priori* des tailles de vésicules (exponentielle par exemple). Ceci engendre une perte d'information et des erreurs difficilement estimables.

Enfin, on note que la forme des VSD n'est que rarement interprétée en terme de perte de vésicules par le magma (vitesse relative des vésicules par rapport au magma), alors que de nombreux arguments basés sur les gaz rares (rapports $^{4}He/^{40}Ar^{*}$ notamment, différents du rapport de production) suggèrent un système ouvert. Lors de cette étude nous nous intéresserons à des échantillons ayant à priori subi des degrés de dégazage différents, et tenterons de détecter l'effet d'éventuelles pertes de vésicules dans les VSD.

4.1 vésicularité et taille des vésicules

Une vue de la reconstruction en 3-dimensions de la vésicularité des échantillons est donnée Figure 48 a titre indicatif, afin de faciliter la compréhension des résultats obtenus. Cependant, cette vue étant une projection de la reconstruction, le nombre de vésicules et la vésicularité peuvent apparaître trompeusement élevés.

On défini la vésicularité d'un verre basaltique comme suit :

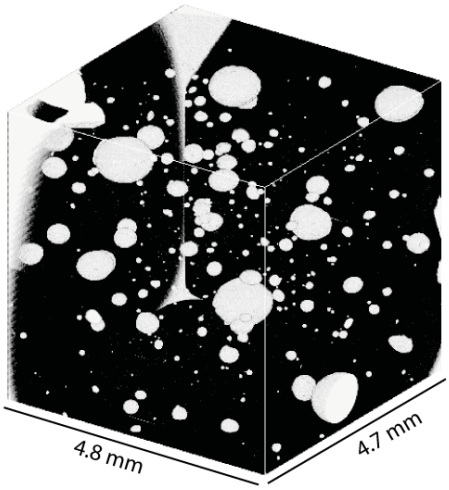
$$vésicularité = \frac{volume\ des\ vésicules}{volume\ des\ vésicules + volume\ du\ verre}$$

Les résultats obtenus à partir de l'étude des images tomographiques (cf. chapitre 2, techniques analytiques), donc directement en 3 dimensions, sont donnés Tableau 11. Le nombre et la gamme de diamètre des vésicules sont aussi reportés dans le tableau. Notons que le diamètre est recalculé à partir du volume mesuré, en considérant des vésicules sphériques, ce qui n'est pas toujours le cas; les diamètres ne sont donc qu'un index du volume des vésicules, sans information de forme.

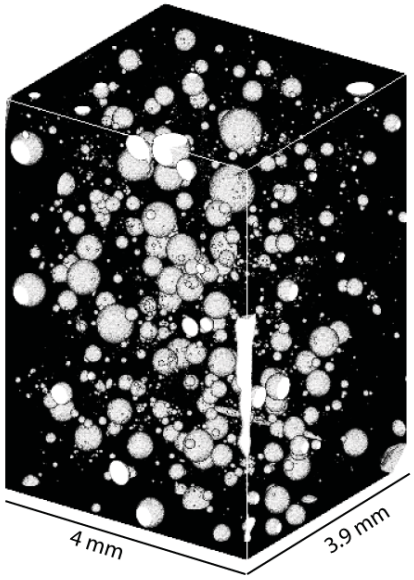
CH98DR11



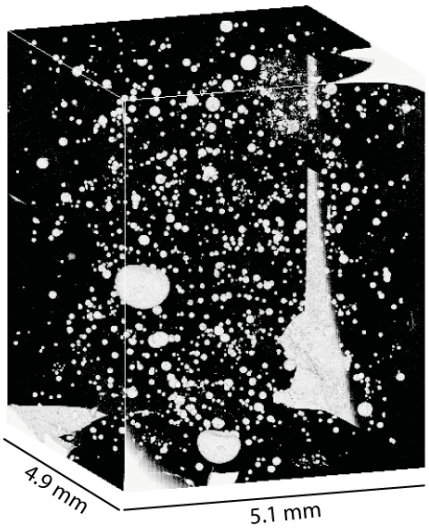
RD87DR10



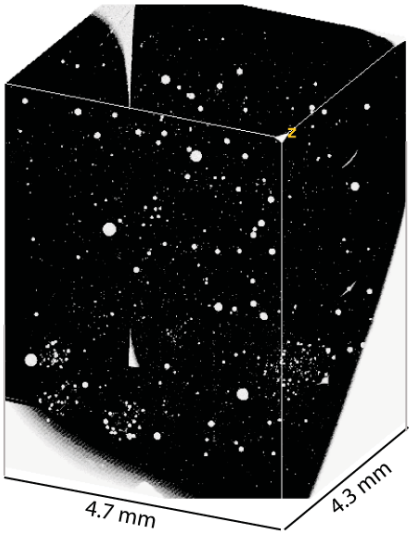
CH31DR01



ND21-4



ND12-2



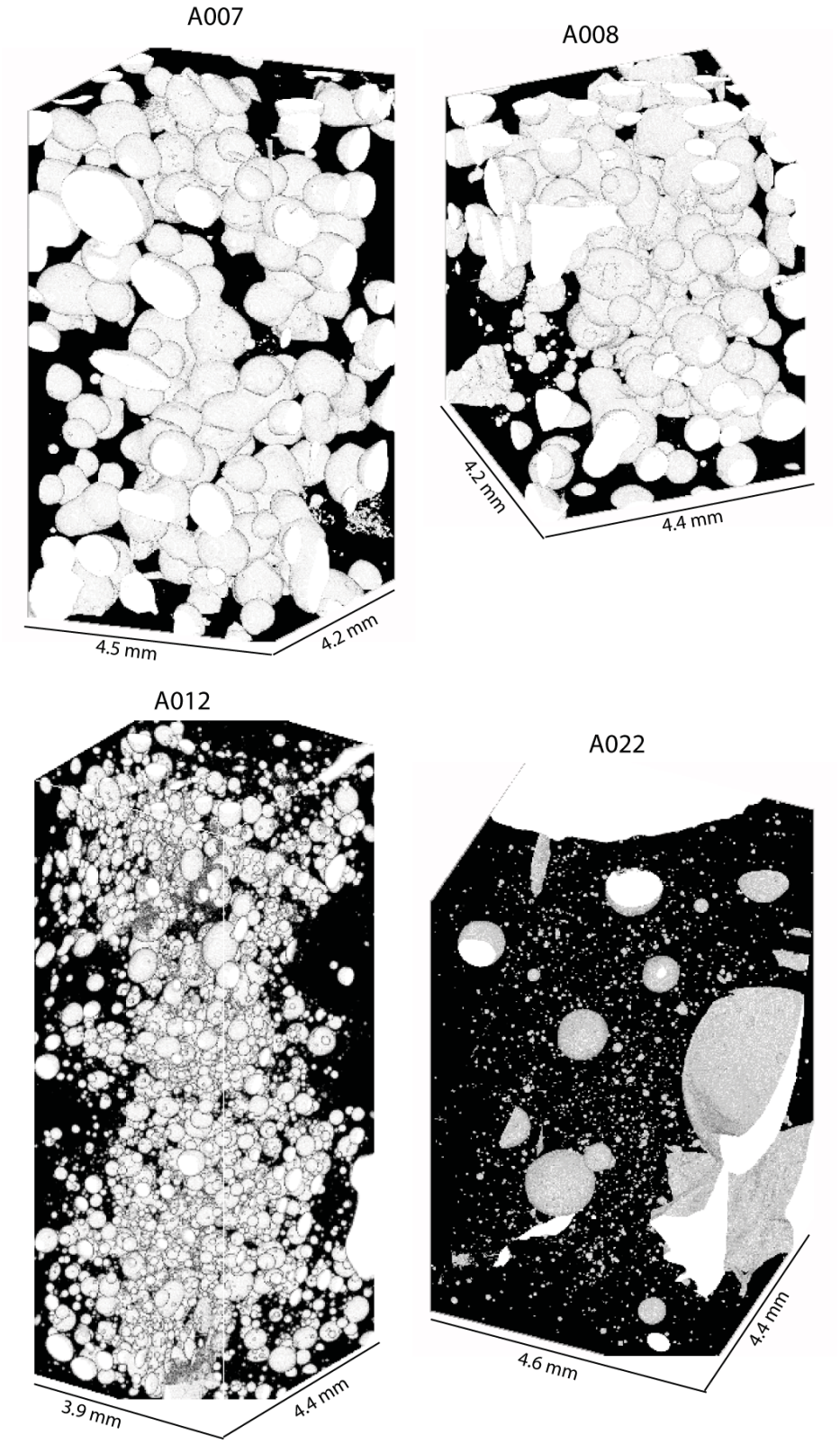


Figure 48 : vue en 3-dimensions de la vésicularité des échantillons imagés par tomographie. Les vésicules, apparaissent en blanc/grisé et le verre en noir. Noter que les bords cassés des cubes apparaissent également en blanc/grisé car les niveaux de gris des vésicules et de l'air sont identiques, ce qui ne permet pas de les séparer sous ImageJ pour cette représentation en 3-dimensions.

échantillon	vés. (%)	prof (m)	CO_2 dans la vés. $mol.g_{magma}^{-1}$	nb. de vésicules mesurées	gamme de taille (∅ en µm)
CH98DR11(1)	0.5±0.1	-3550	1E-5±0.2	368.8	l.d.-827
RD87DR10(1)	1.9±0.4	-3650	3.7E-5±0.7	654.1	l.d-845
CH31DR01(2)	2.7±0.5	-2750	3.7E-5±0.7	2600	l.d.-622
ND21-4(1)	0.5±0.1	-2723	6.8E-6±1.4	4777	l.d.-778
ND12-2(1)	0.04±0.01	-2671	5.8E-7±1.2	2382	l.d.-202
A007(3)	19±4	?	?	696	l.d.-1766
A008(3)	24±5	?	?		
A012(3)	8.3-*12.5±2*	?	?	21455	l.d.-984
A022(3)	2.6±0.5	?	?	2736	l.d.-1015

Tableau 11 : vésicularité des échantillons d'étude. La quantité de CO_2 présente dans la vésicularité est estimée en utilisant le volume molaire du CO_2 à la pression de mise en place de l'échantillon. l.d.=limite de détection soit (1) 7.4µm pour les échantillons imagés au SLS, (2)9µm au laboratoire MATEIS ou (3)14µm pour les échantillons islandais imagés au laboratoire MATEIS après un cycle d'érosion-dilatation pour supprimer les fractures (cf. chapitre 2, techniques analytiques, section 2.4). Notons que la vésicularité de A012 mesurée est de 8.3%, elle atteint ~12.5% après correction du volume occupé par les phénocristaux d'olivine (qui occupent environ 1/3 du volume). Par la suite on retiendra la valeur de 12.5%.

Les vésicularités mesurées vont de 0.04 à 24%. L'erreur sur la vésicularité a été estimée à 20% ; elle est liée au choix du niveau de gris de coupure lors du retraitement des images tomographiques; l'erreur devient très faible (de l'ordre de 3%) lorsque les vésicules dépassent 200µm de diamètre, mais cette erreur est volontairement surestimée car la représentativité du volume étudié n'a pas été testée. Des vésicules dont le diamètre est égal à la limite de détection sont toujours observées dans les échantillons, suggérant une nucléation continue. La taille maximale mesurée varie selon les échantillons. L'échantillon ND12-2, issu du Pacifique ne possède pas de vésicules de diamètre supérieur à 200µm; la gamme de diamètre est plus large pour ND21-4, mais seule une vésicule a un diamètre supérieur à 350µm. L'échantillon A007 possède les vésicules les plus volumineuses, mais ce volume est dû à la coalescence récente des vésicules (parfois jusqu'à 10 bulles sont fusionnées). Dans les autres échantillons, le diamètre maximal est de l'ordre de 1mm, quelque soit la profondeur de mise en place. L'échantillon CH98DR11, issu d'une section de ride lente et typique des N-MORB présente la plus faible densité de vésicule (2128 vésicules.cm^{-3}).

Comparer directement les vésicularités des échantillons est une opération délicate. Lorsque le magma remonte à travers la croute, la vésicularité augmente par décompression des vésicules (le volume molaire augmente) et par exsolution du CO_2 (la solubilité du CO_2

diminue quand la pression baisse). Pour s'affranchir de la variation du volume molaire, on peut par exemple calculer pour chaque échantillon la quantité de CO_2 (connaissant le volume molaire du CO_2 à la profondeur d'éruption) contenue dans la vésicularité pour un volume de 1 gramme de verre; les verres sont considérés homogènes en densité ($2.8g/cm^3$) et le CO_2 se comporte approximativement comme un gaz parfait pour des pressions inférieures à 1kbar. La quantité totale de CO_2 présente dans un volume d'un gramme de verre peut être ensuite estimée par addition de la quantité de CO_2 dissous dans le verre. Le résultat donne la quantité de CO_2 préservée par les différents échantillons.

Ce calcul n'a pas effectué pour les échantillons islandais A007, A008 et A022 car la pression d'éruption est inconnue; de l'eau est probablement présente dans les vésicules de ces échantillons mis en place à faible profondeur, ce qui complique les calculs. Enfin dans les échantillons A007, A008 et A022, le CO_2 dissous n'a pas été détecté par FTIR.

échantillon	vés. (%)	prof (m)	A = CO_2 dans la vés. $mol.g_{magma}^{-1}$	B = CO_2 dissous $mol.g_{magma}^{-1}$	CO_2 total (A+B) $mol.g_{magma}^{-1}$
CH98DR11	0.5±0.1	-3550	1±0.2 E-5	4.1±0.3 E-6	1.4±0.2 E-5
RD87DR10	1.9±0.4	-3650	3.7±0.7 E-5	3.7±0.2 E-6	4.1±0.7 E-5
CH31DR01	2.7±0.5	-2750	3.7±0.7 E-5	3.8±0.2 E-6	4.1±0.7 E-5
ND21-4	0.5±0.1	-2723	6.8±1.4 E-6	3.8±0.2 E-6	1.1±0.2 E-5
ND12-2	0.04±0.01	-2671	5.8±1.2 E-7	9.0±0.4 E-6	9.6±0.5 E-6
A012	12.5±2	?	1.1±0.2 E-5	7.7±3.6 E-7	1.2±0.2 E-5

Tableau 12 *: quantité de CO_2 contenue dans les échantillons. La quantité contenue dans la vésicularité est estimée en considérant que la pression dans les vésicules équivalait à la pression à la profondeur d'échantillonnage lors de la trempe de l'échantillon (température de transition vitreuse égale à 1000K). La quantité de CO_2 dissous a été mesurée par FTIR (cf. Chapitre 5, partie 3)*

Comme la pression de mise en place de l'échantillon A012 n'est pas bien contrainte, la quantité de CO_2 présente dans la vésicularité de A012 a été estimée à partir de la quantité de CO_2 mesurée par broyage de l'échantillon; cependant une partie de la vésicularité présente dans le fragment de verre utilisé pour l'analyse n'est pas isolée (sur les bords notamment), on a donc approximativement corrigé de cette perte en multipliant la quantité mesurée par le rapport (nombre de moles par gramme de CO_2 calculés pour l'échantillon CH31DR01)/(nombre de moles par gramme mesuré par broyage de l'échantillon CH31DR01). On utilise l'échantillon CH31DR01 en référence, car sa vésicularité est assez élevée, et ses vésicules présentent une grande gamme de diamètres; la quantité mesurée par

broyage est donc probablement plus reproductible pour cet échantillon que pour un échantillon tel que par exemple ND1-4 où la majorité du gaz est concentrée dans de rares vésicules de grand diamètre. Le résultat donne $1.1*10^{-5}$ mol/g de CO_2, soit une valeur assez proche de la quantité totale de CO_2 des échantillons du Pacifique et de CH98DR11. De plus par produit en croix on peut estimer que la pression dans les vésicules est de 18bars, ce qui voudrait dire que l'échantillon aurait été mis en place sous environ 180 mètres de glace; dans ce cas l'échantillon est sursaturé en CO_2.

On constate que la quantité de CO_2 retenue dans la vésicularité ne dépend pas que de la profondeur d'éruption. Les deux échantillons possédant le plus de CO_2 dans leur vésicularité sont RD87DR10 et CH31DR01. Les vésicules de CH98DR11 et ND21-4 retiennent 3 à 5 fois moins de CO_2. Les vésicules de ND12-2 contiennent 10 fois moins de CO_2.

La quantité totale de CO_2 (dissous+gazeux) varie d'un facteur 5. On note que les échantillons du Pacifique ND12-2 et ND21-4 ont une quantité totale de CO_2 approximativement égale, bien que pour ND12-2 la majorité du CO_2 soit dissoute dans le verre (échantillon sursaturé) tandis que pour ND21-4 la majorité du CO_2 se trouve dans les vésicules. Cette quantité, proche de celle calculée pour les échantillons A012 et CH98DR11, correspond à la solubilité du CO_2 à un peu plus de 2km sous le plancher océanique. Les quantités totales de CO_2 préservées dans les échantillons RD87DR10 et CH31DR01 correspondent quant à elles à la solubilité du CO_2 vers 11km de profondeur. Ces estimations suggèrent une rétention différente des vésicules dans le magma et/ou des concentrations en CO_2 initiales différentes dans les magmas. Si la vésicularité des verres est représentative de celle du magma pré-éruptif (ce qui est suggéré par la trempe très rapide de la bordure vitreuse en quelques secondes), une partie des vésicules présentes dans les échantillons RD87DR10 et CH31DR01 s'est formée en profondeur dans la chambre magmatique; pour les autres échantillons, les vésicules peuvent s'être formées pendant la remontée du magma entre la chambre magmatique et le plancher océanique, ou en partie dans la chambre selon que le magma a perdu ou non des vésicules lors de sa remontée.

4.2 répartition des tailles de vésicules (VSD)

La répartition des tailles des vésicules des échantillons CH98DR11, RD87DR10, CH31DR01, ND12-2, ND21-4, A007, A012 et A022 a été mesurée directement en trois dimensions, à partir des images tomographiques (cf. chapitre 2 - techniques analytiques). La

taille des vésicules sectionnées sur le bord des échantillons a été estimée en considérant des vésicules sphériques, et leur fréquence a été pondérée par le rapport $\frac{\text{volume de la fraction de vésicule}}{\text{volume total estimé de la vésicule}}$. Cependant cette correction n'a pas été possible pour l'échantillon A007 car trop de vésicules sont fusionnées et non sphériques.

4.2.1 Résultats

Pour déterminer la répartition de tailles des vésicules d'un échantillon, on définit douze intervalles de diamètres de vésicules, ou classes, puis on calcule le nombre N_v de vésicules par unité de volume d'échantillon appartenant à chacune des classes (Underwood 1970, Sarda et Graham 1990). Les bornes inférieures des différentes classes *i* sont définies à partir de la borne supérieure $D_{max,i}$ selon la formule $D_{max,i}(1\text{-}10^{0.1})$. La classe comprenant les plus grands diamètres a pour borne supérieure le diamètre de la plus grande vésicule de l'échantillon; à partir de ce diamètre maximal on calcule la borne inférieure de cet intervalle selon la formule décrite ci-dessus, qui sert de borne supérieure à la classe précédente et ainsi de suite. Cette méthode permet de minimiser les erreurs liées au faible nombre de vésicules de grand diamètre, en élargissant les classes comprenant les vésicules les plus grandes.

La densité de population, *n*, est obtenue en divisant le nombre de vésicules contenues dans chaque classe par la largeur de l'intervalle (nombre de vésicules par unité de volume de magma pour un intervalle de diamètre unitaire). Autrement dit, le nombre de vésicules N_v ayant un diamètre D compris entre D1 et D2 est égal à l'intégrale de la densité de population entre ces deux diamètres :

$$Nv(D1, D2) = \int_{D1}^{D2} n(z)dz$$

Les densités de population obtenues sont présentées en échelle logarithmique échantillon par échantillon Figure 49, une synthèse pour les différents échantillons est donnée Figure 50.

Les densités de population de nos échantillons semblent suivre des lois exponentielles, car en échelle logarithmique, les fonctions ln(n)=f(D) suivent des tendances linéaires. On observe une rupture de pente dans les VSD des échantillons CH98DR11, RD87DR10, CH31DR01, A012, à un diamètre compris entre 50 et 100 µm selon les échantillons; pour les échantillons A007 et A022 cette rupture de pente se situe entre 100 et 200µm. Cette rupture de pente n'est pas observée pour les échantillons ND21-4 et ND12-2.

La fonction ln(n)=f(D) suit des droites approximativement parallèles pour les échantillons CH98DR11, RD87DR10, CH31DR01 et A012. La tendance observée pour les petits diamètres des échantillons de la N-MAR (y compris les échantillons islandais) est grossièrement parallèle à celle observée dans les échantillons du Pacifique.

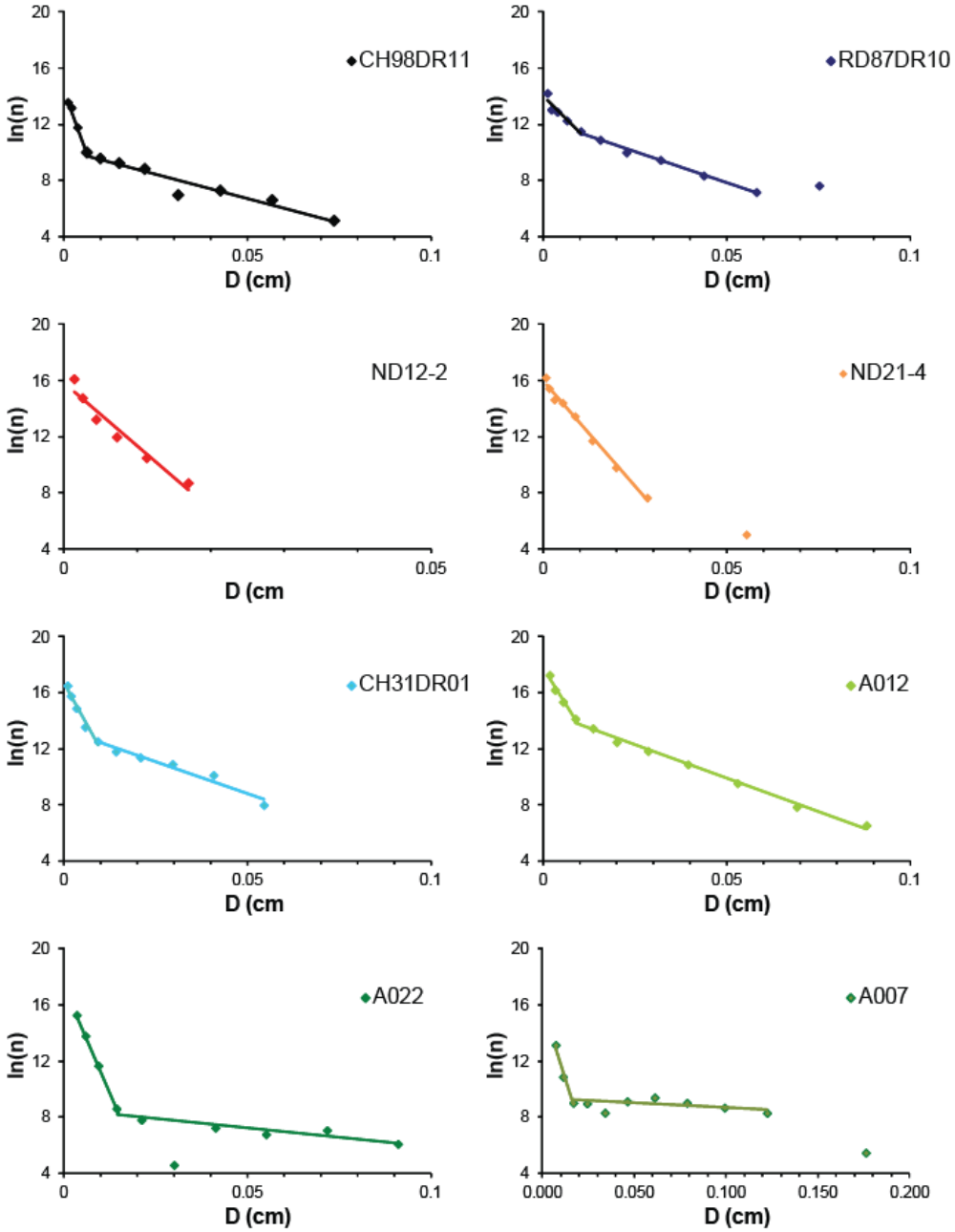


Figure 49 : densité de population (n) des vésicules des échantillons d'étude. D est le diamètre des vésicules. Les droites en pointillés sont des droites de tendance de tout ou partie de la densité de population de chaque échantillon.

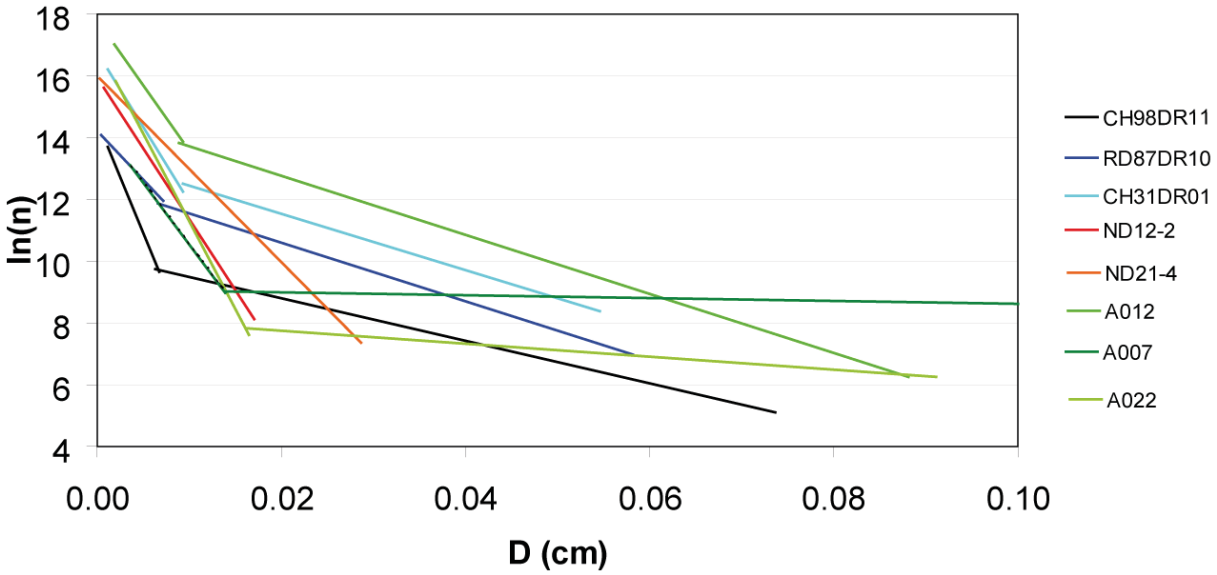


Figure 50 : synthèse des densités de populations des échantillons étudiés. Les droites sont les tendances obtenues sur des portions de la densité de population de chaque échantillon.

Dans les échantillons A007 et A022, la pente observée pour les grands diamètres (>200µm) est très faible ou nulle.

4.2.2 Discussion

i. Les différents types de VSD

Dans la littérature sont décrites des distributions de tailles de vésicules d'échantillons volcaniques contenant un ou plusieurs pics (unimodales et polymodales) (Sparks et Brazier, 1982, Whitham et Sparks, 1986). Les différents pics sont généralement associés à différents épisodes de dégazage. Des VSD en loi de puissance et exponentielle ont été observées dans les roches magmatiques.

Les VSD en loi exponentielle sont expliquées par un modèle basé sur la théorie de Marsh (1988) pour les CSD (distribution de tailles des cristaux). Ce modèle, utilisé dans de nombreuses études (par exemple Sarda et Graham 1990; Mangan et Cashman 1996; Burnard 1999) s'appuie sur l'étude de processus de cristallisation industrielle développés par Randolph et Larson (1971).

L'équation développée décrit le changement du nombre et de la taille des cristaux en fonction de leur temps de résidence dans un système homogénéisé qui est alimenté et vidé en permanence. La nucléation est continue dans le système, et les cristaux en sortie ne sont pas triés selon leur taille. Pour une classe de cristaux:

l'accumulation dans une classe = (nombre de cristaux entrant - nombre de cristaux sortant de la classe par croissance) + (le flux d'entrée - le flux de sortie de cristaux appartenant à cette classe). Le taux de croissance G est considéré constant.

Cette approche suppose un système en état stationnaire (la VSD ne change pas avec le temps). Le résultat est une densité de population appauvrie en gros cristaux et riche en petit cristaux de la forme :

$$n = n_0 . e^{-D/G\tau}$$

où τ est le temps de résidence des cristaux dans le magma.

Par analogie avec les cristaux, une telle équation pour les vésicules signifie que des bulles nucléent en permanence et grandissent dans un volume de magma. On considère un flux de magma entrant, qui ne contient pas ou peu de vésicules, et un flux sortant qui contient des vésicules non triées en fonction de leur taille. Le temps de résidence des vésicules dans le système est défini par le flux d'entrée et de sortie.

Cette loi exponentielle se traduit par une droite à l'échelle logarithmique:

$$Ln(n) = Ln(n_0) - \frac{1}{G\tau} \times D$$

La pente de la droite de VSD équivaut à l'inverse du produit du temps de résidence multiplié par le taux de croissance des bulles.

Des cassures brutales dans les droites de VSD peuvent refléter différentes populations de bulles.

La coalescence de vésicules résulte également en une cassure de la droite de densité de population (cf. Figure 51) : le nombre de petites vésicules diminue, le nombre de grandes vésicules augmente. La VSD prend alors la forme d'une loi puissance.

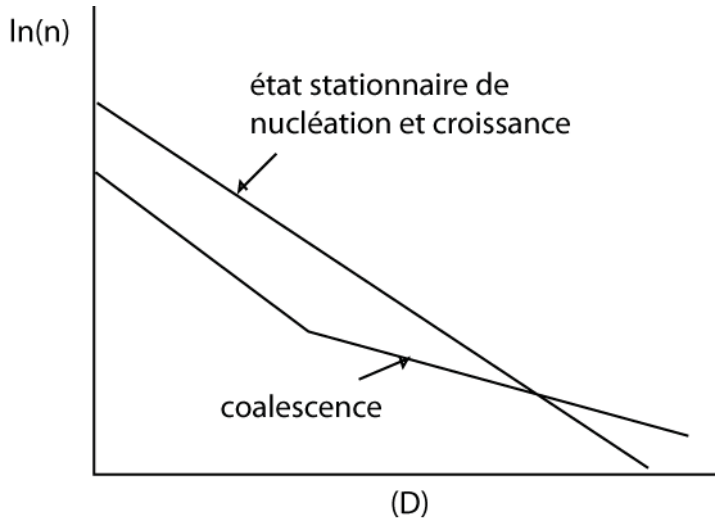


Figure 51 : forme des VSD, en loi exponentielle et loi puissance, d'après Mangan et Cashman (1996)

La perte de grosses vésicules par poussée d'Archimède peut aboutir à un déficit de grosses vésicules par rapport à la tendance générale.

Cependant Blower et al. (2002) notent que dans les échantillons naturels et dans de nombreuses expériences de décompression, des VSD en loi de puissance sont souvent observées mais ne résultent que rarement d'un mécanisme de coalescence en cascade.
Le modèle proposé par Blower et al. (2002) permet d'expliquer à la fois les tendances exponentielles et en loi de puissance dans un système fortement en déséquilibre sans besoin de coalescence, ni d'un flux de magma en entrée et sortie du système. Ils modélisent une construction fractale (Apollonian packing, Falconer et al., 1984). Un nombre de nucléi est placé au hasard dans un volume. La zone d'influence de ces nucléi est calculée en fonction de la diffusion des volatils; elle correspond à une sphère d'influence centrée sur le nucléus. Lors d'une deuxième phase de nucléation, les nouveaux nucléi sont placés aussi loin que possible de ces zones d'influence. La constante de croissance des vésicules dépend du volume de la sphère d'influence. Pour un nombre d'évènements de nucléation faible, la loi de VSD obtenue est exponentielle, puis devient en loi puissance si le nombre d'évènements augmente.

Enfin Namiki et al. (2003) ont montré que la forme des VSD est aussi fonction de la séparation des vésicules du liquide, qui dépend à la fois de la poussée d'Archimède et des forces de viscosité. Les forces de viscosité augmentent lorsque le liquide convecte, freinant la séparation des vésicules du magma.

ii Que signifie la pente des VSD dans nos échantillons ?

L'interprétation des formes de VSD n'est pas triviale. Comme nous venons de le voir, selon le modèle considéré, la pente de la VSD en échelle logarithmique peut être liée au temps de résidence des vésicules multiplié par le taux de croissance dans un système alimenté et vidé en permanence en magma. La pente des VSD peut diminuer suite à de la coalescence, ou augmenter par séparation des vésicules du liquide. Enfin une distribution de taille de vésicules exponentielle ou en loi puissance peut s'expliquer par nucléation dans un système hors équilibre, sans qu'il y ait besoin d'extraire les grosses vésicules du système.
L'interprétation des VSD de nos échantillons est donc délicate. Cependant la forte pente négative de la droite de VSD pour les bulles de petit diamètre des échantillons CH98DR11, RD87DR10, CH31DR01 et A012 est difficilement conciliable avec le modèle de Marsh. En effet, la petite taille de ces vésicules suggère qu'elles ont nucléé tardivement, probablement

lors de la remonté du magma. Le modèle de Marsh nécessite une entrée et sortie de magma dans un réservoir homogénéisé en permanence (par convection par exemple), qui contrôle le temps de résidence des vésicules, et donc appauvrit le liquide en vésicules de diamètre d'environ 50-100 μm par rapport aux vésicules de plus petite taille. Un tel mécanisme n'est pas réaliste lors de la remontée du magma. De plus ce mécanisme devrait affecter de la même manière les vésicules de plus grande taille (diamètre >100 μm). La perte de vésicules du système par dégazage en système ouvert n'est pas non plus réaliste, puisque ce sont les vésicules de diamètre >100μm qui devraient être affectées en premier car la vitesse relative des vésicules dans le magma est proportionnelle au rayon au carré des vésicules (Bottinga et Javoy, 1990). Il est donc probable que les VSD pour les bulles de diamètre <100 μm dans ces échantillons reflètent le processus de nucléation lui-même. Le modèle de Blower et al. (2002) de nucléation fractale pourrait convenir pour expliquer les pentes importantes. Lors de la remontée, le système n'est pas à l'équilibre du fait de la décompression rapide, et la nucléation des vésicules est contrôlée par les gradients de diffusion des vésicules préexistantes. Cependant les concentrations en CO_2 dissous mesurées sont assez homogènes dans les échantillons. Ceci indique que si des gradients de diffusion existent, ils sont assez proches de l'interface vésicule-magma. Une autre possibilité est que le taux de nucléation augmente de manière exponentielle suite à la décompression liée à la remontée du magma.

Ce mécanisme pourrait également convenir pour expliquer les VSD des deux échantillons du Pacifique, qui suivent des droites approximativement parallèles. L'échantillon ND12-2 est largement sursaturé en CO_2, ce qui traduit une remontée rapide hors équilibre. C'est lui dont la pente de VSD est la plus forte. L'échantillon ND21-4 présente une concentration en CO_2 à l'équilibre, et des vésicules globalement plus grandes. La pente de VSD est légèrement plus faible, ce qui peut traduire une vitesse de remontée plus lente. L'association des petites vésicules et des microlithes peut traduire une nucléation hétérogène associée à la décompression rapide.

Pour expliquer les VSD au-delà du diamètre 100 μm dans les échantillons de la N-MAR, plusieurs pistes existent. Nous avons vu que les quantités totales de CO_2 suggèrent qu'une partie des vésicules a nucléé dans la chambre magmatique pour les échantillons CH31DR01 et RD87DR10. On peut considérer que c'est le cas pour l'ensemble de nos échantillons de la N-MAR, puisque la pente est largement plus faible que pour nos échantillons de l'EPR. Ces vésicules nucléées en profondeur grandissent lors de la remontée du magma par diffusion et décompression, limitant la taille des vésicules nucléées lors de la remontée à environ 100μm. La coalescence des vésicules est nettement plus importante dans

l'échantillon A007 que dans l'échantillon A012, et la pente observée est plus faible comme suggéré dans le modèle de Mangan et Cashman (1996). La pente de la tendance de VSD reflète à la fois le temps de résidence des vésicules dans la chambre par apport de magma dépourvu de vésicules et extraction de magma riche en vésicules (plus la pente est faible plus le temps de résidence est grand), l'intensité de la coalescence, et éventuellement la perte de vésicules par poussée d'Archimède. Le parallélisme entre les VSD de CH98DR11, RD87DR10, CH31DR01 et A012 peut être le fait du hasard, ou lié à un temps de résidence des vésicules dans le système globalement égal pour ces échantillons. Un flux de magma élevé à travers la chambre aura tendance à maintenir une composition en volatils peu fractionnée par apport régulier de volatils non fractionnés, et d'augmenter la pente des VSD par lessivage des vésicules de grande taille. Un flux de magma lent va laisser le temps aux vésicules de se séparer du magma et permettre des compositions en volatils plus fractionnées. Ce mécanisme permet également d'augmenter la pente des VSD par perte de vésicules. Pour réconcilier les quantités de CO_2 totales calculées avec ce modèle, il faut néanmoins des sources avec des teneurs en CO_2 différentes pour les différents échantillons.

iii. densité de population des nucléi

Il semble exister une relation entre la densité de population des nucléi (intercept à D=0) et la profondeur d'éruption. Les échantillons CH98DR11 et RD87DR10 ont un intercept semblable, ils ont tout deux été mis en place vers 3600 m de profondeur ; les intercepts de ND12-2, ND21-4 et CH31-DR01 sont également proches et supérieurs aux échantillons précédents, et tous trois ont été mis en place vers 2600 m. L'échantillon A022 a un intercept similaire à ces trois derniers échantillons. Enfin A012, qui est un échantillon sous-glaciaire, probablement mis en place à plus basse profondeur présente la densité de nucléi la plus élevée. Cette densité de nucléi ne semble pas liée à la sursaturation car les tendances de ND12-2 et ND21-4 ont un intercept similaire à D=0, alors que le premier présente une sursaturation en CO_2 d'un facteur 3 et que l'autre est à l'équilibre. Cependant cette relation marche mal pour l'échantillon A007. Sa forte vésicularité peut néanmoins freiner la nucléation car la distance entre les vésicules est faible.

Le faible nombre d'échantillons étudiés ne permet cependant pas d'interprétation rigoureuse.

5. Conclusion

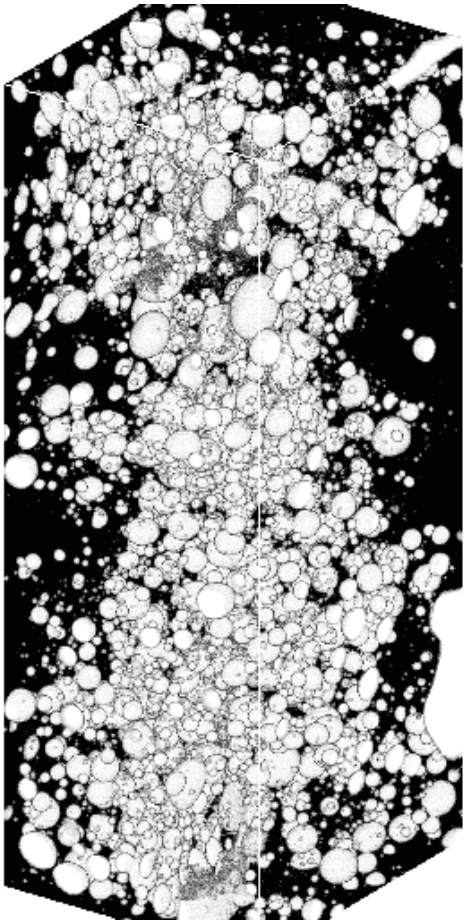
Les échantillons étudiés présentent des vésicularités très variées (0.04-24%), qui résultent d'une combinaison des effets d'une rétention plus ou moins importante des vésicules, et de la décompression. De la coalescence de vésicules est nettement visible dans les échantillons sous-glaciaires islandais.

La teneur totale (dissous + vésicules) en CO_2 des verres sous-océaniques n'est pas corrélée avec la profondeur de mise en place des échantillons, mais semble plutôt liée à l'origine des échantillons. Les deux échantillons de l'EPR possèdent une teneur en CO_2 totale équivalente à la solubilité du CO_2 à 2 kilomètres, soit environ la solubilité au niveau de la chambre magmatique supérieure. Les échantillons de la N-MAR possèdent des teneurs totales en CO_2 plus variables, équivalentes ou supérieures à celles des échantillons de l'EPR. L'échantillon CH98DR11, prélevé dans une section de ride typique des N-MORB, est celui dont la teneur en CO_2 est la plus faible. Les échantillons les plus riches en CO_2 sont CH31DR01 et RD87DR10, tous deux associés à un point chaud connu ou supposé (Açores, et anomalie centrée à 14°N).

L'étude des VSD révèle des tendances très différentes entre nos échantillons de la N-MAR et ceux de l'EPR. Les VSD des échantillons de l'EPR sont unimodales, et présentent une forte pente dans un diagramme ln(n)=f(D). La pente est plus forte dans l'échantillon ND12-2 qui est sursaturé en CO_2. La quantité totale de CO_2 de ces échantillons suggère que la population de vésicules observée est formée par exsolution du CO_2 entre la chambre magmatique supérieure et le plancher océanique. La population de vésicules formée dans la chambre magmatique, si elle a existé, a été totalement perdue. On note également que la nucléation des vésicules semble être hétérogène, au contact de microlithes.

Les VSD des échantillons de la N-MAR, y compris celles des échantillons islandais, possèdent des tendances parallèles dans un diagramme ln(n)=f(D), qui suggèrent un mécanisme de dégazage commun. Une rupture de pente est observée dans l'ensemble des échantillons pour un diamètre de vésicules compris entre 100 et 200µm. Cette rupture de pente résulte peu probablement de phénomènes de coalescence dans les échantillons sous-océaniques. Les VSD des échantillons islandais A007et A008 dans lesquels la coalescence est clairement visible possèdent par ailleurs une pente plus faible pour les grands diamètres. Les VSD pour les petits diamètres sont subparallèles aux tendances observées dans les

échantillons de l'EPR. Il est proposé que ces vésicules se forment lors de la remontée du magma. Pour les plus grands diamètres, les VSD possèdent des pentes plus faibles, et traduisent probablement le mécanisme de dégazage dans la chambre magmatique.



reconstruction 3D d'un échantillon de verre volcanique

CHAPITRE 6

LES PROCESSUS DE DEGAZAGE A L'ECHELLE DE L'ECHANTILLON PAR L'ANALYSE DES DIFFERENTES VESICULES DE VERRES DE MORBS

- ANALYSES ^{4}HE-AR-CO_2 -

L'étude du dégazage à l'échelle de plusieurs segments d'une dorsale, par l'analyse des volatils contenus dans des verres basaltiques ayant subi des intensités de dégazage différentes, ne permet pas de discerner proprement entre hétérogénéité de source et fractionnement des volatils par dégazage. Les mécanismes de dégazage impliqués peuvent également varier le long de la ride, complexifiant l'interprétation des résultats.

Nous nous intéresserons ici au dégazage à l'échelle de l'échantillon, afin de préciser les processus de dégazage en s'affranchissant d'éventuelles variations spatiales de la composition de la source. Nous avons sélectionné 6 échantillons provenant de contextes géodynamiques différents (ride lente, ride rapide, ride influencée par un point chaud) afin d'identifier les facteurs influant sur les mécanismes de dégazage. Le chapitre précédent précise les caractéristiques de la vésicularité de ces échantillons (vésicularité, répartition des tailles de bulles ou VSD, densité de bulles...). Ici, les différentes vésicules de ces échantillons ont été analysées par spectrométrie de masse après ablation laser (^{4}He, isotopes de l'argon, CO_2), afin tout d'abord de juger de l'homogénéité ou hétérogénéité de la composition des différentes vésicules à cette échelle, puis d'obtenir des contraintes sur les processus de dégazage.

1. mesure de la quantité de CO_2 dans les vésicules

La quantité de CO_2 dans les vésicules a été estimée à partir de la mesure du saut de pression lors de l'ouverture d'une vésicule au laser dans la ligne d'extraction de volume connu (cf. chapitre 2 techniques analytiques). Cette technique suppose que le CO_2 est le gaz très largement majoritaire dans les vésicules (Barker and Torkelson, 1975; Moore, 1979; Javoy et Pineau, 1991). Nous proposons ici d'estimer la quantité d'H_2O présente dans les vésicules à partir des quantités de CO_2 et H_2O dissous dans le magma, pour vérifier que cette hypothèse est correcte. Afin de valider nos mesures du CO_2 on propose de calculer la pression dans les vésicules au moment de la mise en place des échantillons et de la comparer avec la pression hydrostatique à la profondeur d'échantillonnage.

1.1 estimation de la pression partielle d'eau dans les vésicules

A partir des concentrations en CO_2 et H_2O dissous dans le verre, il est possible de calculer la composition de la phase vapeur à l'équilibre avec le magma (cf. Figure 52). La quantité d'eau présente dans les vésicules est de l'ordre de 1 à 2 % dans l'ensemble des échantillons, excepté CH31DR10 où la quantité peut atteindre 5%. L'échantillon ND21-4 étant sursaturé en CO_2, les vésicules ne sont pas à l'équilibre avec le magma : la quantité d'eau dans les vésicules dépend de la vitesse de diffusion relative de l'eau par rapport au CO_2. Si l'eau,

sous-saturée, diffuse plus rapidement que le CO_2, elle se répartit entre la phase liquide et la phase vapeur selon la loi de Henry, et sa concentration est proche de celle à l'équilibre, soit 1%; si l'eau diffuse moins vite que le CO_2, sa pression partielle dans les vésicules sera inférieure à 1%. Pour l'échantillon CH31DR10, on a émis l'hypothèse que de l'eau de mer pouvait avoir été incorporée au magma lors de sa mise en place; dans ce cas l'eau n'a pas eu le temps de migrer vers les vésicules, et la quantité d'eau peut être inférieure à 5%.

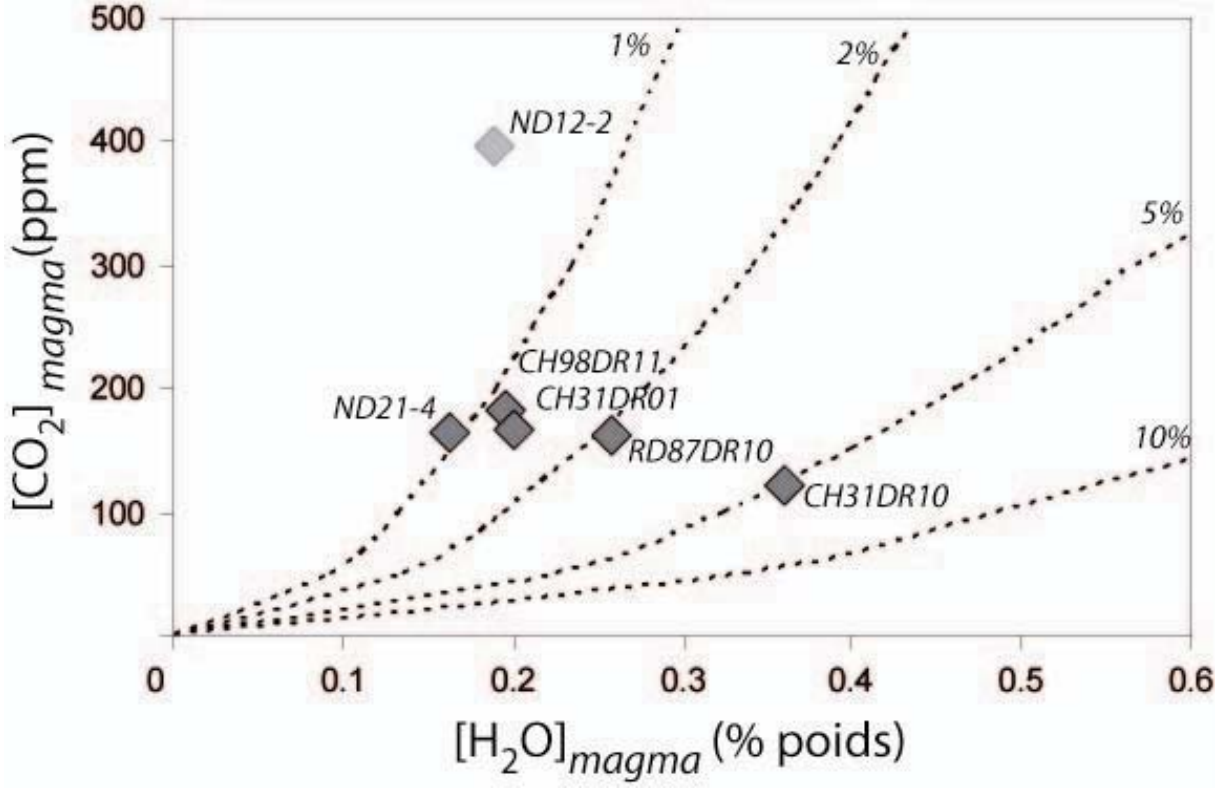


Figure 52 : courbes de composition de liquide basaltique (SiO_2=49%) à l'équilibre avec une composition de vapeur fixée (1, 2, 5 et 10% d'eau), d'après VOLATILCALC.

1.2 Mesure de la pression dans les vésicules (VIP pour Vesicle Internal Pressure)

Il est possible de comparer la pression dans les vésicules attendue lors de la mise en place du basalte à la pression dans les vésicules calculée à partir de la quantité de CO_2 mesurée. Lors de la mise en place du basalte, la pression dans les vésicules (VIP) est proche de la pression hydrostatique au fond de l'océan. La VIP peut néanmoins être légèrement supérieure à la pression hydrostatique.

D'après Sparks (1978) :

$$P_{CO_2} \cong P_b = P_m + \frac{2\sigma}{R} + \frac{4R'^{*}\eta}{R} + \rho(R^{*}R'' + 3/2R'^{2})$$

où P_b est la pression dans la bulle, P_m la pression dans le magma, σ la tension de surface, R le rayon de la vésicule, R' la vitesse de croissance radiale, et R'' l'accélération radiale, ρ la densité du magma et η la viscosité du magma.

Le terme $\frac{2\sigma}{R}$ est largement négligeable dans les bulles dominées par le CO_2 si l'on considère une tension de surface de l'ordre de 0.36N.m^{-1} (Kitarov et al., 1979; Proussevitch et Kutolin, 1986) : le terme vaut 0.036 bar pour une vésicule de 100µm (taille la plus petite analysée ici) et est inférieur à cette valeur pour des vésicules de plus grande taille).

Le terme d'inertie $\rho(R*R''+3/2R'^2)$ est négligeable car très inférieur à un bar (il vaut 0.029*(R*R"+3/2R'²) bar, avec R, R' et R" exprimés en m, m/sec et m/sec² donc tous <<1 pour des tailles de bulles et des vitesses de croissance réalistes).

Le terme $\frac{4R'*\eta}{R}$ est difficile à estimer car la viscosité est mal connue à la température de transition vitreuse. Il est possible que lors de la trempe, l'augmentation brusque de la viscosité freine la croissance de la vésicule, ou l'empêche de se rétracter suite à la chute de température. Cependant en considérant un 4R'/R avec un ordre de grandeur de 1sec^{-1} (ce terme est probablement <<1sec^{-1}), il faut une viscosité de plus de 10^5Pa.sec pour que ce terme soit de l'ordre de grandeur de 1 bar, soit cinq mille fois la viscosité à 1200°C (environ 20Pa.sec, Proussevitch et Sahagian, 1998).

En conclusion, au moment de la transition vitreuse, la pression dans les vésicules de plus de 100µm de diamètre devrait rester relativement proche de la pression hydrostatique. Cependant Burnard (1999) a calculé des VIP dans deux échantillons de verre de MORB par la technique d'ablation laser et a trouvé des surpressions importantes dans certaines vésicules (d'un facteur 5 ou plus) par rapport à la pression à la profondeur de mise en place de l'échantillon; néanmoins, la taille des vésicules a été déterminée par mesure optique en 2 dimensions et le laser utilisé était un modèle Nd YAG (ouverture des vésicules par fusion du verre autour) qui peut provoquer accidentellement l'ouverture de plusieurs vésicules à la fois.

Pour calculer la VIP lors de la trempe, on considère que le volume a été figé à la température de transition vitreuse T_G, soit à environ 1000K. Connaissant le volume de la vésicule, déterminé à partir des images tomographiques, et la quantité de CO_2 contenue dans la vésicule, estimée avec un manomètre à capacitance, on peut calculer le volume molaire V_m du CO_2 dans la vésicule lors de la mise en place de l'échantillon. Puis on calcule la VIP à T_G pour

un volume molaire V_m. Pour ce calcul on utilise l'équation d'état pour le CO_2 développée à haute pression par Duan et al. (1992). On considère dans ce calcul que la température du gaz dans les vésicules est approximativement égale à celle du magma, bien que la vitesse de diffusion thermique d'un gaz soit inférieure à celle du liquide, car le volume des vésicules est faible et la capacité calorifique d'un gaz est plus faible que celle du liquide.

Lors de la trempe, lorsque la température diminue en dessous de T_G la contraction du magma va légèrement diminuer le volume des vésicules. En effet le coefficient d'expansion thermique du magma dépend de la température. Potuzak et Dingwell (2006) ont étudié les coefficients d'expansivité thermique de verres et laves entre 298-1803K (laves du Vésuve et de l'Etna notamment). Ils montrent que le volume molaire diminue d'environ 6% entre 1500K et 298K, dont la moitié entre la température de transition vitreuse et 298K (notons néanmoins que leurs expériences ont été menées pour une vitesse de refroidissement de 5K/min). Le calcul des VIP doit donc donner une légère surpression par rapport à la pression hydrostatique, car le volume actuel des vésicules a du être comprimé par le verre de 3% au moins (et peut être plus étant donné la compressibilité supérieure du gaz par rapport au verre).

Les résultats obtenus sont présentés Figure 53. On observe une surpression de 20% à 50% dans l'ensemble des vésicules (excepté pour l'échantillon ND12-2). Cette surpression est supérieure à celle attendue d'après les calculs précédents. Cependant la cohérence entre les différents échantillons prélevés à une même profondeur suggère que la mesure du CO_2 par un manomètre à capacitance donne des résultats satisfaisants. Les surpressions mesurées dans l'échantillon ND12-2 semblent plus faibles, mais les erreurs sur la mesure du CO_2 et du volume sont beaucoup plus importantes car les vésicules mesurées sont de très petite taille.

Les variations de pression entre les différentes vésicules d'un même échantillon ne corrèlent pas avec la taille des vésicules. Ces variations peuvent s'expliquer par exemple par une compression des vésicules par le verre différente selon leur place dans le basalte en coussin et leur voisinage.

Ces résultats ne confirment cependant pas les résultats de Burnard (1999) qui a mesuré des surpressions élevées dans certaines vésicules; il est possible que ces surpressions étaient dues à un problème analytique (ouverture de plusieurs vésicules à la fois).

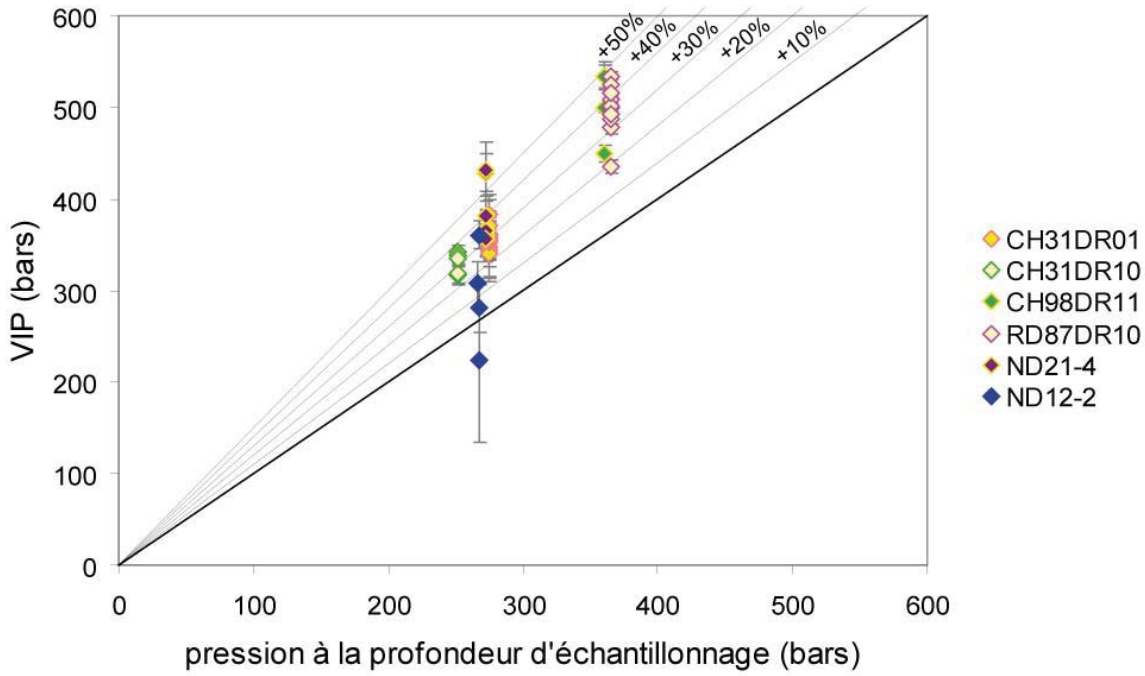


Figure 53: pression dans les vésicules recalculée à la température de transition vitreuse (1000K) en fonction de la quantité de CO_2 mesurée par un manomètre à capacitance et du volume des vésicules estimé à partir d'images tomographiques.

Notons que la mesure de la pression dans les vésicules d'échantillons sous-glaciaires pourrait donner une bonne estimation de l'épaisseur de glace lors de l'éruption. La mesure est envisageable pour les plus grosses vésicules de A012; ces mesures n'ont pas pu être réalisées à ce jour à cause de problèmes techniques sur le spectromètre utilisé, mais elles sont prévues. Il semble que l'équilibre de pression dans les vésicules est beaucoup plus rapide à atteindre que l'équilibre de composition (ND12-2 est sursaturé en CO_2, mais ne présente pas de surpression), et donc la mesure de la VIP pourrait être un bien meilleur proxy de la pression lors de la mise en place d'un échantillon que la solubilité du CO_2 ou de H_2O. Ce proxy pourrait être utile en climatologie par exemple, pour déterminer l'épaisseur du glacier à la date de l'éruption.

2. Rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ dans les vésicules

La quantité de ^{36}Ar dans les vésicules est souvent assez proche du blanc analytique (de l'ordre de $1*10^{-17}$ mole). La mesure dans les petites vésicules ne permet parfois que de déterminer un $^{40}Ar/^{36}Ar$ minimal, car la quantité de ^{36}Ar mesurée est comprise dans la barre d'erreur du blanc d'ablation. Pour le calcul du $^{40}Ar/^{36}Ar$ minimal, on considère que la quantité maximale de ^{36}Ar présente dans la vésicule est égale à $([^{36}Ar]_{bulle}+\sigma_{bulle})-([^{36}Ar]_{blk}-\sigma_{blk})$ où

$[^{36}Ar]_{bulle}$ est la quantité de ^{36}Ar mesurée dans la bulle, σ_{bulle} est l'erreur sur la mesure de la bulle, $[^{36}Ar]_{blk}$ est la quantité moyenne de ^{36}Ar du blanc d'ablation et σ_{blk} est l'écart type sur la mesure du blanc d'ablation. Cependant les valeurs trouvées sont supérieures à 1000 dans l'ensemble des vésicules des différents échantillons, et dans l'ensemble des échantillons la majorité des vésicules possède un rapport supérieur à 5000, clairement magmatique. Dans l'ensemble des échantillons, les différents ^{40}Ar/^{36}Ar mesurés présentent un plateau qui permet de déduire la valeur magmatique en ne prenant pas en compte les vésicules présentant une contamination atmosphérique plus importante (cf. Figure 54, ligne en bleu). La valeur du ^{40}Ar/^{36}Ar magmatique varie fortement d'un échantillon à l'autre dans la gamme 8800-33000 (cf. Tableau 13), mais est toujours très élevée, comparativement aux valeurs de la littérature obtenues par broyage de ces mêmes échantillons. Ceci suggère que la contamination atmosphérique généralement mesurée par broyage provient en grande partie de gaz extraits du verre ou de petites fractures, et non des vésicules elles-mêmes.

échantillon	^{40}Ar/^{36}Ar magmatique déduit de l'analyse bulle-par-bulle	^{40}Ar/^{36}Ar de la littérature mesurés par broyage
ND12-2	15 000±2 800	(1)914±3
ND21-4	11 000±1 000	(1)4456±14
CH98DR11	20 600±1700	(3)1273±25
RD87DR10	11200±600	
CH31DR01	8800±600	(4)426
CH31DR10	33 000±11 000	(3)532±1

Tableau 13: rapports ^{40}Ar/^{36}Ar magmatiques déduits de l'analyse bulle-par-bulle, et valeurs de la littérature des mêmes échantillons, avec extraction des gaz par broyage. (1)Marty et Zimmerman, 1999; (3)Marty, 1995;(4)Marty, communication personnelle.

Les petites vésicules des deux échantillons CH31DR01 et CH31DR10 semblent avoir des ^{40}Ar/^{36}Ar plus atmosphériques que les vésicules de taille plus importante, comme visible Figure 54. Cependant il est probable que les petites vésicules sont peut être plus sensibles à une contamination atmosphérique tardive de l'échantillon, par l'eau de mer par exemple: si une quantité fixe d'argon atmosphérique est ajoutée par contamination à l'ensemble des vésicules, la contamination sera davantage visible sur les petites vésicules qui possèdent moins d'argon que les grandes. Cependant, ceci peut aussi être l'effet d'un manque de précision analytique pour ces petites quantités de gaz.

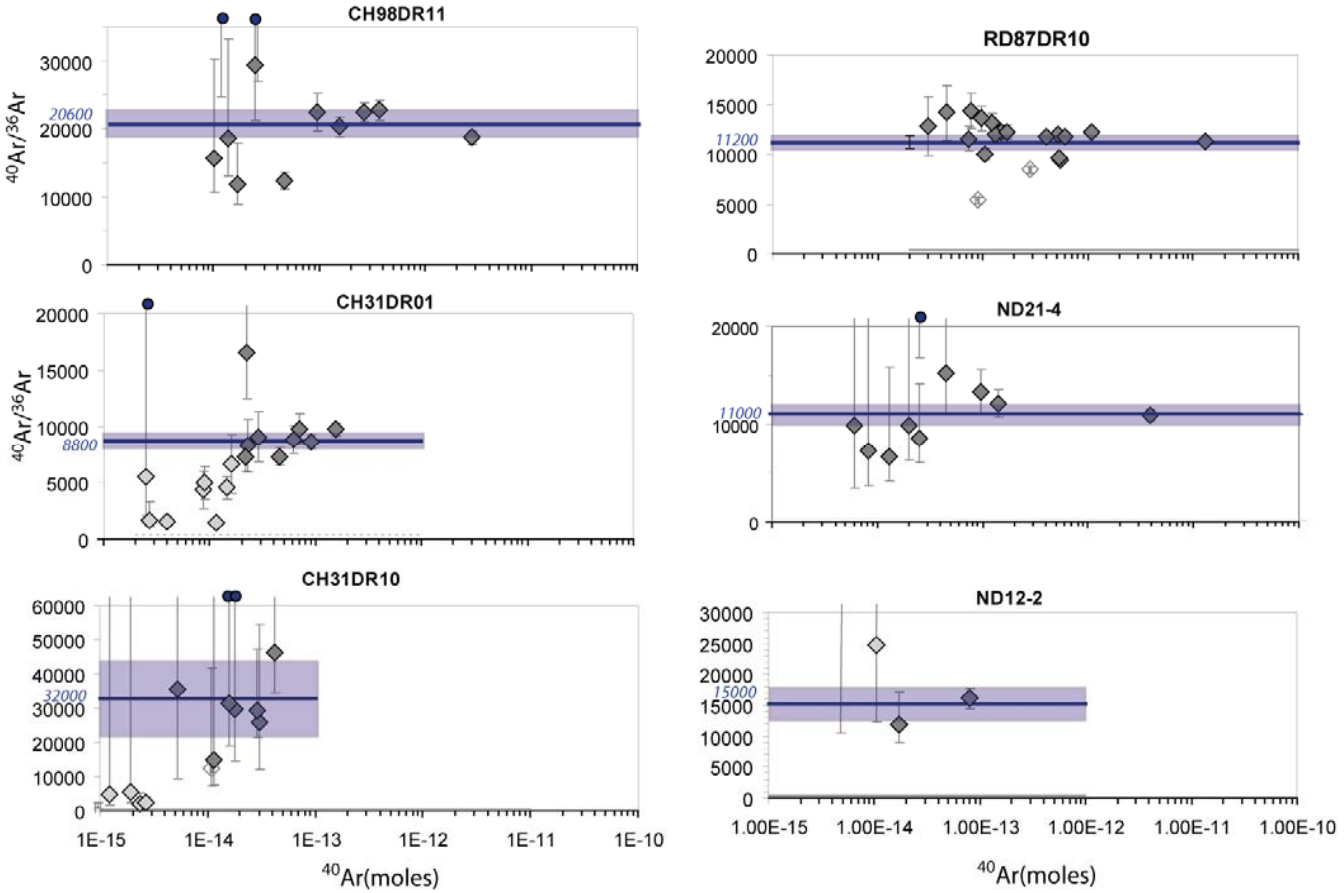


Figure 54 : rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ fonction de la quantité de ^{40}Ar mesurés dans différentes vésicules. On note que les $^{40}Ar/^{36}Ar$ sont mantelliques (8800-32000) sont globalement homogènes dans les échantillons, même si l'on note soit 1) une perte de précision sur la mesure dans les petites vésicules, car la quantité de ^{36}Ar est alors proche du blanc analytique, soit 2) l'ajout d'une contamination atmosphérique qui affecte davantage la composition des petites vésicules que des grandes. Les barres d'erreur correspondent à 1σ. La valeur du $^{40}Ar/^{36}Ar$ mantellique est calculée par moyenne pondérée aux erreurs des points en gris sombre sous Isoplot, les analyses représentées par des symboles en gris clair ne sont pas prises en compte, car elles sont trop imprécises et/ou traduisent une contamination atmosphérique. Les cercles bleu foncé au-dessus du graphique correspondent aux analyses pour lesquelles seul un $^{40}Ar/^{36}Ar$ minimal a pu être calculé.

On note que les blancs analytiques ont été considérés dans le calcul des barres d'erreurs, et qu'ils ont été mesurés strictement dans les mêmes conditions que le gaz des vésicules. Lors des analyses les vésicules sont ouvertes à l'aide d'un laser excimère par ablation du verre basaltique; lors du blanc, le verre est ablaté de la même manière dans une zone sans vésicules (cf. chapitre 2, techniques analytiques). Les vésicules de l'échantillon RD87DR10 possèdent globalement un $^{40}Ar/^{36}Ar$ de 11200±600, mais sur 19 analyses, 5 sont largement inférieures à cette valeur, ce qui suggère une légère contamination atmosphérique de certaines vésicules, bien que les valeurs soient toutes supérieures à 5000.

Les deux échantillons ayant les rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ magmatique extrémaux sont les deux échantillons prélevés le long de la N-MAR dans la zone d'influence des Açores. Notons que l'échantillon CH31DR10, dont les images tomographiques suggèrent une altération lors de la mise en place, possèdent cependant les rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ les plus élevés, malgré l'erreur élevée sur la mesure (33000±11000). Par broyage un $^{40}Ar/^{36}Ar$ de 532 avait été mesuré par Marty (1995). Ces analyses suggèrent soit 1) l'incorporation tardive d'eau de mer au verre, qui n'a pas atteint les vésicules, lors de la mise en place de l'échantillon, soit 2) un magma dégazé et altéré alimenté par une recharge de magma riche en vésicules (Marty et al., 1983).
L'échantillon CH98DR11 possède un $^{40}Ar/^{36}Ar$ relativement homogène dans l'ensemble des vésicules, de 20600±1700.
Notons que ces valeurs élevées ne sont pas compatibles avec la présence d'un composant recyclé possédant une composition isotopique en argon sub-atmosphérique dans la N-MAR; ce modèle, basé sur une corrélation entre rapports isotopiques de l'argon et du plomb (Sarda et al., 1999), permettait d'expliquer les faibles rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ mesurés par broyage dans des échantillons de la N-MAR. Les présentes données suggèrent que le composant atmosphérique ne se trouve pas dans les vésicules, mais dans le verre, et donc a été incorporé superficiellement après le dégazage, comme proposé par Burnard (1999).
Les deux échantillons du Pacifique ND21-4 et ND12-2 ont un $^{40}Ar/^{36}Ar$ de 11000±1000 et 15000±2800 respectivement.

3. le dégazage par l'analyse bulle par bulle

3.1 résultats de l'analyse bulle-par-bulle

Les résultats bruts sont donnés à la fin du chapitre Tableau 15. Les rapports $^{4}He/^{40}Ar^{*}$, $CO_2/^{40}Ar^{*}$ et $CO_2/^{4}He$ mesurés dans différentes vésicules des échantillons sont présentées Figure 55.

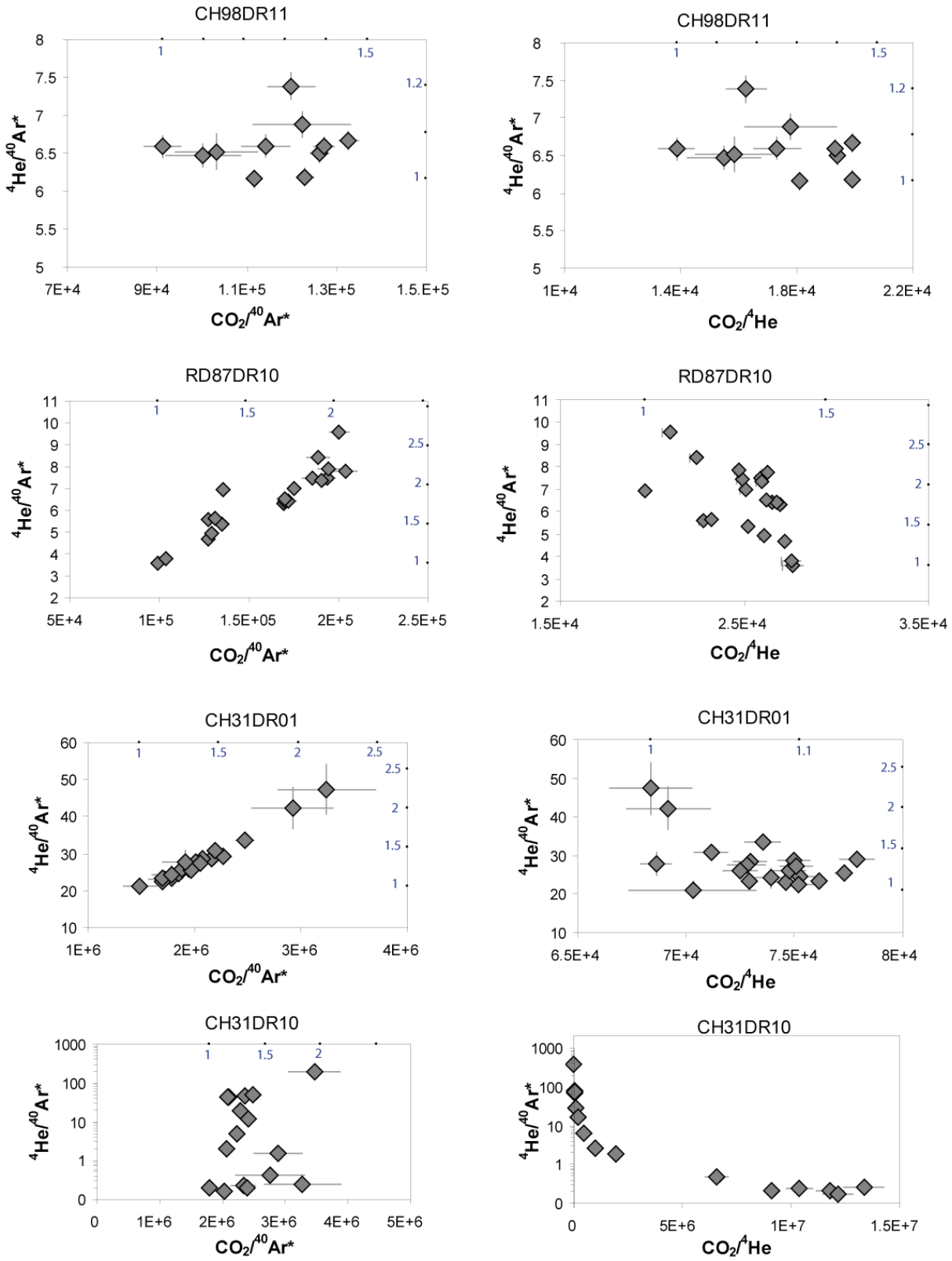


Figure 55 : cf. légende page suivante.

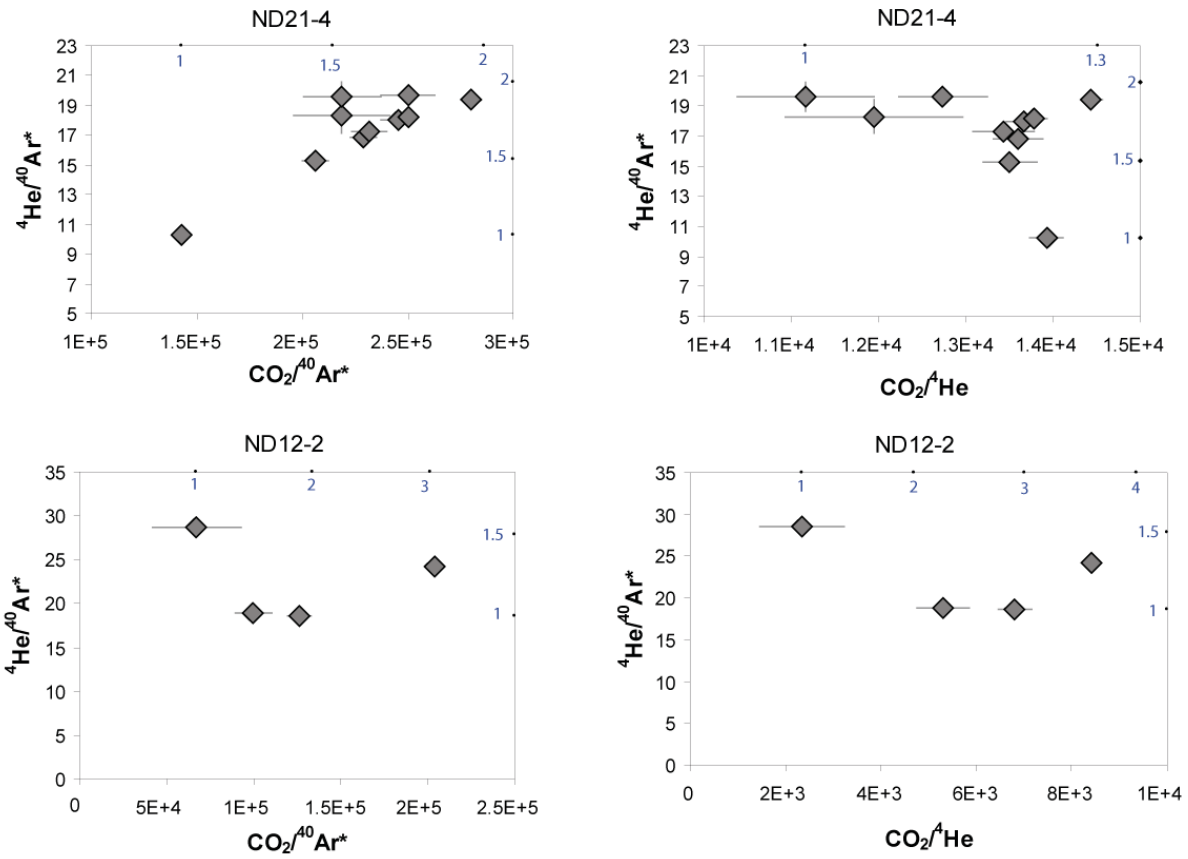


Figure 55 (suite) : rapports $^4He/^{40}Ar^*$ vs. $CO_2/^{40}Ar^*$ et $^4He/^{40}Ar^*$ vs. $CO_2/^4He$ des vésicules individuelles de verres de MORBs. Les gaz ont été extraits par ablation laser puis analysés avec le spectromètre de masse VG5400 (cf. chapitre 2, techniques analytiques pour plus de détails). Les chiffres en bleu sont les rapports normalisés au rapport minimal mesuré dans l'échantillon. Les barres d'erreur correspondent à 1σ.

Les compositions sont cohérentes avec les analyses de la littérature obtenues par broyage de ces mêmes échantillons (cf. Tableau 9).

Les échantillons peuvent être séparés en 4 groupes :

1- les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ et $CO_2/^{40}Ar^*$ des vésicules des échantillons RD87DR10, CH31DR01 et ND21-4 varient de plus d'un facteur 2 au sein de chaque échantillon, et présentent une nette corrélation positive. Les rapports $^4He/CO_2$ sont relativement constants dans ces mêmes échantillons.

2- l'échantillon CH98DR11 possède des vésicules de composition très homogène. Les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ sont constants tandis que les rapports $CO_2/^{40}Ar^*$ et $CO_2/^4He$ varient faiblement d'un facteur 1.5.

3- Seulement 4 vésicules ont pu être analysées dans l'échantillon ND12-2, mais il semble que la composition des vésicules soit fortement hétérogène, avec des $CO_2/^{40}Ar^*$ qui varient d'un

facteur 3 et $CO_2/^4He$ d'un facteur 4 entre les vésicules. Les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ sont beaucoup moins variables (facteur 1.5 de variation).

4- l'échantillon CH31DR10 possède des rapports $CO_2/^{40}Ar^*$ qui varient d'un facteur 2 et sont dans la gamme de ceux mesurés dans l'échantillon CH31DR01 prélevé dans la même portion de ride influencée par le point chaud des Açores ($2*10^6$ à $4*10^6$). Cependant les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ et $CO_2/^4He$ sont très variables, une partie des vésicules ne possédant pas ou très peu d'hélium. Les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ dans certaines vésicules sont très inférieurs au rapport de production mantellique de 2. L'hélium semble avoir été perdu des vésicules, mais cette perte n'affecte pas le CO_2 et l'argon; l'argon a par ailleurs un rapport $^{40}Ar/^{36}Ar$ très élevé de 32000±11000, ce qui n'est pas compatible avec une contamination atmosphérique.

La composition en volatils des vésicules individuelles au sein des échantillons varie. Ceci suggère que les vésicules ne se remettent pas entièrement à l'équilibre avec le magma environnant durant la remontée du magma comme suggéré par Burnard (1999).

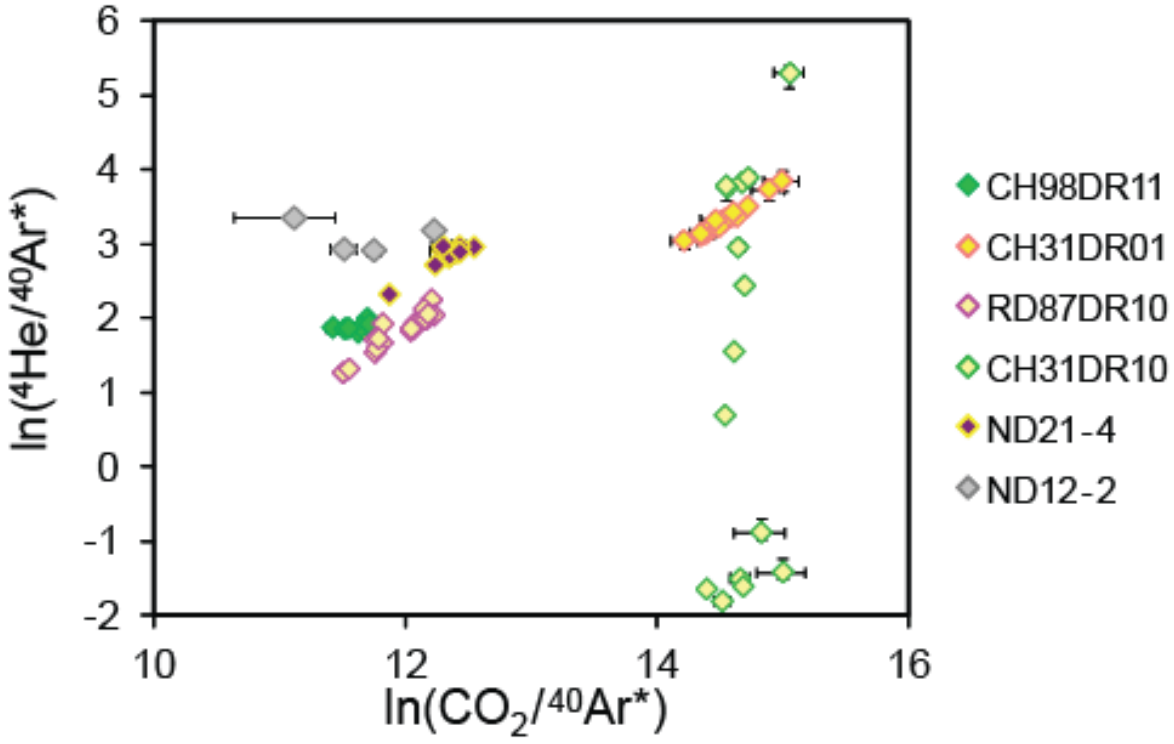


Figure 56 : composition $^4He/^{40}Ar^*$ et $^{40}Ar^*/CO_2$ de vésicules individuelles des échantillons d'étude. Les vésicules préservent des compositions variables au sein d'un même échantillon. En échelle logarithmique une corrélation linéaire existe entre $^4He/^{40}Ar^*$et $^{40}Ar^*/CO_2$ dans les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4.

Dans un liquide magmatique les solubilités augmentent dans l'ordre Ar<CO_2<He (Carrol et Stolper, 1993); les diffusivités sont mal contraintes mais il est souvent considéré que CO_2<Ar<<He (Jambon et al, 1985; Aubaud et al., 2004; Spickenbom et al., 2010).
La corrélation positive dans les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 (Figure 56) entre $^4He/^{40}Ar^*$ et $CO_2/^{40}Ar^*$ est cohérente avec celle prédite lors d'un dégazage contrôlé par les solubilités relatives en Ar, He et CO_2.
Lors d'un dégazage contrôlé par la cinétique à haute pression, l'argon (et l'He) migre dans les vésicules plus vite que le CO_2, ce qui résulte en un fractionnement du rapport $CO_2/^{40}Ar$ dans le sens inverse de celui attendu à l'équilibre. Le résultat est un rapport $CO_2/^{40}Ar$ quasiment constant lors du dégazage. Lors de l'éruption, lorsque le magma retourne vers l'équilibre, il est sursaturé en CO_2 et le CO_2 diffuse vers les bulles tandis que la quantité d'hélium et d'argon dans la phase vapeur varie peu. Les tendances de dégazages montrent donc un rapport $CO_2/^{40}Ar$ constant et des rapports $CO_2/^4He$ et $^4He/^{40}Ar$ qui augmentent, puis une forte augmentation du rapport $CO_2/^4He$ et $CO_2/^{40}Ar$ à un rapport $^4He/^{40}Ar$ constant lors du retour à l'équilibre (Paonita et Martelli, 2007). Ce modèle peut expliquer les variations observées dans l'échantillon ND12-2, très sursaturé en CO_2.
Enfin les faibles variations de composition entre les vésicules des échantillons CH98DR11 suggèrent que la composition du liquide magmatique a évolué suffisamment lentement pour maintenir un équilibre de composition entre les différentes vésicules.

3.2 discussion sur les mécanismes de dégazage

3.2.1. dégazage contrôlé par la solubilité : modèle de distillation

Nous avons modélisé les compositions obtenues dans les différentes vésicules d'échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 par une distillation de Rayleigh afin de tester ce modèle.

Lors d'un dégazage par distillation de Rayleigh, les volatils fractionnent entre la phase gazeuse et le magma selon:

$$F_i = F_{CO_2}^{\frac{K_{CO_2}}{K_i}}$$

où F_i est la fraction de gaz i restant dans le liquide, F_{CO_2} est la fraction de CO_2 restant dans le liquide et K_{CO_2} et K_i sont les solubilités du CO_2 et du gaz i respectivement.

A l'échelle logarithmique, l'évolution du rapport ln(^{4}He/^{40}Ar*) dans le magma corrèle avec le rapport ln(CO_2/^{40}Ar*) selon :

$$\ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)=\left(\frac{1-\frac{K_{Ar}}{K_{He}}}{1-\frac{K_{Ar}}{K_{CO_2}}}\right)\times\left[\ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)-\ln\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)_0\right]+\ln\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_0$$

L'évolution de la composition des gaz perdus au cours de la distillation peut être modélisée en considérant une succession de brèves étapes de dégazage en système fermé suivies de la perte des volatils :

$$\left(\frac{CO_2}{Ar}\right)_{dégazé}=\left(\frac{[CO_2]}{[Ar]}\right)_{p-1}\times\frac{1-\frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}}}{1-\frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}}}\quad\text{avec}\quad\frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}}=\frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}}\times\frac{\left(\frac{[Ar]}{[CO_2]}\right)_p}{\left(\frac{[Ar]}{[CO_2]}\right)_{p-1}}\qquad(5)$$

$$\left(\frac{He}{Ar}\right)_{dégazé}=\left(\frac{[He]}{[Ar]}\right)_{p-1}\times\frac{1-\frac{[He]_p}{[He]_{p-1}}}{1-\frac{[Ar]_p}{[Ar]_{p-1}}}\quad\text{avec}\quad\frac{[He]_p}{[He]_{p-1}}=\frac{[CO_2]_p}{[CO_2]_{p-1}}\times\frac{\left(\frac{[He]}{[CO_2]}\right)_p}{\left(\frac{[He]}{[CO_2]}\right)_{p-1}}\qquad(6)$$

où l'indice "dégazé" indique les gaz qui ont été perdus par le magma entre l'étape p et p-1. En considérant des petits pas de dégazage (1% du CO_2 perdu à chaque fois) on peut approximer la composition instantanée des volatils perdus lors de la distillation de Rayleigh (cf. chapitre 3).

Dans un diagramme ^{4}He/^{40}Ar* versus CO_2/^{40}Ar*, l'évolution de phase vapeur suit une droite parallèle à l'évolution de la composition du magma, mais avec un intercept différent.

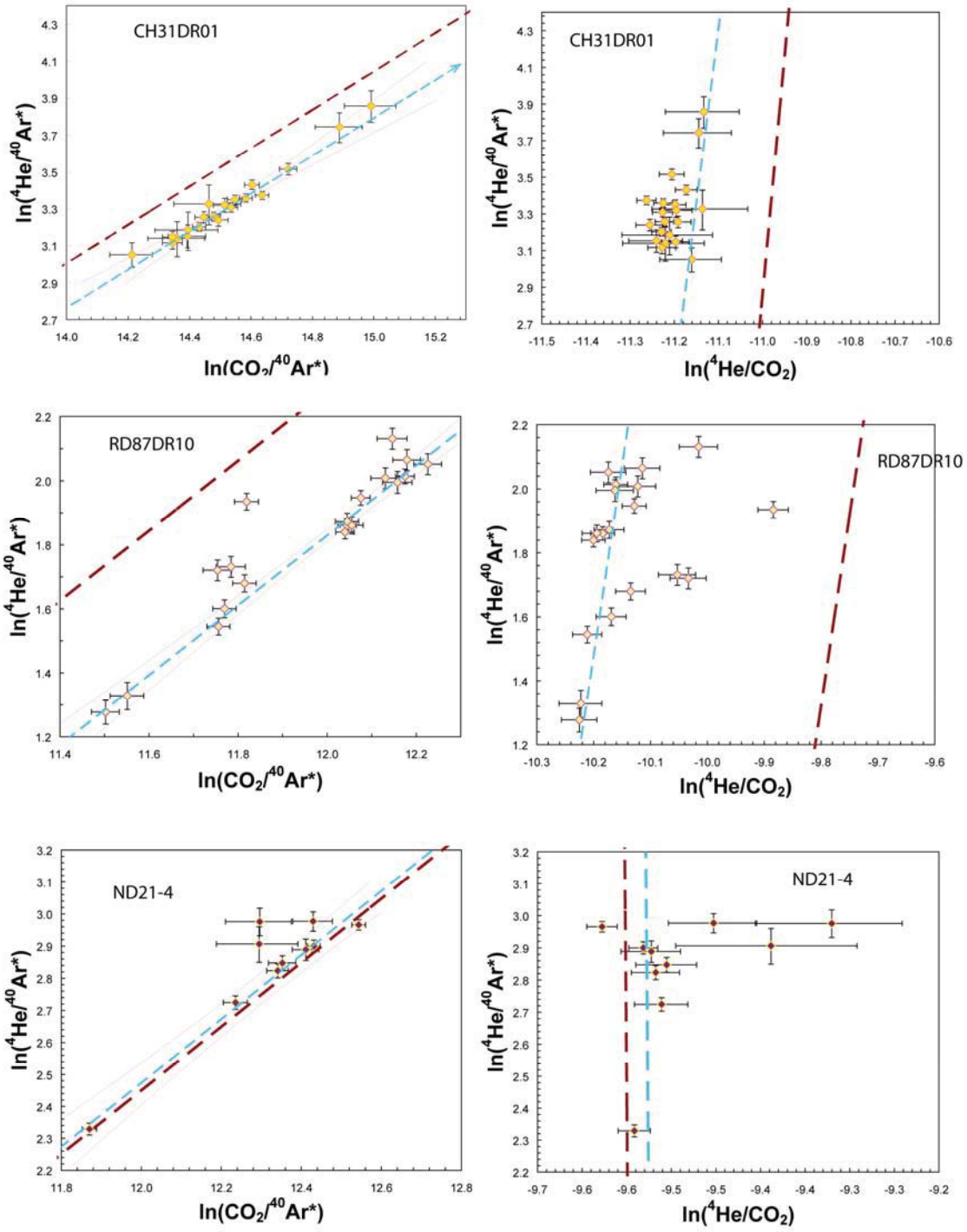


Figure 57: présentation des modèles de distillation de Rayleigh pour les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4. Les droites en pointillés bleus et marrons représentent l'évolution des compositions de la phase gazeuse et du magma respectivement au cours de la distillation. La droite d'évolution de la composition de la phase gazeuse est obtenue par régression linéaire des analyses bulle-par-bulle, en éliminant les points non alignés dans les échantillons RD87DR10 (4 analyses) et ND21-4 (3 analyses).

Les modèles pour CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 sont présentés Figure 57. Dans ce modèle on impose un rapport de solubilité $K_{Ar}/K_{He}=11$ et un rapport $^{4}He/^{40}Ar_{initial}$ dans le magma égal au rapport de production mantellique (2). Les rapports KAr/KCO_2 et KHe/KCO_2 ainsi que les rapports $CO_2/^{40}Ar^*$ et $CO_2/^{4}He$ initiaux (avant dégazage) du magma, calculés à partir de la pente et de l'ordonnée à l'origine de la droite d'évolution de la composition des volatils Figure 57, sont donnés Tableau 14.

Les solubilités relatives obtenues sont cohérentes avec les données expérimentales; les tendances observées dans nos échantillons sont donc cohérentes avec une distillation de Rayleigh.

	$(CO_2/^{40}Ar^*)_0$	$(CO_2/^{4}He)_0$	KAr/KCO_2	KHe/KCO_2
CH31DR01	$1.3^{E}5\pm21\%$	$6.5^{E}4\pm21\%$	0.13±0.08	1.4±66%
ND21-4	$2.8^{E}4\pm19\%$	$1.4^{E}4\pm19\%$	0.09±0.07	0.97±80%
RD87DR10	$3.8^{E}4\pm6\%$	$1.9^{E}4\pm6\%$	0.167±0.045	1.85±27%
Solubilités déterminées expérimentalement : Blank et Brooker,1994; Carroll et Webster, 1994			**0.15 - 0.25**	**1.5 - 2.25**

Tableau 14: composition relative en CO_2-He-Ar du magma avant dégazage et rapports de solubilités déduites du modèle de distillation de Rayleigh.

Ce modèle implique des rapports CO_2/He variant de plus d'un facteur 4 entre l'échantillon issu de la zone d'influence du point chaud des Açores (CH31DR01) et les échantillons ND21-4 et RD87DR10. Ces données sont cohérentes avec le modèle de Marty et Zimmermann (1999) indiquant un rapport $CO_2/^{3}He$ 4 fois plus élevé dans les E-MORBs par rapport aux N-MORBs.

On note par ailleurs que dans l'échantillon RD87DR10 certaines vésicules sont enrichies en hélium par rapport à l'évolution décrite par la distillation de Rayleigh. Un dégazage cinétique se superpose peut-être à la tendance générale dans certaines vésicules : l'hélium diffusant rapidement il peut être enrichi dans la phase vapeur lors de la remonté du magma. Cependant ce processus ne semble pas prépondérant.

Par ailleurs notons qu'un modèle de dégazage par pure distillation de Rayleigh implique une perte de 45-55%, 40-50% et 30-40% du CO_2 initial contenu dans le magma dans les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 respectivement. Ces pourcentages sont relativement faibles, et nécessitent une initiation de la distillation très superficielle. L'étude de la vésicularité et du CO_2 dissous dans les verres volcaniques (cf. chapitre 5) a montré que la

quantité de CO_2 présente dans la vésicularité est loin d'être négligeable devant la quantité de CO_2 dissoute dans le magma. Un modèle par pure distillation est donc peu probable; des vésicules sont plus probablement toujours préservées dans le magma et le système évolue selon une tendance de distillation de Rayleigh par perte d'une partie seulement de ces vésicules.

3.2.2 modèle cinétique de dégazage : contrôle par les vitesses de diffusion

Les tendances de dégazage résultant d'un contrôle cinétique ont été décrites par Paonita et Martelli (2006). Ces tendances varient selon la pression à laquelle a lieu le dégazage, car la diffusivité du CO_2 diminue avec l'augmentation de la pression (Watson et al., 1982). Paonita et Martelli proposent donc d'expliquer les fortes variations de rapports $CO_2/^4He$ observées dans les MORBs par des dégazages plus ou moins éloignés de l'équilibre et ayant lieu à des pressions variables. Ils proposent un dégazage cinétique à haute pression pour la N-MAR, caractérisé par de fortes variations des rapports $^{40}Ar/CO_2$ et $^4He/CO_2$, tandis que les rapports $^4He/^{40}Ar$ varient peu. Un dégazage cinétique à plus basse pression expliquerait la composition des basaltes de l'EPR.

Un contrôle cinétique du dégazage est attendu dans des échantillons présentant des sursaturations en CO_2. Nous avons vu lors du chapitre 5 que parmi les échantillons de cette étude, seul l'échantillon ND12-2 présente une sursaturation significative par rapport à sa pression de mise en place, et seulement 4 vésicules ont pu être analysées dans cet échantillon. Notre échantillonnage n'est donc pas propice à l'étude du dégazage cinétique. Cependant la partie précédente montre que des hétérogénéités de composition existent entre les échantillons (entre CH31DR01 et ND21-4 ou RD87DR10 notamment), qui ne sont pas réconciliables avec le dégazage cinétique d'une source unique comme le suggérait l'étude de Paonita et Martelli (2006). Les tendances de dégazage, observées à l'échelle de l'échantillon, sont contrôlées par les solubilités et montrent une hétérogénéité dans la composition de la source mantellique des MORBs.

L'échantillon ND12-2 présente une sursaturation en CO_2 d'un facteur 3, indiquant que le CO_2 est loin de l'équilibre. Seulement quatre analyses ont pu être effectuées dans cet échantillon à cause de problèmes techniques rencontrés au laboratoire. Ces premières mesures montrent néanmoins des rapports $CO_2/^4He$ et $CO_2/^{40}Ar^*$ qui varient d'un facteur 4 et 3 respectivement, qui semblent refléter un déséquilibre cinétique. Des analyses complémentaires sont prévues au laboratoire (cf. conclusion générale, perspectives).

De faibles variations sont également observées dans les rapports $CO_2/^4He$ et $CO_2/^{40}Ar^*$ de l'échantillon CH98DR11 (facteur de variation de 1.5) alors que les rapports $^4He/^{40}Ar^*$ sont plus homogènes (facteur de variation de 1.2). Ces variations peuvent être le reflet d'un léger déséquilibre cinétique, qui va dans le sens de la tendance décrite par Paonita et Martelli (2007) pour la N-MAR entre 24 et 30°N. Cependant les variations de composition au sein de ces échantillons sont beaucoup plus faibles que celles observées dans les autres échantillons. Dans cet échantillon, soit le dégazage est suffisamment lent pour permettre à l'ensemble des vésicules de se remettre à l'équilibre avec le magma final, soit le dégazage se fait en système fermé, et les bulles nucléent et grandissent suffisamment lentement pour que l'ensemble des vésicules reste à l'équilibre avec le liquide environnant.

3.2.3 hypothèses expliquant la composition des bulles du verre CH31DR10

L'analyse des vésicules de cet échantillon donne des résultats très étonnants car il semble que l'hélium ait été perdu dans certaines vésicules, mais pas l'argon ni le CO_2. Il est possible que ces résultats reflètent un problème lors de l'ouverture des vésicules. L'échantillon a en effet été décrit comme relativement altéré (cf. chapitre 5), et lors de l'ablation laser l'hélium diffuse peut être hors des vésicules. Cependant un tel découplage entre He, Ar et CO_2 est étonnant. Nous avons expliqué précédemment que l'échantillon de verre a été découpé directement au contact de la zone cristallisée du basalte en coussin. A ce niveau les vitesses de refroidissement sont bien plus faibles qu'au voisinage immédiat de l'eau de mer. La vitesse de refroidissement au cœur du basalte en coussin a été estimée à 0.07K/sec par Zhou et al. (2002). Il est possible que lors du refroidissement lent du basalte en coussin, l'hélium diffuse vers la zone cristallisée et soit perdu préférentiellement par rapport au CO_2 et à l'argon qui diffusent beaucoup plus lentement. Ce phénomène de perte de l'hélium près de la zone cristallisée a déjà été décrit dans la littérature par Kaneoka et al. (1998).

3.3 préservation de degrés de dégazage différents au sein d'un même échantillon

L'analyse des différentes vésicules des échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 montrent qu'à l'échelle d'un échantillon de quelques millimètres cubes, la composition en volatils peut être hétérogène. Les tendances de dégazage observées sont compatibles avec une distillation de Rayleigh, et suggèrent que les différentes vésicules d'un même échantillon peuvent préserver des degrés de dégazage différents du magma. De telles variations à l'échelle de l'échantillon ont déjà été décrites dans la littérature (Burnard, 1999; Raquin et Moreira, 2008). Pour expliquer ces variations, Burnard (1999) a proposé que les différentes vésicules

ont nucléé à des temps différents dans le magma. Dans ce modèle, les vésicules les plus anciennes se sont formées dans un magma peu dégazé et ont donc une composition en volatils peu fractionnée; ce sont les vésicules de plus grande taille dans le verre final, car elles ont eu le temps de grossir par diffusion du CO_2 et décompression. Les vésicules de plus petites tailles ont nucléé plus tardivement, dans un magma relativement dégazé, et ont donc une composition en volatils fractionnée. Ce modèle suppose que les grandes vésicules n'ont pas le temps de se rééquilibrer avec le magma final, et préservent donc une composition en volatils primitive.

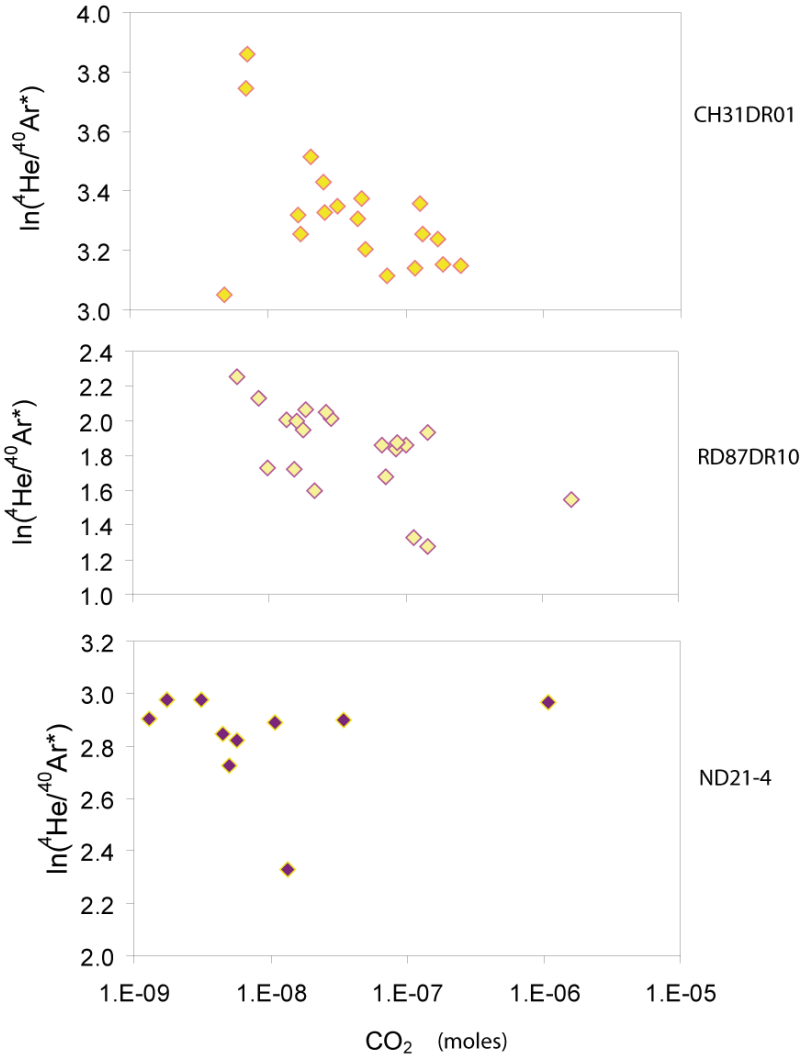


Figure 58 : relation entre le rapport ln(^{4}He/^{40}Ar) et la quantité de CO_2 contenue dans les vésicules des échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4.*

Si ce modèle est vrai, on peut donc s'attendre à une corrélation entre le ^{4}He/^{40}Ar (index de dégazage) et la taille des vésicules (qui traduit leur âge). Les diagrammes ^{4}He/^{40}Ar* versus CO_2 Figure 58 montrent qu'une telle corrélation existe dans les échantillons CH31DR01 et

RD87DR10, bien que la corrélation soit bruitée. Cette corrélation n'est pas visible dans l'échantillon ND21-4. On peut proposer pour expliquer le bruit, une coalescence des vésicules. Dans la partie précédente, nous avons supposé que cette coalescence est faible, mais elle peut expliquer la composition de certaines vésicules. Un autre phénomène à prendre en compte peut être l'injection de magma peu dégazé dans la chambre magmatique avant l'éruption par exemple. L'arrivée de magma peu dégazé peut injecter dans le système des vésicules nouvellement nucléées (donc éventuellement de petite taille) dont la composition est néanmoins peu fractionnée.

Des vésicules de grande taille et de composition peu fractionnée peuvent peut être se retrouver au contact de vésicules de plus petite taille dont la composition est plus évoluée par poussée d'Archimède. La vitesse relative d'une vésicule dans un magma suit la loi de Hadamard-Rybcynski:

$$v_b = \frac{(\rho_m - \rho_b)R^2 g}{3\eta}$$

où v_b est la vitesse relative de la bulle par rapport au magma, ρ_m (2.8g.cm^3) et ρ_b sont les densités du magma et de la bulle respectivement, R et le rayon de la bulle, g est l'accélération de la pesanteur et η est la viscosité du magma (20Pa.sec).

Une vésicule contenant 1*10^{-7}mole de CO_2 (soit la quantité présente dans les grosses vésicules de l'échantillon CH31DR01) fait environ 320µm de diamètre à 1200°C et 850 bars (soit 2km sous le fond océanique). Sa vitesse relative par rapport au magma est d'environ 11cm/h. Il est donc relativement difficile de séparer les vésicules du magma à cette profondeur. A 300 bars et 1200°C une vésicule de 1*10^{-7}mole de CO_2 mesure environ 450µm de diamètre, et sa vitesse relative est de 24 cm/h.

Ces vitesses sont relativement faibles.

On propose que ces vésicules, formées dans des zones différentes de la chambre magmatiques, plus ou moins dégazées, sont mélangées par l'écoulement chaotique lors de la remonté du magma vers la surface. Ceci peut expliquer la corrélation imparfaite entre taille des vésicules et composition.

Une des difficultés est de conserver cette hétérogénéité lors de la remonté du magma. Dans ces échantillons, le CO_2 est à l'équilibre, et donc une vésicule nouvellement arrivée dans un magma plus évolué ne devrait pas développer de gradient de CO_2 à son contact. Le rapport He/CO_2 fractionne peu au cours d'un dégazage à l'équilibre avec les solubilités, car les solubilités du CO_2 et de l'hélium sont très proches. Il ne devrait pas non plus y avoir de

déséquilibre notoire. Le temps de rééquilibration d'une vésicule avec le liquide environnant devrait donc être contrôlé par la vitesse de diffusion de l'argon. En utilisant une vitesse de diffusion de $10^{-10.5}$m²/sec pour l'argon, comme suggéré par Paonita et Martelli (2006), un calcul montre que le temps caractéristique pour la diffusion d'un pic de concentration en argon sur 700µm, soit la distance moyenne entre deux vésicules dans l'échantillon CH31DR01 est de 4h20. Ce temps est largement supérieur au temps de remonté du magma depuis la chambre magmatique.

4. Conclusions

Deux points importants ont été éclaircis au cours de cette étude.

Tout d'abord, les vésicules présentes dans des échantillons de verre volcanique possèdent des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ clairement mantelliques, ce qui suggère que le composant atmosphérique souvent analysé par broyage ou fusion d'échantillons n'est pas présent dans la vésicularité. Il peut avoir été incorporé tardivement aux échantillons lors de leur mise en place au fond de l'océan, ou lors de la remonté du magma. Les rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ semblent néanmoins varier dans le manteau.

Enfin la composition en volatils de la source magmatique semble hétérogène à l'échelle de la dorsale. L'étude de la composition en volatils des différentes vésicules d'un échantillon confirme qu'il existe des variations de composition à cette échelle, qui peuvent être compatible avec un modèle de dégazage par distillation de Rayleigh dans certains échantillons. D'autres échantillons ne montrent pas de variabilité importante à cette échelle et un échantillon semble avoir perdu la partie majeure de son hélium sans avoir affecté l'Ar où le CO_2. Les tendances de dégazage obtenues suggèrent que les magmas possèdent des compositions en volatils hétérogènes à l'échelle de la dorsale, qui ne peuvent être réconciliés par le dégazage d'une source mantellique de composition homogène. Le manteau sous la N-MAR dans la zone d'influence des Açores possède un rapport $CO_2/^3He$ supérieur d'un facteur 4 à celui mesuré loin de l'influence du point chaud.

Tableau 15: analyses ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 de vésicules individuelles de verres de MORB par ablation laser. l.d. = sous la limite de détection.

échantillon	vésicule	^{4}He	±	^{40}Ar	±	^{36}Ar	±	^{38}Ar	±	CO_2	±	$^{40}Ar/^{36}Ar$	-	+	$^{4}He/^{40}Ar^{*}$	±
RD87DR10	1	5.2E-12	1E-13	1.52E-12	4E-14	-		-		1.45E-07	2.E-10	-			3.6	0.1
	2	4.20E-12	8E-14	1.22E-12	3E-14	-		-		1.16E-07	3.E-10	-			3.8	0.2
	3	7.1E-13	1E-14	1.05E-13	2E-15	1.04E-17	5.8E-19	1.80E-18	8.0E-20	1.78E-08	8.E-11	10036	594	594	7.0	0.2
	4	3.16E-12	1E-14	5.2E-13	1E-14	4.28E-17	1.0E-18	8.43E-18	1.8E-19	8.51E-08	1.E-10	12047	377	377	6.3	0.1
	5	2.521E-12	8E-15	4.02E-13	8E-15	3.43E-17	9.2E-19	6.62E-18	1.5E-19	6.67E-08	1.E-10	11717	392	392	6.4	0.1
	6	6.2E-14	2E-15	2.81E-13	6E-15	3.33E-17	8.7E-19	6.42E-18	1.5E-19	2.20E-08	9.E-11	8431	278	278		
	7	1.09E-12	1E-14	1.50E-13	3E-15	1.23E-17	5.7E-19	2.36E-18	8.5E-20	2.83E-08	1.E-10	12181	614	614	7.5	0.2
	8	2.79E-13	3E-15	2.99E-14	6E-16	2.3E-18	5.4E-19	3.64E-19	7.2E-20	5.85E-09	1.E-10	12774	2937	2937	9.6	0.2
	9	2.83E-12	1E-14	5.4E-13	1E-14	5.78E-17	1.7E-18	1.16E-17	5.9E-19	7.13E-08	1.E-10	9412	364	364	5.4	0.1
	10	3.82E-12	3E-14	6.1E-13	2E-14	5.19E-17	1.5E-18	9.77E-18	5.0E-19	1.02E-07	1.E-10	11729	448	448	6.4	0.2
	11	6.03E-11	3E-13	1.32E-11	3E-13	1.16E-15	3.0E-17	2.23E-16	1.1E-17	1.64E-06	2.E-10	11348	405	405	4.7	0.1
	12	7.37E-12	8E-14	1.09E-12	3E-14	8.92E-17	2.4E-18	1.62E-17	8.2E-19	1.45E-07	1.E-09	12220	446	446	6.9	0.2
	13	5.39E-13	5E-15	7.4E-14	2E-15	6.42E-18	6.6E-19	7.80E-19	1.0E-19	1.34E-08	1.E-10	11556	1234	1234	7.5	0.2
	14	1.01E-12	1E-14	1.33E-13	4E-15	1.11E-17	6.9E-19	1.93E-18	1.4E-19	2.64E-08	9.E-11	11975	834	834	7.8	0.3
	15	6.19E-13	6E-15	8.9E-14	3E-15	1.66E-17	8.6E-19	3.08E-18	1.8E-19	1.60E-08	1.E-10	5363	321	321	7.4	0.3
	16	3.32E-12	2E-14	5.3E-13	1E-14	5.44E-17	1.6E-18	1.07E-17	5.5E-19	8.69E-08	1.E-10	9681	376	376	6.5	0.2
	17	6.66E-13	7E-15	1.22E-13	4E-15	9.28E-18	6.4E-19	1.86E-18	1.3E-19	1.52E-08	1.E-10	13134	986	986	5.6	0.2
	18	3.74E-13	4E-15	4.5E-14	1E-15	3.20E-18	6.1E-19	7.69E-19	1.0E-19	8.36E-09	1.E-10	14180	2732	2732	8.4	0.3
	19	8.24E-13	8E-15	1.71E-13	4E-15	1.40E-17	7.5E-19	2.96E-18	1.8E-19	2.15E-08	1.E-10	12212	723	723	5.0	0.1
	20	7.56E-13	8E-15	9.8E-14	3E-15	7.22E-18	6.3E-19	1.44E-18	1.2E-19	1.87E-08	9.E-11	13595	1260	1260	7.9	0.3
	21	4.22E-13	4E-15	7.6E-14	2E-15	5.30E-18	6.3E-19	1.42E-18	1.2E-19	9.80E-09	1.E-10	14390	1756	1756	5.6	0.2
CH31DR01	1	2.481E-12	9E-15	1.03E-13	2E-15	l.d.		l.d.		1.89E-07	3.E-10	-	-	-	23.4	1.4
	2	1.57E-12	2E-14	7.6E-14	2E-15	2.62E-17	2.0E-17	4.87E-18	3.7E-18	1.18E-07	3.E-10	-	-	-	23.1	2.1
	3	1.78E-12	2E-14	7.1E-14	1E-15	7.21E-18	9.8E-19	1.64E-18	1.6E-19	1.33E-07	2.E-10	9829	1349	1349	26.0	0.6
	4	1.70E-12	2E-14	6.1E-14	1E-15	6.94E-18	9.9E-19	1.26E-18	1.6E-19	1.28E-07	7.E-11	8825	1268	1268	28.8	0.7
	5	4.37E-13	5E-15	1.61E-14	4E-16	2.42E-18	9.5E-19	2.58E-14	6.2E-16	3.19E-08	9.E-11	6637	2613	2613	28.5	0.9
	6	6.83E-14	2E-15	4.0E-15	2E-16	2.51E-18	7.6E-19	3.92E-19	9.0E-20	4.8E-09	2.E-10	1585	490	490	21.2	2.2
	7	2.27E-13	3E-15	8.8E-15	3E-16	2.00E-18	7.5E-19	3.72E-20	9.0E-20	1.65E-08	1.E-10	4413	1666	1666	27.6	1.3
	8	6.87E-13	7E-15	2.89E-14	6E-16	3.17E-18	7.7E-19	5.21E-19	9.1E-20	5.17E-08	9.E-11	9101	2227	2227	24.6	0.6
	9	6.02E-13	6E-15	2.29E-14	5E-16	2.76E-18	7.7E-19	5.18E-19	9.1E-20	4.52E-08	7.E-11	8295	2334	2334	27.3	0.7
	10	1.00E-13	3E-15	2.5E-15	2E-16	4.58E-19	7.4E-19	1.49E-19	9.0E-20	6.93E-09	8.E-11	5479	3393	∞	42.2	5.6
	11	1.04E-13	3E-15	2.7E-15	2E-16	1.57E-18	7.7E-19	2.84E-19	9.0E-20	7.14E-09	9.E-11	1702	563	1661	47.4	6.8
	12	2.81E-13	3E-15	8.9E-15	2E-16	1.77E-18	5.3E-19	2.59E-19	7.1E-20	2.06E-08	1.E-10	5003	1505	1505	33.6	1.1
	13	6.13E-13	8E-15	2.19E-14	5E-16	2.98E-18	5.1E-19	5.42E-19	7.2E-20	4.78E-08	9.E-11	7342	1276	1276	29.2	0.7
	14	3.55E-13	4E-15	1.18E-14	3E-16	1.16E-18	5.1E-19	4.94E-19	7.2E-20	2.53E-08	9.E-11	-	-	-	30.9	0.9
	15	2.37E-13	3E-15	1.15E-14	3E-16	8.08E-18	5.6E-19	1.67E-18	7.9E-20	1.72E-08	9.E-11	1428	104	104	25.9	0.9
	16	2.21E-12	1E-14	9.0E-14	3E-15	1.04E-17	7.0E-19	2.09E-18	1.4E-19	1.71E-07	2.E-10	8610	634	634	25.5	0.8
	17	9.8E-13	1E-14	4.5E-14	1E-15	6.17E-18	6.4E-19	1.33E-18	1.2E-19	7.36E-08	2.E-10	7330	794	794	22.6	0.8
	18	3.78E-13	4E-15	1.5E-14	1E-15	3.21E-18	6.1E-19	5.36E-19	1.0E-19	2.60E-08	9.E-11	4535	974	974	27.9	3.0
	19	3.47E-12	2E-14	1.54E-13	5E-15	1.58E-17	7.5E-19	2.89E-18	1.7E-19	2.53E-07	3.E-10	9754	548	548	23.3	0.7
	20	5.3E-13	5E-15	2.2E-14	2E-15	1.35E-18	4.4E-19	2.63E-19	6.8E-20	3.94E-08	1.E-10	16587	4101	8112	24.2	2.5

Tableau 15 (suite). l.d. = sous la limite de détection.

échantillon	vésicule	^{4}He	±	^{40}Ar	±	^{36}Ar	±	^{38}Ar	±	CO_2	±	$^{40}Ar/^{36}Ar$	-	+	$^{4}He/^{40}Ar^{*}$	±
CH31DR10	1	9.14E-13	9E-15	2.0E-14	1E-15	1.06E-19	6.4E-19	l.d.		4.66E-08	1.E-10				46.2	2.4
	2	8.76E-13	9E-15	1.79E-14	9E-16	6.05E-19	6.4E-19	l.d.		4.40E-08	1.E-10	29585	15164	∞	49.4	2.6
	3	4.78E-13	5E-15	1.13E-14	3E-16	7.59E-19	7.0E-19	l.d.		2.33E-08	9.E-11	14900	7147	175626	43.1	1.4
	4	3E-15	2E-15	2.3E-15	2E-16	1.10E-18	6.5E-19	l.d.		5.8E-09	1.E-10	2135	796	3132	1.5	0.2
	5	5.76E-13	6E-15	3.0E-14	2E-15	1.17E-18	6.2E-19	l.d.		6.82E-08	3.E-10	25767	8882	28602	19.3	1.0
	6	1.22E-13	4E-15	1.09E-14	3E-16	8.80E-19	6.2E-19	l.d.		2.55E-08	2.E-10	12342	5100	29388	11.5	0.5
	7	5.8E-14	3E-15	2.91E-14	5E-16	9.94E-19	3.8E-19	l.d.		5.94E-08	1.E-10	29281	8031	17789	2.0	0.1
	8	2.00E-13	4E-15	4.22E-14	6E-16	9.16E-19	3.1E-19	1.74E-17	4.4E-19	9.30E-08	2.E-10	46076	11574	23261	4.8	0.1
	9	3.06E-15	5E-17	1.58E-14	2E-16	5.02E-19	3.3E-19	1.27E-19	7.8E-20	2.79E-08	1.E-10	31473	12398	58440	0.2	0.0
	10	3.0E-16	3E-17	9.5E-16	6E-17	8.06E-19	4.0E-19	9.61E-20	6.6E-20	2.0E-09	1.E-10	1181	395	1191	0.4	0.1
	11	2.30E-13	1E-15	1.22E-15	6E-17	2.56E-19	4.0E-19	9.41E-20	6.6E-20	4.0E-09	1.E-10	4768	2905	∞	201	23
	12	4.1E-16	4E-17	1.92E-15	6E-17	3.57E-19	4.1E-19	8.92E-20	6.6E-20	4.2E-09	1.E-10	5389	2879	∞	0.2	0.0
	13	1.7E-16	2E-17	6.9E-16	6E-17	l.d.		l.d.		2.3E-09	1.E-10				0.2	0.0
	14	2.28E-13	1E-15	5.2E-15	1E-16	1.47E-19	4.1E-19	l.d.		1.1E-08	1.E-10	35410	26026	∞	44	1
	15	8.4E-16	6E-17	4.06E-15	9E-17	l.d.		l.d.		9.9E-09	1.E-10				0.2	0.0
	16	3.9E-16	3E-17	2.66E-15	7E-17	1.07E-18	4.1E-19	6.86E-20	6.6E-20	4.7E-09	1.E-10	2488	696	1582	0.2	0.0
CH98DR11	1	2.88E-13	3E-15	4.65E-14	7E-16	3.76E-18	3.6E-19	7.04E-19	1.0E-19			12368	1183	1183	6.3	0.1
	2	2.24E-12	2E-14	3.68E-13	6E-15	1.62E-17	9.9E-19	3.00E-18	3.4E-19	4.05E-08	1.E-10	22735	1426	1426	6.2	0.1
	3	1.76E-11	2E-13	2.74E-12	4E-14	1.46E-16	7.5E-18	2.76E-17	7.5E-19	3.41E-07	8.E-10	18764	997	997	6.5	0.1
	4	1.02E-12	1E-14	1.55E-13	2E-15	7.63E-18	5.7E-19	1.37E-18	7.8E-20	2.02E-08	1.E-10	20293	1550	1550	6.7	0.1
	5	6.16E-13	6E-15	9.5E-14	1E-15	4.21E-18	5.1E-19	5.84E-19	4.7E-20	1.19E-08	1.E-10	22473	2727	2727	6.6	0.1
	6	1.62E-12	2E-14	2.65E-13	4E-15	1.18E-17	7.5E-19	2.08E-18	1.1E-19	3.21E-08	1.E-10	22459	1476	1476	6.2	0.1
	7	1.22E-13	2E-15	1.69E-14	3E-16	1.43E-18	4.9E-19	3.37E-19	4.1E-20	1.98E-09	8.E-11	11862	3012	6119	7.4	0.2
	8	1.70E-13	3E-15	2.60E-14	4E-16	5.20E-19	4.4E-19	8.20E-20	3.7E-20	2.4E-09	1.E-10	50084	23031	286776	6.6	0.1
	9	8.7E-14	2E-15	1.36E-14	2E-16	7.29E-19	3.2E-19	1.47E-19	7.8E-20	1.3E-09	1.E-10	18719	5689	14510	6.5	0.2
	10	1.63E-13	3E-15	2.50E-14	4E-16	8.49E-19	3.2E-19	5.82E-20	7.7E-20	2.8E-09	1.E-10	29396	8134	18213	6.6	0.1
	11	6.9E-14	1E-15	1.02E-14	2E-16	6.46E-19	3.1E-19	l.d.		1.2E-09	1.E-10	15756	5111	14555	6.9	0.2
	12	7.6E-14	1E-15	1.18E-14	4E-16	1.47E-19	3.3E-19	4.06E-20	7.7E-20	1.2E-09	1.E-10	80287	55556	∞	6.5	0.2
ND12-2	1	3.1E-13	2E-15	1.71E-14	3E-16	1.44E-18	4.5E-19	1.25E-19	6.7E-20	2.1E-09	1.E-10	11850	2812	5353	18.5	0.3
	2	1.90E-12	2E-14	8.0E-14	1E-15	4.95E-18	4.9E-19	8.64E-19	7.9E-20	1.59E-08	9.E-11	16080	1611	1611	24.2	0.4
	3	1.93E-13	2E-15	1.04E-14	2E-16	4.20E-19	4.2E-19	1.62E-19	6.7E-20	1.03E-09	1.E-10	24740	12413	∞	18.8	0.4
	4	1.37E-13	1E-15	4.80E-15	1E-16	5.98E-20	4.0E-19	1.59E-17	4.0E-19	3.2E-10	1.2.E-10	80289	69783	∞	28.6	0.9
ND21-4	1	7.42E-11	4E-13	3.93E-12	6E-14	3.58E-16	1.8E-17	6.28E-17	1.7E-18	1.07E-06	8.E-09	10970	582	582	19.4	0.3
	2	4.16E-13	4E-15	2.48E-14	4E-16	3.53E-19	1.1E-18	2.95E-19	6.0E-19	5.7E-09	1.E-10	70343	53612	∞	16.8	0.4
	3	2.44E-13	2E-15	1.30E-14	2E-16	1.96E-18	1.1E-18	4.39E-19	6.0E-19	3.1E-09	1.E-10	6644	2438	9164	19.6	0.6
	4	9.67E-13	1E-14	9.6E-14	1E-15	7.22E-18	1.2E-18	1.33E-18	6.0E-19	1.35E-08	1.E-10	13350	2189	2189	10.3	0.2
	5	7.88E-13	8E-15	4.5E-14	1E-15	2.93E-18	1.1E-18	3.91E-19	6.0E-19	1.08E-08	1.E-10	15253	4288	9797	18.0	0.6
	6	1.083E-13	8E-16	6.1E-15	1E-16	6.21E-19	1.1E-18	1.88E-19	6.0E-19	1.3E-09	1.E-10	9833	6354	∞	18.3	1.1
	7	3.37E-13	2E-15	2.01E-14	3E-16	2.03E-18	1.1E-18	3.28E-19	6.0E-19	4.5E-09	1.E-10	9905	3577	12881	17.2	0.4
	8	1.549E-13	9E-16	8.2E-15	1E-16	1.13E-18	1.1E-18	3.25E-19	6.0E-19	1.7E-09	1.E-10	7279	3648	∞	19.6	0.9
	9	2.47E-12	2E-14	1.39E-13	2E-15	1.15E-17	1.3E-18	2.19E-18	6.0E-19	3.41E-08	1.E-10	12175	1402	1402	18.2	0.3
	10	3.66E-13	2E-15	2.49E-14	4E-16	2.91E-18	1.2E-18	4.91E-19	6.0E-19	4.9E-09	1.E-10	8544	2425	5607	15.3	0.3



Þingvellir, Islande

CONCLUSION GENERALE

Au cours de cette thèse je me suis consacrée à préciser la connaissance des mécanismes de dégazage actuels du manteau au niveau des dorsales océaniques. Pour cela j'ai effectué des analyses de la composition en ^{4}He-^{40}Ar-CO_2 des vésicules de verres basaltiques. Dans une première étude à l'échelle de la dorsale des Galápagos, ces analyses ont été couplées avec la mesure des isotopes du néon afin de distinguer entre les effets d'un mélange éventuel de sources (source des MORBs + source du panache des Galápagos) et les effets du dégazage sur les compositions relatives en gaz rares et CO_2. Dans une seconde étude, j'ai essayé de déterminer les différences de composition entre les différentes vésicules d'échantillons de verres volcaniques. Cette étude a été couplée avec une étude de la vésicularité à partir des images tomographiques de ces échantillons. Enfin une étude pétrologique des microlithes d'olivines présentent dans certains verres de la N-MAR a été réalisé afin de contraindre l'histoire pré-éruptive des échantillons étudiés du point de vue du dégazage, et pouvoir proposer des modèles réalistes.

Préciser les mécanismes de dégazage actuels du manteau devrait permettre à terme de contraindre les mécanismes qui ont pu fractionner les volatils mantelliques au cours de l'histoire de la Terre. Un deuxième objectif est de préciser l'hétérogénéité actuelle du manteau, afin de contraindre sa structure et les transferts actuels et passés entre les différents réservoirs terrestres. J'ai tenté de préciser l'hétérogénéité du manteau à travers deux approches. 1) La correction du fractionnement provoqué par le dégazage sur les compositions mesurées a permis d'obtenir quelques précisions sur l'hétérogénéité mantellique. 2) Cette hétérogénéité a pu également être évaluée par la mesure de la composition isotopique en néon (étude de la dorsale des Galápagos) et argon (analyse bulle par bulle) des basaltes de dorsale, car les rapports isotopiques sont peu fractionnés par les processus de fusion partielle et dégazage. L'analyse bulle par bulle permet de s'affranchir de la contamination atmosphérique dans la mesure des rapports isotopiques en argon.

Interaction panache – ride océanique

Une première étude s'intéresse aux compositions isotopiques du néon dans les verres basaltiques du Galápagos Spreading Center ; la composition de ces laves en éléments non volatils (ex. K_2O, isotopes de Sr, Nd, Pb) traduit une forte interaction ride – panache. Grâce à l'analyse par broyage des verres basaltiques du Galapagos Spreading Center, j'ai pu montrer que les volatils du panache contribuent peu à la composition des basaltes de la dorsale, car les compositions isotopiques du néon sont de type MORB. Afin de comprendre cette dichotomie

(différence de comportement des gaz rares et des éléments non-volatils) il a fallu développer des modèles de dégazage des magmas, décrits ci-dessous.

Mécanismes de dégazage du manteau au niveau des dorsales océanique.

Les analyses He – Ne – Ar – CO_2 des échantillons du Galápagos Spreading Center nous ont également permis d'étudier le dégazage à l'échelle de la dorsale dans le contexte de l'interaction entre le Galápagos Spreading Center et le point chaud des Galápagos. Or les variations de composition en ^{4}He-$^{40}Ar^{*}$-CO_2 peuvent s'expliquer par un modèle de distillation d'une source de volatils unique de type MORB. Le fait qu'il n'y ait qu'une seule et unique source des volatils de type MORB au Galápagos Spreading Center indique que le composant panache a perdu tous ses volatils (à part l'eau) avant d'être mélangé avec le composant de type MORB.

Dans un deuxième temps, j'ai cherché à contraindre les processus de dégazage à l'échelle de l'échantillon.

Le chapitre 5 présente l'étude par microtomographie de rayons X de la vésicularité de 10 échantillons issus de contexte géodynamiques différents (dorsale lente, rapide et point chaud). Cette étude directement en trois dimensions permet d'obtenir pour chaque échantillon sa vésicularité et la répartition des tailles des vésicules (VSD) de façon précise. Des systématiques peuvent être identifiées dans les VSD des échantillons, différentes entre les 8 échantillons de la N-MAR et les deux échantillons de l'EPR. Alors que dans les échantillons de l'EPR les VSD suivent des lois exponentielles unimodales, deux populations de vésicules sont systématiquement observées pour les échantillons de la N-MAR. Malgré des vésicularités différentes, la quantité totale de CO_2 contenue dans les deux échantillons du Pacifique (CO_2 dissout mesuré par FTIR + estimation du CO_2 gazeux calculée à partir de la vésicularité) correspond à la solubilité du CO_2 vers 2 kilomètres de profondeur, soit approximativement la profondeur de la chambre superficielle. Pour expliquer ces observations, on propose que les bulles des deux échantillons de l'EPR ont nucléé et grandi lors de la remontée du magma. Les échantillons de l'Atlantique présentent des quantités totales de CO_2 plus variables et plus élevées qui suggèrent que les vésicules observées se sont formées à plus grande profondeur. De la coalescence est observée dans les échantillons Islandais, qui est identifiable dans les tendances de VSD.

Le chapitre 6 étudie la composition des différentes vésicules de 6 des échantillons tomographiés (^{4}He, isotopes de l'argon et CO_2). L'étude confirme qu'il est possible d'étudier le

dégazage à cette échelle (Burnard, 1999), car des variations de composition entre les vésicules d'un même échantillon existent. Dans trois échantillons (CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4, soit issus de la N-MAR dans la zone d'influence du point chaud des Açores, à 16°N, et de l'EPR à 18°S respectivement), ces variations sont compatibles avec un modèle de dégazage par distillation de Rayleigh. Les vésicules d'un des échantillons (CH98DR11, N-MAR 30°N) ne montrent pas de variabilité importante de composition, et un échantillon (CH31DR10) semble avoir perdu la partie majeure de son hélium alors que la composition en Ar et CO_2 semble préservée.

L'observation de tendances cohérentes avec une distillation de Rayleigh dans trois échantillons implique que les différentes vésicules ont préservé des degrés de dégazage différents du magma, et qu'elles ne se sont pas remises à l'équilibre entre elles. Les faibles vitesses de diffusion de l'argon et du CO_2 permettent probablement de conserver des déséquilibres entre des vésicules voisines pendant quelques heures.

Des contraintes sur l'histoire magmatique des échantillons de la N-MAR sont apportées au chapitre 4, par l'étude des microlithes d'olivine présentes dans le verre de l'échantillon RD87DR10. Ces microlithes présentent des morphologies caractéristiques de fluctuation thermique du magma, interprétées comme le signe de convection dans une lentille magmatique. Ce type de figure de convection a été observée dans plusieurs des échantillons de la N-MAR étudiés ici, dont l'échantillon CH98DR11 (Faure et Schiano, 2004), et l'échantillon islandais A012. L'étude à partir de lames minces de l'échantillon RD87DR10 de la taille des microlithes et de la composition des inclusions magmatiques piégées dans les cristaux permet d'estimer que ces cycles de convection durent entre quelques minutes et une heure chacun; c'est une information cinétique à prendre en compte dans les modèles de dégazage. L'étude conclut également que les différents cristaux présents dans l'échantillon ont subi des histoires thermiques différentes, ce qui laisse suggérer un mélange relativement intense des cristaux dans la chambre ou lors de l'éruption. Ceci est peut être à mettre en parallèle avec la présence de vésicules de compositions relativement différentes au sein de ce même échantillon (cube de verre < 1 cm^3).

Lien entre contexte géodynamique et processus de dégazage.

A l'échelle de l'échantillon, on a pu noter que la composition en volatils est fractionnée au cours du dégazage dans les échantillons CH31DR01, RD87DR10 et ND21-4 par un processus assimilable à une distillation de Rayleigh. CH31DR01 se trouve dans la zone d'influence du point chaud Açores. RD87DR10 se trouve dans une zone influencée par une anomalie

géochimique (anomalie centrée à 14°N), de même ND21-4 (anomalie centrée autour de 16.75°S). A grande échelle, un dégazage par distillation de Rayleigh a été observé le long de la ride des Galápagos, également influencée par un point chaud.

L'échantillon CH98DR11, issu d'une portion de ride typique des N-MORB présente des vésicules dont la composition est homogène. La même homogénéité avait été notée dans la popping rock, considéré comme un échantillon de référence typique des N-MORBs (Raquin et Moreira, 2008).

L'étude tomographique de la répartition des tailles de vésicule montre que la nucléation et/ ou le temps de résidence des vésicules sont différents entre nos deux échantillons issus de l'EPR, et nos échantillons issus de la N-MAR.

Relation entre cristallisation et dégazage

L'étude des basaltes de la dorsale des Galápagos met en évidence le contrôle de la cristallisation sur l'intensité du dégazage, par concentration des volatils dans le liquide résiduel.

L'étude tomographique de deux échantillons de l'EPR met en évidence l'association spatiale de petites vésicules et de cristaux dans les verres. De même en Islande, des vésicules sont présentes autour de sphérulithes (cristaux de trempe), ce qui suggère un épisode de nucléation tardif lors de l'éruption de l'échantillon. Les cristaux facilitent probablement la nucléation de vésicules lors de leur croissance en augmentant localement la concentration en volatils, qui sont des incompatibles. Inversement, la présence de petites vésicules semble faciliter la nucléation hétérogène des cristaux, car une petite bulle est observée au cœur de deux des cristaux d'olivine dans l'échantillon RD87DR10.

Hétérogénéité de la source des MORBs?

L'étude du dégazage à l'échelle de l'échantillon permet, lorsque des déséquilibres entre les vésicules sont observés, de remonter à la composition en volatils de la source mantellique en extrapolant les compositions mesurées à un $^{4}He/^{40}Ar$ égal à 2 dans le manteau (rapport de production).

Les tendances de dégazage obtenues suggèrent que les magmas possèdent des compositions en volatils hétérogènes à l'échelle de la dorsale, qui ne peuvent être réconciliés par le dégazage d'une source mantellique de composition homogène. Le manteau sous la N-MAR dans la zone d'influence des Açores possède un rapport $CO_2/^{3}He$ et $CO_2/^{40}Ar^*$ supérieur d'un facteur 4 à celui mesuré dans l'échantillon RD87DR10 à 16°N. Par ailleurs on note

qu'entre l'échantillon RD87DR10 (N-MAR, 16°N), l'échantillon ND21-4 (EPR 18°S) et la source des volatils du Galápagos Spreading Center, il existe une homogénéité remarquable des compositions relatives en CO_2-$^{40}Ar^*$-^4He, puisque l'on déduit respectivement pour ces 3 secteurs un rapport $CO_2/^{40}Ar$ de 38000±6%, 28000±19% et 27000±12%; les rapports $CO_2/^4He$ sont respectivement 19000±6%, 14000±19% et 13500±12%.

L'analyse bulle-par-bulle est donc une méthode efficace pour juger de l'hétérogénéité de la source mantellique à l'échelle de la dorsale. Dans le contexte du Galápagos Spreading Centre, où il n'existe pas d'apport de volatils du panache au niveau de la ride, la tendance de dégazage obtenue à l'échelle de la dorsale permet également de remonter à la composition du réservoir source; il est cependant nécessaire de coupler l'étude du dégazage avec une étude isotopique (isotopes du néon, chapitre 3) afin de vérifier l'homogénéité du réservoir.

L'étude bulle par bulle permet également de contraindre l'hétérogénéité mantellique par la mesure précise des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ des échantillons.

La composition isotopique en hélium est le traceur le plus utilisé de l'hétérogénéité mantellique, car il n'est pas contaminé par l'atmosphère. Cependant l'origine des variations observées est débattue. Il est important de coupler les données isotopiques de l'hélium avec celles d'autres éléments tels que le néon ou l'argon par exemple. L'utilisation de l'argon ou du néon pose néanmoins de nombreux problèmes car les analyses sont souvent fortement contaminées par l'atmosphère (cf. basaltes de la dorsale des Galápagos par exemple, chapitre 3), et un débat existe pour savoir s'il existe un composant d'argon atmosphérique recyclé dans le manteau (recyclage de croûte par exemple), ou si les analyses reflètent une contamination atmosphérique des échantillons, qui peut être introduite tardivement lors de la mise en place du basalte par exemple. Les $^{40}Ar/^{36}Ar$ bas, mesurés généralement au niveau des points chauds peuvent être dûs à une source primitive peu radiogénique, un composant avec de l'argon atmosphérique recyclé dans le manteau ou bien une contamination de surface d'un échantillon dégazé. La question de l'origine du composant atmosphérique est aussi très importante pour légitimer ou non la correction de l'argon atmosphérique dans les modèles de dégazage. Si c'est la source qui a un rapport $^{40}Ar/^{36}Ar$ bas le calcul d'un $^{40}Ar^*$ magmatique n'est plus légitime.
L'étude bulle par bulle d'échantillons de MORBs permet de répondre à cette question. L'étude de Raquin et Moreira (2008) avait montré par l'étude du rapport $^{40}Ar/^{36}Ar$ de la popping rock et d'un échantillon dragué au large de l'ile de Fernandina (archipel de Galápagos), que le composant atmosphérique souvent analysé par broyage n'était pas issu des vésicules.

Cependant l'ablation par le laser d'épaisseurs plus ou moins importantes de verre pour atteindre les vésicules au cours de l'analyse contaminait certaines analyses. Notre approche, a consisté à creuser dans les échantillons par des cycles réguliers d'ablation du verre suivis du pompage des gaz extraits, jusqu'à atteindre une vésicule. Cette technique, rendue possible par la tomographie préalable des échantillons qui permet de localiser les vésicules à analyser, permet de limiter et contrôler la quantité de gaz extraits du verre qui vont contaminer les gaz extraits de la vésicule. Les blancs d'analyse faibles obtenus grâce à cette méthode nous permettent de déterminer la valeur du $^{40}Ar/^{36}Ar$ des vésicules de l'ensemble de nos 6 échantillons issus de la N-MAR et de l'EPR. Les rapports mesurés sont clairement mantelliques et varient entre 8800 et 32000. Ces rapports sont nettement plus élevés que ceux mesurés par broyage, ce qui suggère que les rapports bas mesurés par broyage sont dus à la libération d'un composant atmosphérique présent dans le verre et ajouté tardivement à l'échantillon. Ceci va à l'encontre de l'hypothèse du recyclage d'un composant atmosphérique sous la N-MAR, y compris dans la zone des Açores.

On propose les perspectives suivantes pour cette étude :

1. dégazage hors équilibre

L'étude bulle par bulle du dégazage au niveau des dorsales s'est limitée à des échantillons non sursaturés en CO_2 lors de leur mise en place. Il serait intéressant d'étudier un échantillon présentant de fortes sursaturations en CO_2 afin de préciser les déséquilibres observables à petite échelle entre les différentes vésicules. Ce travail a été amorcé au cours de cette thèse par l'étude de quelques vésicules dans l'échantillon ND12-2 de l'EPR, qui présente une sursaturation d'un facteur 3. Il semble exister de fortes variations des rapports $^{4}He/CO_2$ et $^{40}Ar/CO_2$ entre les vésicules de l'échantillon (facteur 3 à 4). Cependant le nombre de vésicules mesuré (4) est largement insuffisant; des problèmes analytiques au laboratoire n'ont pas permis de finir cette étude, mais le projet reste en cours.

2. étude en bulle-par-bulle d'un échantillon de point chaud : l'échantillon islandais A012

L'étude d'un échantillon de point chaud (A012, Islande) est également prévue afin de préciser les mécanismes de dégazage dans la zone d'influence du point chaud Islandais, et de préciser la composition en ^{4}He-^{40}Ar-CO_2 de la source islandaise.

3. Etudes expérimentales

En parallèle de ce type de travail analytique, des études expérimentales sont nécessaires pour tester les modèles de dégazage proposés. La précision des vitesses de diffusion du CO_2 et des gaz rares dans des laves basaltiques permettrait une modélisation plus précise des déséquilibres de composition observés.

Un modèle cinétique incluant la répartition des tailles de vésicule et les déséquilibres de composition entre les différentes vésicules pourrait par ailleurs permettre de contraindre l'échelle de temps impliquée dans la conservation de ces déséquilibres.

4. hétérogénéité du rapport $^{40}Ar/^{36}Ar$ à l'échelle globale

Une étude de l'hétérogénéité des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ à l'échelle globale par analyse bulle par bulle pourrait permettre de préciser l'hétérogénéité de la composition isotopique du manteau, en s'affranchissant de la contamination atmosphérique des échantillons. On peut proposer l'étude des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ par exemple dans une portion de ride influencée par un point chaud. L'analyse peut se limiter aux plus grosses vésicules contenues dans des verres préalablement tomographiés, afin d'optimiser la rapidité d'analyse; ces analyses pourraient également être couplées pour ces grosses vésicules à l'analyse des isotopes du néon. Ceci pourrait peut être permettre de vérifier l'homogénéité des rapports $^{20}Ne/^{22}Ne$ entre source des MORB et source des OIB. L'étude des isotopes du néon en bulle-par-bulle n'a pas été possible au cours de cette thèse car il n'était pas possible de séparer le néon de l'hélium dans la ligne de purification des gaz utilisée. Or, l'hélium est beaucoup plus abondant que le néon dans les MORBs, et augmente donc fortement la pression dans le spectromètre de masse lors de l'analyse du néon, ce qui interdit des mesures fiables.

5. paléo-épaisseur des glaciers par la pression dans les vésicules

L'analyse bulle-par-bulle des vésicules couplée avec l'étude tomographique des échantillons a permis d'établir que la pression dans les vésicules (VIP) lors de leur mise en place est approximativement à l'équilibre avec la pression hydrostatique. La corrélation entre pression hydrostatique et densité de CO_2 dans les vésicules établie lors de cette étude pourrait être utilisée à profit pour déterminer l'épaisseur de glace lors de la mise en place d'échantillons sous-glaciaires. Des études s'intéressent en effet à la relation entre volcanisme et épaisseur d'un glacier au cours du temps; l'épaisseur de la glace est parfois estimée à partir de la mesure du CO_2 ou de l'eau dissoute dans le verre. Cependant des sursaturations peuvent exister, qui limitent cette approche. La mesure de la VIP pourrait permettre d'apporter une

contrainte nouvelle. Cependant, une limite sera la précision de mesure du CO_2 pour de faibles profondeurs de mise en place.



REFERENCES

A

Albarède, F., 1998. Time-dependent models of U-Th-He and K-Ar evolution and the layering of mantle convection. Chemical Geology 145, 413-429.

Albarède, F., 2008. Rogue mantle helium and neon. Science 319, 943-945.

Allègre, C., Staudacher, T., and Sarda, P., 1987. Rare gas systematics: formation of the atmosphere, evolution and structure of the Earth's mantle. Earth and Planetary Science Letters 81, 127-150.

Allègre, C. J., Dupre, B., and Lewin, E., 1986. Thorium Uranium ratio of the Earth. Chemical Geology 56, 219-227.

Almeev, R., Holtz, F., Koepke, J., Haase, K., and Devey, C., 2008. Depths of Partial Crystallization of H_2O-bearing MORB: Phase Equilibria Simulations of Basalts at the MAR near Ascension Island (7-11°S). J. Petrology 49, 25-45.

Anderson, D. L., 1998. A model to explain the various paradoxes associated with mantle noble gas geochemistry. Proc. Natl. Acad. Sci. USA 95, 9087-9092.

Arevalo, R., McDonough, W. F., and Luong, M., 2009. The K/U ratio of the silicate Earth: Insights into mantle composition, structure and thermal evolution. Earth and Planetary Science Letters 278, 361-369.

Asimow, P. and Ghiorso, M., 1998. Algorithmic Modifications Extending MELTS to Calculate Subsolidus Phase Relations. American Mineralogist 83, 1127-1131.

Asimow, P. D. and Stolper, E. M., 1999. Steady-state mantle-melt interactions in one dimension: I. Equilibrium transport and melt focusing. Journal of Petrology 40, 475-494.

Aubaud, C., Pineau, F., Jambon, A., and Javoy, M., 2004. Kinetic disequilibrium of C, He, Ar and carbon isotopes during degassing of mid-ocean ridge basalts. Earth and Planetary Science Letters 222, 391-406.

Auzende, J. M., Ballu, V., Batiza, R., Bideau, D., Cormier, M. H., Fouquet, Y., Geistdoerfer, P., Lagabrielle, Y., Sinton, J., and Spadea, P., 1994. Present-day magmatic, tectonic, and hydrothermal activity on the East Pacific rise between 17°S and 19°S (NAUDUR cruise). Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii 319, 811-818.

Auzende, J.-M., Ballu, V., Batiza, R., Bideau, D., Charlou, J.-L., Cormier, M. H., Fouquet, Y., Geistdoerfer, P., Lagabrielle, Y., Sinton, J., and Spadea, P., 1996. Recent tectonic, magmatic, and hydrothermal activity on the East Pacific Rise between 17°S and 19°S: Submersible observations. J. Geophys. Res. 101, 17995-18010.

B

Bach, W., Hegner, E., Erzinger, J., and Satir, M., 1994. Chemical and isotopic variations along the superfast spreading East Pacific rise from 6°S to 30°S. Contributions to Mineralogy and Petrology 116, 365-380.

Barfod, D. N., Ballentine, C. J., Halliday, A. N., and Fitton, J. G., 1999. Noble gases in the Cameroon line and the He, Ne, and Ar isotopic compositions of high mu (HIMU) mantle. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 104, 29509-29527.

Barker, C. and Torkelson, B. E., 1975. Gas adsorption on crushed quartz and basalt. Geochimica et Cosmochimica Acta 39, 212-218.

Benkert, J. P., Baur, H., Signer, P., and Wieler, R., 1993. He, Ne, and Ar from the solar-wind and solar energetic particles in lunar ilmenites and pyroxenes. Journal of Geophysical Research-Planets 98, 13147-13162.

Blank, J. G., Stolper, E. M., and Carroll, M. R., 1993. Solubilities of carbon dioxide and water in rhyolitic melt at 850°C and 750 bars. Earth and Planetary Science Letters 119, 27-36.

Blower, J. D., Keating, J. P., Mader, H. M., and Phillips, J. C., 2003. The evolution of bubble size distributions in volcanic eruptions. Journal of Volcanology and Geothermal Research 120, 1-23.

Bottinga, Y. and Javoy, M., 1989. MORB degassing: evolution of CO_2. Earth and Planetary Science Letters 95, 215-225.

Bottinga, Y. and Javoy, M., 1990. Mid-Ocean Ridge Basalt Degassing: Bubble Nucleation. J. Geophys. Res. 95, 5125-5131.

Bottinga, Y. and Javoy, M., 1990. MORB degassing: Bubble growth and ascent. Chemical Geology 81, 255-270.

Boudier, F., Nicolas, A., and Ildefonse, B., 1996. Magma chambers in the Oman ophiolite: Fed from the top and the bottom. Earth and Planetary Science Letters 144, 239-250.

Breddam, K., Kurz, M. D., and Storey, M., 2000. Mapping out the conduit of the Iceland mantle plume with helium isotopes. Earth and Planetary Science Letters 176, 45-55.

Brooker, R. A., Du, Z., Blundy, J. D., Kelley, S. P., Allan, N. L., Wood, B. J., Chamorro, E. M., Wartho, J. A., and Purton, J. A., 2003. The 'zero charge' partitioning behaviour of noble gases during mantle melting. Nature 423, 738-741.

Burnard, G., P., Sarda, P., Moreira, M., Staudacher, and Thomas, 1999. Origin of Argon-Lead Isotopic Correlation in Basalts. Science 286, 871a-.

Burnard, P., 1999. The bubble-by-bubble volatile evolution of two mid-ocean ridge basalts. Earth and Planetary Science Letters 174, 199-211.

Burnard, P., 1999. Eruption dynamics of "popping rock" from vesicle morphologies. Journal of Volcanology and Geothermal Research 92, 247-258.

Burnard, P., 2001. Correction for volatile fractionation in ascending magmas: noble gas abundances in primary mantle melts. Geochimica et Cosmochimica Acta 65, 2605-2614.

Burnard, P., 2004. Diffusive fractionation of noble gases and helium isotopes during mantle melting. Earth and Planetary Science Letters 220, 287-295.

Burnard, P., Graham, D., and Turner, G., 1997. Vesicle-Specific Noble Gas Analyses of "Popping Rock": Implications for Primordial Noble Gases in Earth. Science 276, 568-571.

Burnard, P., Harrison, D., Turner, G., and Nesbitt, R., 2003. Degassing and contamination of noble gases in Mid-Atlantic Ridge basalts. Geochemistry Geophysics Geosystems 4.

Burnard, P., Toplis, M. J., and Medynski, S., 2009. Low solubility of He and Ar in carbonatitic liquids: Implications for decoupling noble gas and lithophile isotope systems. Geochimica et Cosmochimica Acta 74, 1672-1683.

Burnard, P. G. and Farley, K. A., 2000. Calibration of pressure-dependent sensitivity and discrimination in Nier-type noble gas ion sources. Geochem. Geophys. Geosyst. 1, 1-10.

Burnard, P. G., Farley, K. A., and Turner, G., 1998. Multiple fluid pulses in a Samoan harzburgite. Chemical Geology 147, 99-114.

Burnard, P. G., Graham, D. W., and Farley, K. A., 2002. Mechanisms of magmatic gas loss along the Southeast Indian Ridge and the Amsterdam -St. Paul Plateau. Earth and Planetary Science Letters 203, 131-148.

Burnham, C. W. and Jahns, R. H., 1962. A method for determining solubility of water in silicate melts. American Journal of Science 260, 721-745.

C

Canales, J. P., Ito, G., Detrick, R. S., and Sinton, J., 2002. Crustal thickness along the western Galápagos Spreading Center and the compensation of the Galápagos hotspot swell. Earth and Planetary Science Letters 203, 311-327.

Canales, J. P., Nedimovic, M. R., Kent, G. M., Carbotte, S. M., and Detrick, R. S., 2009. Seismic reflection images of a near-axis melt sill within the lower crust at the Juan de Fuca ridge. Nature 460, 89-U100.

Cannat, M., Bideau, D., and Bougault, H., 1992. Serpentinized peridotites and gabbros in the Mid-Atlantic Ridge axial valley at 15°37'N and 16°52'N. Earth and Planetary Science Letters 109, 87-106.

Cannat, M., Mevel, C., Maia, M., Deplus, C., Durand, C., Gente, P., Agrinier, P., Belarouchi, A., Dubuisson, G., Humler, E., and Reynolds, J., 1995. thin crust, ultramafic exposures, and rugged faulting patterns at mid-Atlantic ridge (22°-24°N). Geology 23, 49-52.

Carroll, M. R. and Stolper, E. M., 1991. Argon solubility and diffusion in silica glass: Implications for the solution behavior of molecular gases. Geochimica et Cosmochimica Acta 55, 211-225.

Carroll, M. R. and Stolper, E. M., 1993. Noble gas solubilities in silicate melts and glasses: New experimental results for argon and the relationship between solubility and ionic porosity. Geochimica et Cosmochimica Acta 57, 5039-5051.

Cartigny, P., Jendrzejewski, N., Pineau, F., Petit, E., and Javoy, M., 2001. Volatile (C, N, Ar) variability in MORB and the respective roles of mantle source heterogeneity and degassing: the case of the Southwest Indian Ridge. Earth and Planetary Science Letters 194, 241-257.

Cartigny, P., Pineau, F., Aubaud, C., and Javoy, M., 2008. Towards a consistent mantle carbon flux estimate: Insights from volatile systematics (H_2O/Ce, δD, CO_2/Nb) in the North Atlantic mantle (14° N and 34° N). Earth and Planetary Science Letters 265, 672-685.

Cashman, K. V. and Kauahikaua, J. P., 1997. Reevaluation of vesicle distributions in basaltic lava flows. Geology 25, 419-422.

Chavrit, D., 2010. Cartographie globale des flux de CO_2 à l'axe des dorsales océaniques : une approche pétrologique. thèse.

Chen, Y. S. and Morgan, W. J., 1990. A nonlinear rheology model for midocean ridge axis topography. Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets 95, 17583-17604.

Christie, D. M., Werner, R., Hauff, F., Hoernle, K., and Hanan, B. B., 2005. Morphological and geochemical variations along the eastern Galápagos Spreading Center. Geochem. Geophys. Geosyst. 6.

Class, C. and Goldstein, S. L., 2005. Evolution of helium isotopes in the Earth's mantle. Nature 436, 1107-1112.

Costa, F., Chakraborty, S., and Dohmen, R., 2003. Diffusion coupling between trace and major elements and a model for calculation of magma residence times using plagioclase. Geochimica Et Cosmochimica Acta 67, 2189-2200.

Costa, F., Coogan, L. A., and Chakraborty, S., The time scales of magma mixing and mingling involving primitive melts and melt-mush interaction at mid-ocean ridges. Contributions to Mineralogy and Petrology 159, 371-387.

Craig, H. and Lupton, J. E., 1976. Primordial neon, helium and hydrogen in oceanic basalts. Earth and Planetary Science Letters 31, 369-385.

Cushman, B., Sinton, J., Ito, G., and Eaby Dixon, J., 2004. Glass compositions, plume-ridge interaction, and hydrous melting along the Galápagos Spreading Center, 90.5°W to 98°W. Geochem. Geophys. Geosyst. 5.

D

Davis, M. J. and Ihinger, P. D., 1998. Heterogeneous crystal nucleation on bubbles in silicate melt. American Mineralogist 83, 1008-1015.

Debaille, V., Blichert-Toft, J., Agranier, A., Doucelance, R., Schiano, P., and Albarede, F., 2006. Geochemical component relationships in MORB from the Mid-Atlantic Ridge, 22-35°N. Earth and Planetary Science Letters 241, 844-862.

Delaney, J. R., Muenow, D. W., and Graham, D. G., 1978. Abundance and distribution of water, carbon and sulfur in the glassy rims of submarine pillow basalts. Geochimica et Cosmochimica Acta 42, 581-584.

Demets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., and Stein, S., 1990. Current plate motions. Geophysical Journal International 101, 425-478.

Demets, C., Gordon, R. G., Argus, D. F., and Stein, S., 1994. Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time-scale on estimates of current plate motions. Geophysical Research Letters 21, 2191-2194.

Des Marais, D. J., 1986. Carbon abundance measurements in oceanic basalts: the need for a consensus. Earth and Planetary Science Letters 79, 21-26.

Des Marais, D. J. and Moore, J. G., 1984. Carbon and its isotopes in mid-oceanic basaltic glasses. Earth and Planetary Science Letters 69, 43-57.

Detrick, R. S., Harding, A. J., Kent, G. M., Orcutt, J. A., Mutter, J. C., and Buhl, P., 1993. Seismic Structure of the Southern East Pacific Rise. Science 259, 499-503.

Detrick, R. S., Sinton, J. M., Ito, G., Canales, J. P., Behn, M., Blacic, T., Cushman, B., Dixon, J. E., Graham, D. W., and Mahoney, J. J., 2002. Correlated geophysical, geochemical, and volcanological manifestations of plume-ridge interaction along the Galápagos Spreading Center. Geochem. Geophys. Geosyst. 3.

Dixon, E. T., Honda, M., McDougall, I., Campbell, I. H., and Sigurdsson, I., 2000. Preservation of near-solar neon isotopic ratios in Icelandic basalts. Earth and Planetary Science Letters 180, 309-324.

Dixon, J. E., Stolper, E., and Delaney, J. R., 1988. Infrared spectroscopic measurements of CO_2 and H_2O in Juan de Fuca Ridge basaltic glasses. Earth and Planetary Science Letters 90, 87-104.

Dixon, J. E., Stolper, E. M., and Holloway, J. R., 1995. An Experimental Study of Water and Carbon Dioxide Solubilities in Mid-Ocean Ridge Basaltic Liquids. Part I: Calibration and Solubility Models. J. Petrology 36, 1607-1631.

Dmitriev, L. V., 1998. Chemical variability of mid-ocean ridge basalts as a function of the geodynamic setting of their formation. Petrology 6, 314-334.

Donaldson, C. H., 1976. An experimental investigation of olivine morphology. Contributions to Mineralogy and Petrology 57, 187-213.

Donaldson, C. H., 1979. An experimental investigation of the delay in nucleation of olivine in Mafic Magmas. Contributions to Mineralogy and Petrology 69, 21-32.

Dosso, L., Bougault, H., and Joron, J.-L., 1993. Geochemical morphology of the North Mid-Atlantic Ridge, 10°-24°N: Trace element-isotope complementarity. Earth and Planetary Science Letters 120, 443-462.

Dosso, L., Bougault, H., Langmuir, C., Bollinger, C., Bonnier, O., and Etoubleau, J., 1999. The age and distribution of mantle heterogeneity along the Mid-Atlantic Ridge (31-41°N). Earth and Planetary Science Letters 170, 269-286.

Dosso, L., Hanan, B. B., Bougault, H., Schilling, J. G., and Joron, J. L., 1991. Sr-Nd-Pb geochemical morphology between 10°N and 17°N on the Mid-Atlantic ridge. - a new MORB isotope signature. Earth and Planetary Science Letters 106, 29-43.

Duan, Z., Møller, N., and Weare, J. H., 1992. An equation of state for the CH_4-CO_2-H_2O system: II. Mixtures from 50 to 1000°C and 0 to 1000 bar. Geochimica et Cosmochimica Acta 56, 2619-2631.

Dvorak, J. J. and Dzurisin, D., 1997. Volcano geodesy: The search for magma reservoirs and the formation of eruptive vents. Reviews of Geophysics 35, 343-384.

E

Eason, D. and Sinton, J., 2006. Origin of high-Al N-MORB by fractional crystallization in the upper mantle beneath the Galápagos Spreading Center. Earth and Planetary Science Letters 252, 423-436.

Exley, R. A., Mattey, D. P., Clague, D. A., and Pillinger, C. T., 1986. Carbon isotope systematics of a mantle hotspot - a comparison of Loihi seamount and MORB glasses. Earth and Planetary Science Letters 78, 189-199.

F

Faile, S. P. and Roy, D. M., 1966. Solubilities of Ar, N_2, CO_2, and He in Glasses at Pressures to 10 Kbars. Journal of the American Ceramic Society 49, 638-643.

Falloon, T. J., Danyushevsky, L. V., Ariskin, A., Green, D. H., and Ford, C. E., 2007. The application of olivine geothermometry to infer crystallization temperatures of parental liquids: Implications for the temperature of MORB magmas. Chemical Geology 241, 207-233.

Faure, F. and Schiano, P., 2004. Crystal morphologies in pillow basalts: implications for mid-ocean ridge processes. Earth and Planetary Science Letters 220, 331-344.

Faure, F. and Schiano, P., 2005. Experimental investigation of equilibration conditions during forsterite growth and melt inclusion formation. Earth and Planetary Science Letters 236, 882-898.

Faure, F., Schiano, P., Trolliard, G., Nicollet, C., and Soulestin, B., 2007. Textural evolution of polyhedral olivine experiencing rapid cooling rates. Contributions to Mineralogy and Petrology 153, 405-416.

Faure, F., Trolliard, G., Nicollet, C., and Montel, J. M., 2003a. A developmental model of olivine morphology as a function of the cooling rate and the degree of undercooling. Contributions to Mineralogy and Petrology 145, 251-263.

Faure, F., Trolliard, G., and Soulestin, B., 2003b. TEM investigation of forsterite dendrites. American Mineralogist 88, 1241-1250.

Fine, G. and Stolper, E., 1986. Dissolved carbon dioxide in basaltic glasses: concentrations and speciation. Earth and Planetary Science Letters 76, 263-278.

Fischer, T. P., Burnard, P., Marty, B., Hilton, D. R., Furi, E., Palhol, F., Sharp, Z. D., and Mangasini, F., 2009. Upper-mantle volatile chemistry at Oldoinyo Lengai volcano and the origin of carbonatites. Nature 459, 77-80.

Fisher, D. E., 1975. Trapped helium and argon and formation of atmosphere by degassing. Nature 256, 113-114.

Fisher, D. E., 1997. Helium, argon, and xenon in crushed and melted MORB. Geochimica Et Cosmochimica Acta 61, 3003-3012.

Fisk, M. R., Bence, A. E., and Schilling, J. G., 1982. Major element chemistry of Galápagos Rift Zone magmas and their phenocrysts. Earth and Planetary Science Letters 61, 171-189.

Fitton, J. G., Saunders, A. D., Norry, M. J., Hardarson, B. S., and Taylor, R. N., 1997. Thermal and chemical structure of the Iceland plume. Earth and Planetary Science Letters 153, 197-208.

Fogel, R. A. and Rutherford, M. J., 1990. The solubility of carbon-dioxide in rhyolitic melts-a quantitative FTIR study. American Mineralogist 75, 1311-1326.

France, L., Ildefonse, B., and Koepke, J., 2009. Interactions between magma and hydrothermal system in Oman ophiolite and in IODP Hole 1256D: Fossilization of a dynamic melt lens at fast spreading ridges. Geochemistry Geophysics Geosystems 10.

Furi, E., Hilton, D. R., Halldorsson, S. A., Barry, P. H., Hahm, D., Fischer, T. P., and Gronvold, K., Apparent decoupling of the He and Ne isotope systematics of the Icelandic mantle: The role of He depletion, melt mixing, degassing fractionation and air interaction. Geochimica Et Cosmochimica Acta 74, 3307-3332.

G

Gaillard, F., Malki, M., Iacono-Marziano, G., Pichavant, M., and Scaillet, B., 2008. Carbonatite Melts and Electrical Conductivity in the Asthenosphere. Science 322, 1363-1365.

Gaonach, H., Lovejoy, S., Stix, J., and Scherzter, D., 1996. A scaling growth model for bubbles in basaltic lava flows. Earth and Planetary Science Letters 139, 395-409.

Garmany, J., 1989. Accumumlations of melt at the base of young oceanic-crust. Nature 340, 628-632.

Geist, D. J., Naumann, T. R., Standish, J. J., Kurz, M. D., Harpp, K. S., White, W. M., and Fornari, D. J., 2005. Wolf Volcano, Galápagos Archipelago: Melting and Magmatic Evolution at the Margins of a Mantle Plume. J. Petrology 46, 2197-2224.

Gerlach, T. M., 1991. Comment on "Mid-ocean ridge popping rocks: implications for degassing at ridge crests" by P. Sarda and D. Graham. Earth and Planetary Science Letters 105, 566-567.

Gerlach, T. M. and Graeber, E. J., 1985. Volatile budget of Kilauea volcano. Nature 313, 273-277.

Ghiorso, M. S. and Sack, R. O., 1995. Chemical Mass Transfer in Magmatic Processes. IV. A Revised and Internally Consistent Thermodynamic Model for the Interpolation and Extrapolation of Liquid-Solid Equilibria in Magmatic Systems at Elevated Temperatures and Pressures. Contributions to Mineralogy and Petrology 119, 197-212.

Godard, M., Awaji, S., Hansen, H., Hellebrand, E., Brunelli, D., Johnson, K., Yamasaki, T., Maeda, J., Abratis, M., Christie, D., Kato, Y., Mariet, C., and Rosner, M., 2009. Geochemistry of a long in-situ section of intrusive slow-spread oceanic lithosphere: Results from IODP Site U1309 (Atlantis Massif, 30 degrees N Mid-Atlantic-Ridge). Earth and Planetary Science Letters 279, 110-122.

Gonnermann, H. M. and Mukhopadhyay, S., 2009. Preserving noble gases in a convecting mantle. Nature 459, 560-563.

Graham, D., Lupton, J., Albarede, F., and Condomines, M., 1990. Extreme temporal homogeneity of helium isotopes at Piton de la Fournaise, Reunion Island. Nature 347, 545-548.

Graham, D. and Sarda, P., 1991. Reply to comment by T.M. Gerlach on "Mid-ocean ridge popping rocks: implications for degassing at ridge crests". Earth and Planetary Science Letters 105, 568-573.

Graham, D. W., 2002. Noble Gas Isotope Geochemistry of Mid-Ocean Ridge and Ocean Island Basalts: Characterization of Mantle Source Reservoirs. Reviews in Mineralogy and Geochemistry 47, 247-317.

Graham, D. W., Christie, D. M., Harpp, K. S., and Lupton, J. E., 1993. Mantle Plume Helium in Submarine Basalts from the Galápagos Platform. Science 262, 2023-2026.

Graham, D. W., Larsen, L. M., Hanan, B. B., Storey, M., Pedersen, A. K., and Lupton, J. E., 1998. Helium isotope composition of the early Iceland mantle plume inferred from the Tertiary picrites of West Greenland. Earth and Planetary Science Letters 160, 241-255.

Grand, S., van der Hilst, RD, Widiyantoro, S, 1997. Global seismic tomography: A snapshot of convection in the Earth. GSA today 7, 1–7.

Grand, S. P. H., R.D. van der; Widiyantoro, S., 1997. High resolution global tomography : a snapshot of convection in the Earth. Geological Society of America 7.

Greenland, L. P., Rose, W. I., and Stokes, J. B., 1985. An estimate of gas emissions and magmatic gas content from Kilauea volcano. Geochimica et Cosmochimica Acta 49, 125-129.

Grimberg, A., Baur, H., Bühler, F., Bochsler, P., and Wieler, R., 2008. Solar wind helium, neon, and argon isotopic and elemental composition: Data from the metallic glass flown on NASA's Genesis mission. Geochimica et Cosmochimica Acta 72, 626-645.

H

Hanyu, T., Dunai, T. J., Davies, G. R., Kaneoka, I., Nohda, S., and Uto, K., 2001. Noble gas study of the Reunion hotspot: evidence for distinct less-degassed mantle sources. Earth and Planetary Science Letters 193, 83-98.

Harrison, D., Burnard, P., and Turner, G., 1999. Noble gas behaviour and composition in the mantle: constraints from the Iceland Plume. Earth and Planetary Science Letters 171, 199-207.

Heber, V. S., Brooker, R. A., Kelley, S. P., and Wood, B. J., 2007. Crystal-melt partitioning of noble gases (helium, neon, argon, krypton, and xenon) for olivine and clinopyroxene. Geochimica et Cosmochimica Acta 71, 1041-1061.

Helffrich, G. R. and Wood, B. J., 2001. The Earth's mantle. Nature 412, 501-507.

Helmberger, D. V., Wen, L., and Ding, X., 1998. Seismic evidence that the source of the Iceland hotspot lies at the core-mantle boundary. Nature 396, 251-255.

Henstock, T. J., Woods, A. W., and White, R. S., 1993. The accretion of oceanic-crust by espisodic sill intrusion. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 98, 4143-4161.

Herzberg, C., 2004. Partial crystallization of mid-ocean ridge basalts in the crust and mantle. Journal of Petrology 45, 2389-2405.

Hiyagon, H., Ozima, M., Marty, B., Zashu, S., and Sakai, H., 1992. Noble-gases in submarine glasses from midoceanic ridges and Loihi seamount - constraints on the early history of the earth. Geochimica Et Cosmochimica Acta 56, 1301-1316.

Holland, G. and Ballentine, C. J., 2006. Seawater subduction controls the heavy noble gas composition of the mantle. Nature 441, 186-191.

Holloway, J. R., 1998. Graphite-melt equilibria during mantle melting: constraints on CO_2 in MORB magmas and the carbon content of the mantle. Chemical Geology 147, 89-97.

Honda, M., McDougall, I., Patterson, D. B., Doulgeris, A., and Clague, D. A., 1991. Possible solar noble-gas component in Hawaiian basalts. Nature 349, 149-151.

Honda, M., McDougall, I., Patterson, D. B., Doulgeris, A., and Clague, D. A., 1993. Noble gases in submarine pillow basalt glasses from Loihi and Kilauea, Hawaii. A solar component in the Earth. Geochimica Et Cosmochimica Acta 57, 859-874.

Honda, M. and Patterson, D. B., 1999. Systematic elemental fractionation of mantle-derived helium, neon, and argon in mid-oceanic ridge glasses. Geochimica et Cosmochimica Acta 63, 2863-2874.

Honda, M., Reynolds, J. H., Roedder, E., and Epstein, S., 1987. Noble gases in diamonds. Occurences of solar-like helium and neon. Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets 92, 12507-12521.

I

Ildefonse, B., Rona, P. A., and Blackman, D., 2007. Drilling the Crust at Mid-Ocean Ridges An "In Depth" Perspective. Oceanography 20, 66-77.

Ito, G. and Lin, J., 1995. Oceanic spreading center–hotspot interactions: Constraints from along-isochron bathymetric and gravity anomalies. Geology 23, 657-660.

Ito, G., Lin, J., and Graham, D., 2003. Observational and theoretical studies of the dynamics of mantle plume/mid-ocean ridge interaction. Rev. Geophys. 41, 1017.

J

Jambon, A., Lussiez, P., Clocchiatti, R., Weisz, J., and Hernandez, J., 1992. Olivine growth rates in a tholeiitic basalt: An experimental study of melt inclusions in plagioclase. Chemical Geology 96, 277-287.

Jambon, A., Weber, H. W., and Begemann, F., 1985. Helium and argon from an Atlantic MORB glass: concentration, distribution and isotopic composition. Earth and Planetary Science Letters 73, 255-268.

Jambon, A. and Zimmermann, J. L., 1987. Major volatiles from a North Atlantic MORB glass and calibration to He: A size fraction analysis. Chemical Geology 62, 177-189.

Jambon, A. and Zimmermann, J. L., 1990. Water in oceanic basalts: evidence for dehydration of recycled crust. Earth and Planetary Science Letters 101, 323-331.

Javoy, M. and Pineau, F., 1991. The volatiles record of a "popping" rock from the Mid-Atlantic Ridge at 14°N: chemical and isotopic composition of gas trapped in the vesicles. Earth and Planetary Science Letters 107, 598-611.

Javoy, M. and Pineau, F., 1991. The volatiles record of a popping rock from the mid-Atlantic ridge at 14°N. Chemical and isotopic composition of gas trapped in the vesicles. Earth and Planetary Science Letters 107, 598-611.

Javoy, M., Pineau, F., and Allegre, C. J., 1982. Carbon geodynamic cycle. Nature 300, 171-173.

Javoy, M., Pineau, F., and Delorme, H., 1986. Carbon and nitrogen isotopes in the mantle. Chemical Geology 57, 41-62.

Javoy, M., Pineau, F., and Iiyama, I., 1978. Experimental determination of isotopic fractionation between gaseous CO_2 and carbon dissolved in tholeiitic magma. Preliminary study. Contributions to Mineralogy and Petrology 67, 35-39.

Jean-Baptiste, P. and FouquEt, Y., 1996. Abundance and isotopic composition of helium in hydrothermal sulfides from the East Pacific Rise at 13 °N. Geochimica et Cosmochimica Acta 60, 87-93.

Jendrzejewski, N., Javoy, M., and Trull, T., 1996. Quantitative measurements of water and carbon concentrations in natural basaltic glasses by Infrared spectroscopy .1. Carbon. Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii Fascicule a-Sciences De La Terre Et Des Planetes 322, 645-652.

Jendrzejewski, N., Javoy, M., and Trull, T., 1996. Quantitative measurements of water and carbon concentrations in natural basaltic glasses by infrared spectroscopy .2. Water. Comptes Rendus De L Academie Des Sciences Serie Ii Fascicule a-Sciences De La Terre Et Des Planetes 322, 735-742.

Jendrzejewski, N., Trull, T. W., Pineau, F., and Javoy, M., 1997. Carbon solubility in Mid-Ocean Ridge basaltic melt at low pressures (250-1950 bar). Chemical Geology 138, 81-92.

Jochum, K. P., Hofmann, A. W., Ito, E., Seufert, H. M., and White, W. M., 1983. K, U and Th in mid-ocean ridge basalt glasses and heat production, K/U and K/Rb in the mantle. Nature 306, 431-436.

K

Kelemen, P. B., Hirth, G., Shimizu, N., Spiegelman, M., and Dick, H. J. B., 1997. A review of melt migration processes in the adiabatically upwelling mantle beneath oceanic spreading ridges. Philosophical Transactions of the Royal Society a-Mathematical Physical and Engineering Sciences 355, 283-318.

Kelemen, P. B., Shimizu, N., and Salters, V. J. M., 1995. Extraction of mid-ocean-ridge basalt from the upwelling mantle by focussed flow of melt in dunite channels. Nature 375, 747-753.

Kempton, P. D., Fitton, J. G., Saunders, A. D., Nowell, G. M., Taylor, R. N., Hardarson, B. S., and Pearson, G., 2000. The Iceland plume in space and time: a Sr-Nd-Pb-Hf study of the North Atlantic rifted margin. Earth and Planetary Science Letters 177, 255-271.

Kent, A. J. R., Norman, M. D., Hutcheon, I. D., and Stolper, E. M., 1999. Assimilation of seawater-derived components in an oceanic volcano: evidence from matrix glasses and glass inclusions from Loihi seamount, Hawaii. Chemical Geology 156, 299-319.

Kingsley, R. H. and Schilling, J.-G., 1995. Carbon in Mid-Atlantic Ridge basalt glasses from 28°N to 63°N: Evidence for a carbon-enriched Azores mantle plume. Earth and Planetary Science Letters 129, 31-53.

Kirkpatrick, R., 1978. Processes of crystallization in pillow basalts, hole 396B, DSDP LEG 46. In: Dmitriev L, Heirtzler J et al. (eds) Initial reports of the Deep Sea Drilling Project 46. US Govt Printing Office, Washington, pp 271–282.

Kirkpatrick, R. J., 1983. Theory of nucleation in silicate melts. American Mineralogist 68, 66-77.

Kitarov, N. I., Lebedev, Y.B., Dorfman, A.M., Bagdassarov, N.S., 1979. Effects of temperature, pressure and volatiles on the surface tension of molten basalt. Geokhimia 10, 1427- 1438.

Klein, E. M. and Langmuir, C. H., 1987. Global correlations of ocean ridge basalt chemistry with axial depth and crustal thickness. Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets 92, 8089-8115.

Korenaga, J. and Kelemen, P. B., 1997. Origin of gabbro sills in the Moho transition zone of the Oman ophiolite: Implications for magma transport in the oceanic lower crust. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 102, 27729-27749.

Kress, V. C. and Ghiorso, M. S., 1995. Multicomponent diffusion in basaltic melts. Geochimica et Cosmochimica Acta 59, 313-324.

Kumagai, H. and Kaneoka, I., 1998. Variations of noble gas abundances and isotope ratios in a single MORB pillow. Geophysical Research Letters 25, 3891-3894.

Kunz, J., 1999. Is there solar argon in the Earth's mantle? Nature 399, 649-650.

Kurz, M. D., Kammer, D. P., Kenna, T. C. & Geist, D. J., 1993. Dynamics and evolution of the Galápagos hotspot from helium isotopes. Eos Transactions, American Geophysical Union 74, 632.

Kurz, M. D., Curtice, J., Fornari, D., Geist, D., and Moreira, M., 2009. Primitive neon from the center of the Galápagos hotspot. Earth and Planetary Science Letters 286, 23-34.

Kurz, M. D. and Geist, D., 1999. Dynamics of the Galápagos hotspot from helium isotope geochemistry. Geochimica et Cosmochimica Acta 63, 4139-4156.

Kurz, M. D. and Jenkins, W. J., 1981. The distribution of helium in oceanic basalt glasses. Earth and Planetary Science Letters 53, 41-54.

Kurz, M. D., Meyer, P. S., and Sigurdsson, H., 1985. Helium isotopic systematics within the neovolcanic zones of Iceland. Earth and Planetary Science Letters 74, 291-305.

Kurz, M. D., Moreira, M., Curtice, J., Lott Iii, D. E., Mahoney, J. J., and Sinton, J. M., 2005. Correlated helium, neon, and melt production on the super-fast spreading East Pacific Rise near 17°S. Earth and Planetary Science Letters 232, 125-142.

Kyser, T. K. and O'Neil, J. R., 1984. Hydrogen isotope systematics of submarine basalts. Geochimica et Cosmochimica Acta 48, 2123-2133.

L

Lambart, S., Laporte, D., and Schiano, P., 2009. An experimental study of focused magma transport and basalt-peridotite interactions beneath mid-ocean ridges: implications for the generation of primitive MORB compositions. Contributions to Mineralogy and Petrology 157, 429-451.

Lamoureux, G., Ildefonse, B., and Mainprice, D., 1999. Modelling the seismic properties of fast-spreading ridge crustal Low-Velocity Zones: insights from Oman gabbro textures. Tectonophysics 312, 283-301.

Larsen, G. n., Gudmundsson, M. s. T., and Björnsson, H., 1998. Eight centuries of periodic volcanism at the center of the Iceland hotspot revealed by glacier tephrostratigraphy. Geology 26, 943-946.

le Roux, P. J., Shirey, S. B., Hauri, E. H., Perfit, M. R., and Bender, J. F., 2006. The effects of variable sources, processes and contaminants on the composition of northern EPR MORB (8-10°N and 12-14°N): Evidence from volatiles (H_2O, CO_2, S) and halogens (F, Cl). Earth and Planetary Science Letters 251, 209-231.

Lupton, J. E. and Craig, H., 1981. A Major Helium-3 Source at 15°S on the East Pacific Rise. Science 214, 13-18.

Lux, G., 1987. The behavior of noble gases in silicate liquids: Solution, diffusion, bubbles and surface effects, with applications to natural samples. Geochimica et Cosmochimica Acta 51, 1549-1560.

M

Maclennan, J., Hulme, T., and Singh, S. C., 2004. Thermal models of oceanic crustal accretion: Linking geophysical, geological and petrological observations. Geochemistry Geophysics Geosystems 5.

MacLeod, C. J. and Yaouancq, G., 2000. A fossil melt lens in the Oman ophiolite: Implications for magma chamber processes at fast spreading ridges. Earth and Planetary Science Letters 176, 357-373.

Mahaffy, P. R., Donahue, T. M., Atreya, S. K., Owen, T. C., and Niemann, H. B., 1998. Galileo probe measurements of D/H and $^3He/^4He$ in Jupiter's atmosphere. Space Sci. Rev. 84, 251-263.

Mahoney, J. J., Sinton, J. M., Kurz, M. D., Macdougall, J. D., Spencer, K. J., and Lugmair, G. W., 1994. Isotope and trace-element characteristics of a super-fast spreading ridge. East Pacific rise, 13-23°S. Earth and Planetary Science Letters 121, 173-193.

Mangan, M. T. and Cashman, K. V., 1996. The structure of basaltic scoria and reticulite and inferences for vesiculation, foam formation, and fragmentation in lava fountains. Journal of Volcanology and Geothermal Research 73, 1-18.

Marrocchi, Y., Burnard, P. G., Hamilton, D., Colin, A., Pujol, M., Zimmermann, L., and Marty, B., 2009. Neon isotopic measurements using high-resolution, multicollector noble gas mass spectrometer: HELIX-MC. Geochem. Geophys. Geosyst. 10.

Marsh, B. D., 1988. Crystal size distribution (CSD) in rocks and the kinetics and dynamics of crystallization. 1. Theory. Contributions to Mineralogy and Petrology 99, 277-291.

Marsh, B. D., 1989. On Convective Style and Vigor in Sheet-like Magma Chambers. Journal of Petrology 30, 479-530.

Marty, B., 1989. Neon and xenon isotopes in MORB - implications dor the Earth-atmosphere evolution. Earth and Planetary Science Letters 94, 45-56.

Marty, B., 1995. Nitrogen-content of the mantle inferred from N_2-Ar correlation in oceanic basalts. Nature 377, 326-329.

Marty, B. and Dauphas, N., 2003. The nitrogen record of crust-mantle interaction and mantle convection from Archean to present. Earth and Planetary Science Letters 206, 397-410.

Marty, B., Gunnlaugsson, E., Jambon, A., Oskarsson, N., Ozima, M., Pineau, F., and Torssander, P., 1991. Gas geochemistry of geothermal fluids, the Hengill area, southwest rift-zone of Iceland. Chemical Geology 91, 207-225.

Marty, B. and Jambon, A., 1987. $C/^3He$ in volatile fluxes from the solid Earth: implications for carbon geodynamics. Earth and Planetary Science Letters 83, 16-26.

Marty, B. and Ozima, M., 1986. Noble-gas distribution in oceanic basalt glasses. Geochimica Et Cosmochimica Acta 50, 1093-1097.

Marty, B. and Tolstikhin, I. N., 1998. CO_2 fluxes from mid-ocean ridges, arcs and plumes. Chemical Geology 145, 233-248.

Marty, B., Zashu, S., and Ozima, M., 1983. Two noble gas components in a Mid-Atlantic Ridge basalt. Nature 302, 238-240.

Marty, B. and Zimmermann, L., 1999. Volatiles (He, C, N, Ar) in mid-ocean ridge basalts: assesment of shallow-level fractionation and characterization of source composition. Geochimica et Cosmochimica Acta 63, 3619-3633.

Mastin, L. G., Christiansen, R. L., Thornber, C., Lowenstern, J., and Beeson, M., 2004. What makes hydromagmatic eruptions violent? Some insights from the Keanakako'i Ash, Kilauea Volcano, Hawai'i. Journal of Volcanology and Geothermal Research 137, 15-31.

Matsuda, J. and Marty, B., 1995. The $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratio of the undepleted mantle - a reevaluation. Geophysical Research Letters 22, 1937-1940.

Mattey, D. P., 1991. Carbon-dioxyde solubility and carbon isotope fractionation in basaltic melt. Geochimica Et Cosmochimica Acta 55, 3467-3473.

Mattey, D. P., Carr, R. H., Wright, I. P., and Pillinger, C. T., 1984. Carbon isotopes in submarine basalts. Earth and Planetary Science Letters 70, 196-206.

McKenzie, D. A. N. and O'Nions, R. K., 1991. Partial Melt Distributions from Inversion of Rare Earth Element Concentrations. J. Petrology 32, 1021-1091.

Meshik, A., Mabry, J., Hohenberg, C., Marrocchi, Y., Pravdivtseva, O., Burnett, D., Olinger, C., Wiens, R., Reisenfeld, D., Allton, J., McNamara, K., Stansbery, E., and Jurewicz, A. J. G., 2007. Constraints on Neon and Argon Isotopic Fractionation in Solar Wind. Science 318, 433-435.

Mevel, C., 2003. Serpentinization of abyssal peridotites at mid-ocean ridges. Comptes Rendus Geoscience 335, 825-852.

Michael, P. J. and Cornell, W. C., 1998. Influence of spreading rate and magma supply on crystallization and assimilation beneath mid-ocean ridges: Evidence from chlorine and major element chemistry of mid-ocean ridge basalts. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 103, 18325-18356.

Mizuno, H., Nakazawa, K., and Hayashi, C., 1980. Dissolution of the primordial rare gases into the earths material. Earth and Planetary Science Letters 50, 202-210.

Moore, J. G., 1979. Vesicularity and CO2 in mid-ocean ridge basalt. Nature 282, 250-253.

Moreira, M. and Allègre, C.-J., 2002. Rare gas systematics on Mid Atlantic Ridge (37-40°N). Earth and Planetary Science Letters 198, 401-416.

Moreira, M., Breddam, K., Curtice, J., and Kurz, M. D., 2001. Solar neon in the Icelandic mantle: new evidence for an undegassed lower mantle. Earth and Planetary Science Letters 185, 15-23.

Moreira, M., Doucelance, R., D. Kurz, M., Dupré, B., and Allègre, C. J., 1999. Helium and lead isotope geochemistry of the Azores Archipelago. Earth and Planetary Science Letters 169, 189-205.

Moreira, M., Kunz, J., and Allègre, C., 1998. Rare gas systematics in popping rock: Isotopic and elemental compositions in the upper mantle. Science 279, 1178-1181.

Moreira, M. and Sarda, P., 2000. Noble gas constraints on degassing processes. Earth and Planetary Science Letters 176, 375-386.

Moreira, M., Staudacher, T., Sarda, P., Schilling, J. G., and Allegre, C. J., 1995. A primitive plume neon component in MORB -The Shona ridge anomaly, south-Atlantic (51-52°S). Earth and Planetary Science Letters 133, 367-377.

Moreira, M., Valbracht, P. J., Staudacher, T., and Allegre, C. J., 1996. Rare gas systematics in red sea ridge basalts. Geophysical Research Letters 23, 2453-2456.

Morgan, J. P. and Chen, Y. J., 1993. The Genesis of Oceanic Crust: Magma Injection, Hydrothermal Circulation, and Crustal Flow. J. Geophys. Res. 98, 6283-6297.

N

Naar, D. F. and Hey, R. N., 1989. Speed limit for oceanic transform faults. Geology 17, 420-422.

Namiki, A., Hatakeyama, T., Toramaru, A., Kurita, K., and Sumita, I., 2003. Bubble size distributions in a convecting layer. Geophys. Res. Lett. 30, 1784.

Nedimovic, M. R., Carbotte, S. M., Harding, A. J., Detrick, R. S., Canales, J. P., Diebold, J. B., Kent, G. M., Tischer, M., and Babcock, J. M., 2005. Frozen magma lenses below the oceanic crust. Nature 436, 1149-1152.

Newman, S. and Lowenstern, J. B., 2002. VOLATILECALC: a silicate melt-H_2O-CO_2 solution model written in Visual Basic for excel. Computers & Geosciences 28, 597-604.

Nichols, A. R. L., Carroll, M. R., and Hoskuldsson, A., 2002. Is the Iceland hot spot also wet? Evidence from the water contents of undegassed submarine and subglacial pillow basalts. Earth and Planetary Science Letters 202, 77-87.

Nicolas, A., Reuber, I., and Benn, K., 1988. A new magma chamber model based on structural studies in the Oman ophiolite. Tectonophysics 151, 87-105.

Niedermann, S. and Bach, W., 1998. Anomalously nucleogenic neon in North Chile Ridge basalt glasses suggesting a previously degassed mantle source. Earth and Planetary Science Letters 160, 447-462.

Niedermann, S., Bach, W., and Erzinger, J., 1997. Noble gas evidence for a lower mantle component in MORBs from the southern East Pacific Rise: Decoupling of helium and neon isotope systematics. Geochimica et Cosmochimica Acta 61, 2697-2715.

Niemann, H. B., Atreya, S. K., Carignan, G. R., Donahue, T. M., Haberman, J. A., Harpold, D. N., Hartle, R. E., Hunten, D. M., Kasprzak, W. T., Mahaffy, P. R., Owen, T. C., and Way, S. H., 1998. The composition of the Jovian atmosphere as determined by the Galileo probe mass spectrometer. Journal of Geophysical Research-Planets 103, 22831-22845.

Nishio, Y., Ishii, T., Gamo, T., and Sano, Y., 1999. Volatile element isotopic systematics of the Rodrigues Triple Junction Indian Ocean MORB: implications for mantle heterogeneity. Earth and Planetary Science Letters 170, 241-253.

Nuccio, P. M. and Paonita, A., 2000. Investigation of the noble gas solubility in H2O-CO2 bearing silicate liquids at moderate pressure II: the extended ionic porosity (EIP) model. Earth and Planetary Science Letters 183, 499-512.

O

Onions, R. K. and McKenzie, D., 1993. Estimates of mantle thorium uranium ratios from Th, U and Pb isotopes abundances in basaltic melts. Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series a-Mathematical Physical and Engineering Sciences 342, 65-77.

Ozima, M. and Zashu, S., 1983. Noble gases in submarine pillow volcanic glasses. Earth and Planetary Science Letters 62, 24-40.

Ozima, M. and Zashu, S., 1991. Noble gas state of the ancient mantle as deduced from noble gases in coated diamonds. Earth and Planetary Science Letters 105, 13-27.

P

Palma, R. L., Becker, R. H., Pepin, R. O., and Schlutter, D. J., 2002. Irradiation records in regolith materials, II: Solar wind and solar energetic particle components in helium, neon, and argon extracted from single lunar mineral grains and from the Kapoeta howardite by stepwise pulse heating. Geochimica Et Cosmochimica Acta 66, 2929-2958.

Pan, V., Holloway, J. R., and Hervig, R. L., 1991. The pressure and temperature dependence of carbon dioxide solubility in tholeiitic basalt melts. Geochimica et Cosmochimica Acta 55, 1587-1595.

Paonita, A. and Martelli, M., 2006. Magma dynamics at mid-ocean ridges by noble gas kinetic fractionation: Assessment of magmatic ascent rates. Earth and Planetary Science Letters 241, 138-158.

Paonita, A. and Martelli, M., 2007. A new view of the He-Ar-CO_2 degassing at mid-ocean ridges: Homogeneous composition of magmas from the upper mantle. Geochimica Et Cosmochimica Acta 71, 1747-1763.

Parman, S. W., Kurz, M. D., Hart, S. R., and Grove, T. L., 2005. Helium solubility in olivine and implications for high $^{3}He/^{4}He$ in ocean island basalts. Nature 437, 1140-1143.

Pauling, L., 1927. The sizes of ions and the structure of ionic crystals. Journal of the American Chemical Society 49, 765-790.

Pearce, M. L., 1964. Solubility of carbon dioxide and variation of oxygen ion activity in soda-silica melts. Journal of the American Ceramic Society 47, 342-347.

Pepin, R. O. and Porcelli, D., 2002. Origin of Noble Gases in the Terrestrial Planets. Reviews in Mineralogy and Geochemistry 47, 191-246.

Pineau, F. and Javoy, M., 1983. Carbon isotopes and concentrations in mid-oceanic ridge basalts. Earth and Planetary Science Letters 62, 239-257.

Pineau, F. and Javoy, M., 1994. Strong degassing at ridge crests: The behaviour of dissolved carbon and water in basalt glasses at 14°N, Mid-Atlantic Ridge. Earth and Planetary Science Letters 123, 179-198.

Pineau, F., Javoy, M., and Bottinga, Y., 1976. $^{13}C/^{12}C$ ratios of rocks and inclusions in popping rock and their bearing on problem of isotopic composition of deep seated carbon. Earth and Planetary Science Letters 29, 413-421.

Pineau, F., Shilobreeva, S., Hekinian, R., Bideau, D., and Javoy, M., 2004. Deep-sea explosive activity on the Mid-Atlantic Ridge near 34°50'N: a stable isotope (C, H, O) study. Chemical Geology 211, 159-175.

Porcelli, D. and Halliday, A. N., 2001. The core as a possible source of mantle helium. Earth and Planetary Science Letters 192, 45-56.

Poreda, R., 1985. Helium-3 and deuterium in back-arc basalts: Lau Basin and the Mariana Trough. Earth and Planetary Science Letters 73, 244-254.

Poreda, R. and Dibrozolo, F. R., 1984. Neon isotope variations in mid-Atlantic ridge basalts. Earth and Planetary Science Letters 69, 277-289.

Poreda, R., Schilling, J. G., and Craig, H., 1986. Helium and hydrogen isotopes in ocean-ridge basalts north and south of Iceland. Earth and Planetary Science Letters 78, 1-17.

Poreda, R. J. and Arnorsson, S., 1992. Helium isotopes in Icelandic geothermal systems. 2. Helium heat relationships. Geochimica Et Cosmochimica Acta 56, 4229-4235.

Poreda, R. J., Craig, H., Arnorsson, S., and Welhan, J. A., 1992. Helium isotopes in Icelandic geaotherma systems. 1. ^{3}He, gas chemistry, and ^{13}C relations. Geochimica Et Cosmochimica Acta 56, 4221-4228.

Poreda, R. J. and Farley, K. A., 1992. Rare gases in Samoan xenoliths. Earth and Planetary Science Letters 113, 129-144.

Potuzak, M. and Dingwell, D. B., 2006. Temperature-dependent thermal expansivities of multicomponent natural melts between 993 and 1803 K. Chemical Geology 229, 10-27.

Proussevitch, A. and Sahagian, D., 2005. Bubbledrive-1: A numerical model of volcanic eruption mechanisms driven by disequilibrium magma degassing. Journal of Volcanology and Geothermal Research 143, 89-111.

Proussevitch, A. A., Kutolin, V., 1986. Surface tension of magmatic melts (in Russian). Geol. Geophys. 9, 58- 67.

Proussevitch, A. A. and Sahagian, D. L., 1998. Dynamics and energetics of bubble growth in magmas: Analytical formulation and numerical modeling. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 103, 18223-18251.

Q

Quick, J. E. and Denlinger, R. P., 1993. Ductile deformation and the origin of layered gabbro in ophioltes. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 98, 14015-14027.

R

Randolph, A., Larson, MA, 1971. heory of particulate processes. Academic Press New York.

Raquin, A. and Moreira, M., 2009. Atmospheric $^{38}Ar/^{36}Ar$ in the mantle: Implications for the nature of the terrestrial parent bodies. Earth and Planetary Science Letters 287, 551-558.

Raquin, A., Moreira, M. A., and Guillon, F., 2008. He, Ne and Ar systematics in single vesicles: Mantle isotopic ratios and origin of the air component in basaltic glasses. Earth and Planetary Science Letters 274, 142-150.

Rea, D. K., 1977. Local axial migration and spreading rate variations, East Pacific Rise, 31°S. Earth and Planetary Science Letters 34, 78-84.

Rea, D. K., 1978. Asymmetric sea-floor spreading and a nontransform axis offset: The East Pacific Rise 20°S survey area. Geological Society of America Bulletin 89, 836-844.

Renard, V., Hekinian, R., Francheteau, J., Ballard, R. D., and Backer, H., 1985. Submersible observations at the axis of the ultra-fast-spreading East Pacific Rise (17°30' to 21°30'S). Earth and Planetary Science Letters 75, 339-353.

Resing, J. A., Lupton, J. E., Feely, R. A., and Lilley, M. D., 2004. CO_2 and ^3He in hydrothermal plumes: implications for mid-ocean ridge CO_2 flux. Earth and Planetary Science Letters 226, 449-464.

Reynolds, J. R., Langmuir, C. H., Bender, J. F., Kastens, K. A., and Ryan, W. B. F., 1992. Spatial and temporal variability in the geochemistry of basalts from the East Pacific Rise. Nature 359, 493-499.

Roedder, E., 1984. Fluid inclusions. Reviews in Mineralogy 12, 413-439.

Roest, W. R. and Collette, B. J., 1986. The Fifteen Twenty Fracture Zone and the North American-South American plate boundary. Journal of the Geological Society 143, 833-843.

Rubin, K. H. and Sinton, J. M., 2007. Inferences on mid-ocean ridge thermal and magmatic structure from MORB compositions. Earth and Planetary Science Letters 260, 257-276.

Rubin, K. H., Smith, M. C., Bergmanis, E. C., Perfit, M. R., Sinton, J. M., and Batiza, R., 2001. Geochemical heterogeneity within mid-ocean ridge lava flows: insights into eruption, emplacement and global variations in magma generation. Earth and Planetary Science Letters 188, 349-367.

Rubin, K. H., van der Zander, I., Smith, M. C., and Bergmanis, E. C., 2005. Minimum speed limit for ocean ridge magmatism from ^{210}Pb-^{226}Ra-^{230}Th disequilibria. Nature 437, 534-538.

S

Saal, A. E., Hauri, E. H., Langmuir, C. H., and Perfit, M. R., 2002. Vapour undersaturation in primitive mid-ocean-ridge basalt and the volatile content of Earth's upper mantle. Nature 419, 451-455.

Sakai, H., Desmarais, D. J., Ueda, A., and Moore, J. G., 1984. Concentrations and isotope ratios of carbon, nitrogen and sulphur in ocean-floor basalts. Geochimica Et Cosmochimica Acta 48, 2433-2441.

Salters, V. J. M. and Stracke, A., 2004. Composition of the depleted mantle. Geochem. Geophys. Geosyst. 5, Q05B07.

Saltykov, S. A., 1967. The determination of the size distribution of particles in an opaque material rom measurement of the size distribution in their section. In Elias H., Ed., Proceedings of the Second International Congress for Stereology,(ed.). New York, Springer, p. 163.

Sano, Y., Urabe, A., Wakita, H., Chiba, H., and Sakai, H., 1985. Chemical and isotopic compositions of gases in geothermal fluids in Iceland. Geochemical Journal 19, 135-148.

Sarda, P. and Graham, D., 1990. Mid-ocean ridge popping rocks: implications for degassing at ridge crests. Earth and Planetary Science Letters 97, 268-289.

Sarda, P. and Guillot, B., 2005. Breaking of Henry's law for noble gas and CO_2 solubility in silicate melt under pressure. Nature 436, 95-98.

Sarda, P. and Moreira, M., 2002. Vesiculation and vesicle loss in mid-ocean ridge basalt glasses: He, Ne, Ar elemental fractionation and pressure influence. Geochimica et Cosmochimica Acta 66, 1449-1458.

Sarda, P., Moreira, M., and Staudacher, T., 1999. Argon-Lead Isotopic Correlation in Mid-Atlantic Ridge Basalts. Science 283, 666-668.

Sarda, P., Moreira, M., Staudacher, T., Schilling, J. G., and Allegre, C. J., 2000. Rare gas systematics on the southernmost Mid-Atlantic Ridge: Constraints on the lower mantle and the Dupal source. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 105, 5973-5996.

Sarda, P., Staudacher, T., and Allègre, C. J., 1988. Neon isotopes in submarine basalts. Earth and Planetary Science Letters 91, 73-88.

Schiano, P., Provost, A., Clocchiatti, R., and Faure, F., 2006. Transcrystalline melt migration and Earth's mantle. Science 314, 970-974.

Schiffman, P. and Lofgren, G. E., 1982. Dynamic crystallization studies on the Grande Ronde pillow basalts, Central Washington. Journal of Geology 90, 49-78.

Schilling, J. G., Kingsley, R. H., and Devine, J. D., 1982. Galápagos Hot Spot-Spreading Center System 1. Spatial Petrological and Geochemical Variations (83°W-111°W). J. Geophys. Res. 87.

Schilling, J.-G., Anderson, R. N., and Vogt, P., 1976. Rare earth, Fe and Ti variations along the Galapagos spreading centre, and their relationship to the Galápagos mantle plume Nature 261, 108-113.

Schilling, J.-G., Fontignie, D., Blichert-Toft, J., Kingsley, R., and Tomza, U., 2003. Pb-Hf-Nd-Sr isotope variations along the Galápagos Spreading Center (101-83°W): Constraints on the dispersal of the Galápagos mantle plume. Geochem. Geophys. Geosyst. 4.

Schopka, H. H., Gudmundsson, M. T., and Tuffen, H., 2006. The fonnation of Helgafell, southwest Iceland a monogenetic subglacial hyaloclastite ridge: Sedimentology, volcano-ice interaction hydrology and. Journal of Volcanology and Geothermal Research 152, 359-377.

Shaw, A. M., Behn, M. D., Humphris, S. E., Sohn, R. A., and Gregg, P. M., Deep pooling of low degree melts and volatile fluxes at the 85°E segment of the Gakkel Ridge: Evidence from olivine-hosted melt inclusions and glasses. Earth and Planetary Science Letters 289, 311-322.

Shaw, A. M., Hilton, D. R., Macpherson, C. G., and Sinton, J. M., 2001. Nucleogenic neon in high 3He/4He lavas from the Manus back-arc basin: a new perspective on He-Ne decoupling. Earth and Planetary Science Letters 194, 53-66.

Shen, Y., Solomon, S. C., Bjarnason, I. T., and Wolfe, C. J., 1998. Seismic evidence for a lower-mantle origin of the Iceland plume. Nature 395, 62-65.

Shilobreyeva, S. N., Kadik, A. A., Senin, V. G., Chepurov, A. I., and Sokol, A. G., 1990. Experimental study of solubility of carbon in forsterite crystals in the basaltic melt at 25-50kbars and 1700-1800°C. Geokhimiya, 136-141.

Singh, S. C., Crawford, W. C., Carton, H., Seher, T., Combier, V., Cannat, M., Canales, J. P., Dusunur, D., Escartin, J., and Miranda, J. M., 2006. Discovery of a magma chamber and faults beneath a Mid-Atlantic Ridge hydrothermal field. Nature 442, 1029-1032.

Sinton, J. M. and Detrick, R. S., 1992. Mid-Ocean Ridge Magma Chambers. J. Geophys. Res. 97, 197-216.

Sinton, J. M., Smaglik, S. M., Mahoney, J. J., and Macdonald, K. C., 1991. Magmatic processes at superfast spreading midocean ridges. Glass compositional variations along the East Pacific Rise 13-23°S. Journal of Geophysical Research-Solid Earth and Planets 96, 6133-6155.

Smith, D. K. and Cann, J. R., 1992. The Role of Seamount Volcanism in Crustal Construction at the Mid-Atlantic Ridge (24-30°N). J. Geophys. Res. 97, 1645-1658.

Sours-Page, R., Nielsen, R. L., and Batiza, R., 2002. Melt inclusions as indicators of parental magma diversity on the northern East Pacific Rise. Chemical Geology 183, 237-261.

Sparks, R. S. J., 1978. Dynamic of bubble formation and growth in magmas-review and analysis. Journal of Volcanology and Geothermal Research 3, 1-37.

Sparks, R. S. J. and Brazier, S., 1982. New evidence for degassing processes during explosive eruptions. Nature 295, 218-220.

Spickenbom, K., Sierralta, M., and Nowak, M., Carbon dioxide and argon diffusion in silicate melts: Insights into the CO_2 speciation in magmas. Geochimica et Cosmochimica Acta 74, 6541-6564.

Starkey, N. A., Stuart, F. M., Ellam, R. M., Fitton, J. G., Basu, S., and Larsen, L. M., 2009. Helium isotopes in early Iceland plume picrites: Constraints on the composition of high $^{3}He/^{4}He$ mantle. Earth and Planetary Science Letters 277, 91-100.

Starkey, N. A., Stuart, F. M., Ellam, R. M., Fitton, J. G., Basu, S., and Larsen, L. M., 2009. Helium isotopes in early Iceland plume picrites: Constraints on the composition of high $^{3}He/^{4}He$ mantle. Earth and Planetary Science Letters 277, 91-100.

Staudacher, T., Sarda, P., and Allegre, C. J., 1990. Noble gas systematics of reunion island, Indian Ocean. Chemical Geology 89, 1-17.

Staudacher, T., Sarda, P., Richardson, S. H., Allègre, C. J., Sagna, I., and Dmitriev, L. V., 1989. Noble gases in basalt glasses from a Mid-Atlantic Ridge topographic high at 14°N: geodynamic consequences. Earth and Planetary Science Letters 96, 119-133.

Stolper, E., 1980. A phase-diagram for mid-ocean ridge basalts. preliminary results and implications for petrogenesis. Contributions to Mineralogy and Petrology 74, 13-27.

Stolper, E., 1982. Water in silicate glasses. An infrared spectroscopic study. Contributions to Mineralogy and Petrology 81, 1-17.

Stolper, E. and Holloway, J. R., 1988. Experimental determination of the solubility of carbon dioxide in molten basalt at low pressure. Earth and Planetary Science Letters 87, 397-408.

Stuart, F. M., Lass-Evans, S., Fitton, J. G., and Ellam, R. M., 2003. High $^{3}He/^{4}He$ ratios in picritic basalts from Baffin Island and the role of a mixed reservoir in mantle plumes. Nature 424, 57-59.

Sturm, M. E., Klein, E. M., Graham, D. W., and Karsten, J., 1999. Age constraints on crustal recycling to the mantle beneath the southern Chile Ridge: He-Pb-Sr-Nd isotope systematics. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 104, 5097-5114.

T

Trieloff, M. and Kunz, J., 2005. Isotope systematics of noble gases in the Earth's mantle: possible sources of primordial isotopes and implications for mantle structure. Physics of The Earth and Planetary Interiors 148, 13-38.

Trieloff, M., Kunz, J., Clague, D. A., Harrison, D., All, egrave, and gre, C. J., 2000. The Nature of Pristine Noble Gases in Mantle Plumes. Science 288, 1036-1038.

Trull T., P. F., Bottinga Y., Javoy M., 1991. Experimental study of CO_2 bubble growth and $^{13}C/^{12}C$ isotopic fractionation in tholeiitic melt. 4th Silicate Melt workshop: Program/Abstract Abbrev. Journal 7.

Turner, S., Evans, P., and Hawkesworth, C., 2001. Ultrafast source-to-surface movement of melt at island arcs from ^{226}Ra-^{230}Th systematics. Science 292, 1363-1366.

U

Underwood, E. E., 1970. Quantitave Stereology. Addison-Wesley, Reading, Massachusetts, 274 p.

V

Valbracht, P. J., Honda, M., Matsumoto, T., Mattielli, N., McDougall, I., Ragettli, R., and Weis, D., 1996. Helium, neon and argon isotope systematics in Kerguelen ultramafic xenoliths: Implications for mantle source signatures. Earth and Planetary Science Letters 138, 29-38.

Valbracht, P. J., Staudacher, T., Malahoff, A., and Allegre, C. J., 1997. Noble gas systematics of deep rift zone glasses from Loihi Seamount, Hawaii. Earth and Planetary Science Letters 150, 399-411.

van der Hilst, R. D., Widiyantoro, S., Engdahl, E.R. , 1997. Evidence for deep mantle circulation from global tomography. Nature 386, 578-584.

Verma, S. P. and Schilling, J.-G., 1982. Galápagos hot spot-Spreading Center System 2. $^{87}Sr/^{86}$ Sr and large ion lithophile element variations (85°W-101°W). J. Geophys. Res. 87.

Verma, S. P., Schilling, J.-G., and Waggoner, D. G., 1983. Neodymium isotopic evidence for Galápagos hotspot-spreading center system evolution. Nature 306, 654-657.

Villagomez, D. R., Toomey, D. R., Hooft, E. E. E., and Solomon, S. C., 2007. Upper mantle structure beneath the Galápagos Archipelago from surface wave tomography. J. Geophys. Res. 112.

Villiger, S., Muntener, O., and Ulmer, P., 2007. Crystallization pressures of mid-ocean ridge basalts derived from major element variations of glasses from equilibrium and fractional crystallization experiments. Journal of Geophysical Research-Solid Earth 112.

Vlastélic, I., Bougault, H., and Dosso, L., 2002. Heterogeneous heat production in the Earth's upper mantle: blob melting and MORB composition. Earth and Planetary Science Letters 199, 157-172.

W

Walker, J., 1982. Carbon geodynamic cycle. Nature 303, 730-731.

Welsch, B., Faure, F., Bachelery, P., and Famin, V., 2009. Microcrysts Record Transient Convection at Piton de la Fournaise Volcano (La Reunion Hotspot). Journal of Petrology 50, 2287-2305.

Whitham, A. G. and Sparks, R. S. J., 1986. Pumice. Bulletin of Volcanology 48, 209-223.

Wood, B. J. and Blundy, J. D., 2001. The effect of cation charge on crystal-melt partitioning of trace elements. Earth and Planetary Science Letters 188, 59-71.

Y

Yatsevich, I. and Honda, M., 1997. Production of nucleogenic neon in the Earth from natural radioactive decay. J. Geophys. Res. 102, 10291-10298.

Yokochi, R. and Marty, B., 2004. A determination of the neon isotopic composition of the deep mantle. Earth and Planetary Science Letters 225, 77-88.

Yokochi, R. and Marty, B., 2005. Geochemical constraints on mantle dynamics in the Hadean. Earth and Planetary Science Letters 238, 17-30.

Yu, D., Fontignie, D., and Schilling, J.-G., 1997. Mantle plume-ridge interactions in the Central North Atlantic: A Nd isotope study of Mid-Atlantic Ridge basalts from 30°N to 50°N. Earth and Planetary Science Letters 146, 259-272.

Z

Zhou, H.-w., 1996. A high-resolution P wave model for the top 1200 km of the mantle. J. Geophys. Res. 101, 27791-27810.

Zhou, W. M., Van der Voo, R., Peacor, D. R., and Zhang, Y. X., 2000. Variable Ti-content and grain size of titanomagnetite as a function of cooling rate in very young MORB. Earth and Planetary Science Letters 179, 9-20.

INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE
DE LORRAINE

AUTORISATION DE SOUTENANCE DE THESE
DU DOCTORAT DE L'INSTITUT NATIONAL
POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

o0o

VU LES RAPPORTS ETABLIS PAR :
Monsieur Eric HUMLER, Professeur, LPGN, Université de Nantes, Nantes

Monsieur Manuel MOREIRA, Professeur, IPGP, Jussieu

Le Président de l'Institut National Polytechnique de Lorraine, autorise :

Madame COLIN Aurélia

à soutenir devant un jury de l'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE, une thèse intitulée :

"Contraintes sur les processus de dégazage des dorsales océaniques par la géochimie des volatils et la pétrologie des laves basaltiques"

NANCY BRABOIS
2, AVENUE DE LA
FORET-DE-HAYE
BOITE POSTALE 3
F - 54501
VANDŒUVRE CEDEX

en vue de l'obtention du titre de :

DOCTEUR DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE

Spécialité : « **Géosciences** »

Fait à Vandoeuvre, le 22 novembre 2010
Le Président de l'I.N.P.L.,
F. LAURENT

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE LORRAINE - NANCY -

TEL. 33/03.83.59.59.59
FAX. 33/03.83.59.59.55

Contraintes sur les processus de dégazage des dorsales océaniques par la géochimie des volatils et la pétrologie des laves basaltiques

Afin de préciser l'origine des volatils terrestres et les flux actuels et passés vers l'atmosphère, de nombreuses études s'intéressent à la composition du manteau. Ce réservoir est échantillonné naturellement lors des éruptions volcaniques, mais une grande partie des gaz est alors émise dans l'atmosphère, de sorte que la composition des volatils du manteau reste peu contrainte. Nous cherchons à préciser les mécanismes de dégazage sous les dorsales océaniques afin de corriger de ces fractionnements.

L'analyse (He-Ne-Ar-CO_2) de verres basaltiques issus de la dorsale des Galápagos, dans la zone d'influence du point chaud des Galápagos, montre que la composition en volatils des laves s'explique par distillation de Rayleigh d'une source unique. Cette source est distincte de celle du point chaud (isotopes du néon), impliquant un dégazage en profondeur du panache ou une hétérogénéité spatiale de sa composition.

Plusieurs verres volcaniques issus de la dorsale Atlantique et Est Pacifique ont été imagés par micro-tomographie aux rayons X. L'étude met en évidence des mécanismes de nucléation et de croissance des bulles différents sous les deux dorsales. De la convection en périphérie de la chambre magmatique avant l'éruption a été mise en évidence par l'étude pétrologique des verres. Les vésicules imagées ont ensuite été ouvertes individuellement sous vide par ablation laser et analysées (CO_2, ^{4}He, isotopes de l'argon). La composition des bulles est hétérogène dans certains échantillons et compatible avec une distillation de Rayleigh. Les tendances de dégazage obtenues permettent d'obtenir localement la composition de la source mantellique, qui est hétérogène.

L'étude permet également d'appréhender l'hétérogénéité des rapports $^{40}Ar/^{36}Ar$ dans les chambres magmatiques par la technique d'ablation laser qui diminue la contamination atmosphérique par rapport à la technique classique de broyage.

Mots clés : dorsale océanique, processus de dégazage des volcans, géochimie des volatils du manteau, gaz rare, pétrologie des verres basaltiques, lave en coussin, magma, microtomographie, spectromètre de masse, isotopes.

Constraints on degassing processes at mid-oceanic ridges using volatile geochemistry and petrology

The composition of mantle volatiles is related to the origin of Earth's volatiles and to the past and present volatile fluxes to the atmosphere. Although this reservoir is naturally sampled during volcanic eruptions, most of the volatiles are lost to the atmosphere during this event, thus the composition of mantle volatiles is still uncertain. We try here to precise the processes of degassing below mid-oceanic ridges to correct the lava compositions for degassing.

The He-Ne-Ar-CO_2 analyses of basaltic glasses sampled along the Galapagos Spreading Center, in the area of influence of the Galapagos hotspot, show that the volatile composition of lavas is fully explained by a Rayleigh distillation of a unique source distinct from the plume source. These results imply that the plume degasses at depth or is heterogeneous.

Several volcanic glasses from Mid-Atlantic ridge and East Pacific Rise have been imaged by X-rays microtomography. The mechanisms of vesicle nucleation and growth appear to be different below the two ridges. A step of convection at the magma body margin has been evidenced by the petrologic study of the glasses. Imaged vesicles have been subsequently opened under vacuum by laser ablation and analysed (CO_2, ^{4}He, argon isotopes). We observe, depending on the samples, either a single composition for all bubbles, or variations in composition between bubbles consistent with a trend of equilibrium degassing in an open system. The trends of degassing allow extrapolating locally to the volatile composition of the mantle source, which is heterogeneous.

We also studied the heterogeneity of $^{40}Ar/^{36}Ar$ ratios in magmatic chambers using the laser opening method, which lowers the contribution of atmospheric gases compared to the classical crushing method.

Keywords: mid-oceanic ridge, degassing processes of volcanoes, mantle volatile geochemistry, noble gas, petrology of basaltic glasses, pillow lava, magma, microtomography, mass spectrometer, isotopes.