



**HAL**  
open science

# Modélisation numérique 3D des caractéristiques physiques des segments de dorsale lente

Sébastien Gac

► **To cite this version:**

Sébastien Gac. Modélisation numérique 3D des caractéristiques physiques des segments de dorsale lente. Géologie appliquée. Université de Bretagne occidentale - Brest, 2002. Français. NNT : . tel-00008837

**HAL Id: tel-00008837**

**<https://theses.hal.science/tel-00008837>**

Submitted on 21 Mar 2005

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

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



Ministère de l'Education Nationale, de la Recherche et de l'Enseignement Supérieur  
Centre National de la Recherche Scientifique  
Université de Bretagne Occidentale

---

**Institut Universitaire Européen de la Mer**  
**Unité Mixte de Recherche**  
**DOMAINES OCEANIQUES**

*Sébastien GAC*

**MODELISATION NUMERIQUE 3D**  
**DES CARACTERISTIQUES PHYSIQUES**  
**DES SEGMENTS DE DORSALE LENTE**

Thèse soutenue le 27 septembre 2002 devant le jury composé de:

J. Francheteau	Président du jury
G. Ceuleneer	Rapporteur
F. Lucazeau	Rapporteur
J. Goslin	Directeur de thèse
J. Dymont	Tuteur
C. Tisseau	Tuteur
J. Arkani-Hamed	Examineur

Brest, 2002



***Tomorrow never knows***  
*(Lennon/McCartney)*

*Turn off your mind, relax and float down stream*  
*It is not dying, it is not dying*

*Lay down all thoughts, surrender to the void*  
*It is shining, it is shining*

*Yet you may see the meaning of within*  
*It is being, it is being*

*Love is all and love is everyone*  
*It is knowing, it is knowing*

*And ignorance and hate mourn the dead*  
*It is believing, it is believing*

*But listen to the colour of your dreams*  
*It is not leaving, it is not leaving*

*So play the game "Existence" to the end*  
*Of the beginning, of the beginning*  
*Of the beginning, of the beginning*  
*Of the beginning, of the beginning*  
*Of the beginning, of the beginning*



## REMERCIEMENTS

Au terme de ce doctorat je tiens à remercier les personnes qui ont accepté de juger mon travail et celles qui m'ont aidé de près ou de loin au cours de ces années.

Je remercie tout d'abord les membres du jury, Georges Ceuleneer et Francis Lucazeau pour avoir accepté d'être rapporteurs de ce manuscrit, Jafar Arkani-Hamed pour avoir accepté d'examiner ce travail et Jean Francheteau pour avoir accepté d'être président du jury.

Je tiens tout particulièrement à remercier les trois personnes qui m'ont généreusement guidé au cours de ce travail, Jérôme Dymont, Chantal Tisseau et Jean Goslin.

Je remercie également Mathieu Benoit, Pascal Gente et Marcia Maia pour les discussions constructives entretenues sur la segmentation de la dorsale Médio-Atlantique.

Merci également aux nombreuses personnes qui m'ont encouragé tout au long de ces années (plus particulièrement dans les légendaires difficiles derniers moments) et avec qui j'ai passé de bons moments: Gilles, Anil, Nonoy, Gomotsang, Florent, Veronika, William et bien sûr, les nobles étrangers, j'ai nommé: Jean-Philippe, Arnaud et Christelle.

Enfin ces remerciements seraient incomplets si je ne citais pas ma famille ainsi que le Capitaine Burn et ses hommes qui, de par leur présence, m'ont apporté leur soutien.



## RESUME

Les observations effectuées le long des segments de la dorsale Médio-Atlantique montrent que les caractéristiques morphologiques, géophysiques et pétrologiques varient du centre vers les extrémités des segments. La variation de ces caractéristiques évolue régulièrement des segments les plus courts aux segments les plus longs. Dans la région hors-axe de la zone SEADMA (20°-24°N) les levés bathymétrique et gravimétrique effectués révèlent l'existence de domaines rhomboédriques qui suggèrent que les segments ne sont pas permanents dans le temps mais grandissent en taille, aux dépens des segments voisins, puis diminuent avant de disparaître sur une durée de 3 à 9 Ma (Gente et al., 1995). Ces caractéristiques axiales et hors-axe des segments ont été interprétées comme les conséquences de la présence sous les centres de segment de diapirs mantellique et de leur comportement au cours du temps.

Le travail effectué au cours de ma thèse a consisté à développer un modèle numérique 3D de la structure et de l'évolution thermique d'un segment de dorsale lente basé sur l'hypothèse de la présence d'une zone chaude située sous le centre du segment et simulant la remontée de matériel mantellique chaud (les processus physiques à l'origine de cette remontée ne sont pas pris en compte). Ce modèle a été développé pour 1) vérifier si la présence d'une zone chaude sous les centres de segment peut rendre compte des observations axiales et hors-axe des segments de dorsale lente et 2) quantifier les caractéristiques d'une telle zone chaude.

Dans la première partie du travail, nous avons montré, dans le cas d'un segment long de 50 km typique de la dorsale Médio-Atlantique, que la structure thermique résultant de la présence d'une zone chaude parvenait à rendre compte de la variation des caractères géophysiques suivants le long du segment: la MBA (l'anomalie gravimétrique de Bouguer réduite au manteau), la structure crustale, les profondeurs maximales des microséismes et l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale. La forme et les dimensions de la zone chaude contrôlent la structure thermique. A partir de cette structure thermique, les observables géophysiques sont simulés et comparés à ceux observés pour contraindre la forme et les dimensions de la zone chaude. La structure thermique rend au mieux compte des observations lorsqu'elle résulte d'une zone chaude présentant un toit de profondeur constante,  $10 \pm 2$  km, le long de la majeure partie du segment et s'approfondissant rapidement aux extrémités jusqu'à une profondeur de  $15 \pm 2$  km. Cette géométrie simule l'espace occupé par une remontée du manteau répartie le long de l'axe (Magde et Sparks, 1997; Magde et al., 1997).

Sous certaines hypothèses concernant les paramètres magnétiques des roches constitutives de la croûte et du manteau supérieur, la même structure thermique rend compte des variations d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale observées. Les résultats des différents modèles de distribution des aimantations testés montrent clairement que l'amplitude plus élevée de l'anomalie magnétique axiale en extrémités de segment ne peut pas être expliquée uniquement par une couche basaltique aimantée amincie en centre de segment générée par la remontée des isothermes de Curie, comme cela a été souvent proposé. La présence des péridotites serpentinisées est suffisante pour expliquer les observations dans le cas de segments voisins fortement décalés, mais ce processus doit être combiné avec la variation de la concentration en Fe-Ti dans la couche basaltique pour rendre compte des amplitudes dans le cas de segments alignés ou faiblement décalés.

Lors d'une seconde étape nous avons montré que la zone chaude simulant l'espace occupé par une remontée du manteau répartie le long de l'axe permet de rendre compte, par son simple allongement, du passage des caractéristiques géophysiques axiales des segments les plus courts à celles des segments les plus longs. Le toit se maintient à une profondeur de



10±2 km le long de la majeure partie de chacun des segments et s'approfondit aux extrémités jusqu'à une profondeur de 15±2 km quelque soit la longueur du segment. Les mêmes processus (présence de péridotites serpentinisées en extrémités de segment et variation de la concentration en Fe-Ti) que ceux invoqués pour le segment de 50 km rendent compte de la variation des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale quelle que soit la longueur du segment.

Cette similitude entre les différents types de segment, qui ne diffèrent que par l'allongement de la zone chaude, suggère que chaque segment de la dorsale Médio-Atlantique constitue une étape particulière dans l'évolution d'un type unique de segment. Lors de la croissance du segment, l'intrusion s'allongerait le long de l'axe. Les caractéristiques géophysiques axiales du segment évolueraient alors progressivement de celles des segments les plus courts à celles des segments les plus longs. Inversement, lors de la décroissance du segment le raccourcissement de l'intrusion le long de l'axe ferait passer les caractéristiques du segment de celles des segments les plus longs à celles des segments les plus courts. Une telle évolution se déroulerait sur une durée de 3 à 9 Ma.

Lors de la troisième étape l'évolution de la zone chaude a été simulée en imposant la succession dans le temps des zones chaudes correspondant aux segments de différentes longueurs (du plus court au plus long, et inversement). Cette simulation a été effectuée dans le cas de segments alignés et décalés. Les résultats issus de cette simulation montrent que notre modèle d'évolution de la zone chaude rend effectivement compte des caractéristiques géophysiques axiales de tous les segments de la dorsale Médio-Atlantique.

Quelque soit le décalage de l'axe considéré, on obtient un meilleur ajustement avec les caractéristiques géophysiques axiales des segments de différentes longueurs pour une durée de décroissance de la zone chaude égale à celle de sa croissance et pour un demi-taux de propagation égal au demi-taux d'expansion (soit 1 cm/an).

Pour chaque décalage de l'axe considéré, l'évolution de la zone chaude laisse clairement apparaître des domaines rhomboédriques dans la structure crustale de la région hors-axe, comme le montrent les trois observables modélisés (gravimétrie, bathymétrie et anomalies magnétiques). Ces rhomboèdres sont similaires à ceux qui sont observés hors-axe dans la zone SEADMA. L'existence d'un décalage de l'axe complexifie la structure crustale dans la région voisine du décalage. Cette zone plus complexe de la structure crustale est visible dans les trois observables modélisés. La signature géophysique modélisée de cette zone est similaire à celle observée au sud du segment TAMMAR. Cette zone regroupe la croûte mise en place au sein du segment en cours de décroissance et capturée par le segment voisin en cours de croissance. Les résultats de cette étude montrent que la propagation des segments résulterait des variations de longueur de la zone chaude, ce qui suggère donc une origine thermique à la propagation des segments.

# TABLE DES MATIERES

<b>INTRODUCTION</b>	<b>1</b>
<b>I LA SEGMENTATION DE LA DORSALE MEDIO-ATLANTIQUE</b>	<b>5</b>
<b>1.1 Caractéristiques géophysiques de la segmentation</b>	<b>5</b>
1.1.1 Généralités sur la segmentation	5
1.1.2 Variabilité spatiale et temporelle des segments	13
<b>1.2 Questions abordées</b>	<b>22</b>
1.2.1 Validation de l'hypothèse thermique	23
1.2.2 L'état thermique des différents types de segment	24
1.2.3 Propagation et formes rhomboédriques: une origine thermique?	24
<b>II MODELE THERMIQUE INTEGRE D'UN SEGMENT DE DORSALE LENTE: DE LA STRUCTURE THERMIQUE A LA SIGNATURE GEOPHYSIQUE</b>	<b>27</b>
<b>2.1 L'outil de modélisation thermique</b>	<b>28</b>
2.1.1 Nécessité d'un outil thermique 3D adapté à l'étude d'un segment de dorsale	28
2.1.2 Paramètres dimensionnels	28
2.1.3 Principe de la modélisation thermique	30
<b>2.2 Les paramètres thermodynamiques du modèle</b>	<b>39</b>
2.2.1 Simulation des taux de fusion partielle	39
2.2.2 Paramètres thermodynamiques	42
2.2.3 Choix des paramètres thermodynamiques	44
<b>2.3 La zone chaude sous le centre du segment: contraintes apportées par la signature géophysique</b>	<b>54</b>
2.3.1 Signature géophysique observée	54
2.3.2 Modélisation de la signature géophysique	56
2.3.3 Simulation de la serpentinsation	60
2.3.4 Recherche de la forme et des dimensions de la zone chaude	66
<b>2.4 Conclusion</b>	<b>78</b>

<b>III LES ANOMALIES MAGNETIQUES RESULTANT DU MODELE THERMIQUE</b>	<b>81</b>
<b>3.1 Les origines possibles de la variation d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale</b>	<b>81</b>
3.1.1 Nature de la variation	81
3.1.2 Les processus explicatifs proposés	83
<b>3.2 Simulation des aimantations et des anomalies magnétiques</b>	<b>84</b>
3.2.1 Les différents types d'aimantation	85
3.2.2 Les différents types de roches et leurs propriétés magnétiques	91
3.2.3 La distribution des aimantations	96
3.2.4 Calcul des amplitudes de l'anomalie magnétique	101
<b>3.3 Résultats</b>	<b>101</b>
3.3.1 Les basaltes et ferrogabbros aimantés	101
3.3.2 La variation de concentration en Fer et en Titane	109
3.3.3 Les péridotites serpentinisées et les gabbros à olivine altérés	114
3.3.4 Combinaison de deux processus: variation de la concentration en Fe-Ti et aimantation des serpentinites	121
<b>3.4 Conclusion</b>	<b>126</b>
<b>IV VARIABILITE DES CARACTERISTIQUES DES SEGMENTS ET EVOLUTION DE LA STRUCTURE THERMIQUE</b>	<b>129</b>
<b>4.1 Structures thermiques des différents types de segment</b>	<b>130</b>
4.1.1 Contraintes apportées par les observations	130
4.1.2 Recherche de la géométrie de la zone chaude	131
<b>4.2 Les anomalies magnétiques axiales modélisées</b>	<b>148</b>
<b>4.3 Vers un modèle d'évolution de la structure thermique</b>	<b>151</b>
4.3.1 Une structure thermique unique pour tous les segments	151
4.3.2 Modèle d'évolution de la zone chaude	153
<b>V L'EVOLUTION DE LA STRUCTURE THERMIQUE ET L'ORIGINE DE LA PROPAGATION</b>	<b>155</b>
<b>5.1 Modélisation de l'évolution de la structure thermique</b>	<b>156</b>
5.1.1 L'outil de modélisation	156

5.1.2 Les paramètres contrôlant l'évolution de la zone chaude	160
<b>5.2 Ajustement de l'évolution de la zone chaude</b>	<b>162</b>
5.2.1 Démarche	162
5.2.2 Méthode de comparaison entre le modèle et les observations	166
5.2.3 Les valeurs des paramètres	167
<b>5.3 La signature géophysique hors-axe</b>	<b>185</b>
5.3.1 Cas de segments alignés	186
5.3.2 Cas de segments décalés	203
<b>5.4 Conclusion</b>	<b>221</b>
<b>CONCLUSION GENERALE</b>	<b>223</b>
<b>Bilan</b>	<b>223</b>
<b>Discussion</b>	<b>226</b>
<b>Perspectives</b>	<b>230</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>233</b>
<b>ANNEXE:</b>	<b>243</b>



## INTRODUCTION

Depuis les années 70, de nombreuses campagnes océanographiques ont permis de connaître de manière de plus en plus précise la dorsale Médio-Atlantique. A grande échelle la dorsale est découpée par de grandes zones de fracture parallèles à la direction d'expansion, stables dans le temps, espacées de 200 à 1000 km et décalant l'axe de quelques dizaines à quelques centaines de km. A plus petite échelle la dorsale est divisée en segments longs de 15 à 90 km décalés par des discontinuités dites "non transformantes", instables dans le temps, dont la longueur varie de 0 à 30 km (Gente, 1987; Sempéré et al., 1990, 1993).

Du centre vers les extrémités des segments la morphologie présente des variations significatives. Le centre est généralement associé à une vallée axiale étroite et peu profonde qui s'élargit et s'approfondit vers les extrémités de segment (Crane et Ballard, 1981; Sempéré et al., 1990; Durand et al., 1995).

Les premières observations gravimétriques réalisées le long de plusieurs de ces segments (Kuo et Forsyth, 1988; Lin et al. 1990) indiquent une variation systématique de l'anomalie de Bouguer réduite au manteau (MBA) du centre vers les extrémités des segments. Ces variations résulteraient de la présence de zones plus chaudes sous les centres de segment. La localisation de la microsismicité (Toomey et al. 1985, 1988; Kong et al., 1992; Barclay et al., 1993; Wolfe et al., 1995) et la structure crustale déduite des expériences de sismique réflexion (Tolstoy et al., 1993; Canales et al., 2000; Hooft et al., 2000), observées le long de quelques segments de la dorsale Médio-Atlantique, sont venues renforcer cette hypothèse. Ces résultats montrent en effet, en centre de segment, une diminution de la profondeur des foyers des microséismes, indiquant une remontée de la transition mécanique fragile/ductile et, donc, de l'isotherme 800°C, et un épaissement crustal, suggérant un plus fort apport magmatique qu'aux extrémités.

Les observations gravimétriques et morphologiques systématiques réalisées le long de plusieurs dizaines de segments de la dorsale Médio-Atlantique (Detrick et al., 1995; Thibaud et al., 1998) montrent que les caractéristiques gravimétrique et morphologique des segments présentent une évolution régulière en passant des segments les plus courts aux plus longs. Cette évolution aurait pour origine des variations de la structure thermique en fonction de la longueur du segment (Thibaud et al., 1998).

Les levés bathymétrique et gravimétrique effectués dans la région hors-axe de la zone SEADMA (située au sud de la zone de fracture Kane à 24°N) (Gente et al., 1994, 1995) jusque sur la croûte âgée de 10 Ma révèlent l'existence de domaines rhomboédriques dans la structure de la croûte océanique du domaine hors-axe. L'existence de ces domaines rhomboédriques suggère que les segments ne sont pas permanents dans le temps mais grandissent en taille, aux dépens des segments voisins, puis diminuent avant de disparaître sur une durée de 3 à 9 Ma (Gente et al., 1995).

L'interprétation de l'ensemble des observations axiales et hors-axe a permis de proposer le modèle suivant d'un segment de dorsale lente. La zone plus chaude présente sous le centre du segment est interprétée comme la remontée de matériel mantellique chaud (Lin et al., 1990). La focalisation de la remontée sous le centre expliquerait la variation des caractères géophysiques et morphologiques entre centre et extrémités de segment. La croissance et la décroissance du segment dépendraient du comportement au cours du temps de la remontée du manteau (Gente et al., 1995). Initialement la remontée se manifeste en surface par un segment dont la longueur est de 20 à 30 km (longueur des segments les plus courts). Le flux asthénosphérique s'étalerait ensuite sous la lithosphère dans toutes les directions, mais préférentiellement le long de l'axe jusqu'à une distance maximum de 110 km. Cet allongement s'effectue aux dépens des segments voisins, produisant alors les structures obliques observées sur les flancs de la dorsale. La compétition entre les différents segments d'accrétion suggère que ces remontées sont indépendantes et désynchronisées le long de l'axe (Gente et al., 1995). Au cours de la croissance et de la décroissance du segment les caractéristiques géophysiques et morphologiques axiales du segment passeraient par celles des segments de différente longueur existant le long de la dorsale Médio-Atlantique (Thibaud et al., 1998).

Jusqu'ici aucune étude n'a été menée afin de tester la cohérence physique de ce modèle conceptuel et quantifier les caractéristiques de la zone chaude nécessaires pour rendre compte des observations axiales et hors-axe des segments.

Le but de ce travail est de développer un modèle thermique tridimensionnel d'un segment de dorsale lente, basé sur l'hypothèse de la présence d'une zone chaude sous le centre du segment, afin d'expliquer les observations géophysiques axiales et hors-axe. Ceci est réalisé à l'aide de simulations tridimensionnelles de la structure thermique et de l'évolution thermique d'un segment de dorsale lente reposant sur la résolution numérique de l'équation de la chaleur. Le développement du modèle se déroule en trois étapes.

Lors de la première étape, nous considérerons un segment long de 50 km, typique de la dorsale Médio-Atlantique. Il s'agit de vérifier si la structure thermique produite par une

géométrie donnée de la zone chaude permet de rendre compte des caractéristiques géophysiques axiales observées pour ce segment.

Au cours de la seconde étape on considérera trois segments de longueurs différentes, représentatifs de l'ensemble des segments de la dorsale Médio-Atlantique. La question posée est la possibilité ou non pour une évolution simple et cohérente de la zone chaude de rendre compte du passage régulier des caractéristiques géophysiques axiales du segment le plus court à celles du segment le plus long. Dans l'affirmative, ceci suggérerait que chaque segment de la dorsale Médio-Atlantique constitue une étape particulière dans l'évolution d'un unique type de segment. On obtiendrait alors un modèle d'évolution de la structure thermique d'un segment de dorsale lente.

Enfin lors de la troisième étape on considérera plusieurs segments alignés ou décalés auxquels on appliquera cette évolution de la zone chaude. L'évolution de la structure thermique de ces segments est alors calculée et les conséquences de cette évolution au sein des caractéristiques géophysiques et morphologiques du domaine hors-axe sont évaluées.





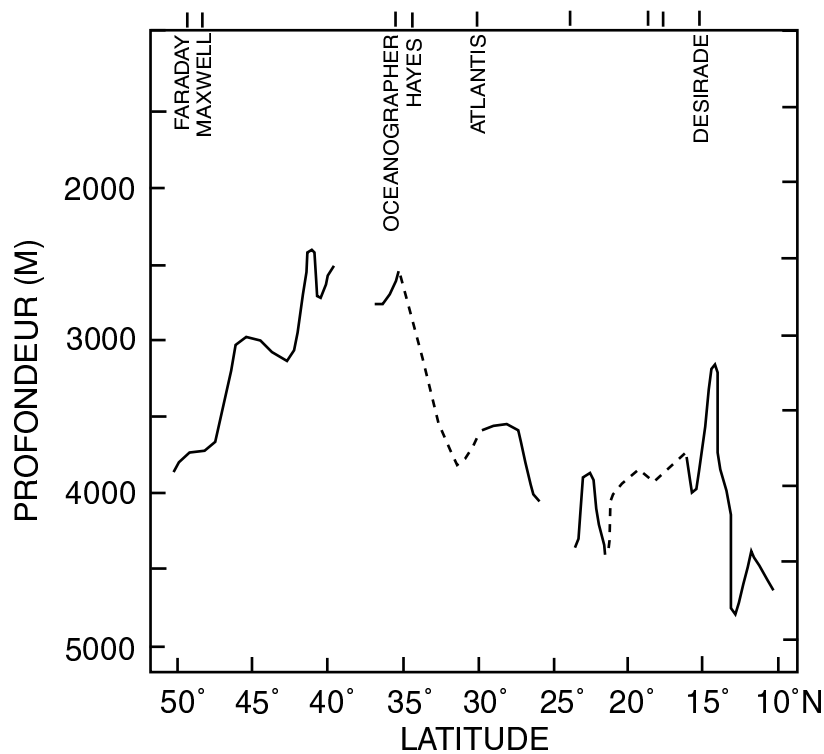
# I LA SEGMENTATION DE LA DORSALE MEDIO-ATLANTIQUE

## 1.1 Caractéristiques géophysiques de la segmentation

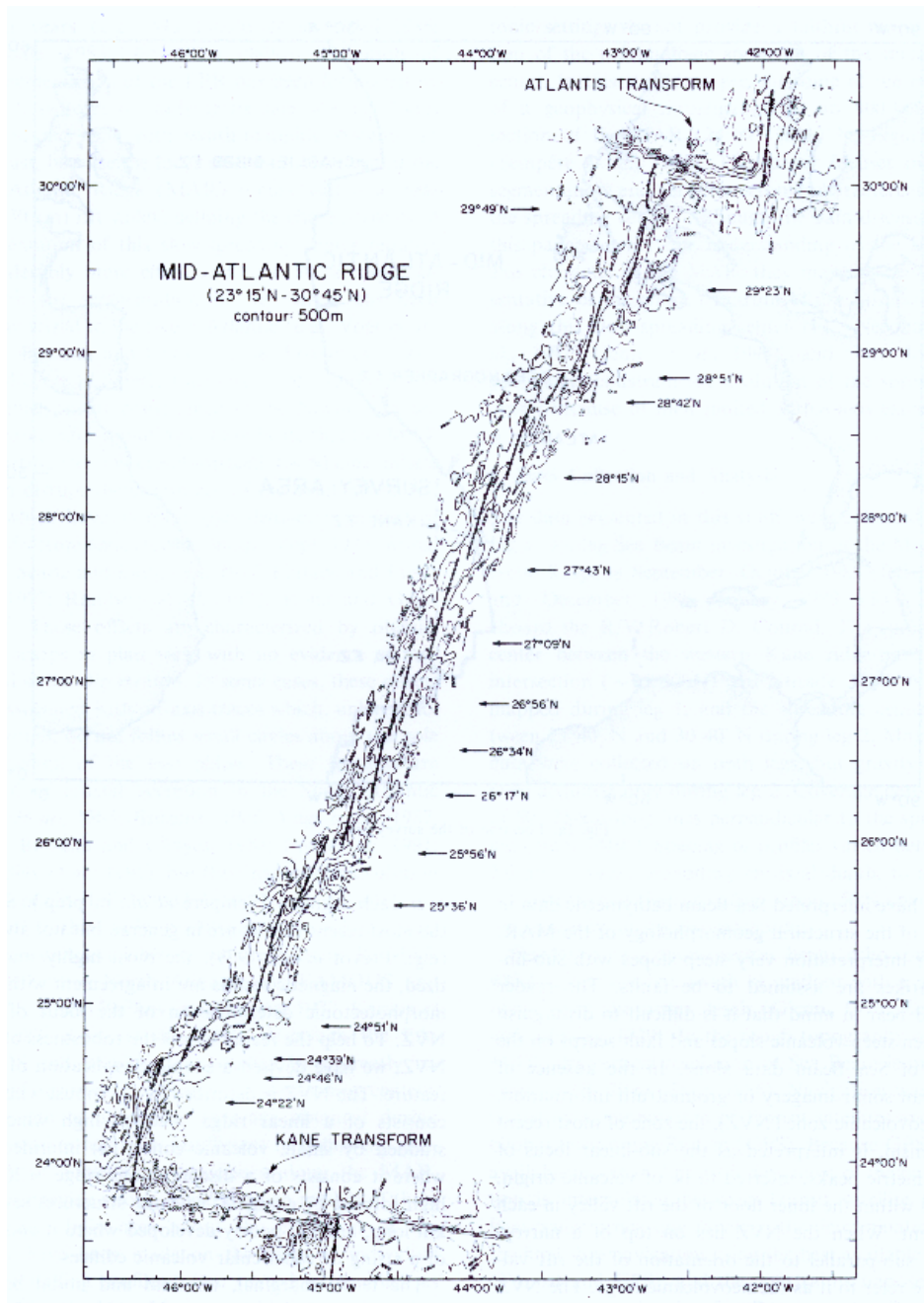
### 1.1.1 Généralités sur la segmentation

#### Mise en évidence de la segmentation.

Dans les années 70, la réalisation des premiers profils bathymétriques transverses à l'axe de la dorsale Médio-Atlantique a mis en évidence des variations de la profondeur du plancher océanique le long de la dorsale (figure I.1) (Rona, 1971, 1977; Anderson et al., 1973; Menard et al., 1977; Le Douaran, 1979; Le Douaran et Francheteau, 1981; Gente, 1987; Sempéré et al., 1993).



**Figure I.1:** Variations de la profondeur de la vallée axiale le long de la dorsale Médio-Atlantique entre 10°N et 50 °N (modifié d'après Le Douaran et Francheteau, 1981).



**Figure I.2:** La bathymétrie de la dorsale Médio-Atlantique entre la zone de fracture Kane (24°N) et la zone de fracture Atlantis (30°N) d'après Sempéré et al. (1993). Les courbes de niveaux sont représentées tous les 500 m et les segments sont représentés par des traits gras.

Les plus grandes anomalies bathymétriques s'étalent sur 1000 à 2000 km le long de la dorsale. Ces bombements sont corrélés à des anomalies géochimiques (Bougault et Treuil, 1980; Schilling et al., 1985) et gravimétriques (Anderson et al., 1973) qui suggèrent une origine mantellique. Le Douaran et Francheteau (1981) mettent en évidence des ondulations de la bathymétrie sur des distances intermédiaires (de l'ordre de 500 km). Ces ondulations se

traduisent principalement par un approfondissement du plancher de la vallée axiale à l'approche des grandes zones de fracture. Gente (1987) identifie des ondulations sur de plus courtes distances (inférieures à 100 km) associées aussi bien aux grandes zones de fracture qu'à des discontinuités plus petites.

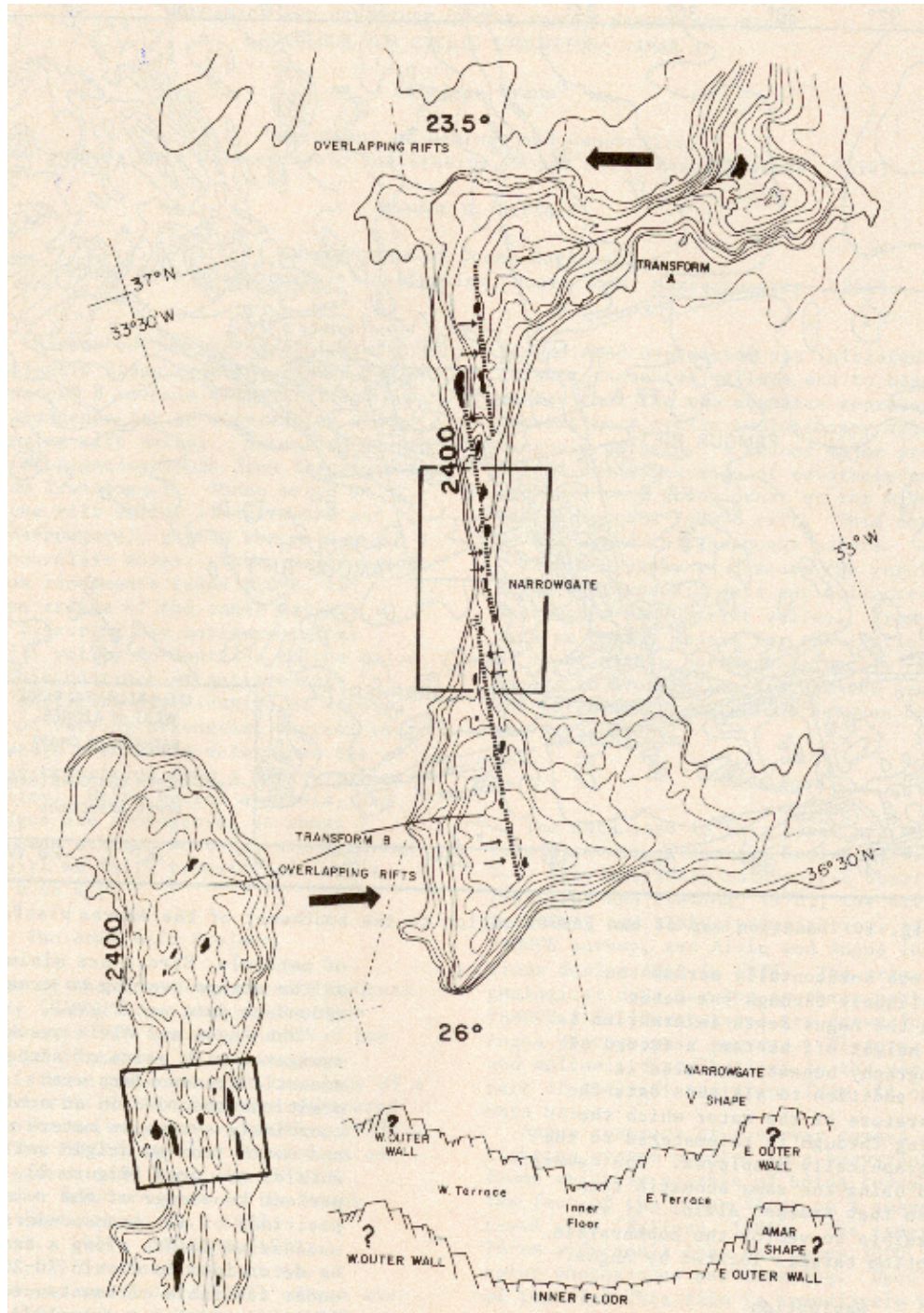
L'arrivée des sondeurs multifaisceaux dans les années 80 a permis de couvrir précisément la bathymétrie de la dorsale Médio-Atlantique. L'utilisation de cet outil entre les zones de fracture Kane (24°N) et Atlantis (30°N) (Sempéré et al., 1990, 1993) a permis de confirmer l'existence de plus courtes ondulations de la profondeur du plancher océanique le long de la dorsale, de l'ordre de 15 à 90 km, qui définissent la segmentation de la dorsale (figure I.2). Les segments ne sont pas seulement séparés les uns des autres par des grandes zones de fracture mais aussi par des discontinuités non transformantes à plus faibles décalages (0 à 30 km) et instables dans le temps (Purdy et al., 1990; Sempéré et al., 1990, 1993).

#### Caractéristiques générales d'un segment de dorsale lente.

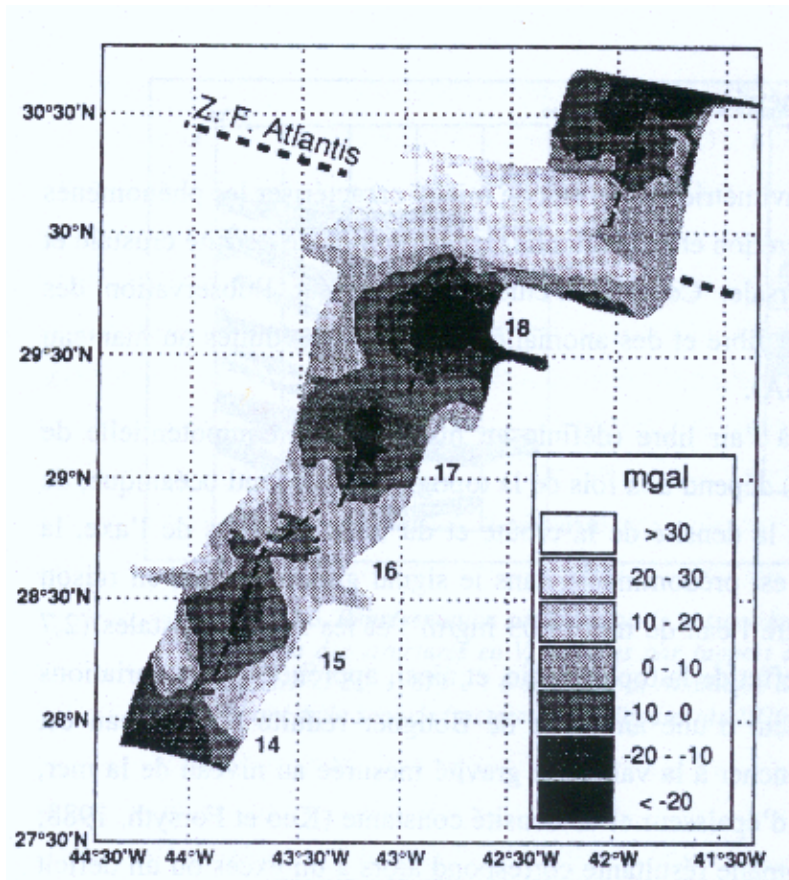
Des variations significatives de la morphologie sont observées du centre vers les extrémités des segments de dorsale lente. Le centre est généralement associé à une vallée étroite et peu profonde. Quand on se dirige vers les extrémités, la vallée axiale s'approfondit et s'élargit (figure I.3) (Crane et Ballard, 1981; Sempéré et al., 1990; Durand et al., 1995).

Ces variations morphologiques s'accompagnent de variations de l'anomalie gravimétrique. Des levés gravimétriques détaillés ont commencé à être effectués le long de la dorsale Médio-Atlantique vers la fin des années 80 (Kuo et Forsyth, 1988; Lin et al., 1990). L'anomalie mesurée est l'anomalie gravimétrique à l'air libre, qui reflète des variations de densité de trois origines: le contraste de densité entre l'eau de mer et les roches crustales, le contraste de densité entre la croûte et le manteau et les variations de densité au sein de la croûte et du manteau. L'effet des variations de densité dues à la topographie est dominant en raison du fort contraste de densité entre l'eau de mer ( $1.03 \text{ g/m}^3$ ) et les roches crustales ( $2.8 \text{ g/m}^3$ ). Celui des contrastes entre croûte et manteau est aussi important. Pour s'affranchir de ces effets et isoler les anomalies liées aux variations de densité dans la croûte, le manteau ou résultant de variation de l'épaisseur de croûte, on calcule la MBA (*Mantle Bouguer Anomaly*), c'est à dire l'anomalie de Bouguer réduite au manteau, en retranchant de l'anomalie à l'air libre l'effet gravimétrique de l'interface eau-roche (la bathymétrie) et de l'interface croûte-manteau en supposant une croûte de densité et d'épaisseur constantes. Les données gravimétriques ainsi traitées montrent une augmentation systématique de la MBA du centre vers les

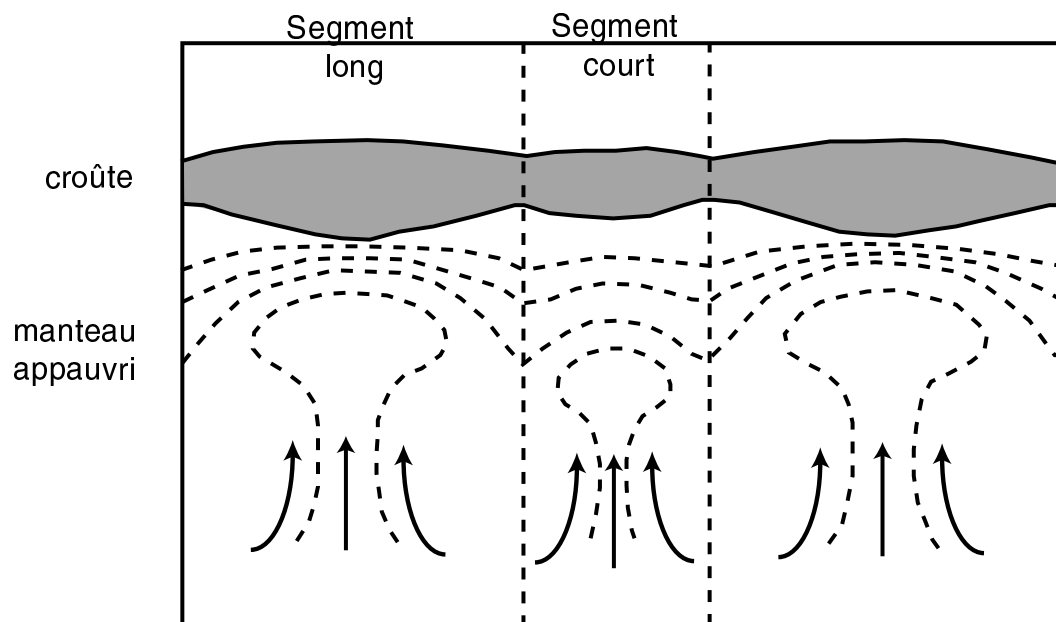
extrémités des segments (Kuo et Forsyth, 1988; Lin et al., 1990) (figure I.4). Ces anomalies gravimétriques ont une forme circulaire dite en "Bull's eye" centrées sur les segments. Elles



**Figure I.3:** Carte bathymétrique du segment de la dorsale Médio-Atlantique centré à 36°N (d'après Crane et Ballard, 1981). Les courbes de niveaux sont représentées tous les 100 m.



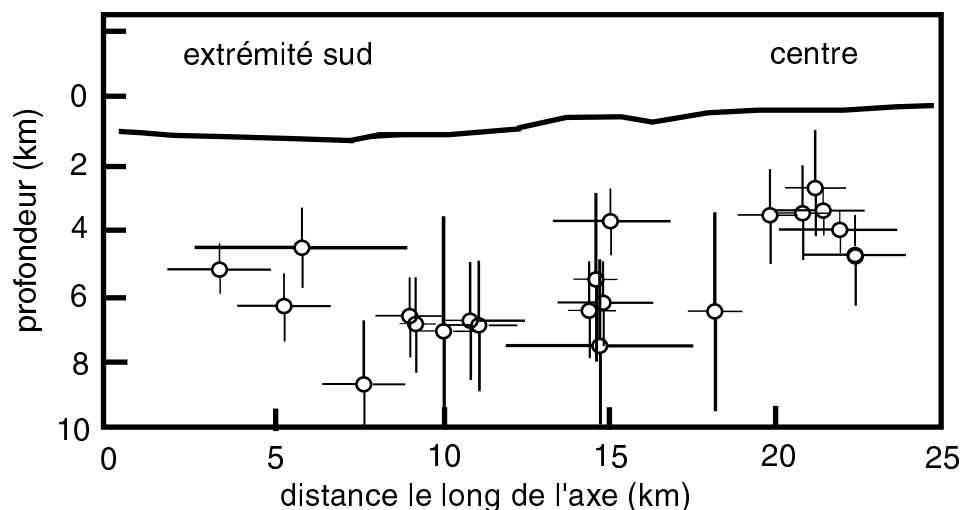
**Figure I.4:** Carte des anomalies de Bouguer réduites au manteau au sud de la zone de fracture Kane (24°N) (Lin et al., 1990). L'intervalle entre les isocontours est de 10 mGal.



**Figure I.5:** Modèle bi-dimensionnel de remontée du manteau sous le centre des segments établi par Lin et al. (1990) à partir des données montrées sur la figure I.4. Les courbes en tiretés représentent les lignes de même densité.

reflètent un épaississement de la croûte ou des densités de la croûte et du manteau plus faibles au centre des segments et dans les deux cas des températures plus élevées sous le centre qu'aux extrémités de segment. Une croûte plus épaisse nécessite en effet un apport magmatique plus abondant et donc un manteau plus chaud. Les observations gravimétriques suggèrent donc qu'une zone plus chaude, interprétée comme une remontée d'asthénosphère, existe sous les centres de segment (figure I.5) (Lin et al., 1990).

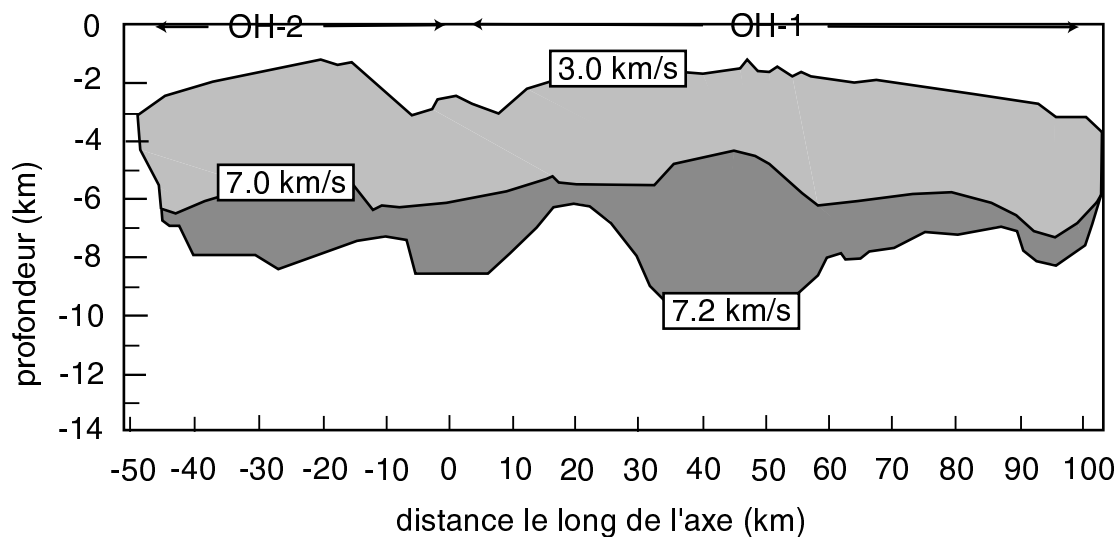
Les observations de microsismicité, les expériences de sismique réfraction et les observations pétrologiques viennent conforter cette interprétation. Les études de microsismicité effectuées le long de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés à 23°N (Tomme et al., 1985, 1988), 26°N (Kong et al., 1992), 29°N (Wolfe et al., 1995) et 35°N (Barclay et al., 1993) montrent une augmentation de la profondeur maximale des séismes du centre vers les extrémités des segments (figure I.6). L'activité sismique se poursuit jusqu'à la transition mécanique fragile/ductile qui intervient à une température proche de 750°C (Kirby, 1983). Ces travaux suggèrent donc une zone fragile plus mince au centre des segments et plus épaisse aux extrémités, donc une remontée de l'isotherme 750°C des extrémités vers le centre des segments (Kong et al., 1992), en accord avec l'existence d'une zone plus chaude sous le centre des segments.



**Figure I.6:** Distribution des hypocentres des microséismes entre le centre et l'extrémité sud du segment de la dorsale Médio-Atlantique centré à 26°N (modifié d'après Kong et al., 1992).

Les expériences de sismique réfraction réalisées sur quelques segments de la dorsale Médio-Atlantique à 33°S (Tolstoy et al., 1993) et 35°N (Canales et al., 2000; Hooft et al., 2000) vont dans le même sens. Ces expériences indiquent un épaississement crustal progressif

des extrémités vers le centre de segment (figure I.7), et donc un plus fort apport magmatique au centre du segment. D'un point de vue pétrologique, les dragages effectués dans la zone SEADMA au sud de la zone de fracture Kane (Cannat et al., 1995) montrent que la nature des roches prélevées en surface varie entre le centre du segment, qui présente essentiellement des basaltes, et les extrémités où les roches sont beaucoup plus diversifiées et comprennent des basaltes, des gabbros et des péridotites. L'affleurement de roches mantelliques en extrémités de segment suggère une croûte amincie, par opposition à une croûte épaisse en moyenne de 6 km au centre.

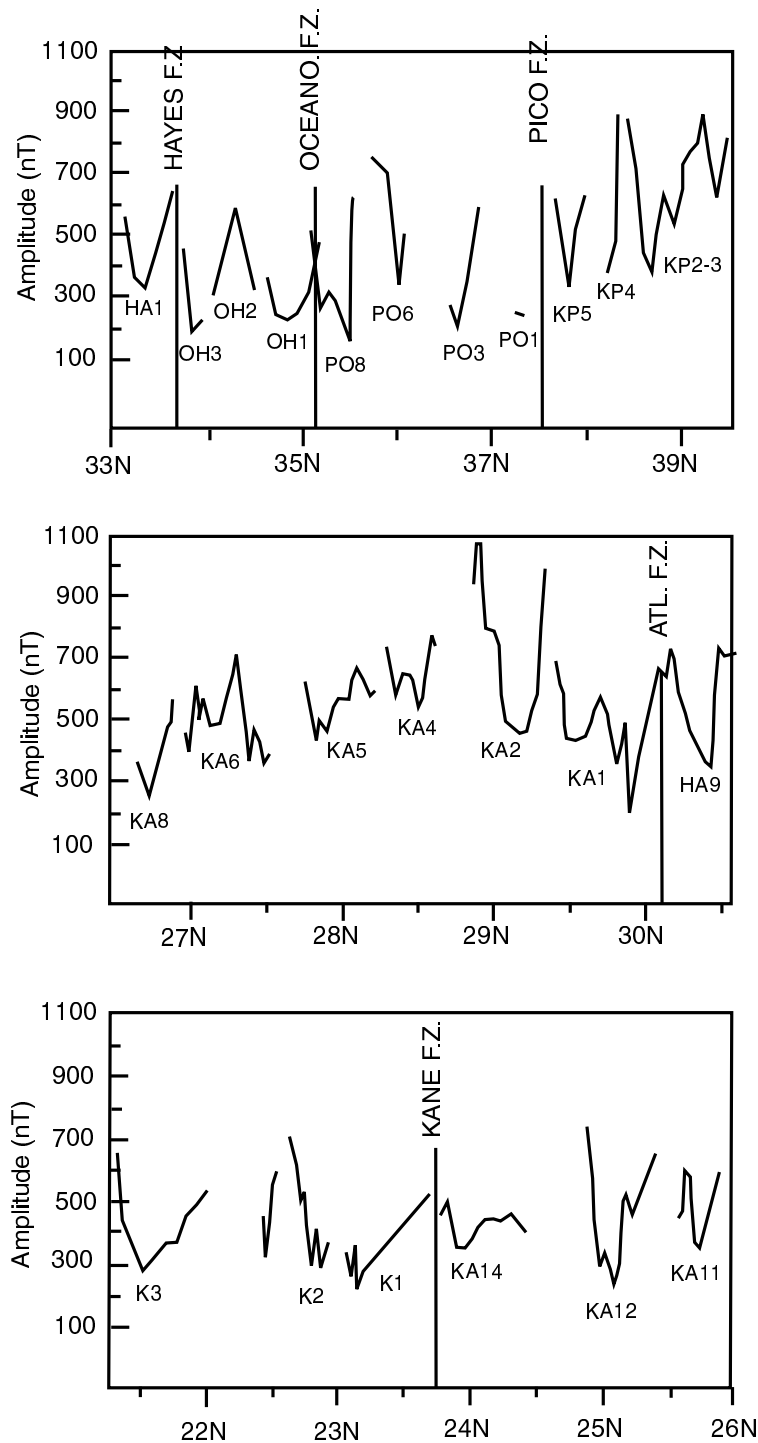


**Figure I.7:** Section longitudinale de la structure crustale le long des segments OH-2 et OH-1 situés entre 34°N et 35°30'N déduite d'expériences de sismique réfraction (modifié d'après Canales et al., 2000). Les chiffres représentent les vitesses sismiques. La vitesse sismique de 7.0 km/s délimite la croûte supérieure (gris) et la croûte inférieure (gris foncé) et la vitesse de 7.2 km/s correspond au moho.

La variation de ces caractéristiques géophysiques et pétrologiques s'accompagne aussi de variations de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale du centre vers les extrémités de segment. Dans l'Atlantique, les premières études quantitatives des variations d'amplitude des anomalies magnétiques le long de l'axe n'ont été réalisées que récemment, au début des années 90. Les premières observations ont été menées sur de petites portions de l'Atlantique Sud [entre 25° et 27°30'S (Grindlay et al., 1992), 26°S et 31°-35°S (Weiland et al., 1996)] puis de l'Atlantique central [entre 20° et 24°N (Pockalny et al., 1995), entre 28° et 31°30'N (Pariso et al., 1996)]. Ces observations montrent déjà des amplitudes de l'anomalie magnétique plus élevées en extrémité qu'en centre de segment. Ravilly et al. (1998) ont conduit l'étude des anomalies magnétiques axiales de la vingtaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 20° et 40°N. Ce travail confirme la variation systématique de



l'intensité de l'anomalie magnétique le long des segments, deux à trois fois plus faible au centre qu'aux extrémités (figure I.8).



**Figure I.8:** Amplitudes des anomalies magnétiques axiales le long des segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 22°N et 40°N (modifié d'après Ravilly et al., 1998). Les segments sont nommés selon la nomenclature définie par Detrick et al. (1995).

## Les processus physiques à l'origine de la focalisation du manteau.

Différents modèles physiques ont été développés afin de tester la possibilité de remontées du manteau focalisées sous les centres des segments de dorsales.

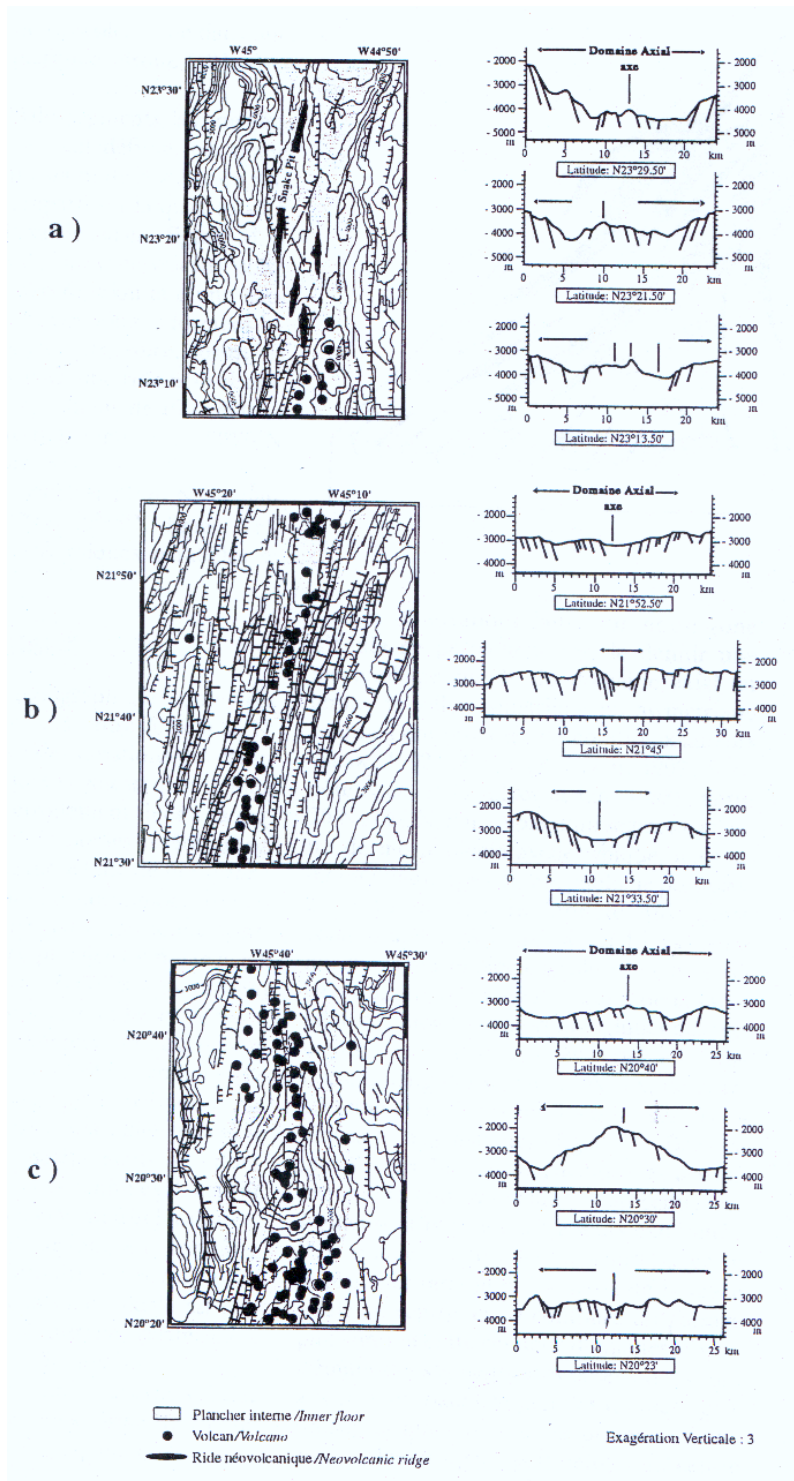
Le modèle analogique de Whitehead et al. (1984) montre qu'en supposant l'existence d'une zone de faible densité et de faible viscosité située à la base de la lithosphère, l'écartement de deux plaques entraîne le développement d'instabilités gravitaires qui remontent à la surface. Les auteurs suggèrent que ces instabilités, régulièrement espacées le long de l'axe, s'apparentent à des remontées diapiriques dont l'espacement reproduit la segmentation de la dorsale.

Plusieurs modèles numériques développés plus récemment décrivent l'écoulement du manteau sous l'axe des dorsales. Les premiers modèles (2D) ont montré qu'au flux mantellique passif dû à l'écartement des plaques s'ajoute un flux actif induits par un ou plusieurs processus tels que l'appauvrissement du manteau après fusion (Sotin et Parmentier, 1989), la présence de liquide dans la matrice solide (Scott et Stevenson, 1989 ; Buck et Su, 1989) ou des variations latérales de températures. Les modèles développés par la suite ont étudié l'influence et le rôle respectif de ces différents processus ainsi que leur efficacité à focaliser le flux mantellique sous l'axe (Parmentier et Phipps Morgan, 1990 ; Rabinowicz et al., 1993 ; Sparks et Parmentier, 1993 ; Jha et al., 1994). Le flux actif commence à jouer un rôle significatif quand le taux d'expansion et la viscosité diminuent. La convection passe alors d'un système bi-dimensionnel à tri-dimensionnel et crée des remontées focalisées le long de l'axe.

### **1.1.2 Variabilité spatiale et temporelle des segments.**

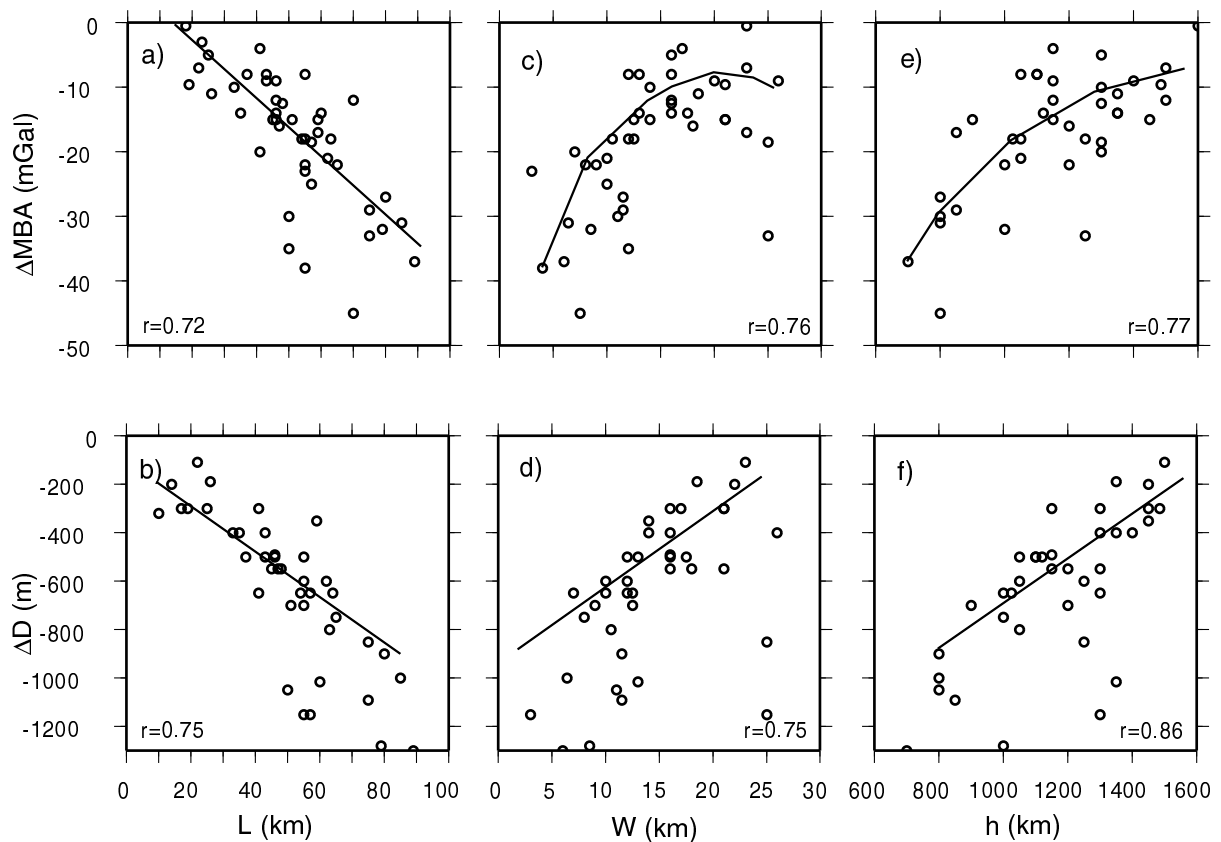
#### Variabilité des caractéristiques des segments

Les segments de la dorsale Médio-Atlantique ne sont pas tous identiques. Les segments diffèrent par leur longueur, leurs caractéristiques bathymétriques, morphologiques et géophysiques. La carte bathymétrique établie entre 24° et 30°N par Sempéré et al. (1990) montre des segments dont les longueurs sont comprises entre 15 et 90 km. L'étude de la morphologie de la vallée axiale de deux segments situés entre 35° et 37°N (Crane et Ballard, 1981) et de trois segments situés au sud de la zone de fracture Kane (24°N) (Durand et al.,



**Figure 1.9:** Les trois grands types de morphologie de la vallée axiale en centre de segment (d'après Durand et al., 1995). a) une vallée large et profonde (ici au sein du segment centré à 23°20'N), b) une vallée étroite et peu profonde (ici sur le segment centré à 21°40'N) et c) un dôme axial (ici sur le segment centré à 20°30'N).

1995) montre qu'il existe trois grands types morphologiques de vallée axiale en centre de segment: les vallées axiales larges et profondes, celles étroites et peu profondes et les dômes axiaux (figure I.9). Enfin, les premières couvertures gravimétriques réalisées entre 31° et 34°S (Kuo et Forsyth, 1988) et entre 28° et 30°30'N (Lin et al., 1990) montrent que la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (notée par la suite  $\Delta$ MBA) est comprise entre quelques mGal et quelques dizaines de mGal selon les segments (ce chiffre est généralement négatif car il s'agit de la différence de MBA entre le centre et les extrémités où la valeur de la MBA est en général plus élevée).



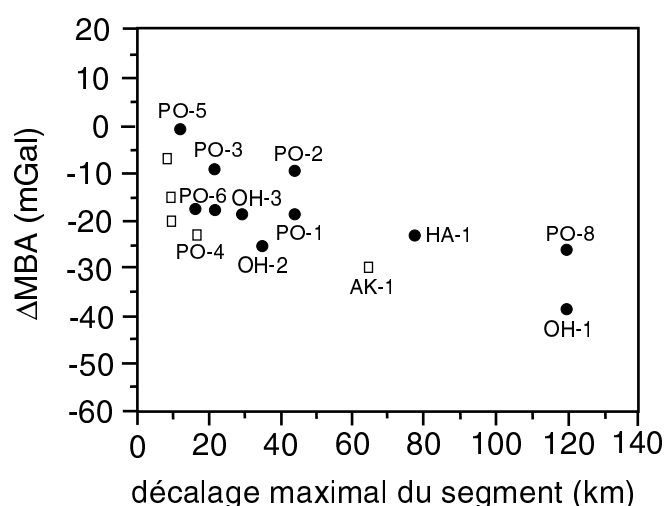
**Figure I.10:** Relations entre la  $\Delta$ MBA, l'amplitude du bombement du plancher interne ( $\Delta$ D) et les paramètres h et W caractérisant la morphologie axiale (modifié d'après Thibaud et al., 1998). Les paramètres morphologiques considérés sont respectivement: la longueur des segments L (a et b), la largeur du rift axial W (c et d) et la hauteur des murs de la vallée axiale h (e et f).

Des études plus récentes et plus étendues montrent qu'il existe des corrélations entre ces différentes caractéristiques. A partir de l'étude bathymétrique et gravimétrique d'une dizaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 33° et 40°N, Detrick et al. (1995) ont montré qu'il existe une corrélation entre la  $\Delta$ MBA et la longueur du segment, la  $\Delta$ MBA variant linéairement en fonction de la longueur du segment avec une pente comprise entre -0,4

et -0,5 mGal/km. Plus récemment, à partir de l'étude gravimétrique, bathymétrique et morphologique d'une cinquantaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 15° et 40°N, Thibaud et al. (1998) confirment la corrélation entre la  $\Delta$ MBA et la longueur du segment. Ils mettent également en évidence d'autres corrélations entre la  $\Delta$ MBA et la variation de profondeur du plancher océanique le long des segments, entre les caractéristiques morphologiques de la vallée axiale (largeur et profondeur) en centre de segment et la variation de profondeur du plancher océanique (figure I.10).

Ces corrélations permettent de dégager trois grands types de segment possédant chacun leurs caractéristiques morphologiques, bathymétriques et gravimétriques. Les segments les plus longs présentent les amplitudes de la  $\Delta$ MBA les plus élevées (de l'ordre de quelques dizaines de mGal), le centre de ces segments est caractérisé par un dôme axial et le plancher océanique montre les plus fortes variations de profondeur entre centre et extrémité de segment (de l'ordre de 1000 m). Les segments les plus courts présentent les amplitudes de la  $\Delta$ MBA les moins élevées (de l'ordre de quelques mGal), la vallée axiale au centre est large et profonde et le plancher océanique montre les plus faibles variations de profondeur entre centre et extrémité de segment (de l'ordre de 200 m). Entre ces deux types de segment on peut définir un segment moyen dont les caractéristiques sont intermédiaires.

Plusieurs auteurs ont tenté d'expliquer cette diversité. Detrick et al. (1995) expliquent les différentes valeurs de la  $\Delta$ MBA par les variations de l'état thermique en extrémité de segment, induites par la présence de décalages de l'axe plus ou moins importants. La présence



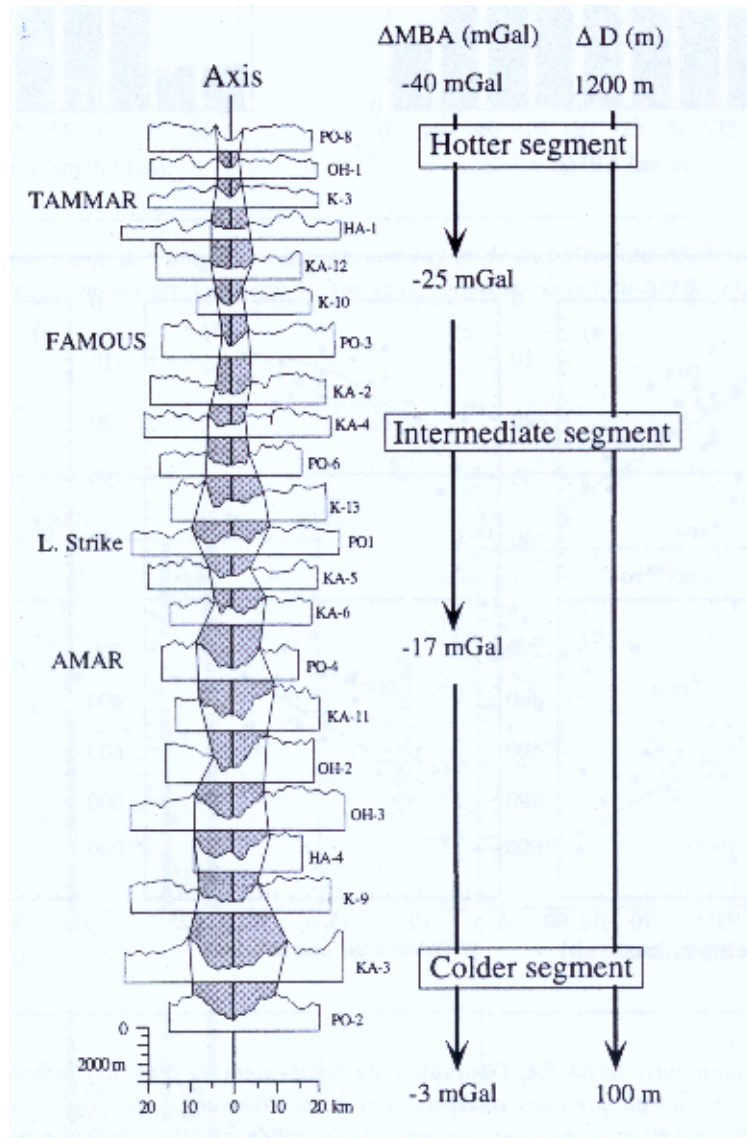
**Figure I.11:** Relation entre la  $\Delta$ MBA et le décalage du segment (modifié d'après Detrick et al., 1995). Les cercles noirs représentent les segments situés entre 33° et 38°N et les carrés blancs ceux situés entre 24° et 30°N.

d'une zone de fracture en extrémité de segment joue un rôle de "barrière froide": l'extrémité du segment est en contact avec une lithosphère plus âgée et plus froide. Le contraste thermique entre centre et extrémité de segment s'accroît donc et par conséquent l'amplitude de la variation de MBA. L'étude gravimétrique de Detrick et al. (1995) montre bien une corrélation entre la longueur du décalage de l'axe et la  $\Delta$ MBA mais c'est surtout vrai pour les plus grands décalages de l'axe (figure I.11). La corrélation est beaucoup moins nette pour les décalages de l'axe inférieurs à 50 km.

Thibaud et al. (1998) expliquent la diversité des segments par des variations de la structure thermique au centre d'un segment à l'autre.

La morphologie de la vallée axiale reflète l'état thermique en centre de segment. En effet, la largeur et la profondeur de la vallée axiale dépendent de l'épaisseur de la couche fragile (Harper, 1985; Shaw et Lin, 1996) qui est elle-même contrôlée par la profondeur des isothermes 700-800°C, températures auxquelles intervient la transition mécanique fragile/ductile dans les péridotites (Kirby, 1983). Une couche fragile épaisse se manifeste par une vallée axiale large et profonde. Les segments possédant une telle vallée axiale sont également ceux présentant les plus faibles  $\Delta$ MBA en valeur absolue et les plus faibles variations de profondeur du plancher océanique. De la même manière Phipps Morgan et Chen (1993) suggèrent qu'une forte alimentation en magma entraîne une couche fragile plus mince se manifestant par une vallée axiale peu profonde. Les segments possédant une telle vallée axiale possèdent également les plus fortes  $\Delta$ MBA en valeur absolue et les variations de profondeur du plancher océanique les plus importantes.

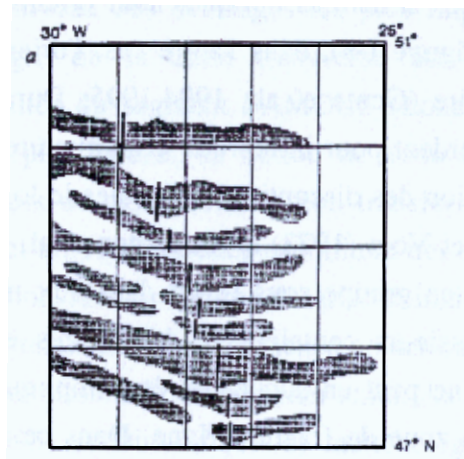
A partir de ces relations entre la  $\Delta$ MBA et la morphologie de la vallée axiale en centre de segment Thibaud et al. ont proposé de classer les segments de la dorsale Médio-Atlantique en fonction de leur structure thermique. Les segments les plus "chauds" correspondraient aux segments possédant les plus fortes  $\Delta$ MBA en valeur absolue (la  $\Delta$ MBA est comprise entre -35 et -25 mGal) et une vallée axiale peu profonde pouvant même présenter un dôme axial. La corrélation entre la longueur du segment et la  $\Delta$ MBA indique que ces segments sont aussi les plus longs (figure I.12). Les segments les plus "froids" correspondraient aux segments possédant les plus faibles  $\Delta$ MBA en valeur absolue (la  $\Delta$ MBA est comprise entre -17 et -3 mGal) et une vallée axiale large et profonde. Ces segments sont les plus courts (figure I.12).



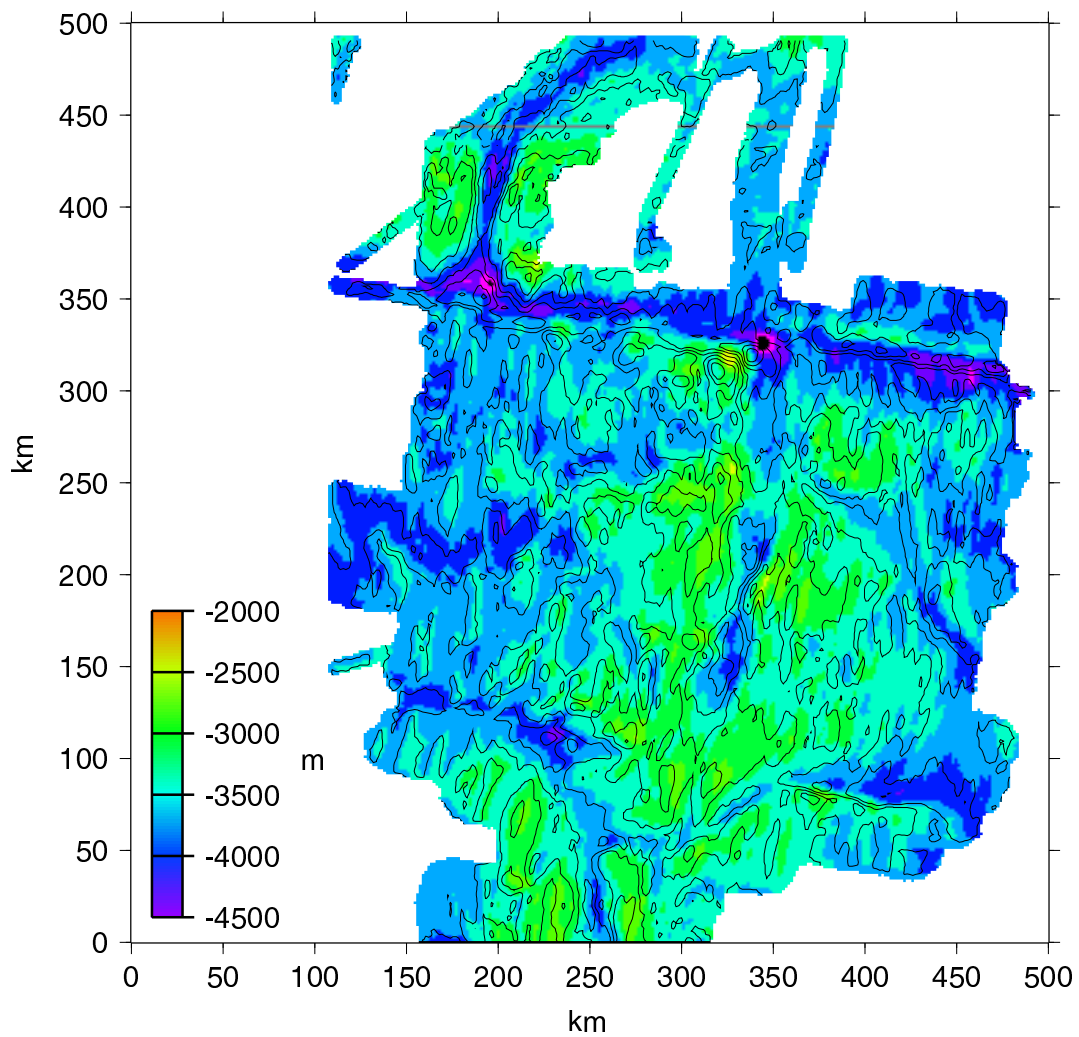
**Figure I.12:** Classification des segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 15°N et 40°N en fonction de leurs caractéristiques morphologique et gravimétrique (d'après Thibaud et al., 1998). La surface grisée représente la variation de la largeur de la vallée axiale. L'évolution de la morphologie et des propriétés gravimétriques a suggéré à Thibaud et al. une classification des segments en fonction de leur état thermique.

### Evolution de la segmentation

Les cartes bathymétriques réalisées dans les années 70 sur les flancs de la dorsale Médio-Atlantique entre 47° et 51°N (Johnson et Vogt, 1973) et entre 25° et 27°N (Rona et al., 1976; Rona et Gray, 1980) montrent la présence de structures obliques qui forment des V de part et d'autre de l'axe de la dorsale (figure I.13). Ces traces en V sont le prolongement hors-axe de discontinuités non transformantes séparant les segments. Elles suggèrent la propagation des discontinuités séparant les segments le long de l'axe de la dorsale.

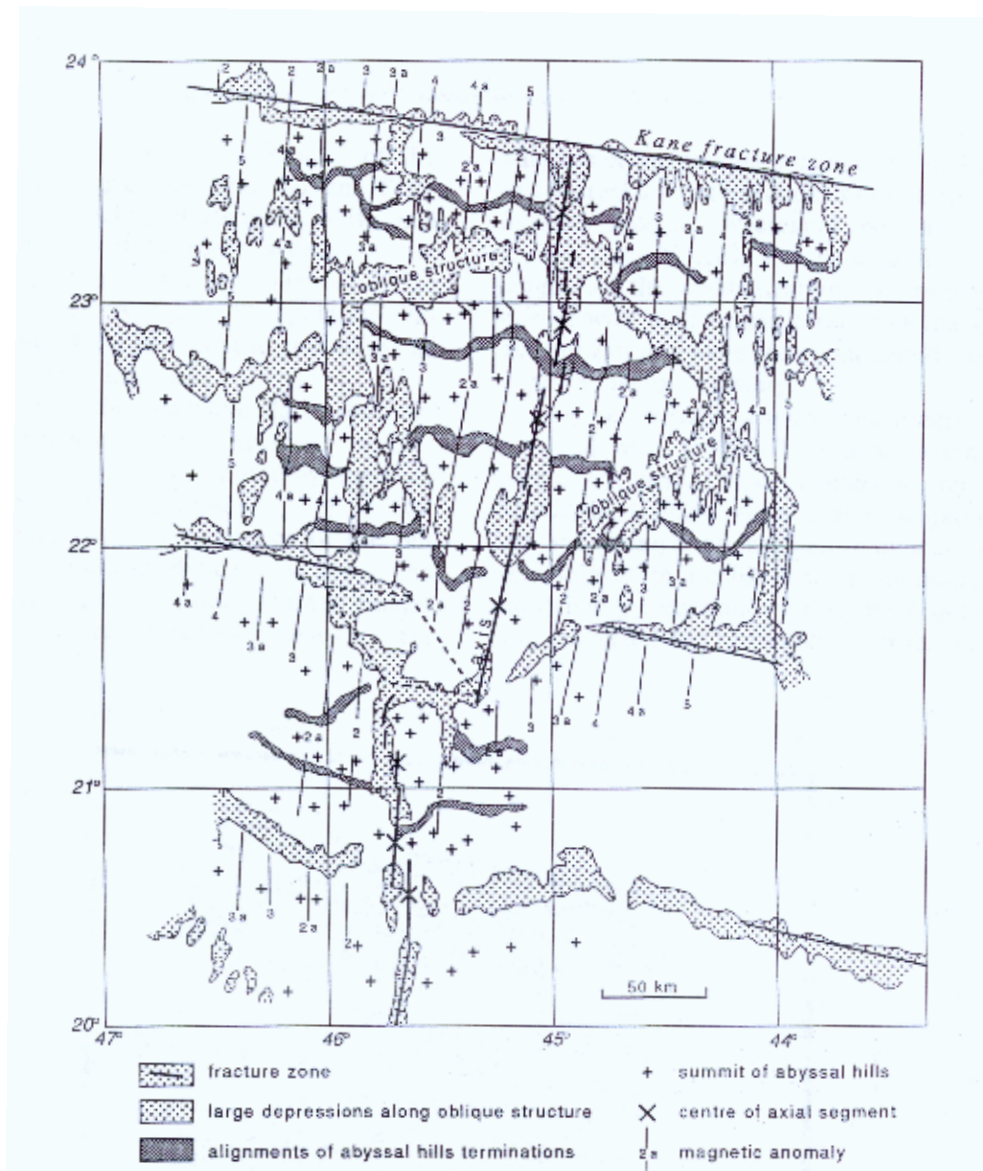


**Figure I.13:** Représentation schématique de la trace hors-axe des crêtes du domaine axial observées dans la dorsale Nord-Atlantique entre 47°N et 51°N montrant des structures en V, obliques par rapport à l'axe de la dorsale (d'après Johnson et Vogt, 1973).



**Figure I.14:** Carte bathymétrique de la dorsale Médio-Atlantique au sud de la zone de fracture Kane (24°N) (d'après Thibaud, 1998).

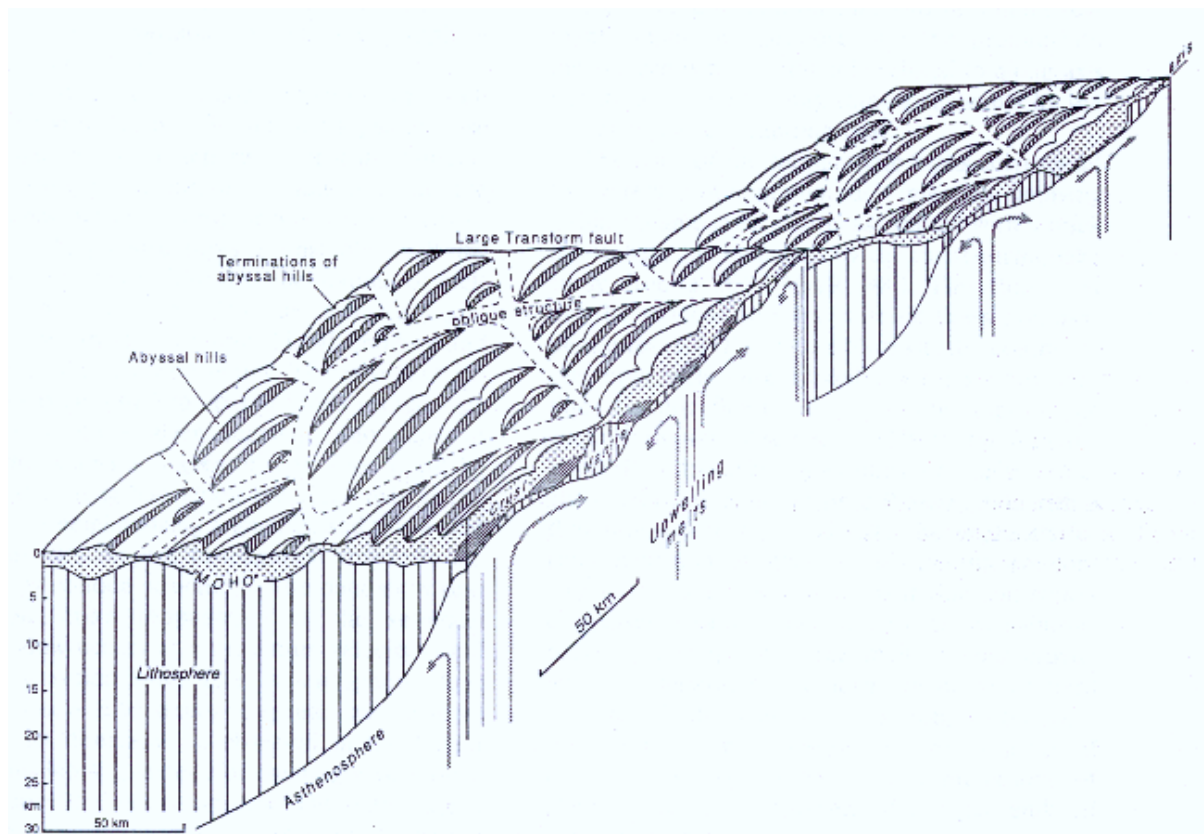




**Figure I.15:** Interprétation de la carte bathymétrique de la dorsale Médio-Atlantique au sud de la zone de fracture Kane (d'après Gente et al., 1995). La zone de fracture Kane est représentée en trait gras. Les zones représentées en gris clair correspondent aux structures obliques et aux discontinuités non transformantes.

L'arrivée des sondeurs multifaisceaux a permis de lever la bathymétrie de régions plus éloignées de l'axe de la dorsale. Dans la région située au sud de le zone de fracture Kane (20°-24°N) la bathymétrie a été levée de part et d'autre de l'axe de la dorsale jusqu'à une croûte âgée de 10 Ma (figure I.14) (Gente et al., 1994, 1995). La bathymétrie laisse apparaître des structure obliques plus complexes qui dessinent des structures rhomboédriques (figure I.15). L'existence de ces domaines rhomboédriques suggère que les segments ne sont pas permanents dans le temps mais grandissent en taille puis diminuent avant de disparaître sur une durée de 3 à 9 Ma.

Phipps Morgan et Parmentier (1985) suggèrent une origine purement mécanique à la propagation des segments. Selon leur modèle la discontinuité se propage depuis les segments les plus hauts au détriment des segments les moins hauts en réponse à une accumulation de contraintes d'origine gravitaire à l'extrémité du propagateur. Ce modèle, envisageable dans le cas de gradients bathymétriques forts comme de part et d'autre du propagateur à 95°W sur la dorsale Nazca-Cocos, ne semble pas s'appliquer de manière simple aux observations de la dorsale Médio-Atlantique.



**Figure I.16:** Vue tri-dimensionnelle d'un système dorsale-zone transformante-dorsale illustrant les caractéristiques axiales et hors-axe et les causes magmatiques de la segmentation d'une dorsale lente (d'après Gente et al., 1995). Les caractéristiques de la région hors-axe découlent des caractéristiques temporelles de la segmentation.

Gente et al. (1995) proposent une origine magmatique à la propagation (figure I.16), en considérant que la croissance et la décroissance d'un segment au cours du temps dépendent du comportement temporel de la remontée asthénosphérique focalisée sous le centre du segment. A son arrivée sous la lithosphère, cette remontée crée un nouveau segment dont la dimension initiale correspondrait au diamètre du diapir (environ 20-30 km, longueur des segments les plus courts de la dorsale Médio-Atlantique). Ce flux s'étalerait ensuite sous la lithosphère de manière préférentielle suivant la directions parallèle à l'axe, jusqu'à une distance maximum de

110 km. Cet allongement s'effectue aux dépens des segments voisins, produisant alors les structures obliques observées sur les flancs de la dorsale. L'observation des domaines rhomboïdaux suggère que ces remontées asthénosphériques auraient une durée de vie de 3 à 9 Ma. La compétition entre les différents segments d'accrétion suggère que ces remontées sont indépendantes et désynchronisées le long de l'axe.

Le modèle magmatique de Gente et al. (1995) s'accorde avec les travaux effectués par Thibaud et al. (1998). Ces derniers suggèrent en effet que l'évolution du segment au cours du temps s'accompagne de variations de sa structure thermique. L'observation des domaines rhomboïdaux indique qu'au cours de son évolution la longueur du segment varie de 20 à 110 km, ce qui correspond aux longueurs des segments rencontrés le long de la dorsale Médio-Atlantique. Les différents types de segments observés le long de la dorsale Médio-Atlantique représenteraient alors différentes étapes dans la vie de chaque segment, un même segment présenterait successivement les caractéristiques de ces différents types de segment au cours de son évolution. Ainsi, dans un premier temps, le segment s'allonge, ses caractéristiques morphologiques et géophysiques passent progressivement de celles des segments les plus courts, plus "froids", à celles des plus longs, plus "chauds", puis inversement lorsque le segment se raccourcit.

## **1.2 Questions abordées**

Les caractéristiques bathymétriques, morphologiques et géophysiques de la dorsale Médio-Atlantique varient systématiquement le long des segments. Ces variations sont attribuées à la présence d'une zone plus chaude, interprétée comme une remontée focalisée du manteau sous le centre du segment. Par ailleurs, les caractéristiques de surface des segments présentent une variation systématique et régulière en fonction de la longueur des segments. Pour expliquer cette observation, Thibaud et al. (1998) proposent l'existence de segments "plus chauds" et "plus froids", correspondant à différentes étapes de l'évolution d'un type unique de segment. Enfin la présence des domaines rhomboédriques dans la région hors-axe s'expliquerait par la croissance et la décroissance au cours du temps de la remontée asthénosphérique située sous le centre du segment (Gente et al., 1995) et de la longueur du

segment qui lui correspond, qui passerait ainsi par les différentes étapes d'évolution mentionnées ci-dessus (Thibaud et al., 1998).

A ce jour aucune évaluation quantitative de ces hypothèses n'a été effectuée. De nombreuses questions restent ouvertes.

Le problème qui se pose en premier lieu est celui de l'adéquation physique de ces explications conceptuelles aux observations; pour rendre compte des observations axiales et hors-axe les structures thermiques ne doivent pas contredire les connaissances géologiques sur les dorsales lentes.

Les questions qui se posent ensuite concernent les caractéristiques des zones chaudes situées sous les centres de segment. Quelles doivent être ces caractéristiques (forme, dimensions, température) pour : 1) rendre compte de la variation des observations de surface le long de l'axe du centre vers les extrémités de segment, 2) expliquer la variation régulière et systématique de ces observations suivant la longueur du segment et 3) reproduire la présence des domaines rhomboédriques dans la région hors-axe ?

Pour répondre à ces questions il est nécessaire de développer un modèle numérique 3D de la structure et de l'évolution thermique d'un segment de dorsale lente. Le modèle développé est basé sur la résolution de l'équation de la chaleur en imposant une zone chaude de forme et de dimensions définies sous le centre du segment. Cette zone chaude simule la remontée de matériel chaud.

Trois étapes sont parcourues: la validation de l'hypothèse thermique, l'état thermique des différents types de segment et l'éventuelle origine thermique de la propagation et des formes rhomboédriques.

### **1.2.1 Validation de l'hypothèse thermique**

On considère d'abord un segment long de 50 km, typique de la dorsale Médio-Atlantique.

Il s'agit de vérifier si la structure thermique découlant de la présence de telle ou telle autre zone chaude permet de reproduire les caractéristiques axiales de surface observées pour ce segment.

Dans un premier temps, la zone chaude située sous le centre du segment est permanente dans le temps. Plusieurs observables géophysiques de surface sont modélisés à partir de la structure thermique et comparés à celles observées pour les segments longs de 50 km. Cette

comparaison permet de contraindre la forme et les dimensions de la zone chaude. Ce travail fait l'objet du chapitre II.

Par la suite, on modélise à partir de cette structure thermique la distribution des aimantations et les anomalies magnétiques axiales qui en découlent. L'accord avec les observations magnétiques axiales permet aussi de conforter le modèle thermique adopté. Différentes hypothèses concernant les propriétés magnétiques des roches océaniques sont abordées de manière à tester quantitativement ces hypothèses et les discriminer.

La simulation du magnétisme fera l'objet du chapitre III.

### **1.2.2 L'état thermique des différents types de segment**

On considère maintenant trois types de segment pour prendre en compte la caractérisation de Thibaud et al. (1998). Outre le segment moyen de 50 km, on étudie aussi des segments de 30 km (segments les plus courts) et de 90 km (segments les plus longs). Comme pour le segment de 50 km, on va tenter de contraindre la forme et les dimensions de la zone chaude susceptibles d'expliquer les observations géophysiques effectuées le long des segments de 30 et 90 km. En regard de l'évolution régulière des caractéristiques morphologiques et géophysiques axiales observées en fonction de la longueur des segments, la question centrale est alors la possibilité ou non de trouver un modèle d'évolution simple et cohérent de la forme et des dimensions de la zone chaude permettant de passer d'un type de segment à l'autre. En cas de réponse positive on pourra alors considérer qu'il n'existe qu'un type de segment dont tous les segments observés sont l'avatar à un moment ou à un autre de son évolution. Dans le cas contraire, on devra considérer plusieurs types de segment distincts et expliquer cette distinction en terme de mécanisme mantellique.

Cette étape sera développée dans le chapitre IV.

### **1.2.3 Propagation et formes rhomboédriques: une origine thermique?**

On considère maintenant plusieurs segments alignés ou décalés. Pour chaque géométrie de l'axe considérée, on applique à chaque segment l'évolution de la zone chaude de manière désynchronisée suivant le modèle proposé lors de l'étape précédente. L'évolution de la structure thermique du segment est alors calculée permettant d'évaluer sa capacité à

reproduire les caractéristiques morphologiques et géophysiques observées hors-axe (formes rhomboédriques) qui découlent de l'évolution de la segmentation.

L'examen de cette question fait l'objet du chapitre V.



## **II MODELE THERMIQUE INTEGRE D'UN SEGMENT DE DORSALE LENTE: DE LA STRUCTURE THERMIQUE A LA SIGNATURE GEOPHYSIQUE.**

Nous avons vu dans le chapitre précédent (voir partie I.1) qu'un segment de dorsale lente se caractérise par la variation le long de l'axe de ses caractéristiques de surface. Du centre vers les extrémités du segment, le plancher océanique s'approfondit, la MBA augmente, la croûte s'épaissit et l'amplitude des anomalies magnétiques augmente. De nombreux auteurs proposent que ces variations aient une origine thermique liée à l'existence d'une zone plus chaude sous le centre du segment qu'en ses extrémités. Cette zone chaude est interprétée comme la remontée du manteau focalisée sous le centre du segment (Lin et al., 1990).

Mon premier objectif est de tester numériquement la cohérence physique de cette hypothèse thermique dans le cas d'un segment long de 50 km, typique de la dorsale Médio-Atlantique. Ce test comporte deux étapes:

- dans un premier temps on suppose a priori l'existence d'une telle zone chaude. Cette zone chaude est imposée sous le centre du segment et simule la remontée du manteau. La structure thermique du segment est alors contrôlée par la forme et les dimensions de cette zone chaude. La démarche consiste à rechercher s'il existe des zones chaudes pour lesquelles la structure thermique reproduit les observations axiales de surface que sont la  $\Delta$ MBA, la structure crustale et la profondeur maximale des séismes pour un segment long de 50 km, typique de la dorsale Médio-Atlantique. Cette étape est traitée dans le présent chapitre.
- dans un deuxième temps on vérifiera si de telles structures thermiques parviennent à reproduire également les variations d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale et on en examinera les conséquences sur les différentes hypothèses concernant le magnétisme. Ceci fera l'objet du prochain chapitre.



## **2.1 L'outil de modélisation thermique.**

### **2.1.1 Nécessité d'un outil thermique 3D adapté à l'étude d'un segment de dorsale.**

Pour mener à bien la vérification de l'hypothèse thermique il est nécessaire de disposer d'un outil capable de calculer la structure thermique d'un segment de dorsale lente.

L'existence de la zone chaude sous le centre du segment met en évidence le caractère tridimensionnel de la structure thermique des segments de dorsale lente. L'outil doit donc être capable de calculer la structure thermique tridimensionnelle découlant de la présence d'une zone chaude.

J'ai utilisé l'outil développé par Trutin (1995) au cours de son stage de DEA. Il a développé un algorithme permettant de résoudre numériquement l'équation de la chaleur afin de calculer la structure thermique découlant de la présence d'une zone chaude imposée et ceci dans un contexte tridimensionnel. J'ai appliqué cette procédure de résolution numérique pour déterminer la structure thermique d'un segment de dorsale lente.

### **2.1.2 Paramètres dimensionnels.**

Les dimensions de la boîte de calcul (figure II.1), dans laquelle est calculée la structure thermique, sont déterminées par les caractéristiques spatiales des segments de dorsale lente.

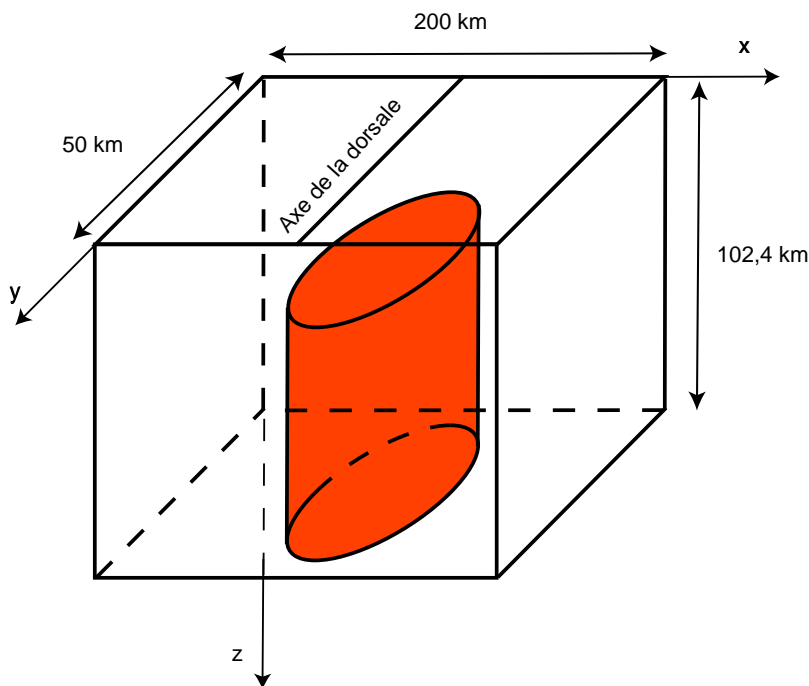
Ainsi, on fixe la largeur de la boîte à 50 km (direction y), longueur du segment qui nous intéresse. L'épaisseur de la boîte de calcul (direction z) a été fixée de manière à obtenir un gradient thermique réaliste en un point éloigné de l'axe de la dorsale. Comme nous le verrons plus loin, la température de la base du domaine de calcul est fixée à 1350°C, température estimée à la base de la lithosphère. En un point éloigné de l'axe l'épaisseur de la lithosphère est estimée à 100 km environ. Par conséquent l'épaisseur de la boîte de calcul est fixée à 100 km. La longueur de la boîte de calcul (direction x) a été imposée pour pouvoir générer des anomalies magnétiques correspondant aux 10 derniers Ma, ce qui correspond à une longueur de 200 km en considérant un demi-taux d'ouverture de 10 km/Ma.

Pour résoudre numériquement l'équation de la chaleur, on discrétise dans les trois directions spatiales. Dans la direction y parallèle à l'axe, on définit un nœud tous les

kilomètres. Dans la direction  $x$  perpendiculaire, parce que le calcul de la distribution des aimantations nécessite une grille suffisamment précise, on a utilisé un pas plus précis de 500 m. Dans la direction  $z$  verticale, le maillage considéré est irrégulier. Les nœuds sont positionnés de telle manière qu'ils soient de plus en plus rapprochés près de la surface. De cette façon, la distribution des températures est précise près de la surface, là où l'on a besoin de connaître précisément la structure thermique, et de plus en plus espacés en profondeur où les températures varient beaucoup moins et où une grande précision n'est plus nécessaire. La profondeur des nœuds du maillage est donnée par la relation suivante:

$$z(k)=k^2/10 \quad k \text{ entier supérieur ou égal à } 0.$$

Le nombre de nœuds selon cette direction a été imposé de façon à ce que la profondeur s'étende sur une distance proche de 100 km (102,4 km). Le maillage ainsi défini totalise beaucoup moins de nœuds (33 nœuds) qu'un maillage régulier, ce qui permet d'économiser du temps de calcul et de la place mémoire lors de la résolution.



**Figure II.1:** Dimensions de la boîte de calcul.  
Les structures thermiques découlant de la présence de la zone chaude (en gris) imposée sous le centre du segment sont calculées à l'intérieur de cette boîte de calcul.

### **2.1.3 Principe de la modélisation thermique.**

#### Intrusion (zone chaude)

La zone chaude est imposée sous le centre du segment pour simuler la signature thermique de la remontée adiabatique du manteau.

Les premiers modèles d'écoulement mantellique suggéraient que la remontée du manteau sous l'axe des dorsales était due à l'écartement des plaques (modèles de flux passif). Dans ces modèles la remontée du manteau est uniforme le long de l'axe de la dorsale et est seulement perturbée par la présence de grandes zones de fracture (Phipps Morgan et Forsyth, 1988). Ces modèles de flux passif rendent compte des observations à grande longueur d'onde mais ne suffisent pas à expliquer la variation des caractéristiques géophysiques le long des segments de dorsale lente. Comme nous l'avons vu plus haut la variation des caractéristiques géophysiques peut être expliquée par une focalisation sous les centres de segment de la remontée du manteau (Kuo et Forsyth, 1988; Lin et al., 1990).

La focalisation de la remontée du manteau nécessite de faire intervenir, en plus du flux passif, l'existence d'un flux actif. Le flux actif est induit par des contrastes de densité entre le manteau ascendant et son environnement. Ces contrastes de densité ont plusieurs origines: appauvrissement du manteau (Sotin et Parmentier, 1989), présence de liquide dans la matrice solide (Scott et Stevenson, 1989; Buck et Su, 1989) et variations latérales de température. Les modèles développés récemment ont démontré l'efficacité de ces processus à focaliser le flux mantellique (Parmentier et Phipps Morgan, 1990; Rabinowicz et al., 1993; Sparks et Parmentier, 1993; Jha et al., 1994). Sous les centres de segment l'existence des deux types de flux mantelliques, actif et passif, expliquerait donc la focalisation de la remontée du manteau, cette dernière redevenant progressivement passive en extrémités de segment.

Pour simuler la signature thermique de la remontée du manteau focalisée sous les centres de segment la présence d'une zone chaude est imposée arbitrairement sous le centre du segment (figure II.1). C'est une région de l'espace, caractérisée par une géométrie et des dimensions, où sont imposées des températures caractéristiques de la remontée adiabatique du manteau. La présence de la zone chaude sous le centre suffit à induire, sous les extrémités du segment, une distribution de températures caractéristiques de la remontée du manteau. Dans ce chapitre et dans les chapitres suivants III et IV on considère une intrusion imposée de façon permanente dans le temps, on ne prend pas en compte les périodicités propres aux dorsales lentes: les cycles magmato-tectoniques de 1 Ma (Tisseau et Tonnerre, 1995), les cycles de 3 à

9 Ma correspondant à la durée de vie d'un segment (Gente et al., 1995; Durand, 1996; Thibaud et al., 1998) (dans le chapitre V ce dernier cycle sera pris en compte).

### Equation de la chaleur

Le modèle est basé sur la conservation de l'énergie qui s'exprime mathématiquement sous la forme de l'équation de la chaleur:

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} = \vec{\nabla} \cdot (k \vec{\nabla} T) - \rho C_p \vec{u} \cdot \vec{\nabla} T + A$$

avec  $\rho$  la masse volumique,  $C_p$  la chaleur spécifique,  $k$  la conductivité thermique et  $A$  les sources locales de chaleur par unité de volume et de temps (telle que la radioactivité).

Ici les transferts de chaleur ont lieu de trois manières différentes : par conduction selon les trois directions spatiales, par advection lié au mouvement d'écartement des plaques et par perte de chaleur due à la fusion. L'équation de la chaleur s'écrit alors:

$$\frac{\partial T(x, y, z)}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T(x, y, z) - U_x \frac{\partial T(x, y, z)}{\partial x} - \frac{L}{C_p} \frac{\partial \Phi(x, y, z)}{\partial t}$$

avec  $T$  la température,  $K$  la diffusivité thermique ( $K=k/\rho C_p$ ),  $L$  la chaleur latente de fusion,  $U_x$  le demi-taux d'expansion et  $\Phi$  le degré de fusion partielle.

Dans notre modèle nous avons choisi d'imposer un simple champ de vitesses horizontales traduisant le mouvement d'écartement des plaques de part et d'autre de l'axe de la dorsale. Le transport de chaleur par advection verticale n'est pas explicitement pris en compte dans l'équation de la chaleur. Il y a à cela deux raisons. D'une part, les effets thermiques de l'advection verticale liée à la remontée du manteau sont déjà pris en compte par la présence de la zone chaude. D'autre part, le champ de vitesses associé à l'écoulement du manteau sous un segment de dorsale lente reste encore très mal contraint dans les premières dizaines de km de profondeur.

L'équation de la chaleur permet de calculer la structure thermique découlant de la présence de la zone chaude. Le tableau II.1 donne les valeurs des paramètres physiques utilisés par la suite dans la modélisation.

Signification	Symbole	Valeur	Unité
Masse volumique	$\rho$		$\text{kg.m}^{-3}$
Chaleur spécifique	$C_p$	1000*	$\text{J.kg}^{-1}.\text{°K}^{-1}$
Température	T		$\text{°C}$
Conductivité thermique	k	3.5*	$\text{W.m}^{-1}.\text{°K}^{-1}$
Sources de chaleur	A		$\text{W.m}^{-3}$
Diffusivité thermique	$K=k/\rho C_p$		$\text{m}^2.\text{s}^{-1}$
Chaleur latente de fusion partielle	L	600000	$\text{J.kg}^{-1}$
Demi-taux d'expansion	$U_x$	0.01	$\text{m.an}^{-1}$
Degré de fusion partielle	$\Phi$		%
Température à la surface	$T_{\text{toit}}$	0	$\text{°C}$
Température à la base	$T_{\text{base}}$	1350	$\text{°C}$

**Tableau II.1:** les paramètres physiques du modèle.

\* d'après Turcotte et Phipps Morgan (1992). Les valeurs choisies pour les paramètres L et  $T_{\text{base}}$  sont justifiées dans la partie 2.2 de ce chapitre.

La conductivité thermique k est à peu près constante dans la gamme de température 0-1000°C que l'on rencontre dans la partie superficielle du manteau (Fukao, 1969; Schatz et Simmons, 1972). La conductivité thermique varie en fonction de la nature des roches, passant de  $2 \text{ W.m}^{-1}.\text{°K}^{-1}$  en moyenne (Becker et al., 1985) pour les basaltes extrusifs à  $5 \text{ W.m}^{-1}.\text{°K}^{-1}$  environ pour les péridotites du manteau supérieur, mais l'incertitude sur ses valeurs reste importante (Clauser et Huenges, 1995). Pour ces raisons nous avons choisi la solution simple d'imposer une conductivité thermique constante, indépendante de la température et de la nature des roches, égale à  $3,5 \text{ W.m}^{-1}.\text{°K}^{-1}$ , valeur moyenne de la conductivité thermique dans la lithosphère océanique.

#### Justification de l'état conductif dans la partie superficielle de la lithosphère.

Dans notre modèle nous ne considérons pas les effets de l'emplacement du magma dans la croûte sur la structure thermique superficielle du segment.

L'influence de ce processus sur la structure thermique superficielle est en effet négligeable. Les deux plaques lithosphériques s'écartent de 2 cm/an l'une de l'autre. Comme on suppose la production magmatique continue au cours du temps, la fabrication de la croûte en surface nécessite la migration d'un volume de magma du sommet de l'intrusion vers la

croûte égal annuellement à celui d'une fine intrusion large de 2 cm et d'épaisseur inférieure à 6 km. La migration du magma est trop rapide pour échanger de la chaleur avec son environnement, le magma migre en effet à une vitesse de l'ordre de quelques mètres par an (Turcotte et Phipps Morgan, 1992). Le réchauffement de la croûte consécutif à la mise en place du magma à l'axe a aussi une influence thermique négligeable. En effet la couche de magma qui se met en place à l'axe chaque année est très fine et par conséquent se refroidit rapidement (sur une durée inférieure à 1 an).

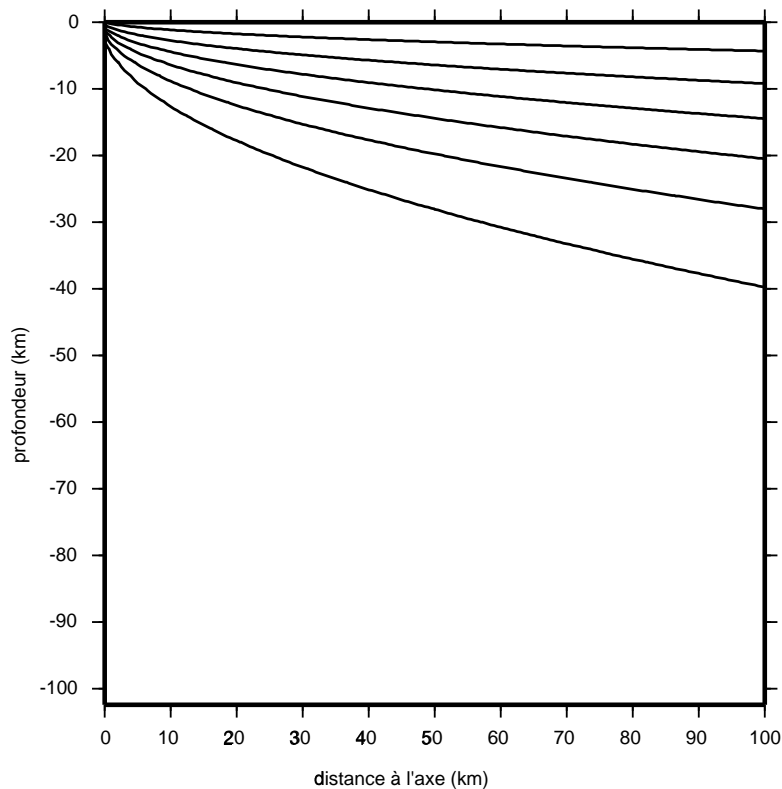
### Conditions initiales.

Comme l'équation de la chaleur dépend du temps, il est indispensable de disposer d'une structure thermique initiale du domaine. Les modèles classiques bidimensionnels, dans lesquels l'axe de la dorsale est considéré comme une paroi chaude infiniment mince, sont les plus appropriés parce que les plus proches de la solution stationnaire recherchée. Cette distribution de température initiale peut être calculée à partir de deux modèles: le modèle de plaque de McKenzie (1967) ou le modèle de demi-espace infini de Davis et Lister (1974). C'est ce dernier qui a été préféré (figure II.2) étant beaucoup plus simple à calculer tout en offrant la même structure thermique près de la dorsale que celui de McKenzie. La distribution de température initiale est calculée selon l'équation:

$$T_{demi-espace}(x, z) = (T_{base} - T_{toit}) \operatorname{erf} \left( \frac{z}{2\sqrt{K \frac{x}{U_x}}} \right) + T_{toit}$$

avec  $T$  la température,  $T_{base}$  la température à la base de la boîte de calcul qui est la température du manteau profond et à l'axe,  $T_{toit}$  la température à la surface,  $K$  la diffusivité thermique et  $U_x$  le demi-taux d'expansion.

Le modèle de Davis et Lister étant bidimensionnel, la structure thermique initiale ne dépend que des coordonnées spatiales  $x$  et  $z$ ; elle est donc répétée dans la troisième direction  $y$  le long du segment de dorsale.

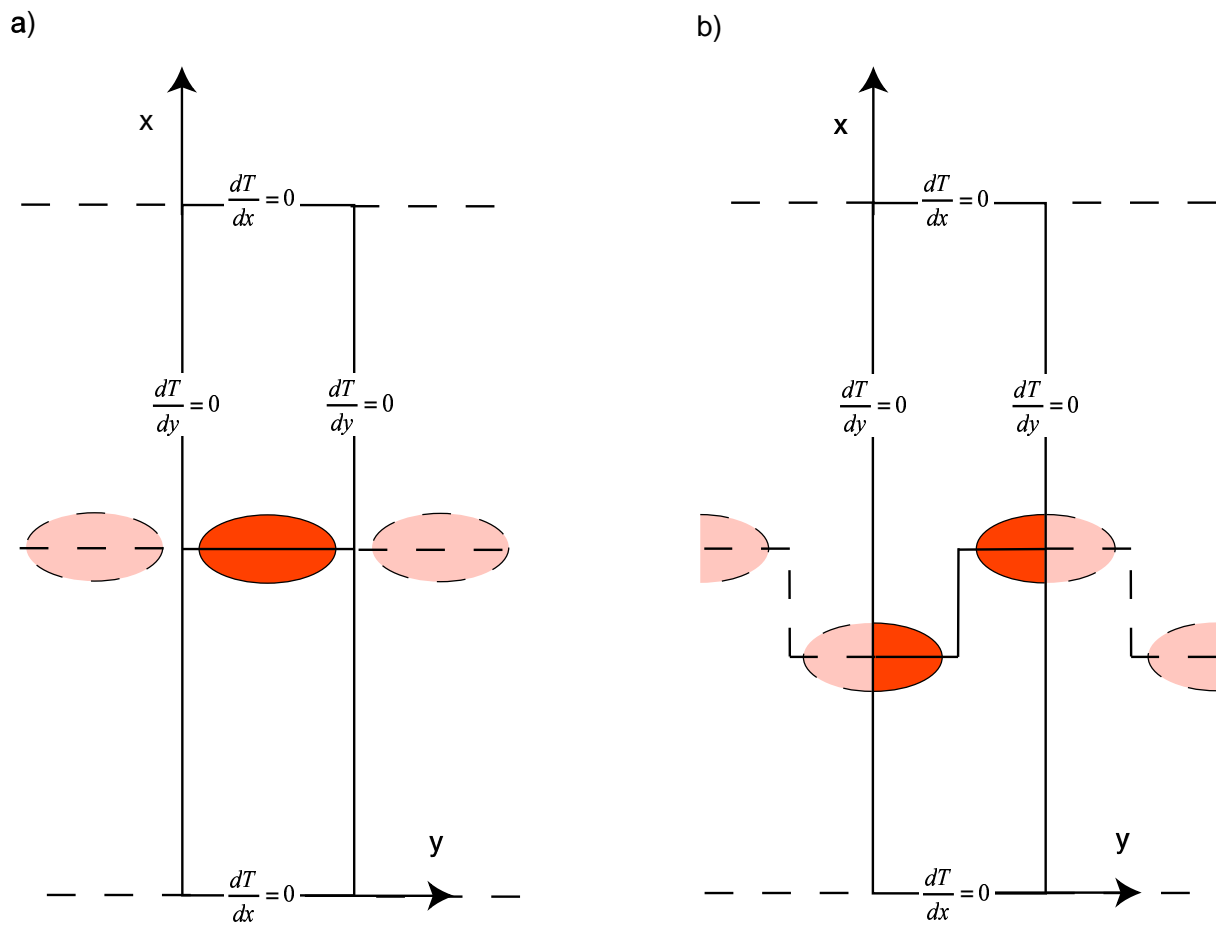


**Figure II.2:** Distribution des températures initiales dans une coupe verticale de la lithosphère perpendiculaire à l'axe de la dorsale. Cette distribution de température est calculée d'après le modèle de Davis et Lister (1974). Les isothermes sont représentées tous les 200°C.

### Conditions aux limites.

Le domaine étudié étant limité dans l'espace, il est nécessaire d'imposer des conditions aux limites pour permettre la résolution de l'équation de la chaleur.

Un segment n'est pas isolé thermiquement et subit l'influence thermique de ses voisins. Le calcul d'une structure thermique réaliste d'un segment nécessite donc de prendre en compte l'influence thermique des segments voisins. Si nous considérons un segment aligné avec des voisins identiques, il n'y a pas de transfert thermique entre segments: c'est pourquoi nous imposons des conditions de flux nul (conditions de Neumann) sur les parois verticales perpendiculaires à l'axe, situées à mi-distance entre deux segments (figure II.3). Dans le cas d'un segment décalé par rapport à ses voisins identiques, la structure thermique de deux segments voisins est calculée. Les limites de la boîte de calcul passent par les centres des deux segments et sont perpendiculaires à l'axe de la dorsale. On y impose des conditions de flux nul. La structure thermique des deux segments est alors symétrique par rapport à ces deux plans verticaux (figure II.3).



**Figure II.3:** Vues de dessus des boîtes de calcul dans lesquelles sont calculées les structures thermiques de segments longs de 50 km.

a) La structure thermique d'un seul segment aligné avec ses voisins est calculée. b) La structure thermique de deux segments voisins décalés l'un par rapport à l'autre est calculée (ici le décalage est de 30 km). Les zones chaudes sont représentées en gris. Les conditions aux limites sur les parois verticales sont également représentées.

Selon la direction  $x$  les limites de la boîte de calcul sont situées suffisamment loin de l'axe de la dorsale (100 km). De cette façon on peut imposer un flux latéral nul sur les parois latérales perpendiculaires à la direction  $x$  sans que cela ait une influence quelconque sur la zone d'étude. Ces conditions aux limites s'expriment mathématiquement sous la forme:

$$k \frac{\partial T}{\partial y} \Big|_{y=\pm 25 \text{ km}} = 0 \qquad k \frac{\partial T}{\partial x} \Big|_{x=\pm 100 \text{ km}} = 0$$

Des conditions de température (dites de Dirichlet) sont imposées au toit et à la base du domaine. Au toit on impose une température  $T_{\text{toit}}$  de  $0^\circ\text{C}$  et à la base une température  $T_{\text{base}}$  de



1350°C (le choix de  $T_{\text{base}}$  est discuté ultérieurement dans les parties 2.2.2 et 2.2.3 traitant des paramètres de fusion).

### Chronologie de la résolution

Le calcul du degré de fusion partielle nécessite la connaissance du champ de température. Dans un premier temps, la distribution de température est calculée à partir de l'équation de la chaleur en faisant abstraction du terme de fusion partielle:

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T(x, y, z, t) - U_x \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x}$$

Les températures obtenues sont dites températures potentielles. Celles-ci sont ensuite comparées au solidus. Dans la région où les températures potentielles sont supérieures au solidus, les températures sont recalculées en prenant en compte la perte de chaleur due à la fusion:

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T(x, y, z, t) - U_x \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x} - \frac{L}{C_p} \frac{\partial \Phi(x, y, z, t)}{\partial t}$$

Comme on le verra dans la partie 2.2 de ce chapitre, la loi de fusion  $\Phi(x, y, z, t)$  que nous utilisons dans notre modèle s'exprime en fonction de la température  $T(x, y, z, t)$ :

$$\Phi(x, y, z, t) = \frac{T(x, y, z, t) - T_{\text{solidus}}(z)}{T_{\text{liquidus}}(z) - T_{\text{solidus}}(z)}$$

avec  $T_{\text{solidus}}(z)$  et  $T_{\text{liquidus}}(z)$  températures du solidus et du liquidus en fonction de  $z$ .

Là où il y a fusion partielle l'équation à résoudre s'exprime alors:

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T(x, y, z, t) - U_x \frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial x}$$

avec:

$$K' = \frac{K}{1 + \frac{L}{C_p (T_{liquidus}(z) - T_{solidus}(z))}}$$

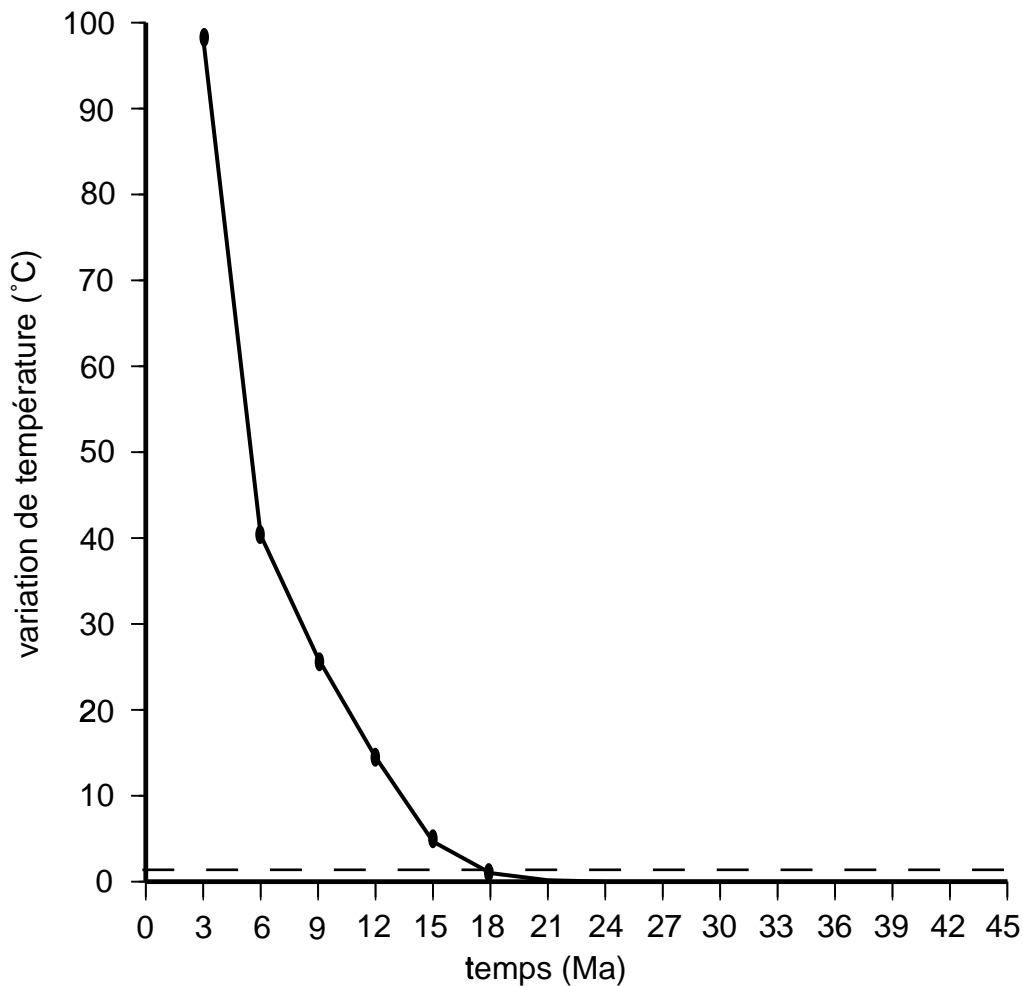
Ce processus est réitéré à chaque pas de temps.

#### Choix du pas de temps et convergence vers l'état stationnaire:

La valeur du pas de temps utilisé a une influence sur la structure thermique stationnaire recherchée. En effet, choisir un pas de temps trop long laisse le système se refroidir exagérément entre chaque itération: du fait des échanges de chaleur, l'intrusion thermique tend à s'écarter de sa forme initiale. Par contre, utiliser un pas de temps trop court rend prohibitif le temps de calcul nécessaire à la recherche de la solution stationnaire. Plusieurs tests de calcul furent tentés avec des pas de temps différents. La valeur du premier pas utilisé, 50000 ans, était trop importante: entre chaque itération, le système se refroidissait trop et l'intrusion thermique ne gardait pas rigoureusement sa forme initiale. Mon choix s'est finalement porté sur un pas de 10000 ans. Dans ce cas l'intrusion thermique s'écarte légèrement de sa forme initiale mais cet écart reste négligeable.

Au cours du temps la distribution des températures, calculée par l'équation de la chaleur, tend vers un état stationnaire. Mais cet état stationnaire, qui nous intéresse ici, n'est atteint en théorie qu'au bout d'un temps infiniment long. La structure thermique que je calcule n'est donc pas celle correspondant rigoureusement à l'état stationnaire mais une structure thermique suffisamment proche de celui-ci. Cet état quasi-stationnaire ne doit pas être trop proche de l'état stationnaire sinon le temps de calcul devient prohibitif, ni être trop éloigné sinon la structure thermique calculée n'en constitue pas une bonne approximation.

Pour mettre au point une méthode systématique permettant de calculer de telles structures thermiques, j'ai choisi le critère suivant: la structure thermique calculée est considérée comme suffisamment proche de la solution stationnaire lorsque les distributions des aimantations, calculées à partir de ces deux structures thermiques, ne présentent pas de différences. Comme on le verra plus loin, l'aimantation est acquise pour des températures inférieures à 600°C et le calcul des aimantations nécessite une précision de 1°C. Par conséquent l'état thermique recherché doit présenter une variation inférieure à 1°C par rapport à l'état stationnaire dans la région où les températures sont inférieures à 600°C.



**Figure II.4:** Recherche de la solution quasi-stationnaire.

Les points noirs représentent la variation maximale de température calculée entre deux structures thermiques séparées de 3 Ma (300 itérations de 10000 ans). L'état quasi-stationnaire est atteint lorsque la variation maximale de température par rapport à l'état stationnaire est inférieure à 1°C (trait pointillé).

Cette méthode est ici présentée dans le cas d'une intrusion ayant la forme d'un cylindre à base elliptique surmonté d'un paraboloïde elliptique (il s'agit de la forme de type A qui sera détaillé dans la partie 2.3.4 de ce chapitre). J'ai calculé la structure thermique découlant de la présence de cette intrusion après 4800 itérations (48 Ma). La variation maximale de températures dans la région où les températures sont inférieures à 600°C est calculée entre 2 structures thermiques consécutives séparées dans le temps de 300 itérations (soit 3 Ma). Cette variation maximale décroît de façon quasi exponentielle en fonction du temps, passant de 50°C après un temps de calcul de 6 Ma à 0,5°C après 21 Ma (figure II.4). Au delà, les variations poursuivent leur décroissance jusqu'à atteindre 0 au bout d'un temps infiniment long. La somme des variations maximales accumulées entre le temps 21 Ma et l'infini atteint difficilement 1°C. Par conséquent la structure thermique calculée après 21 Ma remplit bien le

critère choisi (variation inférieure à 1°C par rapport à l'état stationnaire dans la région où les températures sont inférieures à 600°C). C'est donc cette structure thermique obtenue après un temps de calcul de 21 Ma qui sera considérée comme état quasi-stationnaire.

Les structures thermiques quasi-stationnaires, utilisées au cours de ma thèse dans les chapitres II, III et IV, ont été obtenues selon cette méthode au bout d'environ 1500 à 2000 itérations de 10000 ans (correspondant à une période transitoire de 15 à 20 Ma).

## **2.2 Les paramètres thermodynamiques du modèle.**

La structure thermique d'un segment de dorsale lente est contrôlée, d'une part, par la forme et les dimensions de la zone chaude et, d'autre part, par les températures régnant au sein de cette zone chaude. La zone chaude simule la remontée adiabatique du manteau et la fusion partielle que connaît éventuellement celui-ci au cours de son ascension. La recherche d'une structure thermique réaliste nécessite donc de simuler, au sein de la zone chaude, une distribution des températures et des degrés de fusion partielle caractéristiques de la remontée adiabatique du manteau sous un segment de dorsale lente.

Les températures sont difficilement contraintes puisque non observables directement. Par contre il existe des observations pétrologiques apportant des contraintes sur la distribution des degrés de fusion partielle. Celle-ci est contrôlée par les températures régnant au sein de la zone chaude et par les paramètres thermodynamiques caractérisant le manteau (solidus, liquidus et chaleur latente de fusion). On va donc rechercher les températures et paramètres thermodynamiques optimaux de façon à ce que la distribution des degrés de fusion partielle simulés soit en accord avec les observations pétrologiques.

### **2.2.1 Simulation des degrés de fusion partielle.**

#### Loi de fusion

En dehors des paramètres thermodynamiques la fusion de la roche dépend de la température (T) et de la pression (P). Comme la plupart des auteurs (Jha et al., 1994; Sparks et

al., 1993; Sparks et Parmentier, 1993) on considère que, à une pression donnée, le degré de fusion partielle varie linéairement en fonction de la température. Le pourcentage de liquide présent dans la roche est proportionnel à la différence entre la température de la roche et le solidus. Par conséquent cette loi s'écrit:

$$\Phi(T, P) = \frac{T(P) - T_{\text{solidus}}(P)}{T_{\text{liquidus}}(P) - T_{\text{solidus}}(P)}$$

Comme la pression dépend de la profondeur (la pression augmente à raison de 3,2 kbar par km) on a:

$$\Phi(T, P) = \Phi(T, z) = \frac{T(z) - T_{\text{solidus}}(z)}{T_{\text{liquidus}}(z) - T_{\text{solidus}}(z)}$$

#### Calcul des degrés de fusion partielle

Sous les dorsales le manteau remonte adiabatiquement c'est à dire qu'il n'échange pas de chaleur avec son environnement. Pour simuler cette remontée adiabatique on impose une distribution de température adiabatique  $T_{\text{adiabatique}}(z)$  au sein de la zone chaude. L'énergie  $E(z_A)$  contenue dans 1 kg de péridotites à une certaine profondeur  $z_A$  s'écrit:

$$E(z_A) = C_p T_{\text{adiabatique}}(z_A)$$

$C_p$  étant la chaleur spécifique (en  $\text{J.kg}^{-1}.\text{°K}^{-1}$ ), quantité d'énergie gagnée par 1 kg de péridotite lorsque la température monte de  $1\text{°C}$ .

A une certaine profondeur  $z_B$  le manteau croise son solidus et une proportion  $\Phi(z_B)$  du manteau fond alors. La fusion nécessite une dépense d'énergie  $L.\Phi(z_B)$  qui provoque une baisse de température; la température diminue de  $T_{\text{adiabatique}}(z_A)$  à  $T(z_B)$ . La quantité d'énergie  $E(z_B)$  contenue dans le kg de péridotites s'écrit alors:

$$E(z_B) = C_p T(z_B) + L.\Phi(T(z_B), z_B)$$

$L$  étant la chaleur latente de fusion (en  $\text{J.kg}^{-1}$ ).

Comme le kilogramme de péridotites n'échange pas de chaleur avec son environnement au cours de sa remontée, on a (Cawthorn, 1975):

$$E(z_A) = E(z_B)$$

$$C_p T_{adiabatique}(z_A) = C_p T(z_B) + L \cdot \Phi(T(z_B), z_B)$$

Finalement dans la zone de fusion la température  $T(z_B)$  s'écrit:

$$T(z_B) = T_{solidus}(z_B) + \frac{(T_{adiabatique}(z_A) - T_{solidus}(z_B))}{\varepsilon}$$

avec:

$$\varepsilon = 1 + \frac{L}{C_p (T_{liquidus}(z_B) - T_{solidus}(z_B))}$$

Le degré de fusion  $\Phi$  à la profondeur  $z_B$  est déduit de la température  $T(z_B)$ :

$$\Phi(T(z_B), z_B) = \frac{T(z_B) - T_{solidus}(z_B)}{T_{liquidus}(z_B) - T_{solidus}(z_B)}$$

Le degré de fusion calculé à une certaine profondeur représente la fusion accumulée que subit un élément du manteau au cours de son ascension.

La distribution des degrés de fusion partielle au sein de la zone chaude est donc contrôlée par les paramètres thermodynamiques que sont le solidus, le liquidus, la chaleur latente de fusion  $L$  et la distribution de température  $T_{adiabatique}$  associée à la remontée adiabatique du manteau.

## 2.2.2 Paramètres thermodynamiques.

### Solidus et liquidus

Langmuir et al. (1992) ont repris les données compilées par McKenzie et Bickle (1988) sur le solidus du manteau dans un intervalle de pression de 0-40 kbar pour donner des estimations de la relation entre le solidus et la pression. En considérant le solidus linéaire sur cet intervalle de pression:

$$T_{\text{solidus}}(P) = T_{\text{solidus0}} + \text{pente}_{\text{solidus}} P$$

avec  $T_{\text{solidus0}}$  le solidus à une pression de une atmosphère ( $^{\circ}\text{C}$ ),  $\text{pente}_{\text{solidus}}$  la pente du solidus ( $^{\circ}\text{C.kbar}^{-1}$ ) et  $P$  la pression (kbar),

ils estiment:

$$T_{\text{solidus0}} = 1095 \text{ à } 1155^{\circ}\text{C}.$$

$$\text{pente}_{\text{solidus}} = 11,5 \text{ à } 13^{\circ}\text{C/kbar}.$$

Au contraire du solidus il y a peu de données expérimentales pour contraindre le liquidus du manteau car les hautes températures nécessaires sont difficiles à atteindre en laboratoire (Langmuir et al., 1992). Néanmoins la plupart des auteurs s'accordent sur une différence de  $600^{\circ}\text{C}$  environ entre liquidus et solidus (Takahashi, 1986; McKenzie et Bickle, 1988), valeur généralement reprise dans les modélisations de processus physiques sous l'axe des dorsales (Reid et Jackson, 1981; Phipps Morgan et Forsyth, 1988; Sotin et Parmentier, 1989; Sparks et al., 1993; Sparks et Parmentier, 1993; Jha et al., 1994). Dans notre modèle on considérera donc une différence de  $600^{\circ}\text{C}$  entre liquidus et solidus quelle que soit la profondeur  $z$ :

$$T_{\text{liquidus}}(z) - T_{\text{solidus}}(z) = 600^{\circ}\text{C}$$

### Chaleur latente de fusion

La chaleur latente de fusion est relativement mal contrainte: la plupart des auteurs donnent des valeurs comprises entre 400 et 800 kJ/kg (Bottinga et Allègre, 1973; Cawthorn, 1975; Hess, 1992; Langmuir et al., 1992)

### Températures associées à la remontée adiabatique du manteau

Au cours de sa remontée vers la surface le manteau n'échange pas de chaleur avec son environnement. Cette remontée adiabatique s'accompagne d'une baisse de la température du manteau. Le gradient adiabatique de température s'exprime sous la forme (Mckenzie et Bickle, 1988):

$$\nabla_{adiabatique} = \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{g\alpha T}{C_p}$$

avec  $z$  la profondeur (m),  $g$  l'accélération de la pesanteur ( $m.s^{-2}$ ),  $\alpha$  le coefficient d'expansion thermique ( $^{\circ}K^{-1}$ ),  $C_p$  la chaleur spécifique ( $J.kg^{-1}.K^{-1}$ ) et  $T$  la température du manteau ( $^{\circ}K$ ).

La profondeur  $z$  s'exprime en fonction de la pression  $P$ ,  $z = P/(\rho g)$  ( $\rho$  étant la densité du manteau égale à  $3300 kg.m^{-3}$ ). La pression augmente de 3,2 kbar en moyenne lorsque la profondeur augmente de 1 km.

En intégrant cette équation on obtient la température potentielle  $T_p$  du manteau:

$$T_p = T \exp\left(-\frac{g\alpha z}{C_p}\right)$$

La température potentielle est la température qu'aurait un élément du manteau si on le comprimait ou détendait jusqu'à une pression de référence. Elle reflète la quantité de chaleur contenue dans le manteau. Dans le cas d'une remontée adiabatique la température potentielle reste donc constante en fonction de la profondeur. On situe la pression de référence à la base de la boîte de calcul ( $z=102400$ ). Connaissant la température  $T_{base}$  à la base de la boîte de calcul on calcule  $T_p$ . On a:

$$T_p \approx T_{base}$$



Le gradient adiabatique s'exprime alors:

$$\nabla_{adiabatique} = \frac{g\alpha}{C_p} T_{base} \exp\left(\frac{g\alpha z}{C_p}\right)$$

z est compris entre 0 et 102400 m (profondeur de la boîte de calcul). Pour ces valeurs de z on a:

$$\exp\left(\frac{g\alpha z}{C_p}\right) \approx 1$$

Finalement le gradient adiabatique s'écrit:

$$\nabla_{adiabatique} = \frac{g\alpha T_{base}}{C_p}$$

A la base de la boîte de calcul nous imposons une température  $T_{base}$  qui est la température du manteau à 100 km de profondeur. Celle-ci est relativement bien connue: la plupart des auteurs donnent des valeurs comprises entre 1250 et 1450°C (Bottinga et Allègre, 1973). Le gradient adiabatique, et donc le profil de température associé à la remontée adiabatique du manteau, est déduit de cette température  $T_{base}$ . Le profil de température adiabatique s'écrit:

$$T_{adiabatique} = T_{base} - \nabla_{adiabatique} z.$$

### 2.2.3 Choix des paramètres thermodynamiques.

#### Contraintes pétrologiques

La distribution des degrés de fusion partielle est contrainte à partir des observations pétrologiques que sont la pression de première fusion, c'est à dire la pression à laquelle

apparaît la première goutte de liquide, et le degré maximal de fusion partielle, c'est à dire le degré de fusion cumulé par la roche à la fin de sa remontée vers la surface.

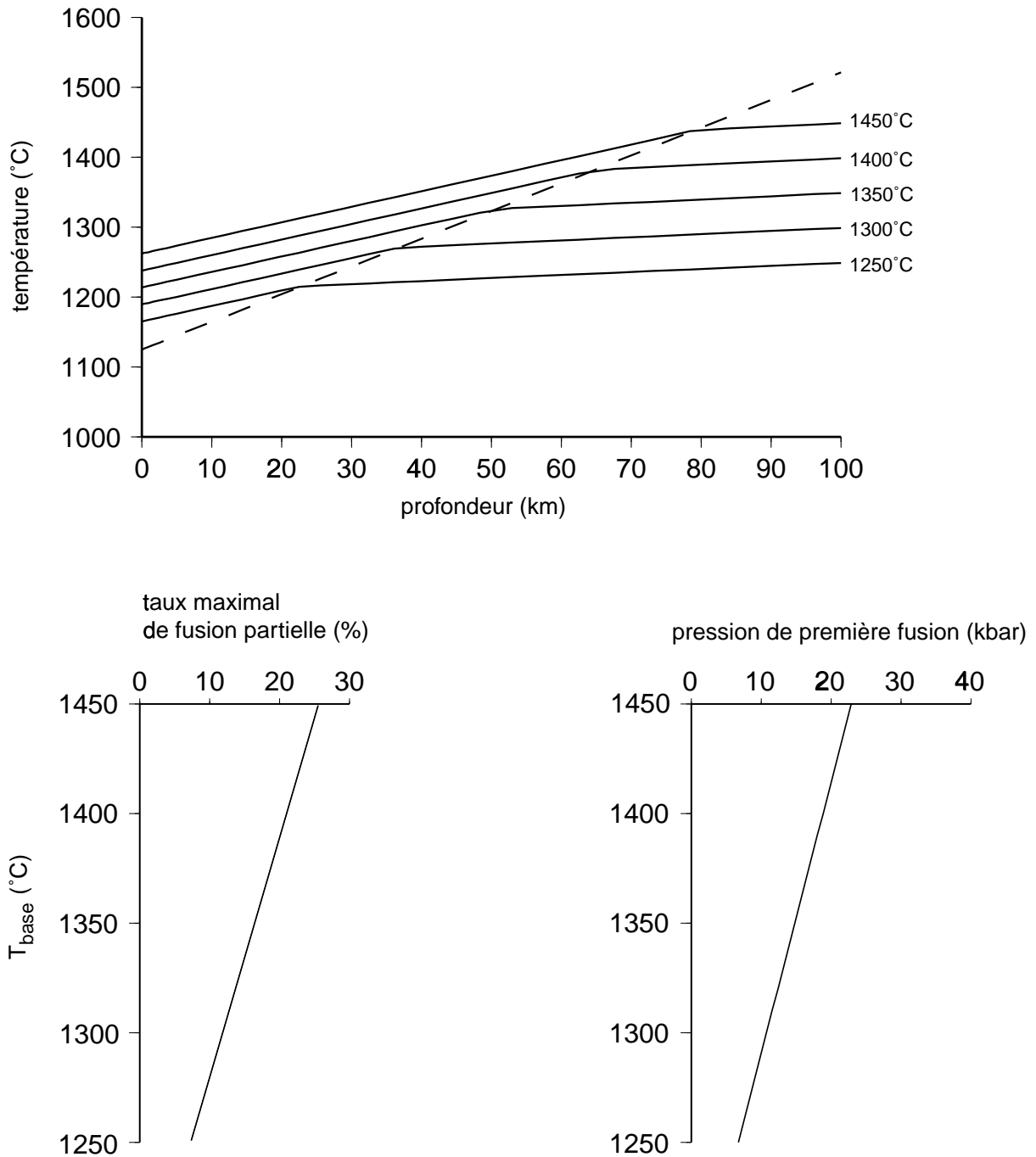
Klein et Langmuir (1987) ont étudié les éléments majeurs de MORB (Mid-Ocean Ridge Basalt) provenant de la Discordance Australie-Antarctique, de l'EPR (East Pacific Rise) et de la dorsale de Kolbeinsey. La teneur en  $\text{SiO}_2$  et  $\text{Al}_2\text{O}_3$  de ces MORBs suggère une pression moyenne de première fusion de l'ordre de 5 à 20 kbar. A partir de la composition en éléments majeurs, Klein et Langmuir estiment des degrés de fusion compris entre 9 et 20% pour ces MORBs.

Ces résultats sont confirmés et affinés par les travaux plus récents de Niu et Batiza (1991). A partir de la composition en éléments majeurs de péridotites (Falloon et al., 1988), Niu et Batiza (1991) proposent un modèle décrivant le degré de fusion partielle et la pression de première fusion d'un liquide cumulé en fonction de la composition en éléments majeurs. Pour des basaltes provenant de la dorsale Médio-Atlantique à 26°S le modèle suggère des pressions de première fusion plus élevées, comprises entre 14 et 16 kbar et des degrés maximaux de fusion partielle compris entre 16 et 18%.

Ces deux études permettent de fixer des bornes aux contraintes pétrologiques. Le degré maximal de fusion partielle retenu est compris entre 10 et 20%. La borne inférieure de la pression de première fusion est fixée à 15 kbar (pression rencontrée à 45 km de profondeur), valeur réaliste et conforme aux résultats plus récents de Niu et Batiza (1991), et la borne supérieure est fixée à 20 kbar (pression rencontrée à 60 km de profondeur).

### Exploration de l'espace des paramètres

Pour chaque combinaison de paramètres (c'est à dire le solidus  $T_{\text{solidus}}$ , la température à la base de la boîte de calcul  $T_{\text{base}}$  et la chaleur latente de fusion  $L$ ) on effectue le calcul systématique de la distribution des températures et des degrés de fusion partielle sur toute la profondeur de la boîte de calcul, ce qui correspond à peu près à l'épaisseur de la zone chaude. Le degré maximal de fusion correspond au degré de fusion calculé au sommet de la zone chaude et la pression de première fusion à la pression à laquelle le degré de fusion calculé devient supérieur à 0. Ces valeurs calculées sont comparées aux observations.



**Figure II.5:** Influence de la température  $T_{base}$  imposée à la base de la boîte de calcul sur la distribution des températures et de degré de fusion partielle dans la zone chaude.

En haut: profil de température avec la profondeur pour différentes valeurs de  $T_{base}$  situées entre 1250 et 1450°C ( $L=600$  kJ/kg et  $T_{solidus0}=1125$ °C). Le solidus est représenté en pointillé. En bas: degré maximal de fusion partielle (à gauche) et pression de première fusion (à droite) en fonction de  $T_{base}$ .

Le degré maximal de fusion partielle et la pression de première fusion sont contrôlés par les trois paramètres  $T_{solidus}$ ,  $T_{base}$  et  $L$ . L'effet de chacun de ces paramètres sur la pression de première fusion et sur le degré maximal de fusion est examiné, les autres paramètres restant

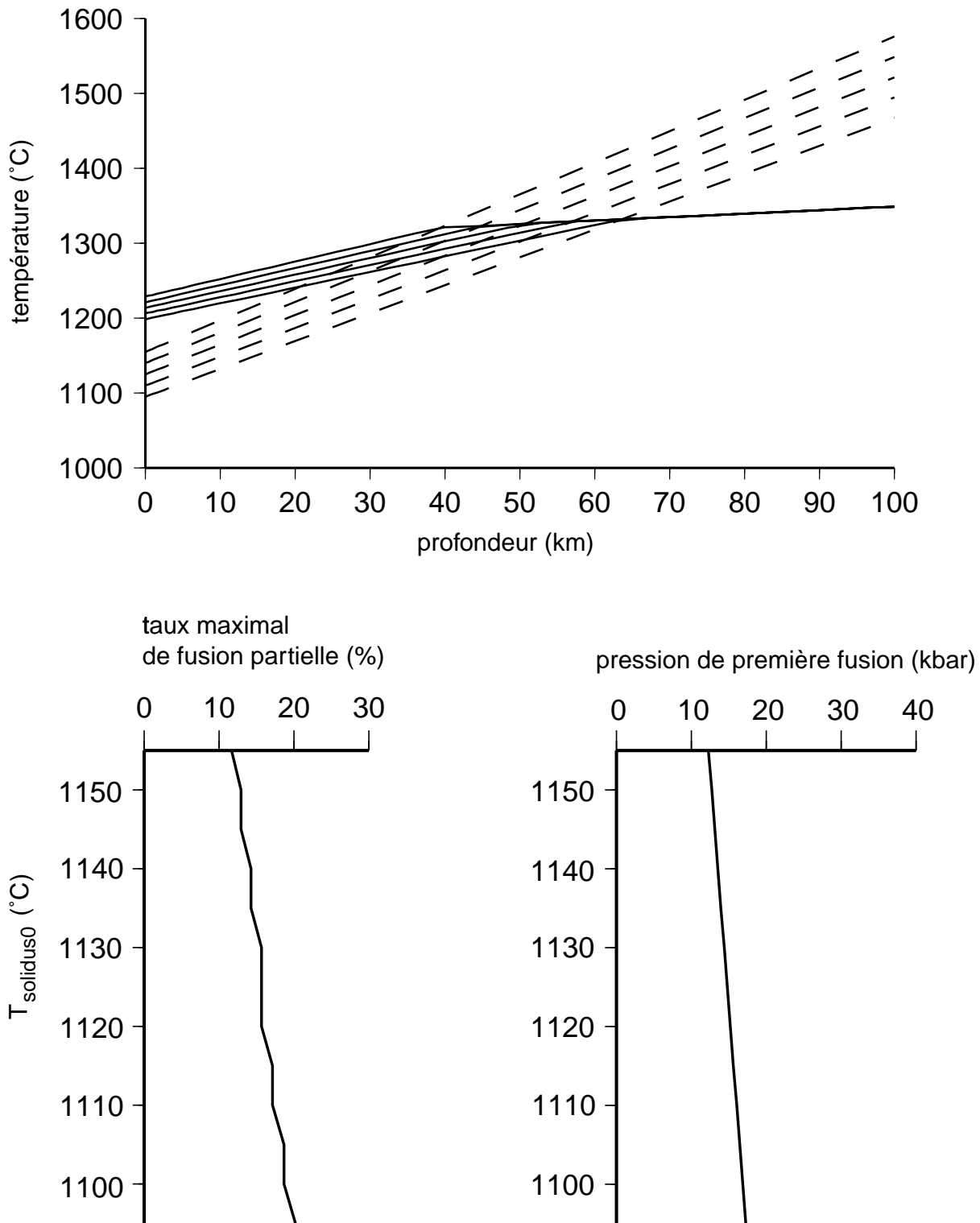
fixés à la valeur moyenne de leur intervalle de variation ( $T_{\text{base}}=1350^{\circ}\text{C}$ ,  $L=600$  kJ/kg,  $T_{\text{solidus}}=1125+12,25P$ ).

Lorsque  $T_{\text{base}}$  augmente les températures simulant la remontée adiabatique du manteau deviennent plus élevées. Le manteau croise alors son solidus à des profondeurs plus grandes, la pression de première fusion et le degré maximal de fusion partielle sont plus élevés (figure II.5).

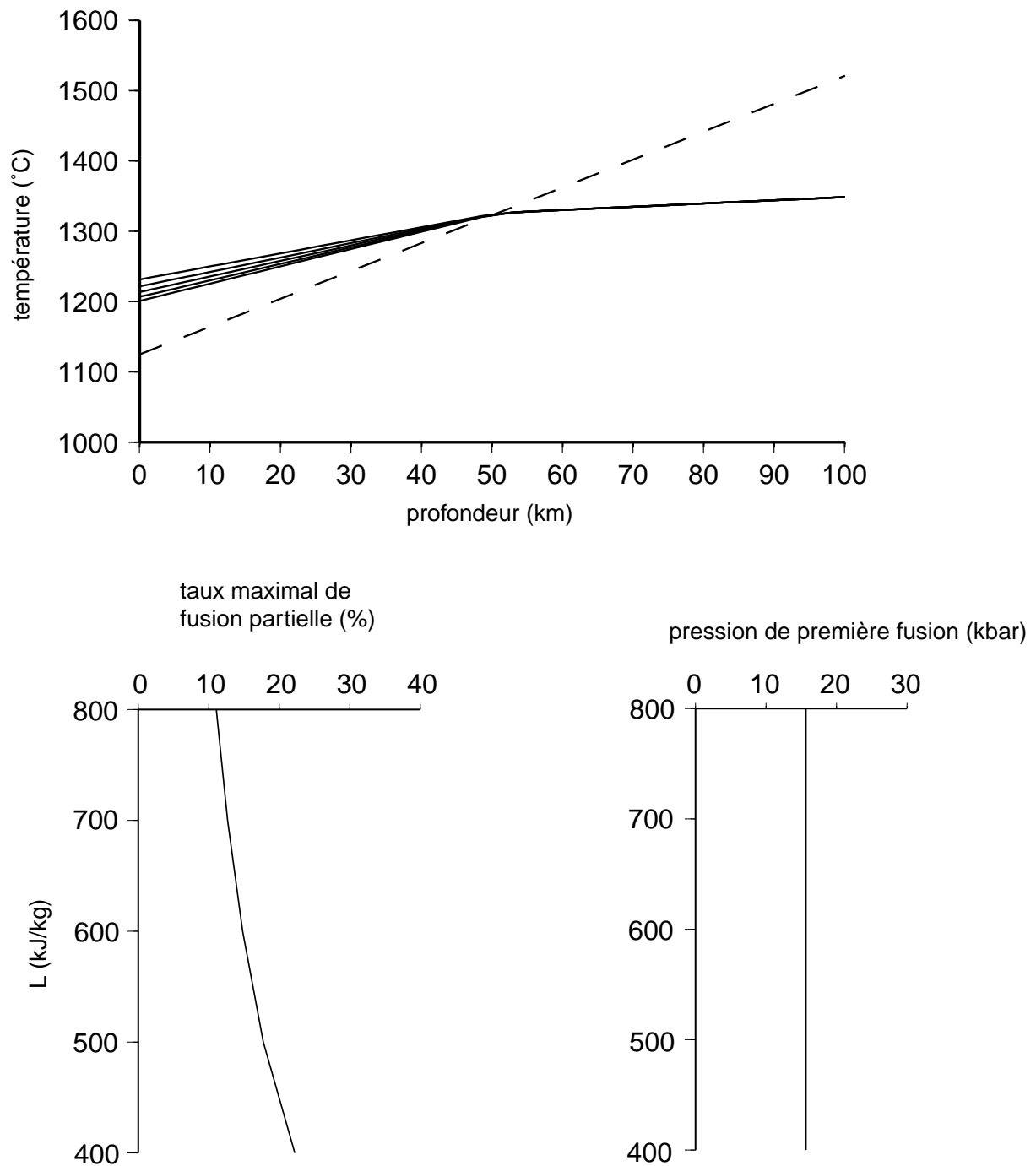
Le solidus est une loi linéaire qui dépend de sa valeur à une atmosphère  $T_{\text{solidus}0}$  et de sa pente  $\text{pente}_{\text{solidus}}$ . L'incertitude sur le paramètre  $\text{pente}_{\text{solidus}}$  est faible, celui-ci est compris entre 11,5 et 13°C/kbar. Aux pressions les plus faibles l'incertitude sur le paramètre  $\text{pente}_{\text{solidus}}$  contribue peu à l'incertitude totale sur le solidus par rapport à celle de  $T_{\text{solidus}0}$  (qui présente un intervalle de variation de 60°C, entre 1095 et 1155°C quelle que soit la pression). On peut alors raisonnablement considérer que l'incertitude sur le solidus provient essentiellement de celle sur  $T_{\text{solidus}0}$ . Les différents solidus possibles sont alors testés en faisant varier  $T_{\text{solidus}0}$  (on impose la pente égale à 11,5°C/kbar pour  $T_{\text{solidus}0} = 1095^{\circ}\text{C}$ , quand  $T_{\text{solidus}0}$  augmente de 1095 à 1155°C, la pente augmente progressivement de 11,5 à 13°C/kbar). Quand  $T_{\text{solidus}0}$  augmente, le manteau rencontre le solidus à une moindre profondeur, la pression de première fusion et le degré maximal de fusion partielle diminuent donc (figure II.6).

Lorsque la chaleur latente de fusion  $L$  augmente, la fusion nécessite davantage d'énergie. Dans ce cas le degré maximal de fusion diminue (figure II.7). Par contre les variations du paramètre  $L$  ne modifient pas la pression de première fusion.

La pression de première fusion est donc contrôlée par les deux paramètres  $T_{\text{base}}$  et  $T_{\text{solidus}}$ . La figure II.8 représente, pour différentes valeurs de la chaleur latente de fusion  $L$  situées entre 400 et 800 kJ/kg, le comportement de la pression de première fusion en fonction de  $T_{\text{base}}$  et de  $T_{\text{solidus}0}$  (donc le solidus  $T_{\text{solidus}}$ ). En considérant le solidus le plus faible (correspondant à  $T_{\text{solidus}0} = 1095^{\circ}\text{C/kbar}$ ) les contraintes sur la pression de première fusion sont respectées pour  $T_{\text{base}}$  compris entre 1300°C et 1350°C. Quand le solidus augmente, il faut que  $T_{\text{base}}$  augmente aussi pour que les contraintes soient respectées.

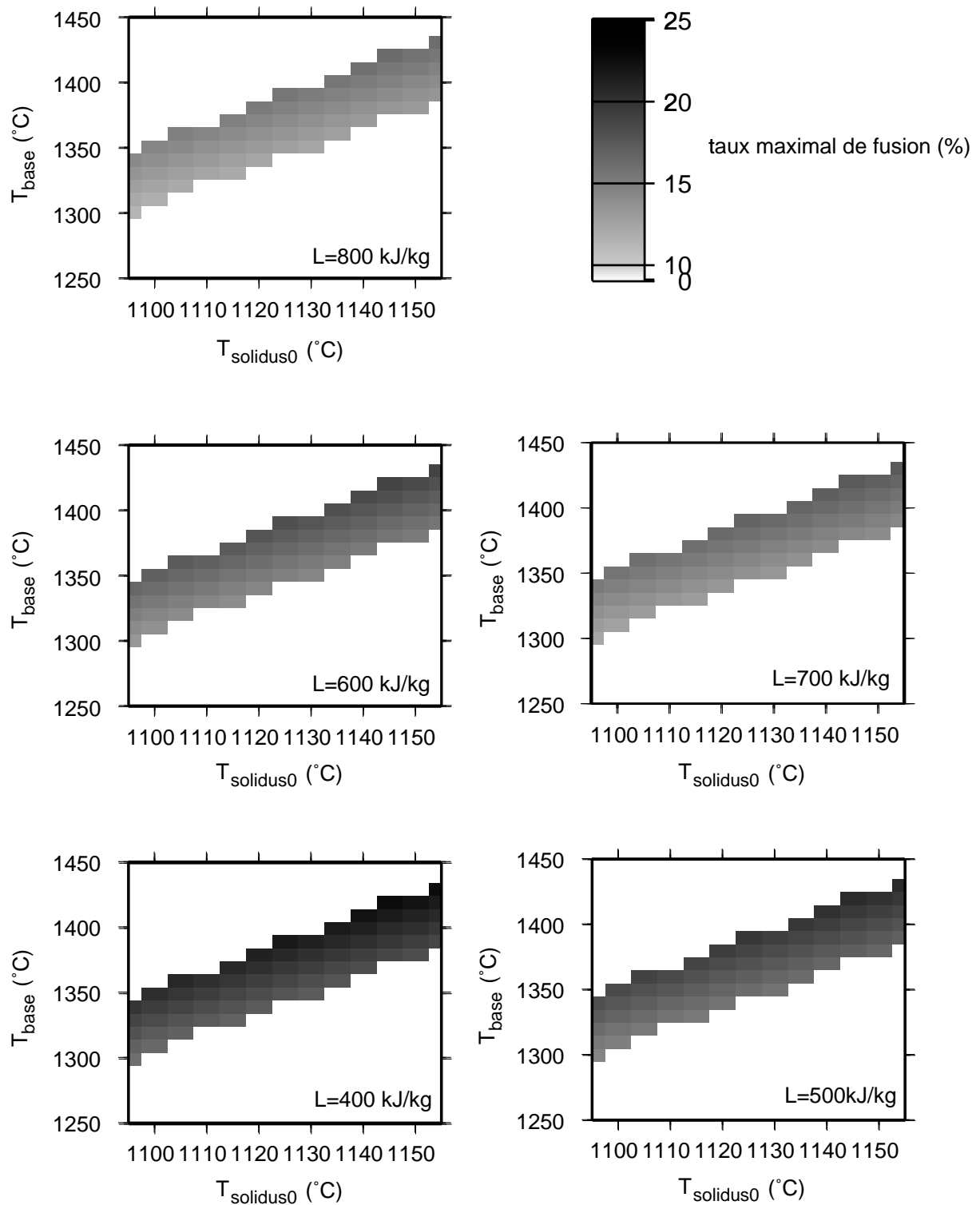


**Figure II.6:** Influence du solidus à une atmosphère  $T_{\text{solidus0}}$  (et donc du solidus) sur la distribution de température et de degré de fusion partielle dans la zone chaude.  
 En haut: profil de température avec la profondeur pour différentes valeurs de  $T_{\text{base}}$  situées entre 1095 et 1155°C ( $T_{\text{base}} = 1350^\circ\text{C}$  et  $L=600$  kJ/kg). Les solidus sont représentés en pointillé. En bas: degré maximal de fusion partielle (à gauche) et de la pression de première fusion (à droite) en fonction de  $T_{\text{solidus0}}$ .

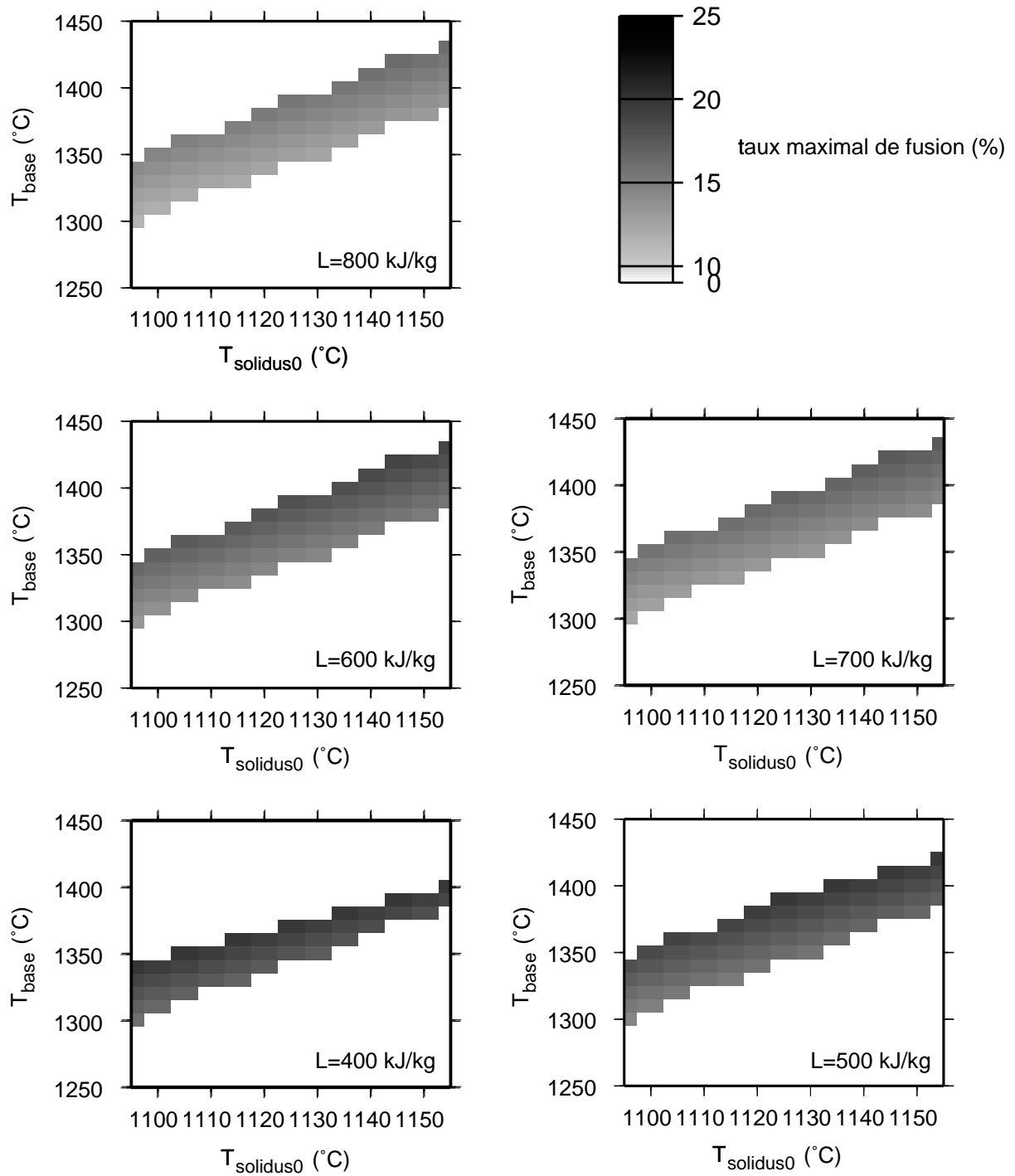


**Figure II.7:** Influence de la chaleur latente de fusion partielle  $L$  sur les distributions de température et de degrés de fusion partielle dans la zone chaude.

En haut: profil de température avec la profondeur pour les différentes valeurs de  $L$  situées entre 400 et 800 kJ/kg ( $T_{\text{base}} = 1350^\circ\text{C}$  et  $T_{\text{solidus0}} = 1125^\circ\text{C}$ ). Le solidus est représenté en pointillé. En bas: degré maximal de fusion partielle (à gauche) et de la pression de première fusion (à droite) en fonction de  $L$ .



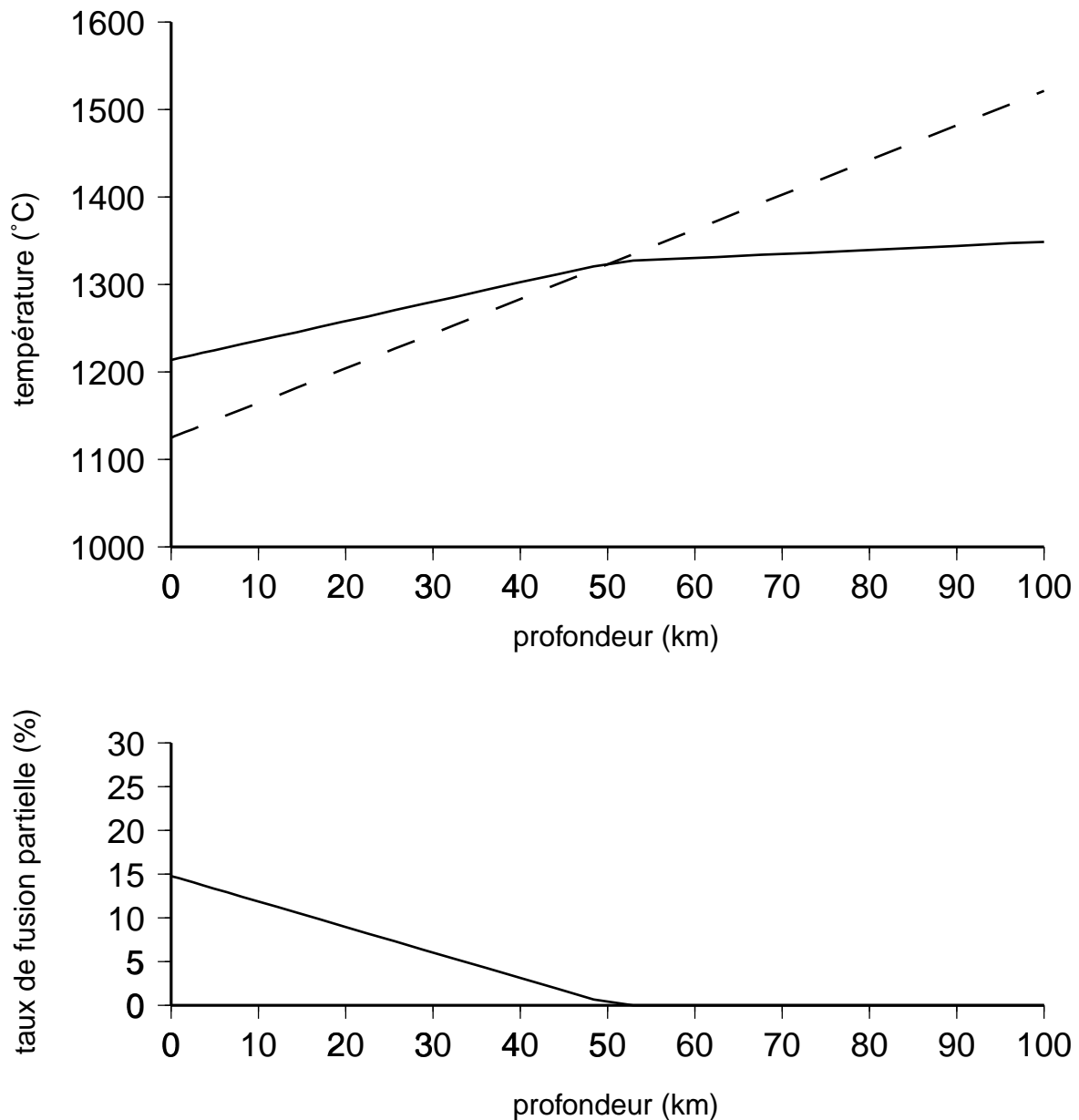
**Figure II.8:** Recherche des couples  $T_{base}$  et  $T_{solidus0}$  respectant les contraintes sur la pression de première fusion. La recherche est effectuée pour les différentes valeurs de  $L$  situées entre 400 et 800 kJ/kg. Les teintes de gris représentent les degrés maximaux de fusion.



**Figure II.9:** Recherche des combinaisons  $L$ ,  $T_{\text{base}}$  et  $T_{\text{solidus0}}$  respectant les contraintes sur la pression de première fusion et le degré maximal de fusion partielle.

Les couples  $T_{\text{base}}$  et  $T_{\text{solidus0}}$  optimaux sont recherchés pour les différentes valeurs de  $L$  entre 400 et 800 kJ/kg. Les teintes en gris représentent les degrés maximaux de fusion partielle.





**Figure II.10:** Distribution de température imposée au sein de la zone chaude simulant la remontée du manteau. En haut: distribution des températures en fonction de la profondeur pour les valeurs des paramètres  $L=600\text{kJ/kg}$ ,  $T_{\text{solidus}}=1115+12P$  (représenté en pointillé sur la figure) et  $T_{\text{base}}=1350^\circ\text{C}$ . En bas: la distribution des degrés de fusion partielle en fonction de la profondeur découlant de la distribution de température.

Le degré maximal de fusion est contrôlé par  $T_{\text{solidus}}$ ,  $T_{\text{base}}$  et  $L$ . La figure II.9 représente, pour différentes valeurs de la chaleur latente de fusion  $L$  situées entre 400 et 800 kJ/kg, le comportement du degré maximal de fusion partielle en fonction de  $T_{\text{base}}$  et de  $T_{\text{solidus}0}$ . Pour la plus faible valeur de  $L$  ( $L=400\text{kJ/kg}$ ), la fusion du manteau nécessite moins d'énergie. Par conséquent on atteint facilement des degrés maximaux de fusion partielle exagérément forts : les contraintes pétrologiques sont donc respectées pour des valeurs plus faibles en moyenne

de  $T_{\text{base}}$ . Quand  $L$  augmente la fusion nécessite plus d'énergie et donc les contraintes sur le degré maximal de fusion partielle sont aussi satisfaites pour des valeurs de  $T_{\text{base}}$  plus fortes.

Il existe un grand nombre de combinaison de paramètres respectant les contraintes pétrologiques et donc fournissant une distribution réaliste des températures et des degrés de fusion partielle. Comme solidus j'ai choisi celui décrit par McKenzie (1984) qui s'exprime:

$$T_{\text{solidus}} = 1115 + 12P$$

car il a été déterminé indépendamment à partir d'expérimentations sur des péridotites à grenat réalisées par Mysen et Kushiro (1977) et Jaques et Green (1980). Il correspond au solidus moyen de l'ensemble des solidus respectant les contraintes sur le degré maximal de fusion partielle et la pression de première fusion.

Avec ce solidus les deux autres paramètres ne peuvent pas prendre n'importe quelle valeur. La température  $T_{\text{base}}$  à la base de la boîte de calcul ne peut être ni trop grande ni trop faible sinon les degrés maximaux de fusion ne sont plus en accord par rapport à ceux observés. Prendre des valeurs élevées ou faibles pour  $L$  est peu raisonnable dans la mesure où ce sont des valeurs peu probables car rarement rencontrées dans la littérature. J'ai donc fixé les valeurs moyennes suivantes pour ces deux paramètres:  $T_{\text{base}} = 1350^{\circ}\text{C}$  et  $L = 600 \text{ kJ/kg}$ .

Ces deux valeurs correspondent à celles que l'on retrouve habituellement dans la littérature. La valeur  $600 \text{ kJ/kg}$  pour la chaleur latente de fusion est celle couramment utilisée dans les modèles simulant les processus physiques sous l'axe des dorsales (Sparks et Parmentier, 1991; Sparks et Parmentier, 1993; Sparks et al., 1993; Jha et al., 1994). La valeur de  $1350^{\circ}\text{C}$  pour  $T_{\text{base}}$  est similaire à celle déduite d'une autre étude de nature différente. Ainsi, à partir d'un modèle de plaque simulant le refroidissement de la lithosphère au cours du temps Parsons et Sclater (1977) ont pu estimer la valeur de cette température. Les flux de chaleur et les courbes de subsidence de la lithosphère, calculés à partir de leur modèle, sont en accord avec ceux observés pour une température égale à  $1350^{\circ}\text{C}$  à la base de la lithosphère.

Sur la figure II.10 sont représentées le profil de température et le profil des degrés de fusion partielle en fonction de la profondeur qui découlent de la valeur de ces paramètres. Comme l'écart entre solidus et liquidus est de  $600^{\circ}\text{C}$  et que la chaleur latente de fusion est de  $600 \text{ kJ/kg}$ , l'expression de la distribution des températures  $T$  au sein de la zone chaude se simplifie, elle s'exprime :

$$T(z) = \frac{T_{adiabatique}(z) + T_{solidus}(z)}{2}$$

Le gradient adiabatique est ici égal à 0,4°C/km.

C'est cette distribution de température qui est imposée dans la zone chaude.

La distribution des degrés de fusion partielle  $\Phi$  découle de la distribution des températures.

Elle s'exprime:

$$\Phi(T(z), z) = \frac{T(z) - T_{solidus}(z)}{T_{liquidus}(z) - T_{solidus}(z)}$$

## **2.3 La zone chaude sous le centre du segment: contraintes apportées par la signature géophysique.**

Disposant d'un outil adapté pour modéliser la structure thermique 3D des segments de dorsale lente en général et connaissant les paramètres thermodynamiques, je peux maintenant aborder l'étude d'un segment particulier (50 km). Je vais donc rechercher les structures thermiques reproduisant au mieux les caractéristiques de surface observées le long de ce type de segment. Comme la structure thermique est contrôlée par la forme et les dimensions de la zone chaude cela revient à contraindre ces paramètres géométriques de façon à ce que la signature géophysique modélisée soit en accord avec celle observée.

### **2.3.1 Signature géophysique observée.**

Pour contraindre la structure thermique sous le segment, je considère trois observables géophysiques fortement liées à la température: la profondeur maximale des séismes, la variation de MBA entre centre et extrémités de segment et les variations de l'épaisseur crustale le long du segment. Ce sont en effet des observables quantitativement bien contraintes à partir des observations.

La profondeur maximale des séismes est déduite des données de microsismicité disponibles le long de 4 segments de la dorsale Médio-Atlantique situés à 23°N (Toomey et al., 1985, 1988), 26°N (Kong et al., 1992), 29°N (Wolfe et al., 1995) et 35°N (Barclay et al., 1993). En extrémité de segment, les séismes atteignent une profondeur maximale de  $9 \pm 1$  km. Au centre de segment cette profondeur est en général plus faible, elle est généralement comprise entre 2 et 5 km pour les quatre segments considérés.

L'étude gravimétrique systématique des segments situés entre 33 et 40°N (Detrick et al., 1995) et entre 15 et 40°N (Thibaud et al., 1998) (voir chapitre I) montrent que la valeur moyenne de la variation de MBA entre centre et extrémités d'un segment moyen long de 50 km est comprise entre  $-25$  et  $-10$  mGal.

Les informations sur la structure crustale des segments de dorsale lente proviennent principalement d'expériences de sismique réfraction effectuées le long de segments dans l'Atlantique Nord (Canales et al., 2000 ; Hooft et al., 2000) et Sud (Tolstoy et al., 1993). Ces expériences indiquent sans conteste un épaissement crustal vers le centre du segment. Pour le segment OH1 (35°N) long de 90 km, la sismique indique un Moho situé à 8,1 km de profondeur sous le centre et 4-5 km aux extrémités (Canales et al., 2000). Cependant, aux extrémités de segment le Moho sismique ne correspond pas forcément à la limite pétrologique croûte/manteau car les péridotites serpentinisées présentent des densités, et donc des vitesses sismiques, comparables à celle de la croûte (Horen et al., 1996). Par conséquent, la sismique réfraction ne permet pas de préciser l'épaisseur crustale en extrémité de segment, mais lui fixe une borne supérieure. Cela implique un amincissement crustal supérieur à 50% du centre vers les extrémités.

La bathymétrie n'a pas été simulée car elle ne constitue pas une bonne contrainte de la structure thermique. Il existe en effet différentes contributions à la bathymétrie observée, qui dépendent plus ou moins directement de la structure thermique mais aussi d'autres paramètres; il est difficile de différencier la part de chacune de ces contributions à la bathymétrie observée. La première contribution est due aux variations de densité de plusieurs origines (expansion thermique, différences de densité entre croûte et manteau...) et peut être calculée dans notre modèle. La deuxième contribution est d'origine dynamique liée aux mouvements de matière existant sous l'axe de la dorsale. Cette contribution n'est pas calculée dans notre modèle car l'écoulement du manteau n'est pas modélisé. La dernière contribution est d'origine rhéologique, il s'agit de la contribution de la tectonique qui se manifeste dans la couche supérieure fragile de la lithosphère (collines abyssales,...). La structure thermique influence le style de tectonique dans la mesure où l'épaisseur de la couche fragile est contrôlée par la

profondeur des isothermes 700-800°C, températures auxquelles intervient la transition mécanique fragile/ductile, mais d'autres paramètres, tels que les propriétés rhéologiques des roches, sont indispensables pour modéliser la déformation, ce qui nécessiterait un tout autre type d'étude.

### **2.3.2 Modélisation de la signature géophysique.**

Les trois observables choisies comme contraintes sont simulées à partir de la structure thermique pour être comparées aux observations.

#### Profondeur maximale des séismes

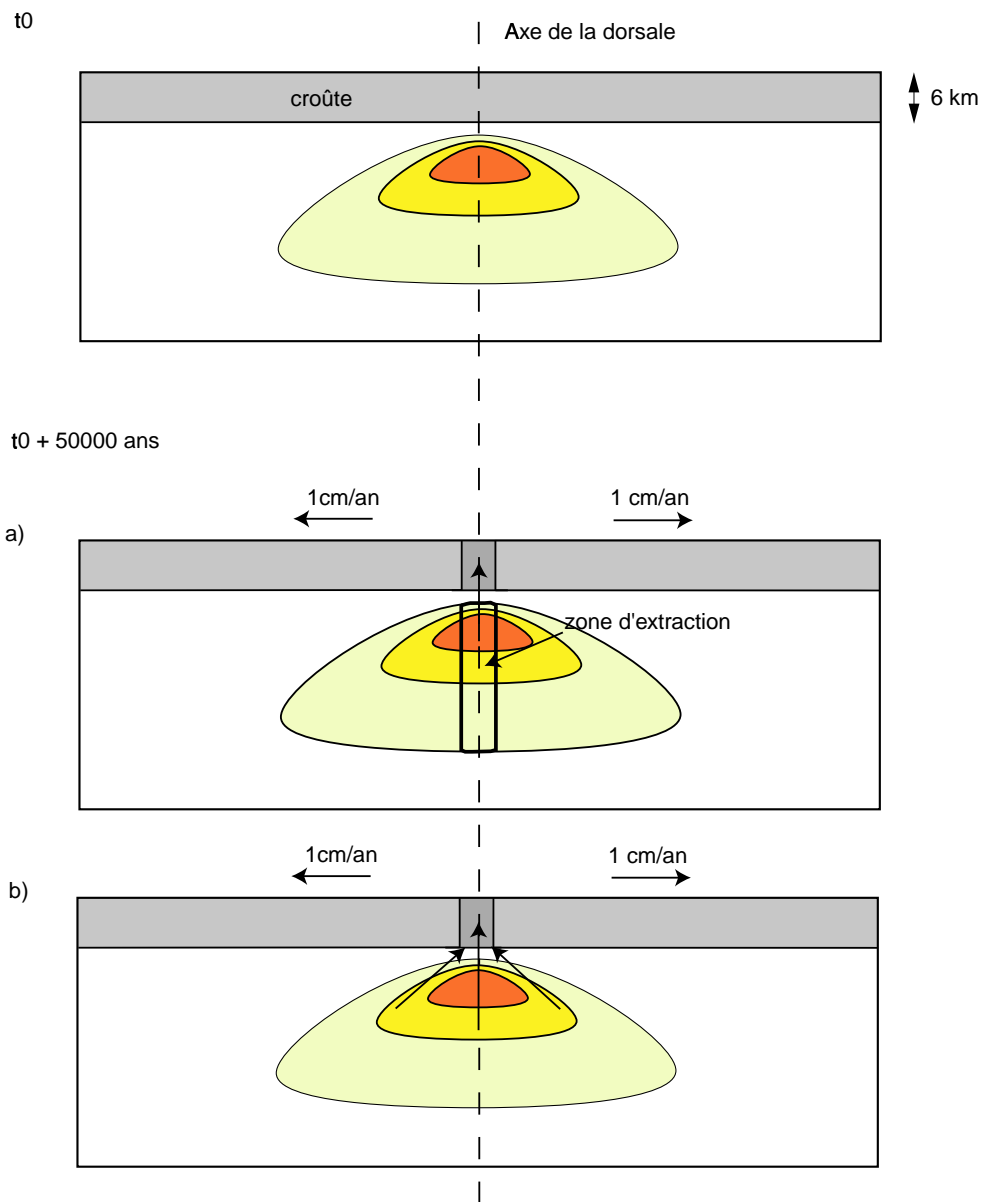
La profondeur maximale des séismes reflète la profondeur de la transition mécanique fragile/ductile (Kong et al., 1992). La lithosphère change de rhéologie à une température d'environ 750°C pour les péridotites et 500°C pour la croûte océanique (Chen et Molnar, 1983). Si le centre du segment est suffisamment chaud, l'isotherme 500°C se situe dans la croûte et limite la profondeur maximale des séismes. Dans les autres cas, comme aux extrémités de segment, la profondeur maximale des séismes correspond à l'isotherme 750°C.

#### Structure crustale

Il a été nécessaire de mettre au point une méthode simple et géologiquement cohérente pour calculer les épaisseurs crustales. Le calcul des épaisseurs crustales est basé sur les quatre hypothèses suivantes:

-1) comme la plupart des auteurs je considère que le liquide est extrait lorsque le degré de fusion partielle dépasse un seuil d'extraction. Ce seuil dépend du processus d'extraction du magma. Deux types de processus d'extraction sont généralement proposés dans la littérature: soit le liquide migre à travers une matrice poreuse, soit il est extrait par hydrofracturation. Le seuil d'extraction pour la migration de liquide à travers une matrice poreuse est de 3% (McKenzie, 1984), valeur inférieure au seuil de l'hydrofracturation, de l'ordre de 7% (Nicolas, 1989). L'hydrofracturation semble limitée aux profondeurs inférieures à 20 km alors que l'extraction à travers une matrice poreuse semble se faire à toutes les profondeurs. Les résultats de l'expérience MELT menée sur les flancs de la dorsale Est-Pacifique (Forsyth et

al., 1998) favorisent le modèle d'extraction à travers une matrice poreuse. Les observations montrent en effet que le liquide magmatique est extrait dans une large zone faiblement fondue pouvant aller jusqu'à des profondeurs de 100 km. C'est donc le seuil d'extraction de 3%, correspondant à la migration du liquide dans une matrice poreuse, que je retiendrai dans la suite des calculs.



**Figure II.11:** Calcul des épaisseurs crustales.

Le calcul est illustré dans des coupes verticales perpendiculaires à l'axe de la dorsale. Au bout de 50000 ans, les plaques se sont écartées l'une de l'autre de 1000 m. a) Le liquide est extrait d'une zone d'extraction large de 1000 m située sous l'axe de la dorsale pour se mettre en place à la surface. b) Le liquide est extrait de toute la zone de fusion et seule une partie de celui-ci se met en place à l'axe de la dorsale, définissant un taux d'extraction.

-2) Pour des raisons de simplicité on ne considère pas ici de migration du magma le long du segment, on suppose que le liquide présent dans une section verticale perpendiculaire à l'axe se met en place à l'aplomb de cette section. Cette hypothèse est en accord avec des observations de différente nature menées le long de la dorsale Médio-Atlantique. Ces observations suggèrent en effet l'absence, ou quasi-absence, de migration de magma le long de l'axe. Les expériences de sismique réfraction indiquent qu'il n'y a pas de chambre magmatique continue et permanente sous la dorsale Médio-Atlantique (Sinton et Detrick, 1992; Calvert, 1995). Ceci suggère que la migration du magma le long de l'axe est très limitée sous les dorsales lentes comparées aux dorsales rapides où des chambres magmatiques continues et permanentes ont été observées (Lin and Phipps Morgan, 1992). Ces résultats sont accrédités par les analyses géochimiques d'échantillons de lave dragués le long du segment situé 26°S dans la dorsale Médio-Atlantique (Niu and Batiza, 1994), qui montrent que le segment serait approvisionné par différentes sources de magma. Une telle observation semble écarter une migration importante du magma le long de l'axe.

-3) le liquide extrait se met en place à la surface sur une largeur de 1000 m, largeur moyenne de la zone néo-volcanique le long de la dorsale Médio-Atlantique (Crane et Ballard, 1981; Sempéré et al., 1990; Gente et al., 1991; Smith et Cann, 1993), ce qui correspond à la distance parcourue par les deux lithosphères en 50000 ans au cours de leur éloignement de l'axe.

-4) la croûte au centre du segment doit présenter une épaisseur de 6 km (épaisseur moyenne de la croûte le long de la dorsale Médio-Atlantique). Par conséquent le volume de liquide mis en place en 50000 ans à la surface au centre du segment doit totaliser  $6 \text{ km}^3$  par km le long de l'axe.

Le calcul des épaisseurs crustales est détaillé dans le cas d'une section verticale passant par le centre du segment.

Dans une première approche très simple, on considère que le liquide qui se met en place dans la zone large de 1000 m provient d'une région d'extraction, également large de 1000 m, de la zone de fusion (figure II.11). On suppose que tout le liquide présent dans cette région migre verticalement pour se mettre en place à l'axe. La distribution des degrés de fusion partielle permet de calculer le volume de liquide présent dans cette région d'extraction; celui-ci ne totalise que  $1,7 \text{ km}^3$  par km le long de l'axe, ce qui correspond à une croûte épaisse de 1,7 km en centre de segment. On obtient alors une croûte mise en place au centre du segment d'épaisseur beaucoup trop faible (trois fois plus faible que les 6 km attendus).

Comme la quantité de liquide extrait de cette étroite zone d'extraction de la zone de fusion est insuffisante pour former une croûte océanique d'épaisseur normale on suppose

maintenant que le liquide extrait provient de toute l'étendue de la zone de fusion. Cela revient à prendre en compte une migration verticale et latérale dans un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale. Le liquide présent dans la zone de fusion totalise un volume d'environ 30 km<sup>3</sup> par km le long de l'axe. Par conséquent pour remplir l'espace situé en surface, seule une partie du liquide est extraite de la zone de fusion au bout de 50000 ans (figure II.11). On définit alors un taux d'extraction égal au rapport du volume de liquide extrait pour être mis en place en surface sur le volume de liquide présent dans la zone de fusion. On peut raisonnablement considérer que ce taux d'extraction est constant le long de l'axe; les variations de volume de la zone de fusion entraînent alors des variations de l'épaisseur crustale le long du segment.

Cette dernière approche permet de calculer des épaisseurs crustales conformes à celles suggérées par les observations. C'est donc celle-ci qui est utilisée dans le calcul des épaisseurs crustales.

#### Anomalie gravimétrique de Bouguer réduite au manteau (MBA)

La MBA déduite des observations gravimétriques reflète des variations d'épaisseur crustale et/ou des variations de densité crustale et mantellique. Notre simulation considère des variations de densité de plusieurs origines. La structure thermique entraîne des variations latérales de densité du fait de l'expansion thermique et de la présence de liquide dans la zone de fusion partielle. Les densités  $\rho$  s'écrivent:

$$\rho = \rho_0(1 - \alpha T - \Lambda \xi)$$

avec le coefficient d'expansion thermique  $\alpha=3.10^{-5} \text{ } ^\circ\text{C}^{-1}$  (Su et Buck, 1993), le coefficient de variation de masse volumique due à l'appauvrissement du manteau  $\Lambda=0,152$  (Scott et Stevenson, 1989; Su et Buck, 1993), la température T, l'appauvrissement du manteau  $\xi$  lors de la fusion partielle et la densité à une température nulle  $\rho_0$ .

L'appauvrissement du manteau  $\xi(x,y,z)$  dû à l'extraction du liquide magmatique est le degré de fusion partielle en excès par rapport au seuil d'extraction:

$$\begin{aligned} \xi(x,y,z) &= 0 & \text{si } \Phi(x,y,z) < 3\% \\ \xi(x,y,z) &= \Phi(x,y,z) - 3\% & \text{si } \Phi(x,y,z) \geq 3\% \end{aligned}$$



Ces effets s'ajoutent au contraste des densités  $\rho_0$  de la croûte ( $2800 \text{ kg/m}^3$  à  $0^\circ\text{C}$ ) et du manteau ( $3300 \text{ kg/m}^3$  à  $0^\circ\text{C}$ ) pour une croûte d'épaisseur variable.

Enfin, la serpentinisation des péridotites modifie significativement leur densité (Christensen, 1966). Celle-ci dépend en effet linéairement du taux de serpentinisation (Miller et Christensen, 1997), les péridotites les plus serpentinisées présentant les densités les plus faibles, selon la relation empirique :

$$\rho = 3300 - 785\beta$$

avec  $\beta$  taux de serpentinisation.

Le paragraphe suivant est consacré à l'expression du paramètre  $\beta$ .

### **2.3.3 Simulation de la serpentinisation.**

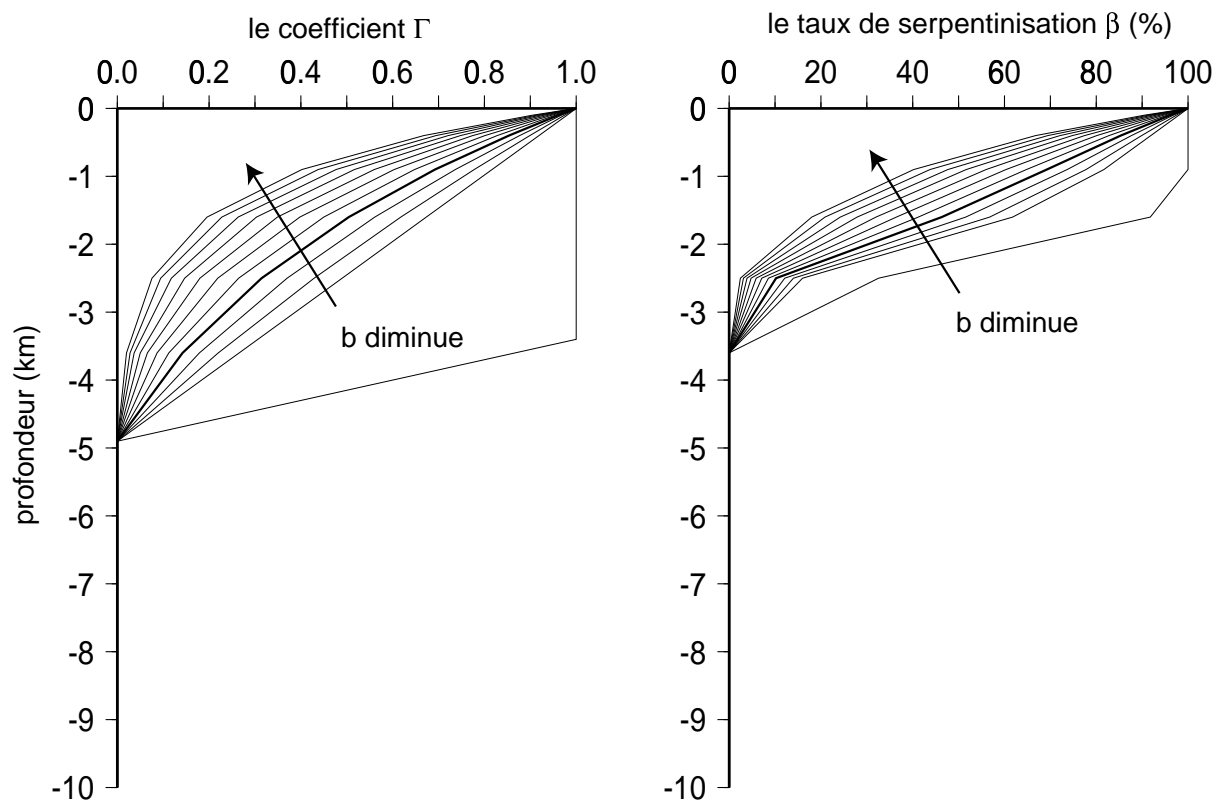
Pour tenir compte de la contribution des péridotites serpentinisées aux anomalies de gravité, il est nécessaire de simuler le processus de serpentinisation, principalement contrôlé par la température et la quantité d'eau présente. En présence d'eau, la serpentinisation se produit pour des températures comprises entre  $200^\circ\text{C}$  et  $400^\circ\text{C}$  (Caruso and Chernosky, 1979 ; Bideau et al., 1991 ; Agrinier et al., 1995).

L'approfondissement des isothermes vers les extrémités de segment et les variations d'épaisseur crustale ont pour résultat de ne permettre l'apparition de péridotites serpentinisées qu'en extrémités de segment, avec un front de serpentinisation qui s'approfondit vers les extrémités. Au sein de la couche potentiellement serpentinisée, les taux de serpentinisation sont contrôlés par la quantité d'eau présente (Macdonald et Fyfe, 1984). Jusqu'à la profondeur de la transition fragile/ductile, la lithosphère est fracturée et l'eau peut donc y pénétrer. Cependant l'augmentation de la pression lithostatique avec la profondeur tend à refermer les failles et l'eau ne circule donc plus aussi facilement que près de la surface. Du fait de la présence de plus en plus rare de l'eau avec la profondeur, la serpentinisation est plus difficile. L'interprétation de profils sismiques en extrémités de segment à  $35^\circ\text{N}$  (Canales et al., 2000) suggère une telle évolution de la serpentinisation en fonction de la profondeur, le taux de serpentinisation déduit des vitesses sismiques passant de 40% à 4 km de profondeur à 10% à 6 km de profondeur.

J'ai choisi de simuler de manière simple la distribution des taux de serpentinisation en fonction de la température et de la quantité d'eau présente, bien que les relations entre ces éléments soient complexes et encore mal connues. On considère qu'en présence d'eau la péridotite se serpentinise entre 400°C et 200°C suivant une relation linéaire, le taux de serpentinisation passant progressivement de 0% à 400°C à 100% à 200°C. La présence d'eau est prise en compte en multipliant ce taux de serpentinisation par un coefficient  $\Gamma$  égal à 1 en surface et décroissant plus ou moins progressivement jusqu'à 0 à la profondeur de la transition fragile/ductile.

La densité des péridotites serpentinisées dépend de la décroissance de ce coefficient.

J'ai testé plusieurs modèles de décroissance plus ou moins rapide de ce coefficient en fonction de la profondeur et leurs effets sur la variation de MBA le long du segment afin de déterminer la décroissance optimale.



**Figure II.12:** Simulation de la pénétration de l'eau et du taux de serpentinisation en fonction de la profondeur.

A gauche: les différentes lois de décroissance du coefficient  $\Gamma$ , représentant la pénétration de l'eau, en fonction de la profondeur. Chacune de ces lois correspond à une distance caractéristique  $b$  de pénétration de l'eau. A droite: les taux de serpentinisation  $\beta$  correspondants, prenant en compte l'effet de la température. En trait gras: les lois retenues pour simuler la pénétration de l'eau et le taux de serpentinisation en fonction de la profondeur, correspondant à une distance caractéristique de 3,33 km. La transition fragile ductile est ici située à une profondeur de 5 km.

Dans le premier modèle l'eau pénètre massivement jusqu'à la profondeur de la transition fragile/ductile. C'est à dire que le coefficient  $\Gamma$  est égal à 1 jusqu'à cette profondeur. Cela revient au cas où les taux de serpentinisation sont uniquement contrôlés par la température. Dans les modèles suivants, le coefficient  $\Gamma$  est égal à 1 à la surface et décroît exponentiellement à 0 à la profondeur de la transition fragile/ductile. Cette décroissance est plus ou moins rapide selon les modèles (figure II.12). Elle s'exprime sous la forme :

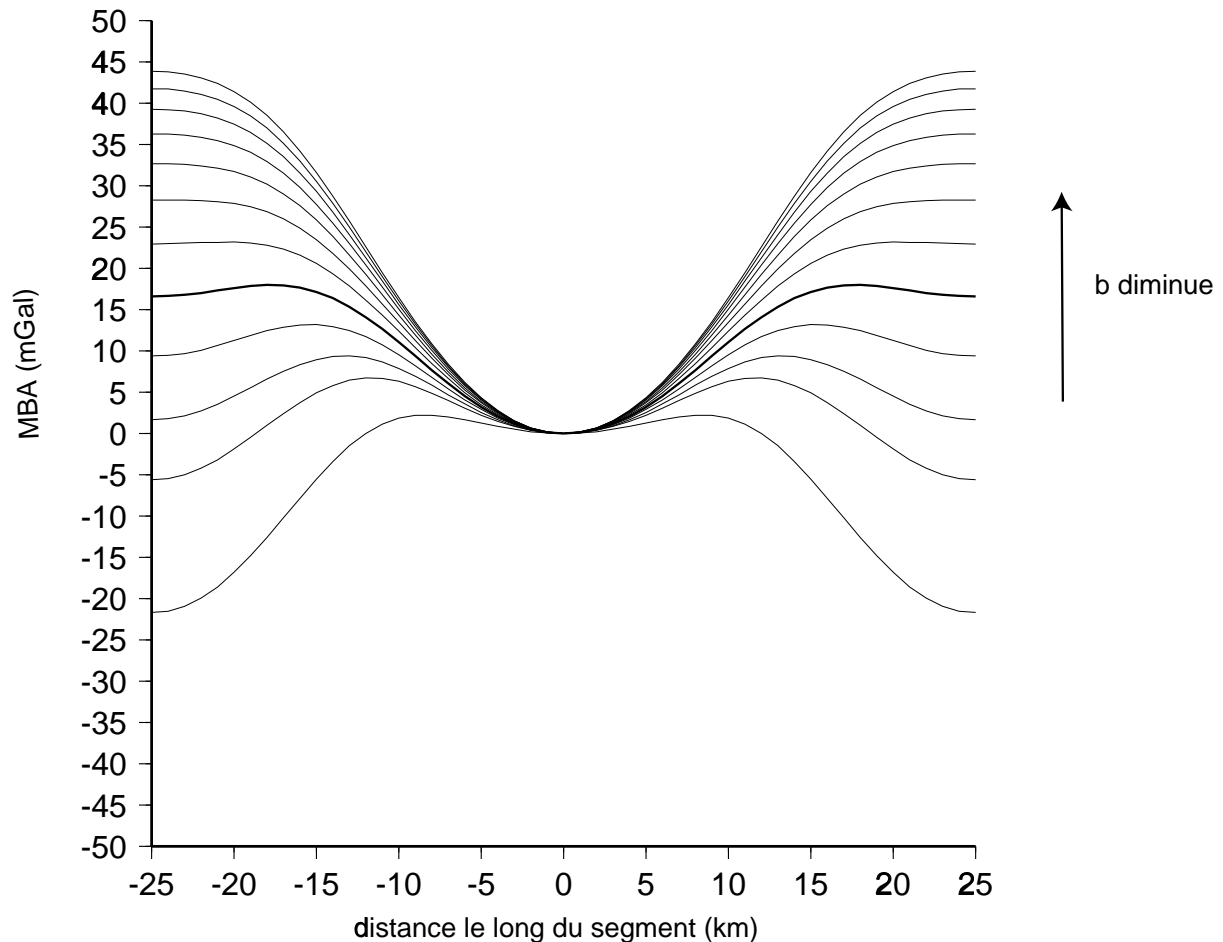
$$\Gamma(z) = \frac{\exp\left(\frac{-z}{b}\right) - \exp\left(\frac{-d_{f/d}}{b}\right)}{1 - \exp\left(\frac{-d_{f/d}}{b}\right)}$$

avec  $z$  la profondeur,  $d_{f/d}$  la profondeur de la transition fragile/ductile,  $b$  la distance caractéristique de pénétration de l'eau.

J'ai testé plusieurs lois de décroissance avec  $b$  variant entre 1 et 10 km (le cas où  $b$  tend vers l'infini est équivalent à une décroissance linéaire) à partir de la structure thermique d'un segment de 50 km. L'intrusion, à partir de laquelle est modélisée la structure thermique, a été choisie de façon à ce que le segment ne présente pas de croûte en ses extrémités et que seules apparaissent les péridotites serpentinisées (c'est la situation rencontrée dans le cas de segments décalés les uns par rapport aux autres comme on le verra à la fin de ce chapitre). La variation de MBA le long du segment est alors contrôlée par les densités des péridotites serpentinisées présentes en extrémités. Dans le cas où le coefficient décroît trop lentement (modèles où le coefficient vaut 1 partout et modèles présentant les plus fortes valeurs de  $b$ ), les péridotites serpentinisées présentent une faible densité similaire à celle de la croûte. Dans ce cas, en ses extrémités, le segment présente des densités comparables voire inférieures à celles du centre et, par conséquent la MBA aux extrémités est similaire, voire inférieure à celle du centre contrairement à ce qui est observé (figure II.13).

Dans le cas où le coefficient décroît trop rapidement (modèles présentant les plus faibles valeurs de  $b$ ), c'est à dire dans le cas où l'eau ne pénètre que superficiellement, les péridotites aux extrémités sont peu serpentinisées et présentent donc des densités similaires à celles du manteau (cela revient à négliger la contribution des péridotites serpentinisées à la MBA). Le contraste de densité entre centre et extrémité est trop important et donc l'amplitude de la  $\Delta$ MBA est exagérément forte. Ainsi, sur la figure II.13, l'amplitude de la  $\Delta$ MBA le long du segment atteint environ 40 mGal en valeur absolue, valeur beaucoup plus élevée que celle

observée pour un segment de cette longueur (de 10 à 25 mGal). Les péridotites trop faiblement serpentinisées produisent donc des variations de MBA trop élevées en valeur absolue.



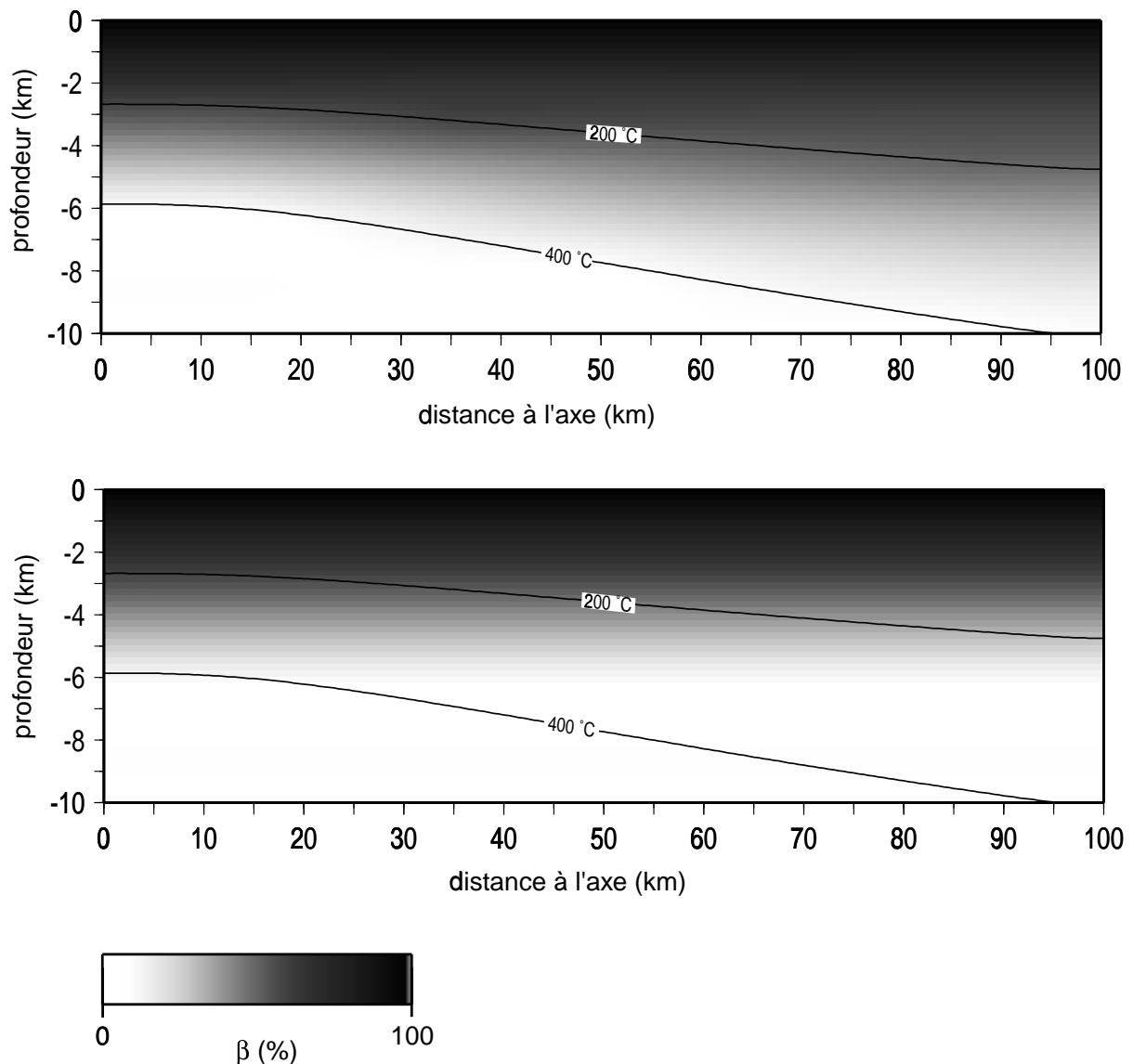
**Figure II.13:** Variation de MBA le long du segment pour différentes lois de décroissance du coefficient  $\Gamma$  simulant la pénétration de l'eau en profondeur.  
En trait gras: variation de MBA correspondant à une distance caractéristique de pénétration de l'eau de 3,33 km.

La décroissance du coefficient  $\Gamma$  ne doit donc être ni trop rapide ni trop lente. La décroissance utilisée par la suite est intermédiaire entre ces deux extrêmes. Les calculs seront effectués avec une décroissance du coefficient  $\Gamma$  correspondant à une distance caractéristique intermédiaire de 3,33 km.

Plusieurs études suggèrent que le processus de serpentinisation se déroule principalement à l'axe. Des simulations de flux de chaleur (Becker et al., 1989 ; Fisher et al., 1990, 1994) indiquent que, hors-axe, l'eau ne pénètre plus que dans les premières centaines de mètres de la croûte, interdisant ainsi la poursuite du processus de serpentinisation en

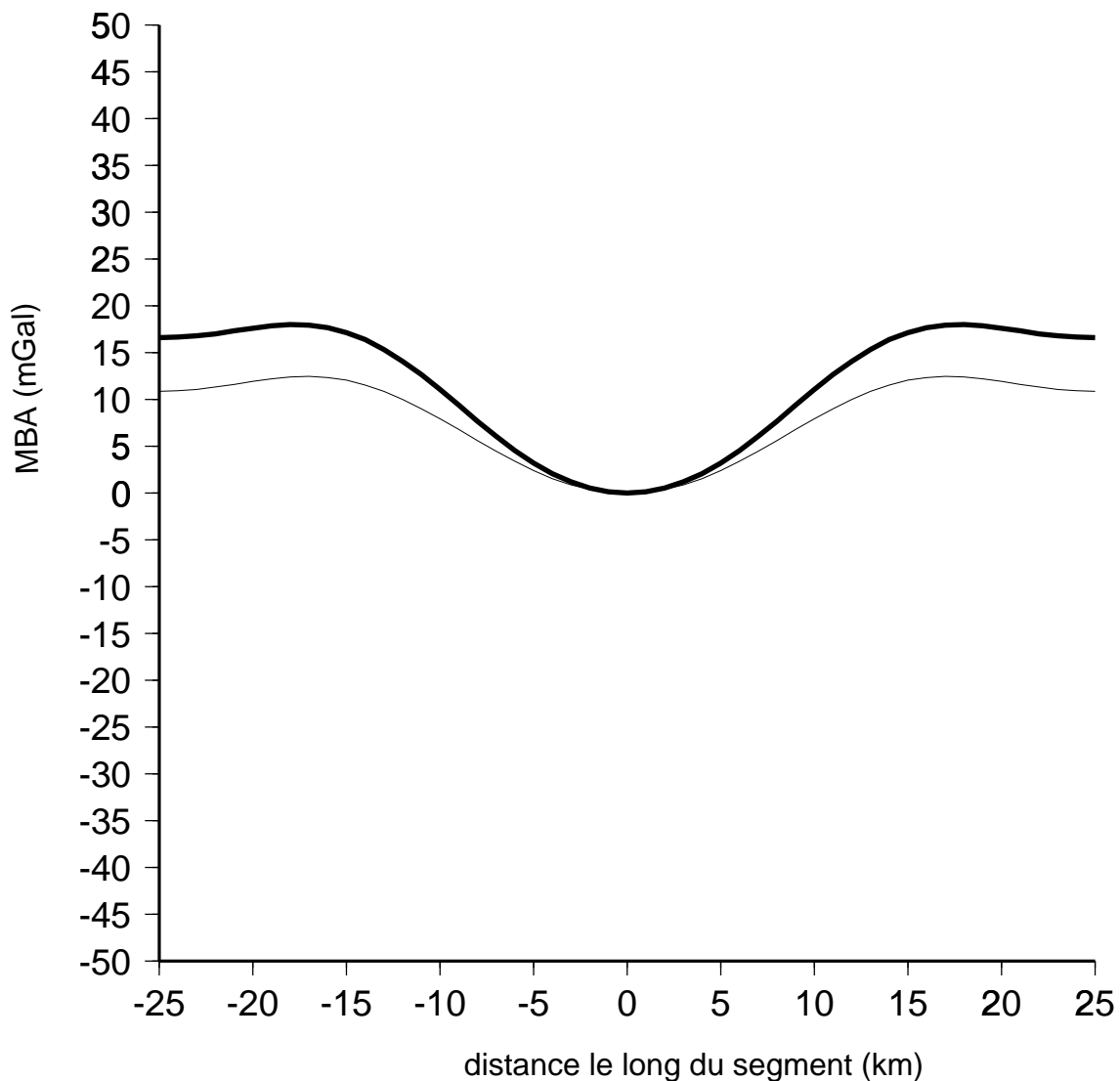
profondeur. Ces résultats confirment les études sismiques qui montrent que, hors-axe, la structure sismique de la croûte inférieure ne présente plus de variation significative des vitesses sismiques, et donc des densités, au-delà de 15-20 km de l'axe, indiquant que la serpentinitisation ne progresse plus au delà d'une distance proche de l'axe (Francis, 1981).

Pour juger de l'effet de la serpentinitisation en dehors de l'axe j'ai comparé deux modèles, l'un où la serpentinitisation se poursuit en dehors de l'axe et l'autre où elle a lieu intégralement à l'axe.



**Figure II.14:** Coupes verticales perpendiculaires à l'axe en extrémités de segment des taux de serpentinitisation  $\beta$ . En haut: le processus de serpentinitisation se poursuit hors-axe et la couche serpentinitisée s'épaissit au fur et à mesure que l'isotherme 400°C s'approfondit. En bas: le processus de serpentinitisation a lieu uniquement à l'axe, la couche serpentinitisée présente donc une épaisseur constante quand on s'éloigne de l'axe.

Dans le cas où la serpentinitisation en dehors de l'axe est prise en compte, aux extrémités du segment les isothermes s'approfondissent relativement peu quand on s'éloigne de l'axe (figure II.14 en haut). Ainsi l'isotherme 400°C s'approfondit de 2 km au bout de 5 Ma d'évolution thermique. Par conséquent l'épaisseur de la couche des péridotites serpentinisées, contrôlée par l'isotherme 400°C, varie peu sur une distance relativement éloignée de l'axe: l'épaississement a donc une influence négligeable sur la variation de MBA entre centre et extrémités de segment (figure II.15). La différence de  $\Delta$ MBA entre les deux modèles est de 5 mGal seulement, soit une différence inférieure à l'incertitude sur la  $\Delta$ MBA observée pour des segments longs de 50 km. Par conséquent, comme c'est la distribution des densités le long de l'axe qui nous intéresse ici, on néglige la serpentinitisation en dehors de l'axe.



**Figure II.15:** Influence de la serpentinitisation hors-axe sur la variation de MBA entre centre et extrémités de segment. En trait gras: cas où la serpentinitisation se déroule intégralement à l'axe. En trait fin: cas où la serpentinitisation continue à se dérouler hors-axe.

A partir de la structure thermique les différentes contributions aux densités (péridotites serpentinisées, expansion thermique, présence de liquide dans la zone de fusion, contraste de densité entre croûte et manteau) peuvent être simulées et par conséquent la MBA. La  $\Delta$ MBA qui est comparée à celle observée est la variation de la MBA entre le centre du segment et l'endroit du segment correspondant au minimum d'épaisseur crustale (défini comme l'extrémité du segment). Dans le cas de segments alignés le minimum d'épaisseur crustale coïncide avec le maximum de MBA. Les autres observables géophysiques que sont la profondeur maximale des séismes et la structure crustale peuvent être également simulées à partir de la structure thermique.

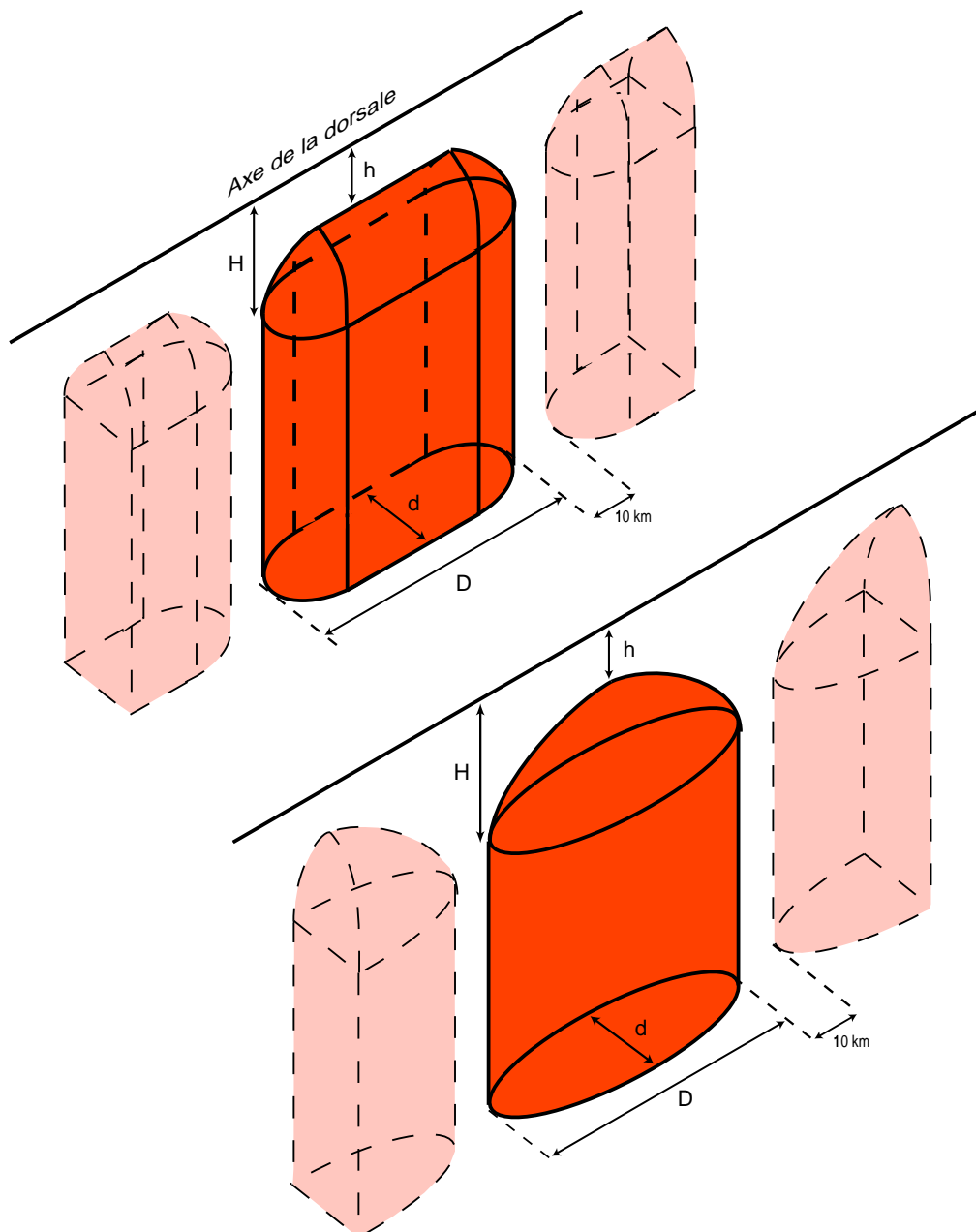
### **2.3.4 Recherche de la forme et des dimensions de la zone chaude.**

Considérant une forme cohérente pour la zone chaude, on recherche les paramètres dimensionnels de la zone chaude produisant une signature géophysique modélisée en accord avec les observations. Cette recherche est d'abord effectuée en considérant un segment aligné avec ses voisins. Comme on le verra à la fin de ce paragraphe, l'existence d'un décalage modifie peu la signature géophysique modélisée et donc les conclusions sur les caractéristiques de l'intrusion.

#### Formes possibles de l'intrusion

La forme de la remontée du manteau sous les dorsales lentes est décrite comme un ensemble de remontées focalisées aux centres des segments (Whitehead et al., 1984; Lin et al., 1990). Nous avons choisi de simuler deux formes extrêmes de remontée au sein de ce modèle: la première forme décrit une remontée très focalisée sous les centres de segment tandis que la deuxième décrit une remontée davantage répartie le long du segment. La première forme (notée A) est dotée d'une base elliptique, large au centre du segment et s'amincissant progressivement vers les extrémités, et d'un sommet en paraboloïde elliptique qui s'approfondit en s'éloignant du centre du segment afin de simuler une remontée focalisée sous le centre du segment (figure II.16). La seconde forme (notée B) est dotée d'une base de largeur constante et d'un sommet plat le long de la majeure partie du segment, elle ne s'amincit et s'approfondit qu'en ses extrémités, afin de simuler une remontée uniforme le long

du segment (figure II.16). Suivant une section perpendiculaire à l'axe, le sommet s'approfondit quand on s'éloigne de l'axe. Pour chacun de ces deux types de forme on identifie quatre paramètres dimensionnels: la profondeur du toit de l'intrusion ( $h$ ), la profondeur des extrémités ( $H$ ), la largeur de l'intrusion perpendiculairement à l'axe ( $d$ ) et la longueur le long de l'axe ( $D$ ).



**Figure II.16:** Les deux types d'intrusion testés.

En haut: l'intrusion (gris foncé) simulant une remontée du manteau répartie le long du segment. En bas: l'intrusion (gris foncé) simulant une remontée du manteau focalisée vers le centre du segment. Chaque intrusion est séparée de sa voisine (représentée en pointillé) de 10 km. On identifie 4 paramètres dimensionnels: la profondeur du toit de l'intrusion ( $h$ ), la profondeur des extrémités ( $H$ ), la longueur de l'intrusion le long de l'axe ( $D$ ) et la largeur perpendiculairement à l'axe ( $d$ ).



## Recherche de la forme et des paramètres géométriques optimaux.

Les segments de dorsale lente sont séparés par des discontinuités dont la largeur moyenne atteint 10 km (Pockalny et al., 1988 ; Tucholke and Schouten, 1988 ; Sempéré et al., 1993) et où l'activité magmatique est très réduite voire inexistante. Pour tenir compte de la présence de telles discontinuités, nous imposons une distance de 10 km entre deux intrusions voisines, ce qui correspond à une longueur  $D$  de 40 km pour chaque intrusion dans le cas d'un segment typique moyen de 50 km de long.

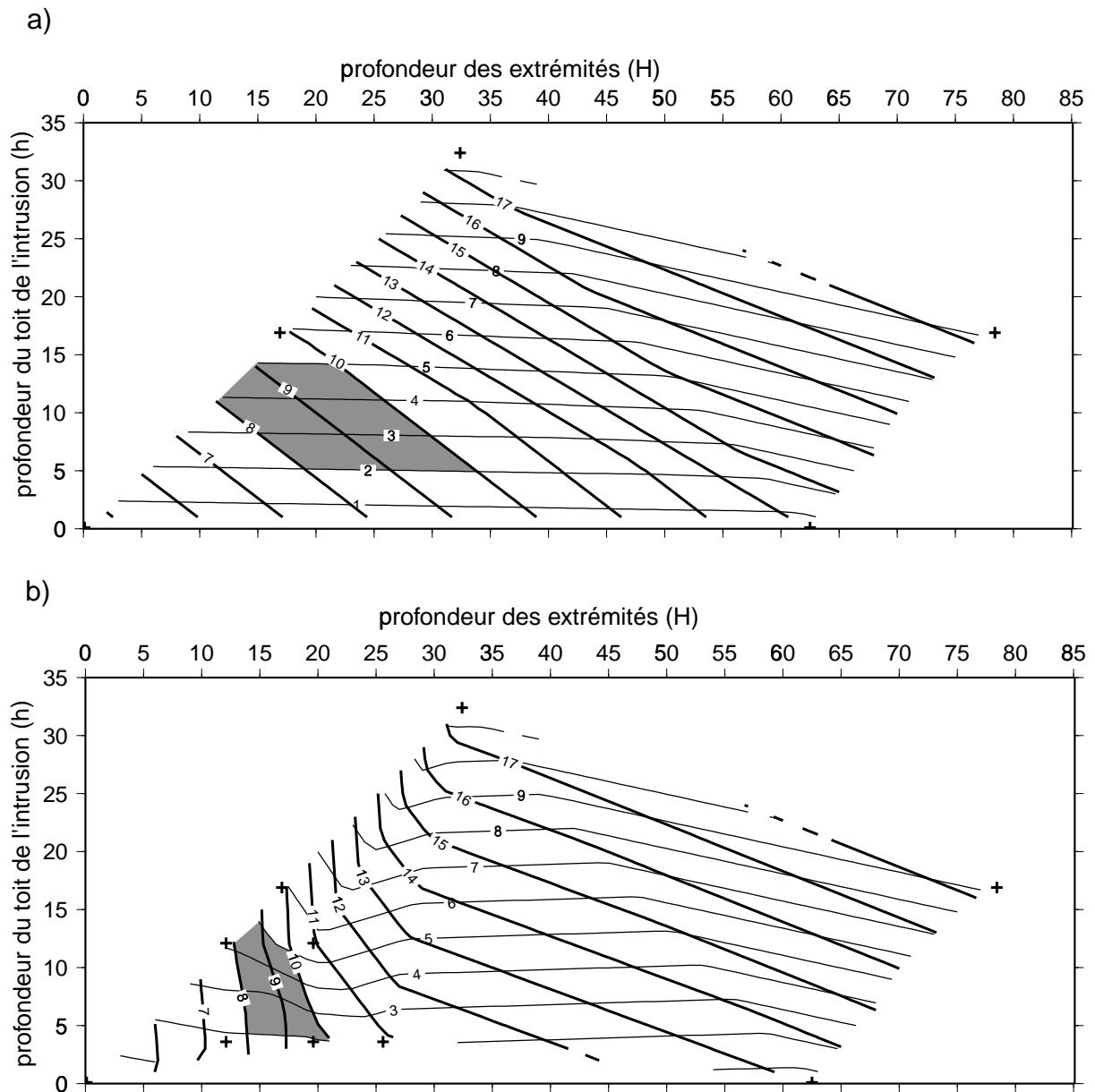
Pour chacune des deux formes, les variations du paramètre  $d$  ont une influence négligeable sur la signature géophysique modélisée le long de l'axe. L'augmentation et la diminution du paramètre  $d$  accroît et décroît respectivement l'étendue de la zone de fusion dans la région hors-axe mais la variation relative du volume de liquide par km le long de l'axe reste sensiblement inchangée. La variation des épaisseurs crustales le long du segment reste à peu près la même, l'épaisseur crustale étant normalisée à 6 km au centre du segment quelque soit  $d$ . Par conséquent faire varier  $d$  de 10 à 40 km entraîne une faible variation de la  $\Delta MBA$ , de l'ordre de quelques mGal, soit largement négligeable par rapport à la variation produite en faisant varier les paramètres  $D$  et  $h$  et inférieure à l'incertitude sur les observations. On impose une valeur constante  $d$  de 20 km ce qui correspond à la largeur moyenne d'un diapir telle qu'observée sur les ophiolites d'Oman (Nicolas, 1989).

Les deux paramètres  $d$  et  $D$  étant fixés, pour chacune des deux formes on recherche s'il existe des paramètres  $h$  et  $H$  pour lesquels la signature géophysique modélisée est en accord avec celle observée.

Au niveau des deux formes les paramètres  $h$  et  $H$  ont une grande influence sur la signature géophysique modélisée. Afin de déterminer les paramètres  $h$  et  $H$  adéquats, il est nécessaire de tester systématiquement les effets des différentes combinaisons possibles du couple ( $h$ ,  $H$ ) sur la signature géophysique modélisée.

Il existe un très grand nombre de combinaisons possibles: le toit de l'intrusion en son centre (paramètre  $h$ ) varie en effet entre 0 et 100 km (épaisseur de la boîte de calcul) et le toit des extrémités de l'intrusion (paramètre  $H$ ) également (en sachant que le toit aux extrémités reste toujours plus profond que celui au centre). Le test de toutes ces combinaisons aurait rendu le temps de calcul prohibitif. J'ai donc limité le nombre possible de combinaisons en limitant les intervalles de variation des deux paramètres  $h$  et  $H$ . Si l'intrusion est trop profonde, elle a un faible contrôle sur la structure thermique près de la surface, j'ai donc

imposé une profondeur maximale de 35 km pour le toit de l'intrusion en son centre et de 85 km aux extrémités. Malgré cela le nombre possible de combinaison reste très important, il a donc fallu trouver une méthode pour contraindre l'ensemble des couples  $h$  et  $H$  adéquats. Pour cela j'ai calculé tout d'abord les structures thermiques induites par 5 combinaisons ( $h$ ,  $H$ ) uniformément réparties dans l'espace ( $h$ ,  $H$ ) (figure II.17).



**Figure II.17:** Méthode de recherche utilisée pour préciser les valeurs des paramètres dimensionnels  $h$  et  $H$  de l'intrusion respectant les contraintes issues des observations.

La méthode est illustrée dans le cas de la profondeur maximale des séismes. a) L'ensemble des couples ( $h$ ;  $H$ ) solutions commence à être précisé à partir du calcul de 5 structures thermiques (représentés par des croix) uniformément répartis dans l'espace ( $h$ ;  $H$ ). La zone grisée représente les couples ( $h$ ,  $H$ ) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes (de 8 à 10 km en extrémités de segment et de 2 à 5 km sous le centre). b) 5 nouvelles structures thermiques sont calculées au sein de la zone grisée afin de mieux la préciser.

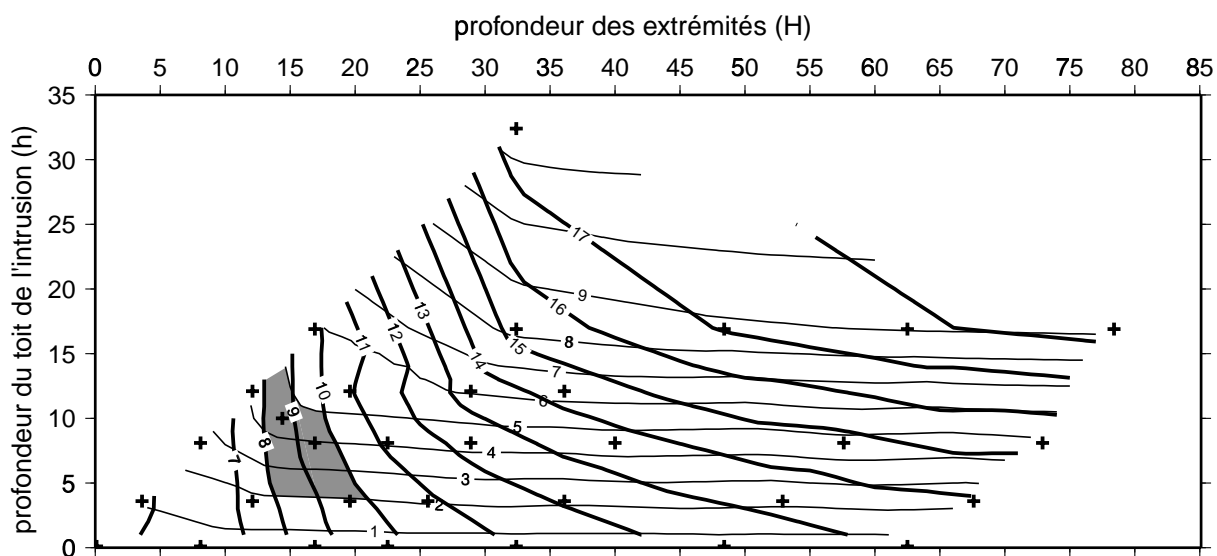
Pour chacune de ces 5 structures thermiques la signature géophysique est modélisée. Ces premiers calculs permettent de délimiter grossièrement la zone de l'espace (h, H) où la signature géophysique modélisée est en accord avec celle observée. Cette zone de l'espace étant déterminée, on réeffectue une série de calcul avec des (h, H) uniformément répartis dans cette nouvelle zone (figure II.17). Cette deuxième série de calcul permet d'affiner la région où les couples (h, H) respectent les trois types de contrainte. Cette opération est répétée plusieurs fois jusqu'à préciser correctement l'ensemble des couples (h, H) respectant les contraintes provenant des observations.

De cette manière on va donc rechercher les couples (h, H) rendant compte à la fois des trois types d'observable tout d'abord dans le cadre de la forme A.

#### *Forme de type A.*

Sur la figure II.18 est représenté, dans l'espace des paramètres h et H, le comportement de la profondeur des isothermes 500°C et 750°C, marquant la transition mécanique fragile/ductile, sous le centre du segment (trait fin) et sous les extrémités (trait gras) respectivement. Pour préciser l'ensemble des couples respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes, les structures thermiques, et donc les profondeurs des deux isothermes 500°C et 750°C qui en découlent, sont calculées pour certaines combinaisons h et H. Ces combinaisons sont représentées par des croix sur la figure. Le comportement des profondeurs des isothermes est interpolé entre les croix.

Au centre du segment, l'isotherme 500°C, qui correspond à la profondeur de la transition fragile/ductile dans les basaltes est contrôlée par la profondeur du sommet de l'intrusion h. L'isotherme 500°C s'approfondit avec le sommet de l'intrusion. On obtient des profondeurs pour l'isotherme 500°C conformes aux observations (2-5 km) pour h relativement faible, compris entre 4 et 12 km (figure II.18). Aux extrémités, la profondeur de la transition fragile/ductile, qui correspond à l'isotherme 750°C dans les péridotites, est contrôlée par la profondeur du sommet de l'intrusion h et par la profondeur des extrémités H. Quand H commence à augmenter l'intrusion change rapidement de forme aux extrémités, la profondeur de l'isotherme 750°C est alors essentiellement contrôlée par H. Au fur et à mesure de l'approfondissement des extrémités, celui-ci modifie de moins en moins la forme de l'intrusion et par conséquent la profondeur de l'isotherme 750°C. Pour les grandes valeurs de H, la profondeur de l'isotherme 750°C est donc davantage contrôlée par h. L'isotherme 750°C atteint une profondeur de 8 à 10 km, conformément aux observations, pour H compris entre 12 et 20 km (figure II.18).



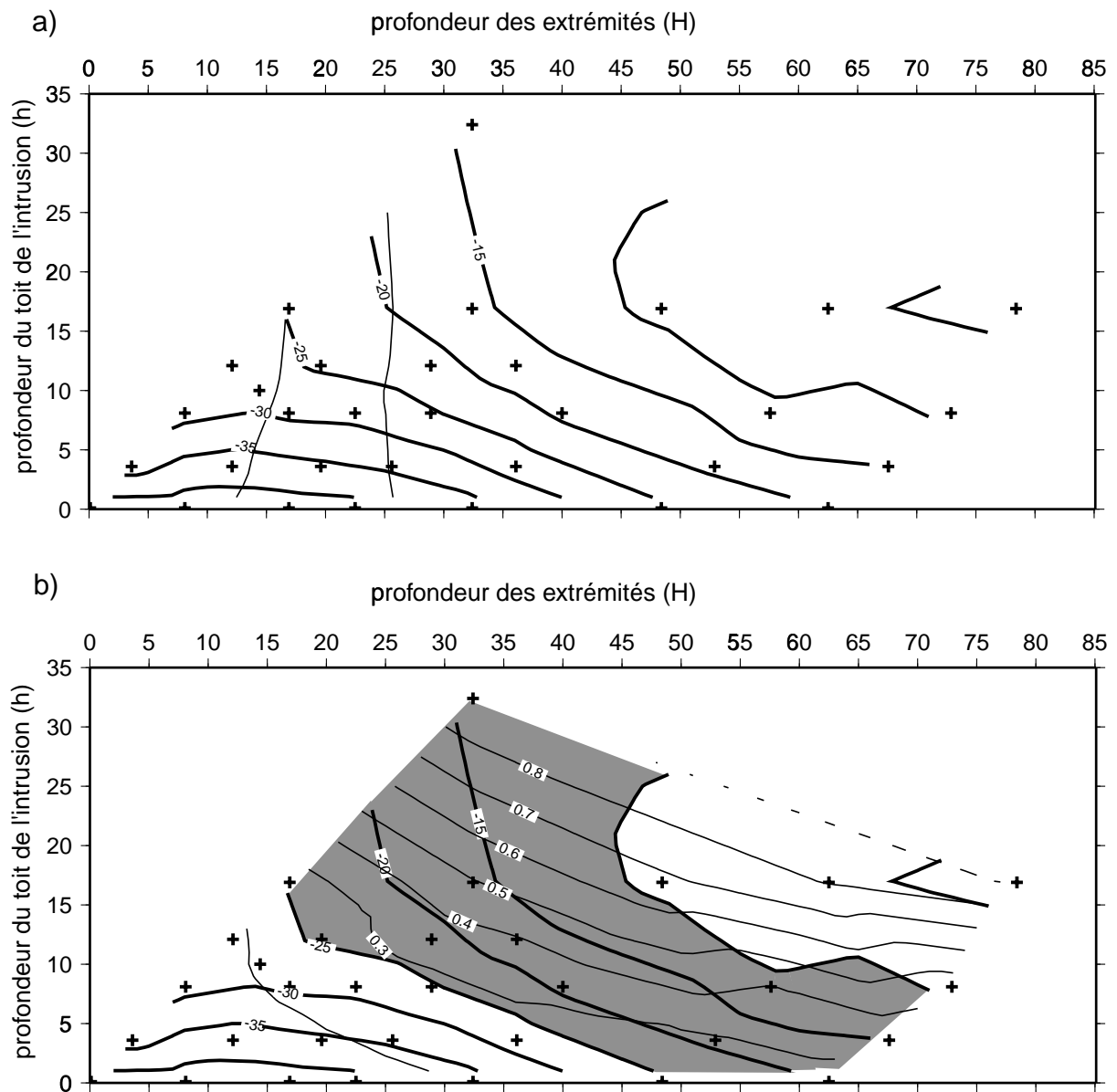
**Figure II.18:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes: cas de la forme de type A.

Les traits gras représentent la profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités de segment et les traits fins la profondeur de l'isotherme 500°C sous le centre dans l'espace des paramètres h et H. La zone grisée correspond aux couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la profondeur des isothermes.

En utilisant la même démarche que pour la figure II.18, sur la figure II.19 est représenté dans l'espace des paramètres h et H le comportement de la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (trait gras) avec en haut l'épaisseur crustale en extrémités de segment (trait fin) et en bas le taux d'extraction nécessaire pour obtenir une croûte épaisse de 6 km (trait fin) en centre de segment.

Au centre du segment l'épaisseur de la croûte est fixée à 6 km. Seule une partie du liquide est extraite de la zone de fusion pour former une croûte d'une telle épaisseur. L'étendue de la zone de fusion est contrôlée par la forme de l'intrusion (et donc par h et H). De façon générale un approfondissement de l'intrusion (augmentations de h et H) réduit l'étendue de la zone de fusion et impose une augmentation du taux d'extraction pour que la croûte garde une épaisseur de 6 km au centre (figure II.19).

Aux extrémités, l'épaisseur crustale est contrôlée par H: l'approfondissement des extrémités de l'intrusion y entraîne une réduction de l'épaisseur crustale. De manière générale la croûte aux extrémités a une épaisseur comprise entre 0 et 1 km (figure II.19). Mais ceci ne constitue pas une observable contraignante. En effet les expériences de sismique réfraction n'apportent pas d'informations claires sur l'épaisseur de la croûte en extrémités, indiquant des valeurs de 2-3 km. Mais celles-ci peuvent correspondre à l'épaisseur de la croûte basaltique et des péridotites serpentinisées dont la densité est comparable à la croûte.



**Figure II.19:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la variation de MBA: cas de la forme de type A. Sur les deux figures les traits gras représentent la variation de MBA entre centre et extrémités de segment dans l'espace des paramètres h et H. a) les traits fins représentent l'épaisseur crustale en extrémités de segment. b) les traits fins représentent le taux d'extraction nécessaire pour obtenir une croûte épaisse de 6 km au centre du segment. La zone grisée représente les couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la  $\Delta$ MBA.

Les variations de densité produisant la  $\Delta$ MBA ont plusieurs origines: les variations d'épaisseur crustale le long de l'axe, la présence de péridotites serpentinisées en extrémités de segment, l'expansion thermique et la présence de liquide dans la zone de fusion. Ces deux derniers éléments apportent une contribution négligeable comparés aux deux premiers. Comme au centre la croûte a une épaisseur constante, la  $\Delta$ MBA est contrôlée par le comportement en fonction de h et H de l'épaisseur crustale et des péridotites serpentinisées en

extrémités de segment. Mais la croûte aux extrémités est très mince en général (elle atteint au maximum 1 km d'épaisseur), la  $\Delta$ MBA est alors essentiellement contrôlée par l'épaisseur de la couche serpentinisée, c'est à dire par la profondeur de l'isotherme 400°C aux extrémités. La  $\Delta$ MBA suit alors le même comportement que la profondeur des isothermes en extrémités de segment en fonction de h et H. Quand h et H augmentent, l'amplitude de la  $\Delta$ MBA diminue (figure II.19).

On peut remarquer que, pour les faibles valeurs de H et de h, l'épaisseur crustale aux extrémités est supérieure à la profondeur de l'isotherme 400°C; les péridotites serpentinisées n'existent donc pas. Lorsque H augmente, l'épaisseur crustale aux extrémités diminue et l'isotherme 400°C s'approfondit. Par conséquent, l'amplitude de la  $\Delta$ MBA augmente. A une valeur seuil de H, l'isotherme 400°C est plus profonde que la base de la croûte, les péridotites serpentinisées commencent donc à apparaître. Lorsque H continue à augmenter, la couche des péridotites serpentinisées s'épaissit, l'amplitude de la  $\Delta$ MBA diminue donc. Le comportement de la  $\Delta$ MBA en fonction de h et H redevient alors le même que pour la profondeur de l'isotherme 400°C aux extrémités du segment.

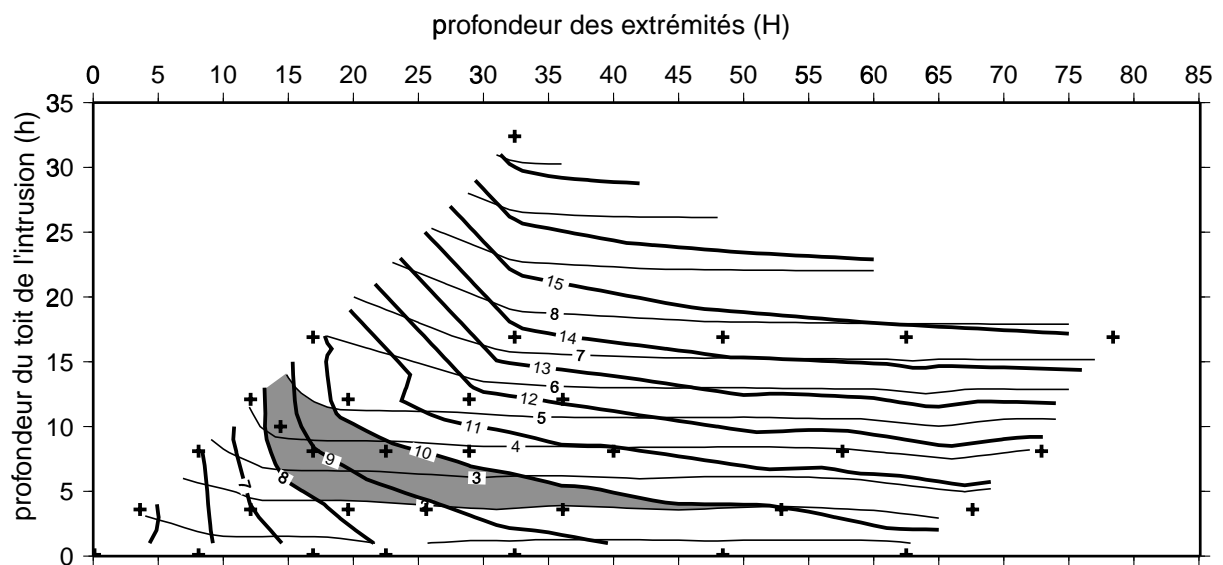
Pour cette forme il n'existe pas de couples (h, H) respectant tous les critères retenus pour les observations, les zones hachurées des figures II.18 et II.19 ne se recoupent pas. Les couples (h, H) respectant les contraintes sur les profondeurs de la transition fragile/ductile présentent en effet des  $\Delta$ MBA trop fortes en valeur absolue (30 à 35 mGal) par rapport à celles observées pour un segment de cette longueur. Cette trop forte amplitude de la  $\Delta$ MBA provient du fort amincissement de la croûte aux extrémités (entre 0 et 1 km d'épaisseur) que les péridotites serpentinisées ne parviennent pas à compenser, étant donné que leur densité devient plus proche de celle du manteau que de celle de la croûte à des profondeurs supérieures à 1 km. Ce fort amincissement est inhérent aux propriétés géométriques de l'intrusion. Aux extrémités celle-ci possède une base bien effilée par rapport au centre et le toit s'approfondit progressivement du centre vers les extrémités. La zone de fusion y est donc moins étendue et par conséquent la production crustale amoindrie.

La forme B présente une intrusion régulière le long de l'axe jusqu'aux extrémités. Par conséquent la production crustale aux extrémités y sera plus importante. On va donc rechercher maintenant les couples (h, H) adéquats dans le cadre de ce type de forme.

### Forme de type B.

Afin de faciliter la comparaison entre les deux formes, les signatures géophysiques ont été calculées exactement pour les mêmes couples (h, H) que précédemment.

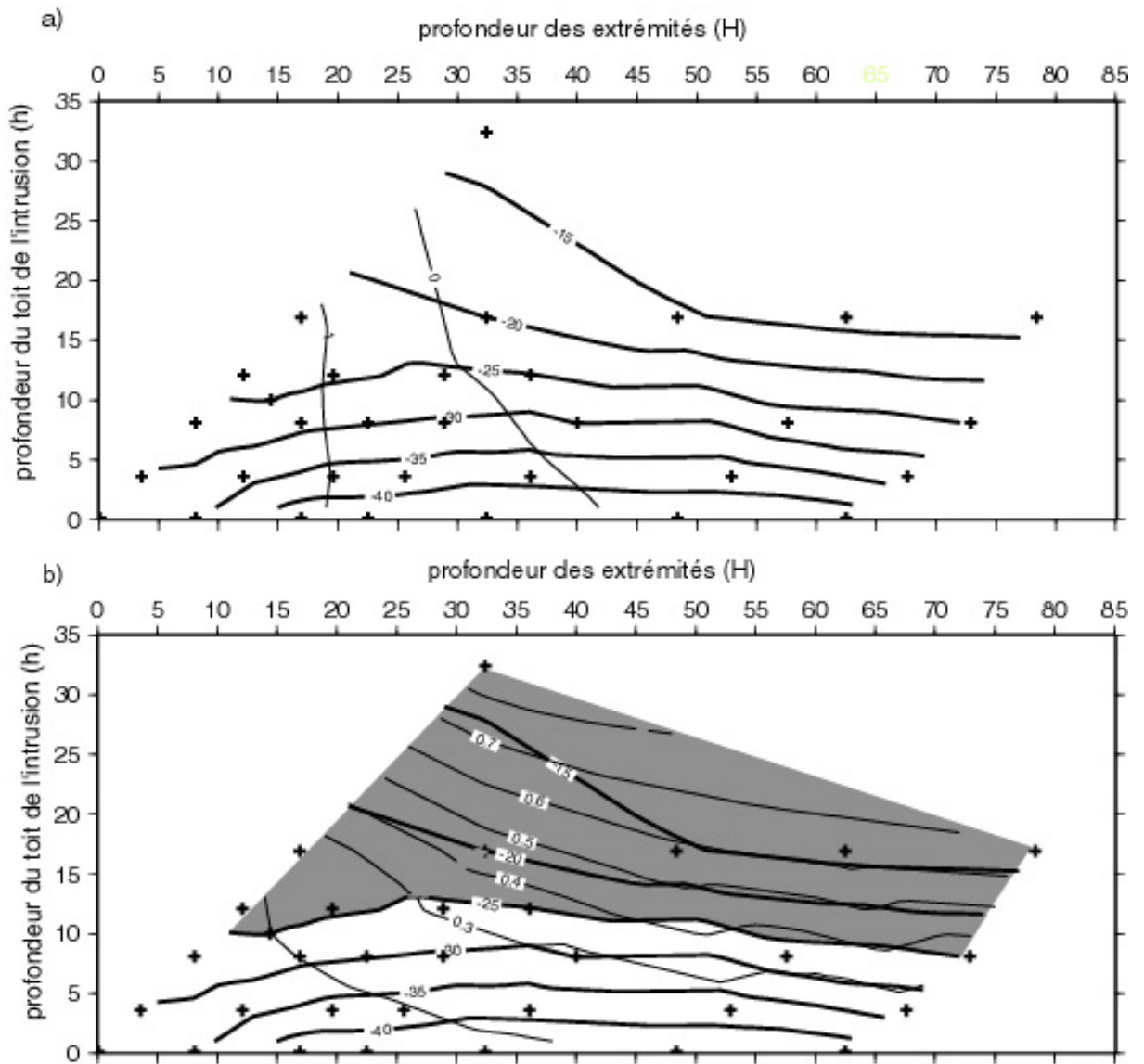
De la même manière que pour la figure II.18 sur la figure II.20 est représenté dans l'espace des paramètres h et H le comportement de la profondeur des isothermes 500°C et 750°C, marquant la transition mécanique fragile/ductile, sous le centre du segment (trait fin) et sous les extrémités (trait gras).



**Figure II.20:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes: cas de la forme de type B.

Les traits gras représentent la profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités de segment et les traits fins la profondeur de l'isotherme 500°C sous le centre dans l'espace des paramètres h et H. La zone grisée correspond aux couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la profondeur des isothermes.

Comme pour la forme de type A, le toit de l'intrusion contrôle la profondeur de l'isotherme 500°C au centre du segment. Les contraintes sont respectées pour les mêmes valeurs de h (entre 4 et 12 km) (figure II.20). Aux extrémités la profondeur de l'isotherme 750°C est contrôlée également par h et H. Mais le sommet de l'intrusion est bien plus proche des extrémités que dans le cas de la forme A. Il s'ensuit que la profondeur des isothermes en extrémités est surtout contrôlée par h: la profondeur de l'isotherme 750°C dépend de H jusqu'à H égal à 12 km puis essentiellement de h au-delà (figure II.20). Les contraintes aux extrémités sont alors respectées pour H compris entre 12 et 50 km et h entre 0 et 15 km (zone hachurée sur la figure II.20).



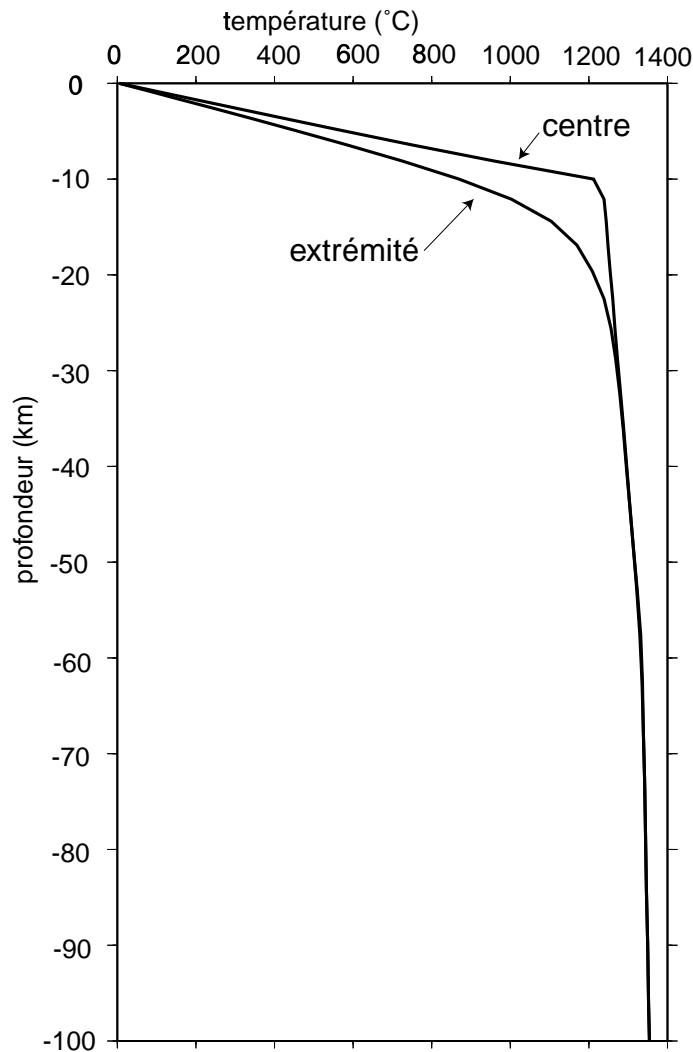
**Figure II.21:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la variation de MBA: cas de la forme de type B. Sur les deux figures les traits gras représentent la variation de MBA entre centre et extrémités de segment dans l'espace des paramètres h et H. a) les traits fins représentent l'épaisseur crustale en extrémités de segment. b) les traits fins représentent le taux d'extraction nécessaire pour obtenir une croûte épaisse de 6 km au centre du segment. La zone grisée représente les couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la  $\Delta MBA$ .

De la même manière que pour la figure II.19 sur la figure II.21 est représenté dans l'espace des paramètres h et H le comportement de la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (trait gras) ainsi que les épaisseurs crustales en centre et en extrémité de segment (trait fin).

Globalement les épaisseurs crustales se comportent de la même façon que pour la forme A. Mais aux extrémités la croûte est plus épaisse de 500 m en moyenne par rapport à la forme A (figure II.21).



Comme pour la forme A, la  $\Delta MBA$  est essentiellement contrôlée par la profondeur de l'isotherme 400°C aux extrémités du segment. Comme celle-ci est essentiellement contrôlée par  $h$ , la  $\Delta MBA$  est, elle aussi, contrôlée par  $h$ . L'amplitude de la  $\Delta MBA$  diminue quand  $h$  augmente. Pour les plus faibles valeurs de  $H$ , la croûte est présente en plus grande quantité en extrémités que dans le cas de la forme A. Par conséquent les densités aux extrémités du segment sont plus faibles et la  $\Delta MBA$  est donc plus faible en valeur absolue (figure II.21).



**Figure II.22:** Profils de température en fonction de la profondeur en centre et en extrémité de segment.

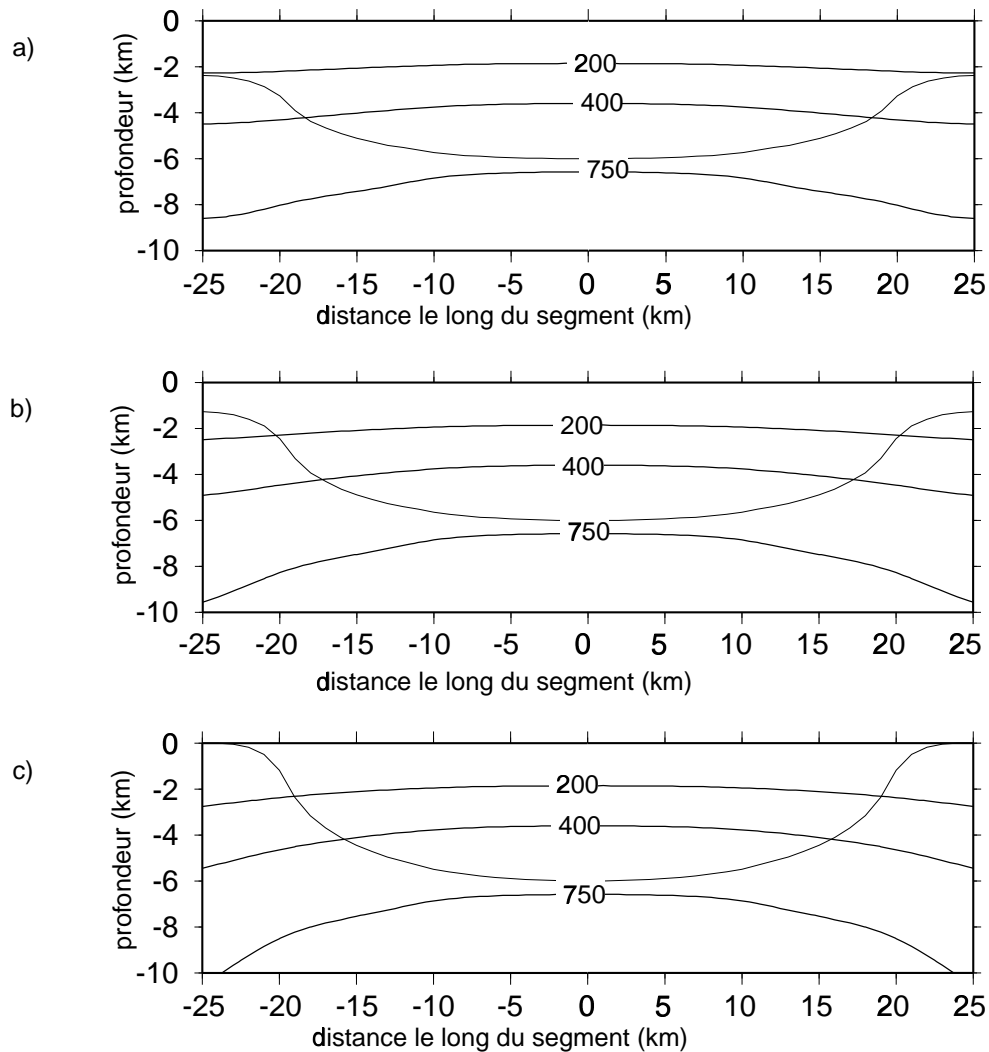
Contrairement à la forme A, dans le cas de cette intrusion de forme B il existe des couples  $h$  et  $H$  respectant les contraintes imposées à la fois sur la limite fragile/ductile et sur la  $\Delta MBA$ , les zones hachurées des figures II.20 et II.21 se recoupent. Ces dernières sont respectées pour  $h$  égal à  $10 \pm 2$  km et  $H$  égal à  $15 \pm 2$  km. Le second type d'intrusion permet donc de rendre compte des observations géophysiques. Pour ces raisons, cette dernière est

préférée, avec les paramètres les plus adéquats pour un segment de 50 km,  $h$  égal à  $10 \pm 2$  km et  $H$  égal à  $15 \pm 2$  km.

La zone chaude, simulant les effets thermiques de la remontée adiabatique du manteau, n'est pas imposée a priori partout le long du segment. Ainsi les températures caractéristiques de la remontée adiabatique du manteau ne sont pas imposées en extrémités de segment. Cependant, la zone chaude et sa voisine virtuelle sont suffisamment proches des extrémités du segment pour en réchauffer la structure thermique. Le profil de température en extrémités de segment correspond du fait à celui de la remontée adiabatique du manteau jusqu'à une profondeur de 30 km (figure II.22). La présence de la zone chaude permet de simuler les effets thermiques de la remontée adiabatique du manteau existant sous les extrémités du segment en accord avec les différents modèles d'écoulement du manteau sous l'axe d'une dorsale lente.

#### Effet d'un décalage de l'axe sur la signature géophysique modélisée

La forme et les dimensions de l'intrusion ont été jusqu'ici étudiées pour des segments alignés. L'existence d'un décalage de l'axe avec le segment voisin va refroidir la structure thermique aux extrémités du segment : l'approfondissement des isothermes y est plus marqué, ainsi que l'amincissement crustal (figure II.23). En fait l'existence d'un décalage modifie peu la signature géophysique modélisée. L'amincissement crustal conjugué à l'approfondissement des isothermes entraînent l'épaississement de la couche de péridotites serpentinisées. Cet épaississement compense l'amincissement crustal et la distribution des densités entre centre et extrémités de segment reste donc semblable au cas où les segments sont alignés (figure II.23). Les péridotites serpentinisées présentant une densité comparable à celle de la croûte, la  $\Delta MBA$  varie peu par rapport au cas où les segments sont alignés. L'isotherme  $750^\circ\text{C}$ , marquant la transition fragile/ductile, s'approfondit légèrement aux extrémités mais sa profondeur reste en accord avec celle observée. Globalement l'existence d'un décalage aux extrémités de segment modifie donc peu la signature géophysique modélisée.



**Figure II.23:** Effet d'un décalage de l'axe sur la signature géophysique modélisée.

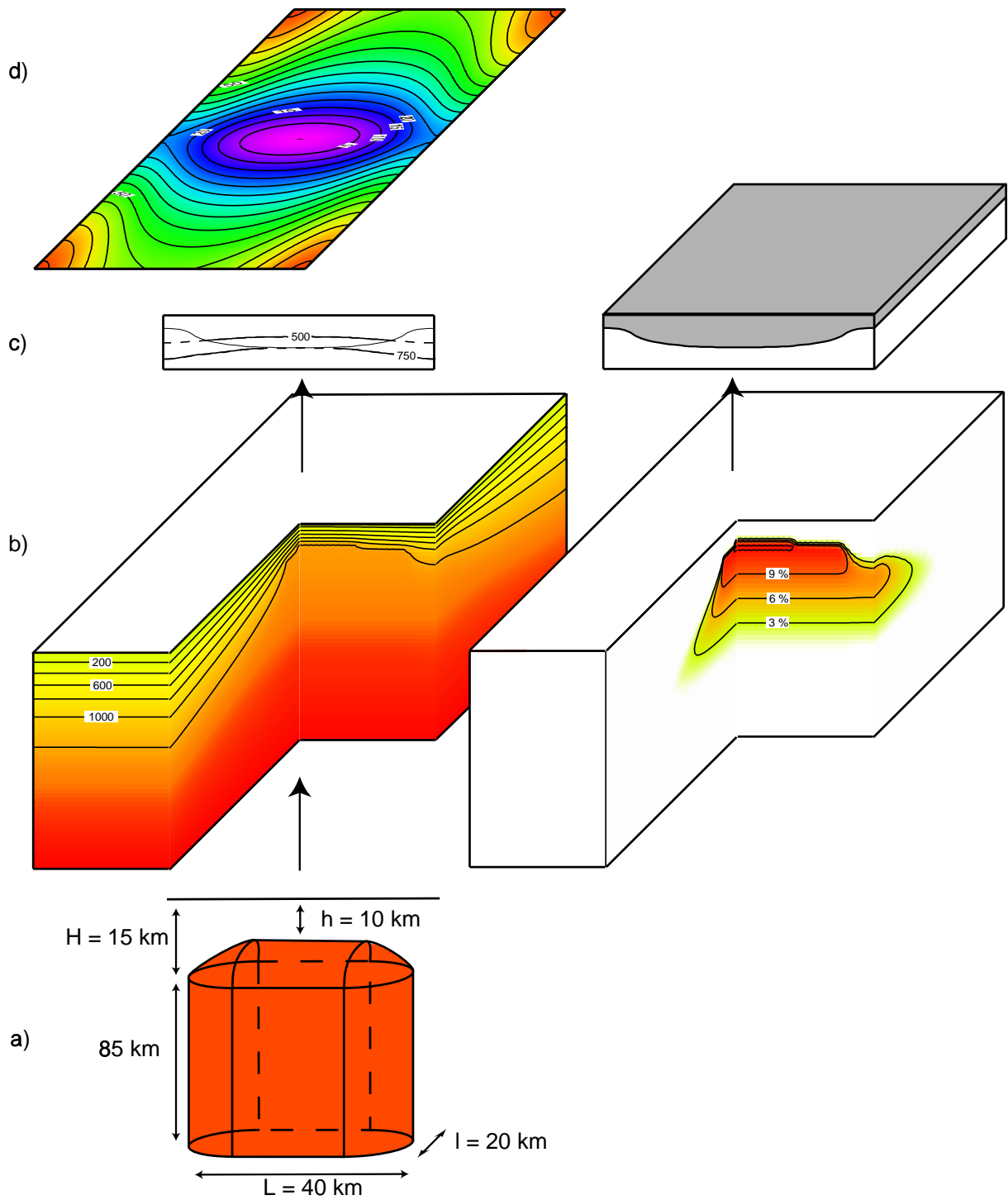
Sont représentées des coupes verticales de la structure thermique (isothermes 200°C, 400°C et 750°C) ainsi que l'épaisseur crustale (trait fin) le long du segment. De haut en bas: a) pas de décalage de l'axe (segments alignés), b) décalage de l'axe de 20 km avec le segment voisin et c) décalage de l'axe de 40 km avec le segment voisin.

## 2.4 Conclusion: structure thermique d'un segment typique de dorsale lente.

Nous avons développé un modèle thermique intégré de segment de dorsale lente basé sur l'hypothèse de la présence d'une zone chaude sous le centre du segment. Le travail exposé dans ce chapitre montre que le modèle thermique parvient à reproduire les observations géophysiques axiales de surface dans le cas d'un segment long de 50 km, typique de la dorsale Médio-Atlantique. La figure II.24 résume la démarche utilisée dans ce modèle thermique intégré.

Une zone chaude, définie par sa forme et ses dimensions, est imposée de façon permanente dans le temps sous le centre du segment (figure II.24a). La zone chaude est une région de l'espace où sont imposées des températures simulant la remontée de matériel mantellique chaud. La structure thermique et la distribution des degrés de fusion partielle découlant de la présence de cette zone chaude sont calculées à partir de l'équation de la chaleur (figure II.24b). Trois observables géophysiques sont simulées à partir de la structure thermique et de la distribution des degrés de fusion partielle. Les épaisseurs crustales le long du segment sont calculées à partir du volume de liquide présent dans la zone de fusion (figure II.24c). Le long du segment les isothermes 500°C et 750°C, températures auxquelles intervient la transition mécanique fragile/ductile au sein de la croûte et au sein des péridotites serpentinisées respectivement, sont déduits directement de la structure thermique (figure II.24c). La MBA est simulée à partir de la distribution des densités de plusieurs origines: l'expansion thermique, la présence de liquide dans la zone de fusion, la présence des péridotites serpentinisées et les variations d'épaisseur crustale le long du segment (figure II.24d). La comparaison entre ces trois observables modélisées et celles observées pour les segments de la dorsale Médio-Atlantique longs de 50 km contraint la forme et les dimensions de la zone chaude.

Ce travail montre qu'il existe une structure thermique capable de rendre compte de l'ensemble des observations de surface d'un segment typique de la dorsale Médio-Atlantique. La zone chaude correspondante doit avoir un toit profond de  $10 \pm 2$  km au centre du segment; celui-ci varie peu le long de la majeure partie du segment et s'approfondit rapidement aux extrémités jusqu'à une profondeur de  $15 \pm 2$  km.



**Figure II.24:** Modèle thermique intégré d'un segment de dorsale lente.

a) l'intrusion et ses dimensions optimales. b) La structure thermique qui en découle et la distribution des degrés de fusion partielle. Les observables géophysiques sont modélisées à partir de la structure thermique. c) les isothermes 750 et 500°C reflétant la profondeur maximale des séismes, au centre l'isotherme 500°C atteint 4 km de profondeur et aux extrémités l'isotherme 750°C atteint une profondeur de 8 km. L'épaisseur crustale le long de l'axe, au centre la croûte est épaisse de 6 km et de 2-3 km aux extrémités. d) la MBA modélisée reproduit la forme circulaire ("Bull's eye") observée au centre des segments, du centre vers les extrémités la variation de MBA est de -24 mGal.

### **III LES ANOMALIES MAGNETIQUES RESULTANT DU MODELE THERMIQUE.**

Le long des segments de dorsale lente, l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale est environ deux fois plus élevée en extrémités qu'en centre de segment. Plusieurs processus ont été proposés pour expliquer ces observations magnétiques axiales. La plupart de ces processus, et donc les anomalies magnétiques axiales, sont contrôlées par la structure thermique du segment. On a déterminé la structure thermique rendant compte des variations des caractéristiques géophysiques de surface que sont la MBA , la profondeur maximale des séismes et la structure crustale entre le centre et les extrémités d'un segment moyen de dorsale lente long de 50 km.

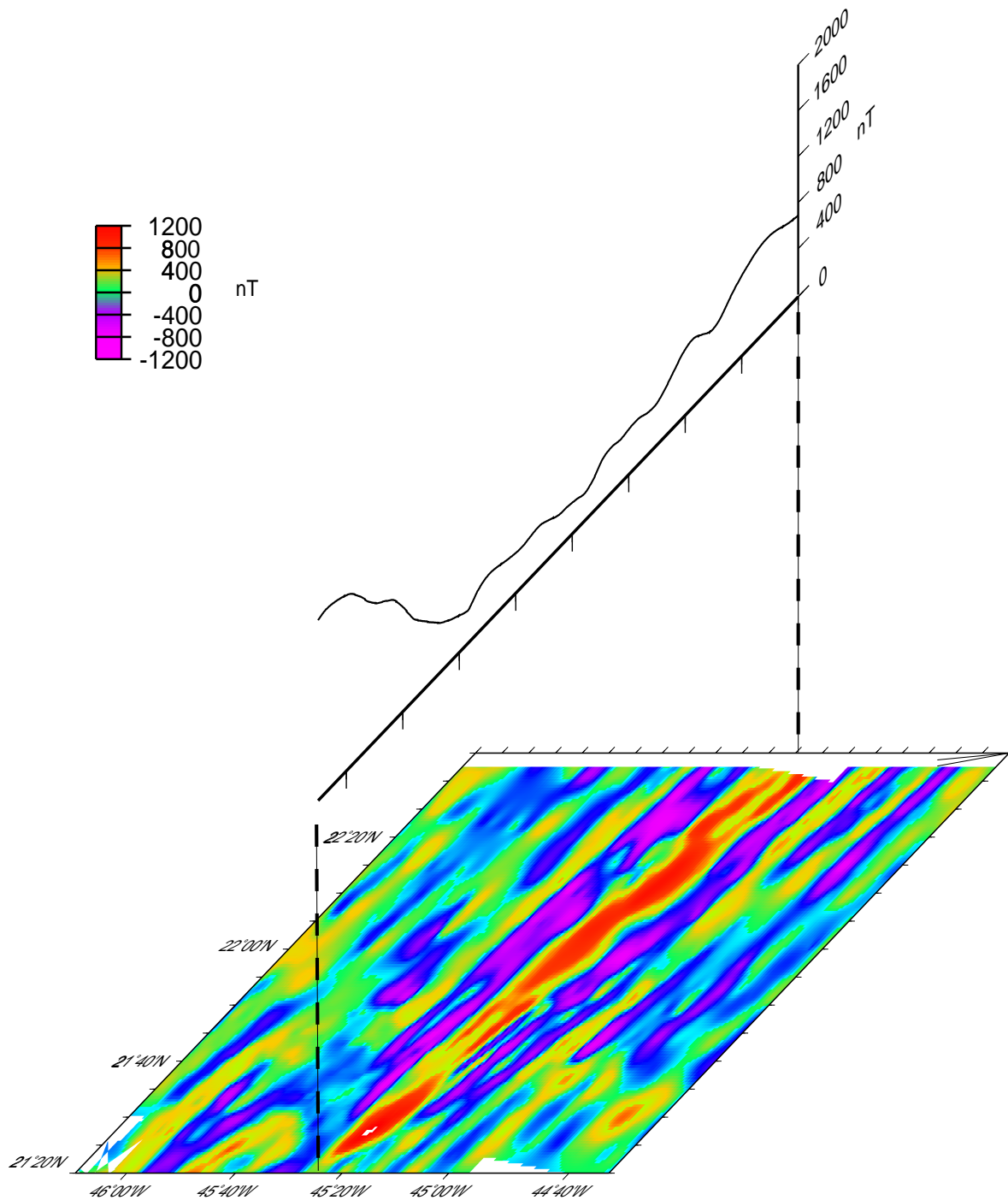
Pour que le modèle thermique soit cohérent, la structure thermique précédemment déterminée doit rendre compte des observations magnétiques axiales c'est à dire qu'elle doit permettre à un ou plusieurs de ces processus de reproduire la variation observée de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale. Inversement, ce modèle thermique peut permettre de quantifier l'effet de ces processus et de discriminer parmi ceux qui sont les plus susceptibles d'expliquer les observations.

#### **3.1 Les origines possibles de la variation d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale.**

##### **3.1.1 Nature de la variation.**

Les observations magnétiques menées le long de segments de la dorsale Médio-Atlantique (Grindlay et al., 1992; Pockalny et al., 1995; Weiland et al., 1996; Pariso et al., 1996; Ravilly et al., 1998) montrent systématiquement des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale deux à trois fois plus élevées en extrémités qu'en centre de segment. A titre d'exemple ce comportement apparaît clairement sur l'anomalie magnétique axiale du segment TAMMAR situé à 24°N dans la dorsale Médio-Atlantique (figure III.1).

L'origine de la variation axiale de l'amplitude de l'anomalie magnétique est encore mal comprise: plusieurs processus explicatifs différents sont proposés dans la littérature.



**Figure III.1:** L'amplitude de l'anomalie magnétique axiale le long du segment TAMMAR situé dans la dorsale Médio-Atlantique à 22°N. Au sud le segment est décalé de 40 km par rapport au segment voisin tandis qu'au nord il est parfaitement aligné avec son voisin.

### **3.1.2 Les processus explicatifs proposés.**

#### Altération à basse température due à la circulation hydrothermale

L'altération des basaltes extrusifs, due aux fractures et à la circulation hydrothermale, atténue l'aimantation des basaltes et l'amplitude des anomalies magnétiques en transformant la titanomagnétite en titanomaghémite (Rona, 1978 ; Wooldridge et al., 1990). Pour expliquer la variation axiale de l'amplitude de l'anomalie magnétique l'altération devrait être plus efficace au centre qu'aux extrémités, ce qui pourrait être lié à la densité et au rejet des failles. Cependant la distribution des failles le long du segment est encore controversée : certains auteurs (Shaw, 1992 ; Shaw et Lin, 1996; Carbotte et Macdonald, 1992) suggèrent une forte densité de failles étroites au centre et des failles plus larges et en moins grand nombre en extrémité, d'autres auteurs (Durand et al., 1995) affirment le contraire.

#### Variations de l'épaisseur de la couche aimantée liées à l'isotherme de Curie

Selon cette hypothèse, l'amincissement de la couche aimantée dû à la remontée des isothermes, et donc de celle correspondant à la température de Curie (notée par la suite isotherme de Curie), au centre du segment (Grindlay et al., 1992) y entraînerait une diminution de l'amplitude de l'anomalie magnétique. Le refroidissement de la croûte avec l'âge devrait effacer cette atténuation. L'étude magnétique menée par Pockalny et al. (1995) dans la zone MARK (20 -24°N) semble cependant indiquer que les variations d'amplitude sont maintenues hors-axe. L'étude de Pariso et al. (1996) entre 28° et 31°30'N aboutit aux mêmes conclusions. Cependant ces deux études ne concernent que quelques segments et ne permettent pas d'écarter définitivement ce processus.

#### Variation du contenu en fer et en titane le long du segment

Le fer et le titane sont deux éléments constitutifs de la titanomagnétite, principal minéral magnétique des basaltes extrusifs. L'augmentation de la concentration en fer-titane du centre vers les extrémités du segment se traduit par une augmentation de la concentration en titanomagnétite et donc de l'aimantation rémanente naturelle (notée par la suite ARN) des basaltes (Weiland et al., 1996). Cette augmentation de l'aimantation est susceptible d'expliquer les fortes amplitudes de l'anomalie magnétique observées en extrémités de



segment. La variation de la concentration en Fe-Ti des basaltes serait due à la variation du degré de différenciation magmatique le long du segment qui résulte d'une pression moyenne de fusion plus élevée en extrémités qu'en centre de segment (Niu et Batiza, 1994).

#### Présence de péridotites serpentinisées en extrémités de segment

Les affleurements de péridotites sont très fréquents près des zones de fracture et des discontinuités du second ordre (Juteau et al., 1990 ; Cannat et al., 1995 ; Gente et al., 1995). La serpentinisation des péridotites génère de la magnétite et entraînerait l'acquisition d'une aimantation qui serait responsable des amplitudes élevées en extrémités de segment. En présence d'eau la serpentinisation est possible si les températures sont suffisamment faibles (200-400°C, voir chapitre précédent).

Tous ces processus, excepté le premier, dépendent de la structure thermique du segment. On va donc évaluer quantitativement la contribution de chacun de ces processus à l'anomalie magnétique axiale afin de vérifier si un ou plusieurs de ces processus, et donc la structure thermique, peuvent rendre compte des observations magnétiques axiales. Pour cela les distributions des aimantations simulant les processus proposés sont calculées numériquement en 3D et les anomalies magnétiques axiales qui en découlent sont comparées aux observations.

### **3.2 Simulation des aimantations et des anomalies magnétiques**

Les roches de la croûte océanique et du manteau supérieur contiennent des minéraux magnétiques et possèdent généralement une aimantation. La distribution des aimantations dépend, d'une part, des propriétés magnétiques de chaque roche et de la structure pétrologique de la lithosphère et, d'autre part, de la structure thermique et de l'évolution thermique de la lithosphère.

### 3.2.1 Les différents types d'aimantation

On considère trois types d'aimantation.

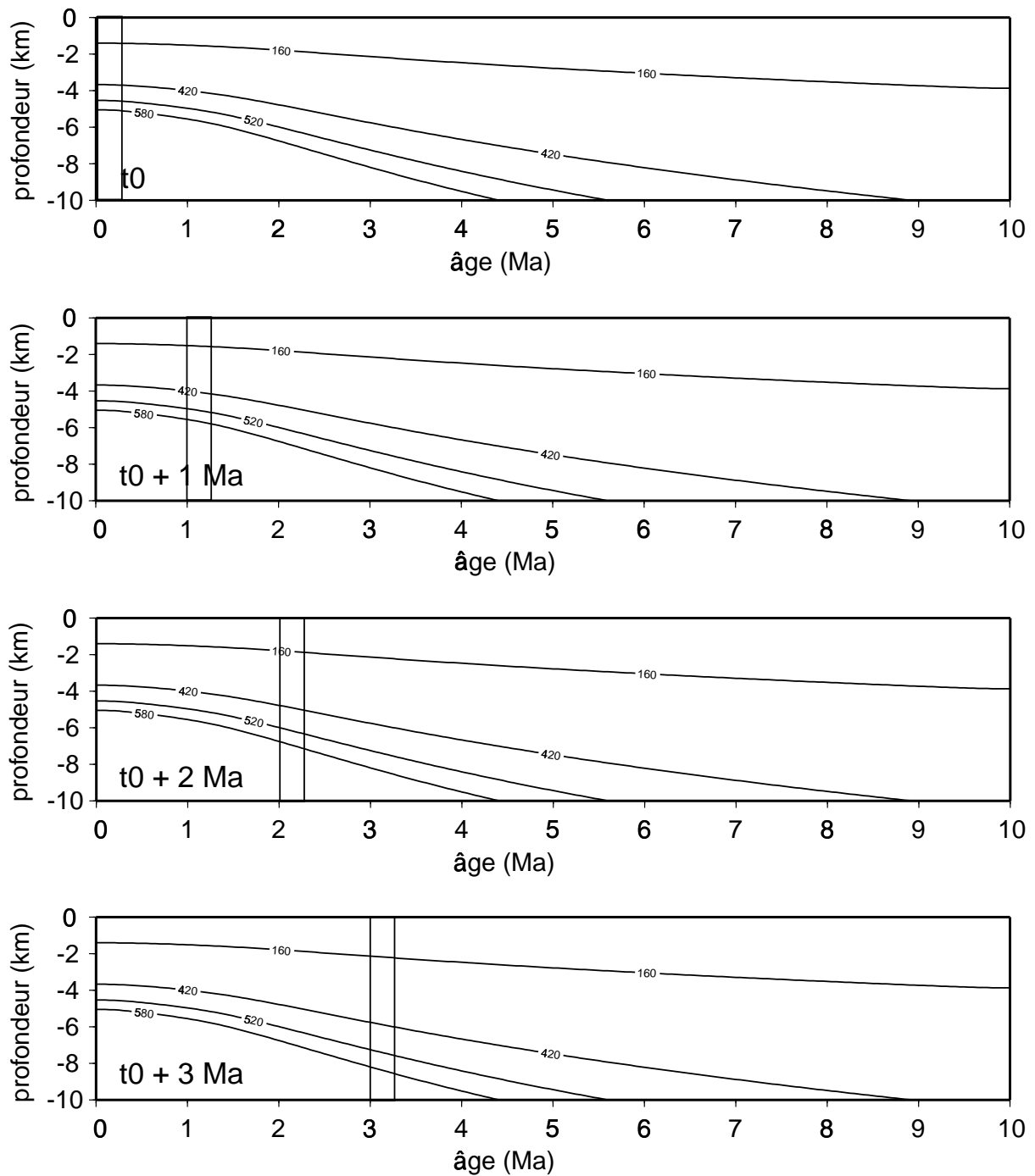
#### L'aimantation thermo-rémanente (ATR)

L'aimantation thermo-rémanente est acquise au cours du refroidissement des minéraux magnétiques sous leurs températures de blocage (ou températures de Curie). Les températures de blocage de la titanomagnétite et de la magnétite, minéraux magnétiques dominants des basaltes extrusifs d'une part, des autres roches océaniques d'autre part, sont comprises entre 160 et 420°C et entre 520 et 580°C, respectivement.

L'acquisition des aimantations thermo-rémanentes est calculée selon l'algorithme de Arkani-Hamed (1989) et de Dyment et Arkani-Hamed (1995) dans les 10 premiers km de profondeur de la boîte de calcul selon chaque section verticale perpendiculaire à l'axe de la dorsale. La lithosphère est divisée en couches fines de 200 m et, dans la direction perpendiculaire à l'axe, elle est subdivisée en colonnes larges de 500 m (voir chapitre II). La lithosphère est alors constituée d'éléments rectangulaires, chacun de ces éléments correspondant à une des lithologies considérées dans le modèle avec leurs propriétés magnétiques. L'algorithme de Dyment et Arkani-Hamed reconstitue l'histoire des acquisitions et éventuelles pertes (en cas de réchauffement) d'aimantation rémanente pour chaque élément de la lithosphère depuis sa mise en place à l'axe de la dorsale.

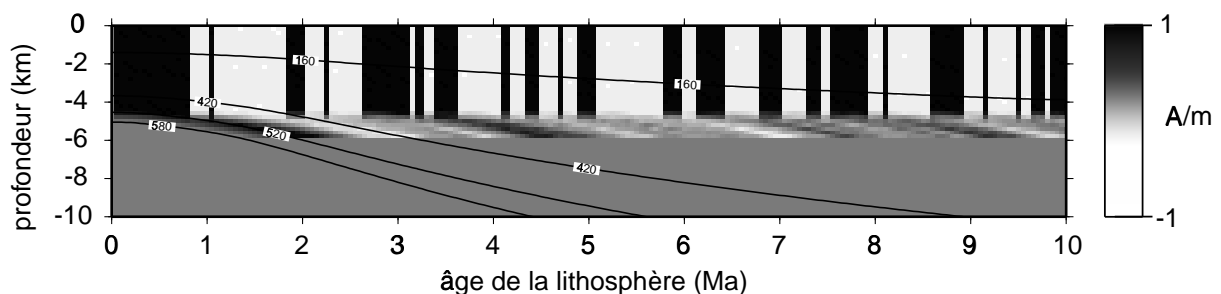
En s'éloignant de l'axe, chaque colonne lithosphérique traverse toute la gamme des températures du modèle d'évolution thermique, des plus élevées près de l'axe de la dorsale aux plus faibles au terme de son évolution (toutes les colonnes connaissent la même évolution thermique comme le modèle thermique est considéré stationnaire dans le temps) (figure III.2). Chaque élément constitutif de la colonne acquiert une aimantation une fois passé sous sa température de Curie. Afin de rendre compte de la gamme étendue des températures de blocage des différents grains de magnétite ou de titanomagnétite contenus dans une roche, on considère une répartition uniforme, faute de connaissance détaillée de cette répartition, des porteurs caractérisés par différentes températures de blocage de la gamme 520-580°C pour la magnétite et 160-420°C pour la titanomagnétite. Dès leur mise en place, les éléments situés au sommet de la colonne lithosphérique (profondeur inférieure à 4 km) présentent des températures inférieures à celles de leurs températures de blocage. Ces éléments acquièrent

alors immédiatement une aimantation parallèle à la direction du champ géomagnétique existant à l'époque de leur mise en place (figure III.2).



**Figure III.2:** Acquisition de l'aimantation par une colonne de lithosphère au cours de son éloignement de l'axe de la dorsale selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale. Les traits noirs représentent les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C). La colonne de lithosphère est représentée à différentes étapes de son éloignement: de haut en bas, à t0 lors de sa mise en place à l'axe, à t0 + 1Ma, à t0 + 2 Ma et à t0 + 3 Ma.

La succession des inversions du champ géomagnétique au cours du temps détermine l'acquisition d'une aimantation thermo-rémanente normale ou inverse. Au final la distribution des aimantations au sein de la lithosphère correspond à l'alternance de blocs aimantés de direction normale et inverse, conforme au modèle de Vine et Matthews (1963) (figure III.3). L'acquisition de l'aimantation par les éléments de la colonne situés en profondeur (entre 4 km et 6 km) est plus complexe. Ces éléments présentent des températures supérieures à celles de leurs températures de blocage lors de leur mise en place. L'aimantation est acquise plus tardivement, hors-axe, lorsque ces éléments ont suffisamment refroidi. L'acquisition de l'aimantation est détaillée dans le cas d'un élément porteur de magnétite. En s'éloignant de l'axe, cet élément traverse d'abord l'isotherme 580°C, et la fraction de magnétite caractérisée par une température de blocage de 580°C acquiert alors une aimantation parallèle à la direction du champ géomagnétique ambiant. En continuant à s'éloigner de l'axe, cet élément continue à refroidir et traverse les isothermes comprises entre 580 et 520°C. Durant ce refroidissement, plusieurs inversions du champ géomagnétique ont pu avoir lieu, et les différentes fractions de magnétite caractérisée chacune par températures de blocage comprises entre 520 et 580°C ont acquis des aimantations alternativement normales et inverses. L'aimantation totale portée par l'élément considéré est la moyenne des aimantations acquises par les différentes fractions de magnétite. S'il n'y a pas eu d'inversions, toutes les fractions de magnétite ont acquis une aimantation de même direction et l'intensité d'aimantation de l'élément est maximale. Le délai pour acquérir la première aimantation et la durée pour acquérir toutes les aimantations croissent avec la profondeur, comme le montrent la forme et l'écartement des isothermes. Par conséquent, l'aimantation de la lithosphère en profondeur forme des sortes de "traînes" s'écartant de l'axe de la dorsale et devenant de plus en plus diffuses avec la profondeur (figure III.3).



**Figure III.3:** Distribution des aimantations thermo-rémanentes acquises par la lithosphère au bout de 10 Ma selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentées en traits noirs. L'aimantation est normalisée à 1 A/m.

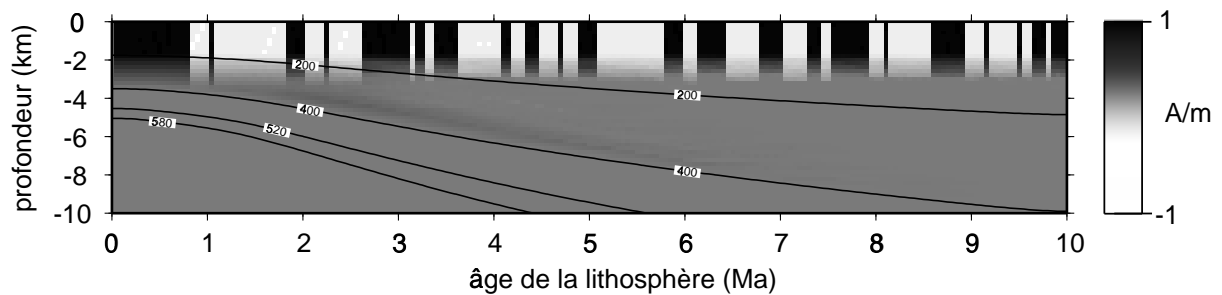
L'algorithme permet également de considérer les conséquences d'un éventuel réchauffement sur des éléments aimantés de la lithosphère. Un tel élément peut voir sa température remonter au point d'atteindre la gamme des températures de blocage de son principal minéral magnétique. Dans ce cas les fractions de magnétite ou de titanomagnétite dont les températures de blocage sont inférieures à la température atteinte perdent leur aimantation. Par la suite, lors d'un nouveau refroidissement sous leurs températures de blocage, ces fractions acquièrent de nouveau une aimantation thermo-rémanente dont la direction est parallèle à celle du champ magnétique existant alors.

### L'aimantation chimique rémanente (ACR)

La magnétite contenue dans les roches riches en olivine est généralement le produit de la serpentinisation à basse température de l'olivine. Comme la serpentinisation se déroule à des températures plus faibles que les températures de Curie de la magnétite, les péridotites acquièrent une aimantation chimique rémanente au fur et à mesure que la serpentinisation progresse (lorsque la température de la lithosphère refroidit progressivement de 400 à 200°C en présence d'eau).

La distribution des aimantations chimique rémanentes est calculée selon l'algorithme de Dyment et al. (1997). L'acquisition de l'aimantation est calculée selon chaque plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale dans les 10 premiers km de profondeur de la boîte de calcul. Une colonne de lithosphère mise en place à l'axe de la dorsale acquiert son aimantation au cours de son éloignement de l'axe lorsque les températures refroidissent de 400 à 200°C, le processus de serpentinisation s'accompagnant de la formation de magnétite (initialement dans ce modèle l'eau est supposée présente partout, la serpentinisation peut donc se poursuivre hors-axe). On considère que la quantité de magnétite créée au cours du processus de serpentinisation dépend du degré d'avancement du processus: elle varie linéairement en fonction de la température, passant de 0% à 400°C jusqu'à 100% à 200°C. Dès sa création, chaque fraction de magnétite acquiert une aimantation parallèle à la direction du champ magnétique ambiant, sa température étant inférieure à la gamme des températures de blocage. Au cours du refroidissement plusieurs inversions du champ géomagnétique ont pu avoir lieu et dans ce cas l'aimantation totale de la roche est une moyenne de l'ensemble des aimantations acquises (positive ou négative) par l'ensemble des minéraux de magnétite (figure III.4). Remarquons que les éléments de la colonne de lithosphère proches de la surface

possèdent des températures inférieures à 200°C dès leur mise en place à l'axe de la dorsale, ils acquièrent donc leurs aimantations immédiatement à l'axe.



**Figure III.4:** Distribution des aimantations chimiques rémanentes acquises par la lithosphère au bout de 10 Ma selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale. Les isothermes de Curie de la magnétite (520-580°C) ainsi que les isothermes correspondant aux températures contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentées en traits noirs. L'aimantation est normalisée à 1 A/m.

Les autres aimantations rémanentes sont négligeables par rapport aux aimantations thermo-rémanente et chimique rémanente.

Les valeurs des aimantations mesurées sur les échantillons de roches correspondent aux aimantations rémanentes naturelles (ARN), valeurs ajoutées de l'ensemble des aimantations rémanentes susceptibles d'exister dans les roches. Comme dans notre modèle seules les aimantations thermo-rémanente et chimique rémanente sont considérées, les aimantations rémanentes naturelles mesurées représentent les valeurs maximales de l'un ou l'autre de ces deux types d'aimantation rémanente, selon le type de roche.

#### L'aimantation induite.

L'aimantation induite par le champ géomagnétique actuel peut apporter une contribution non négligeable aux anomalies magnétiques marines si l'on s'écarte du traditionnel modèle de couches horizontales. L'aimantation induite, parallèle au champ magnétique actuel, s'écrit

$$A_i = K \cdot H = M/Q \quad (1)$$

où K est la susceptibilité de la roche, H l'intensité du champ magnétique, M l'aimantation rémanente naturelle et Q le coefficient de Koenigsberger.

L'intensité de l'aimantation induite dépend également de la température (e.g Pozzi and Dubuisson, 1992). La susceptibilité magnétique augmente progressivement avec la

température, atteint un pic (environ deux fois sa valeur initiale) à des températures immédiatement inférieures à la température de Curie (pic de Hopkinson) puis chute brutalement à 0 à la température de Curie. L'aimantation induite devient

$$A_i = \chi(T) * M/Q \quad (2)$$

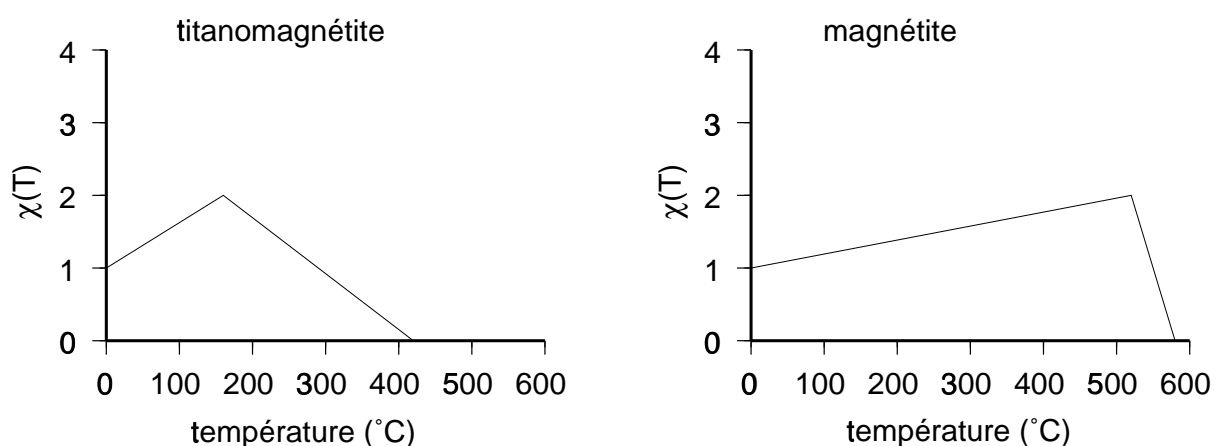
avec la susceptibilité magnétique  $\chi$  normalisée à 1

$$\chi(T) = K(T)/K(T_0) \quad (3)$$

où T est la température de la roche et  $T_0$  la température ambiante du laboratoire ( $\sim 20^\circ\text{C}$ ).

Dans l'équation (2), seul le coefficient de Koenigsberger dépend du type de la roche.

La distribution des aimantations induites est calculée à partir de la structure thermique finale. Chaque élément de la lithosphère dont la température est inférieure à sa température de Curie porte une aimantation induite dont la direction est parallèle à celle du champ géomagnétique actuel. Pour simuler la dépendance de l'aimantation induite à la température décrite par Pozzi et Dubuisson (1992) je suppose que, pour chaque roche porteuse de magnétite ou de titanomagnétite, la susceptibilité magnétique  $\chi$  normalisée à 1 double en suivant une droite entre  $0^\circ\text{C}$  et la borne inférieure de la gamme des températures de Curie puis diminue linéairement jusqu'à 0 à la borne supérieure (figure III.5).



**Figure III.5:** Susceptibilité magnétique  $\chi$  normalisée à 1 en fonction de la température pour la titanomagnétite et la magnétite.

### 3.2.2 Les différents types de roches et leurs propriétés magnétiques

La croûte océanique est constituée de basaltes (extrusifs et intrusifs) et de gabbros. Nous considérons deux types de gabbros aux propriétés magnétiques différentes: les ferrogabbros riches en Fe-Ti et les gabbros à olivine. La proportion des ferrogabbros est en général faible, ils constituent en moyenne 10% de l'ensemble des gabbros dragués le long des dorsales océaniques (Bonatti et Honnorez, 1976; Auzende et al., 1989). Dans le manteau superficiel, les péridotites serpentinisées portent une aimantation non négligeable et pourraient contribuer aux anomalies magnétiques (Arkani-Hamed, 1988; Nazarova, 1994; Dyment et al., 1997). Le tableau III.1 résume les propriétés magnétiques de chaque lithologie.

	<b>Basalte extrusif</b>	<b>Basalte intrusif</b>	<b>Ferrogabbro</b>	<b>Gabbro à olivine</b>	<b>Péridotite</b>
<b>Type d'aimantation</b>	TRM	TRM	TRM	Serpentinisation	Serpentinisation
<b>Minéraux magnétiques</b>	Tm	M	M	M	M
<b>T<sub>Curie</sub></b>	160-420°C	520-580°C	520-580°C	520-580°C	520-580°C
<b>T<sub>acquisition</sub> première aimantation</b>	160-420°C	520-580°C	520-580°C	200-400°C	200-400°C
<b>Facteur d'augmentation de l'aimantation</b>	2 à 3	2 à 3	2 à 3		
<b>Aimantation maximale (centre de segment)</b>	10 A/m	0,5 A/m	16 A/m	0 à 1 A/m	0 à 7±3 A/m
<b>Q (Coefficient de Koenigsberger)</b>	8	8	8	8	0,5 à 2

**Tableau III.1:** Propriétés magnétiques des différentes lithologies considérées.  
Les minéraux magnétiques sont notés Tm pour la titanomagnétite et M pour la magnétite.



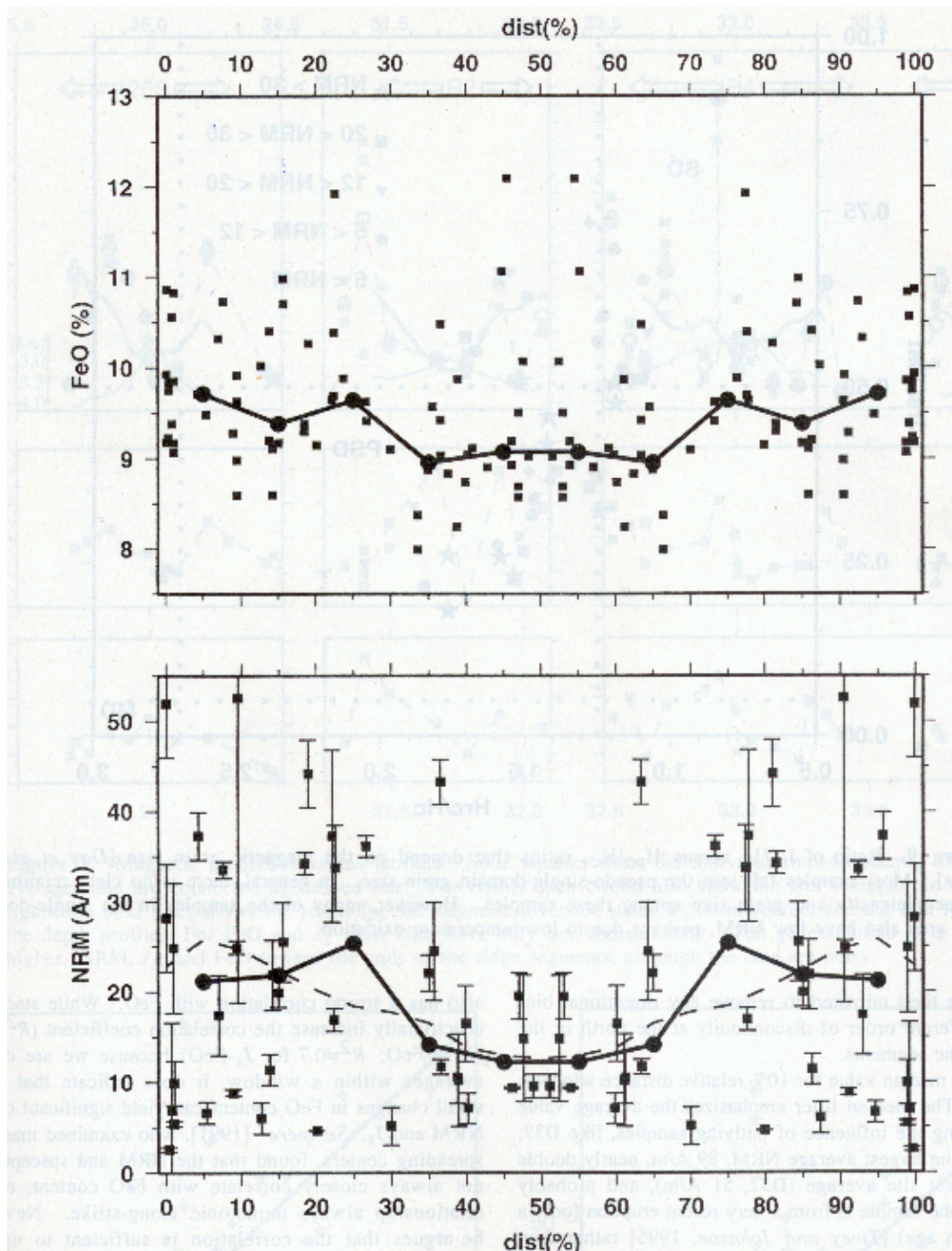
## Les basaltes

Dans notre modèle nous avons adopté une croûte de référence de 6 km d'épaisseur totale (au centre du segment). La couche des basaltes extrusifs est épaisse de 0,5 km et celle des basaltes intrusifs de 1,5 km. Les basaltes extrusifs et intrusifs, dont les minéraux magnétiques dominants sont respectivement la titanomagnétite et la magnétite, acquièrent une aimantation thermo-rémanente et portent une aimantation induite.

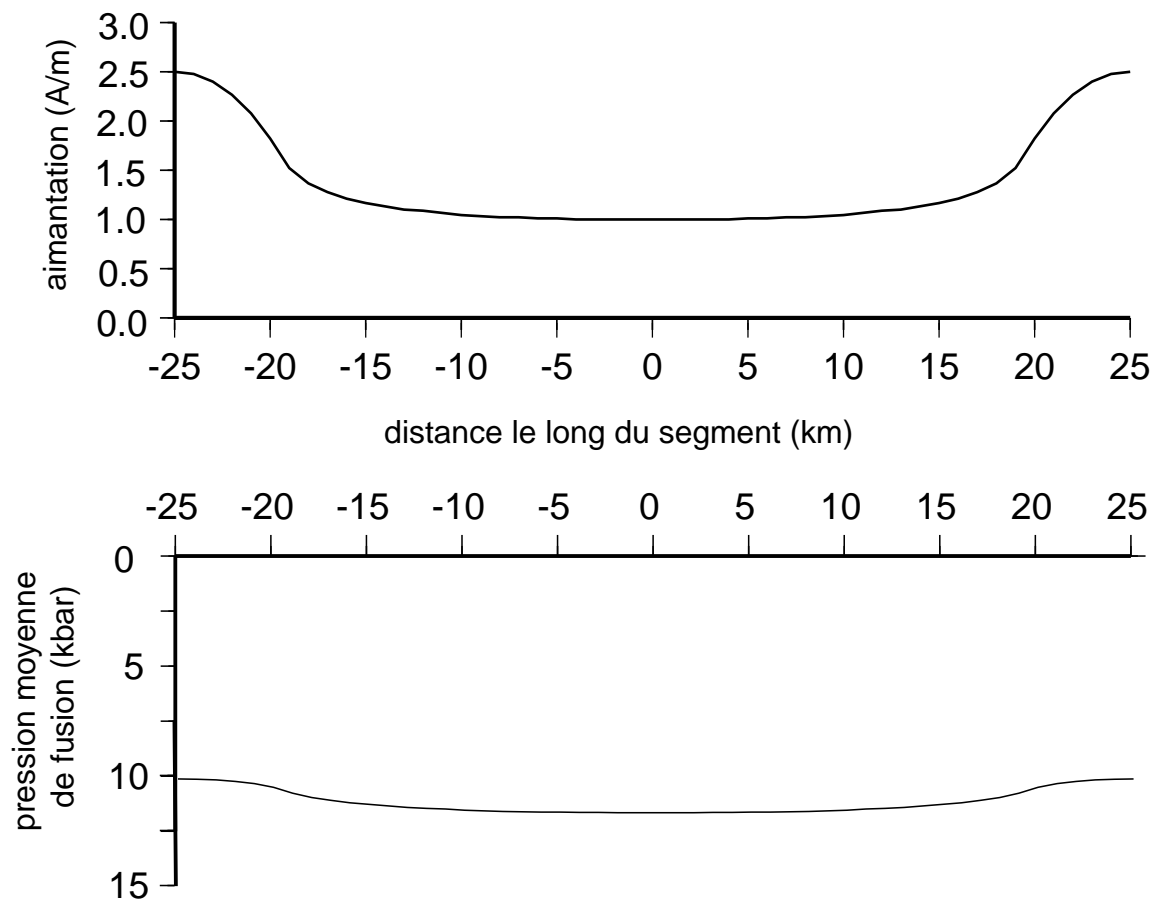
Les aimantations naturelles rémanentes mesurées sur des échantillons récents de basalte présentent une décroissance avec l'âge de l'échantillon, d'environ 10 A/m à l'axe à des valeurs de 0 à 4 A/m après 10 Ma (Macdonald, 1977; Bleil et Petersen, 1983; Johnson et Pariso, 1993). Cette diminution provient de l'oxydation à basse température de la titanomagnétite en titanomaghémite (Irving, 1970; Marshall et Cox, 1971). Cette décroissance se rapproche d'une décroissance exponentielle dont le temps caractéristique serait de 5 Ma (Raymond et Labrecque, 1987; Pockalny et al., 1995). Nous retenons ici une telle décroissance exponentielle pour les basaltes extrusifs, où la valeur maximale de l'aimantation thermo-rémanente (assimilée à l'ARN) passe progressivement de 10 A/m à l'axe à 2 A/m à 10 Ma. Pour les basaltes intrusifs on adopte une aimantation thermo-rémanente maximale de 0,5 A/m (e.g. Dyment et al., 1997).

L'ARN des basaltes peut présenter également des variations le long de l'axe. Les mesures sur des échantillons de basalte dragués long de 4 segments de la dorsale Médio-Atlantique à 26°S et 31-35°S (Weiland et al., 1996) (figure III.6) et à l'extrémité nord du propagateur situé à 19°S dans le bassin Nord Fidjien produisent des valeurs de l'ARN augmentant d'un facteur 2 à 3 du centre des segments vers leurs extrémités (Horen et Fleutelot, 1998). Cette augmentation est attribuée à l'enrichissement des basaltes en Fe-Ti aux extrémités du segment, comme le montrent les mesures pétrologiques, et est une conséquence d'un plus haut degré de différenciation magmatique résultant de pression de fusion plus élevée en extrémité qu'en centre de segment. L'effet de la variation de la concentration en Fe-Ti est simulé en supposant que l'aimantation rémanente maximale des basaltes est proportionnelle à la pression moyenne de fusion (figure III.7), déduite de la profondeur moyenne de la zone de fusion (la pression augmente avec la profondeur à raison de 3,2 kbar/km environ). La profondeur moyenne de la zone de fusion est la moyenne entre la profondeur à laquelle apparaît la première goutte de liquide (à la base de la zone de fusion) et la profondeur à laquelle la dernière goutte se forme (au toit de la zone de fusion). Pour simuler l'effet moyen de la variation de la concentration en Fe-Ti, on a fait varier l'aimantation rémanente maximale

d'un facteur 2,5 du centre vers les extrémités du segment. L'aimantation des basaltes extrusifs s'accroît de 10 à 25 A/m du centre des segments vers les extrémités (de 0,5 à 1,25 A/m pour les basaltes intrusifs), ce qui correspond à une augmentation d'environ 1% de la concentration en FeO (de 9 à 10%) (Weiland et al., 1996).



**Figure III.6:** En haut, variation de la concentration en Fe-Ti des basaltes dragués le long des segments situés à 26°S et 31-35°S et, en bas, l'aimantation naturelle rémanente (NRM Natural Remanent Magnetization) de ces mêmes échantillons en fonction de leur position relative le long des segments (d'après Weiland et al., 1996). Les cercles noirs représentent la valeur moyenne de la concentration en Fe-Ti et de l'aimantation naturelle rémanente à l'intérieur de fenêtres larges de 10%.



**Figure III.7:** Variation de l'aimantation des basaltes le long du segment (en haut) normalisée à 1 au centre du segment et variation de la pression moyenne de fusion le long du segment (en bas). Du centre vers les extrémités du segment l'aimantation est proportionnelle à la pression moyenne de fusion le long de l'axe. L'aimantation devient 2,5 fois plus forte aux extrémités qu'au centre.

Les mesures magnétiques sur échantillons de basalte (Wooldridge et al., 1992; Weiland et al., 1996) montrent systématiquement des coefficients de Koenigsberger élevés avec une valeur moyenne de 8, indiquant que l'aimantation induite est négligeable.

### Les gabbros

La couche des gabbros est située sous les basaltes, dans notre modèle elle est supposée épaisse de 4 km au centre du segment en accord avec les valeurs suggérées par les levés de sismique réfraction effectués au centre de plusieurs segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 34°N et 36°N (Canales et al., 2000).

Les ferrogabbros, riches en magnétite, acquièrent une aimantation thermo-rémanente selon le même mécanisme que les basaltes et portent une aimantation induite. Nous fixons

l'aimantation rémanente des ferrogabbros à 16 A/m, valeur mesurée sur des échantillons provenant du puits ODP 735B sur la dorsale Sud-Ouest Indienne (Pariso et Johnson, 1993).

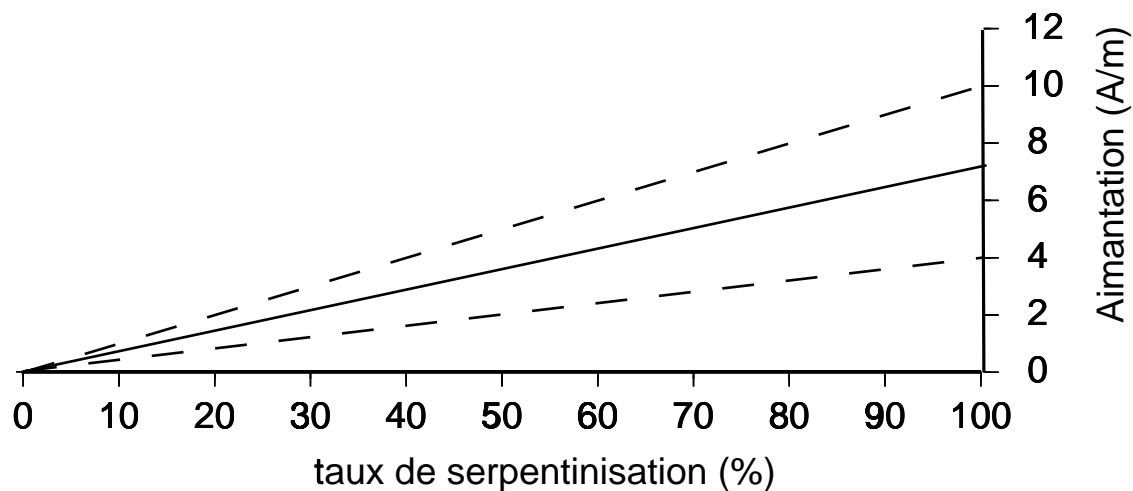
La proportion de ferrogabbros semble augmenter vers les extrémités du segment. Les gabbros forés dans le puits ODP 735B, situé près d'une zone de fracture, sont constitués de 25% de ferrogabbros, soit 2 à 3 fois plus que dans la croûte océanique normale. Nous considérons une telle variation en appliquant un facteur 2,5 à la proportion de ferrogabbros entre centre et extrémités du segment, ce qui revient à appliquer ce facteur à l'aimantation des ferrogabbros de la même façon que pour les basaltes.

Les gabbros à olivine portent une aimantation induite et acquièrent une aimantation chimique rémanente suite à la formation de magnétite due à l'altération par l'eau de mer des cristaux de pyroxènes et d'olivine (Stakes et al., 1991; Vanko et Stakes, 1991). L'aimantation rémanente des gabbros à olivine augmente avec le taux d'altération: nous considérons que l'aimantation rémanente maximale varie linéairement de 0 à 1 A/m, selon les mesures effectuées sur des gabbros à olivine soit dragués le long de la dorsale Médio-Atlantique (Kent et al., 1978), soit forés sur la dorsale Sud-Ouest Indienne (Pariso et Johnson, 1993).

L'aimantation induite portée par les deux types de gabbros est très faible: les mesures montrent des coefficients de Koenigsberger élevés avec une valeur moyenne de 8 (Kent et al., 1978; Pariso et Johnson, 1993; Gee et al., 1997).

### Les péridotites

Les péridotites acquièrent également une aimantation chimique rémanente et portent une aimantation induite suite à leur altération par serpentisation. Les mesures sur échantillons (Bina et Henry, 1990) du site ODP 670 (20°-24°N) suggèrent que la quantité de magnétite et les propriétés magnétiques (susceptibilité et ARN) augmentent linéairement avec le taux de serpentisation des péridotites serpentinisées. L'ARN est négligeable pour les péridotites non serpentinisées et atteint  $7 \pm 3$  A/m (Oufi et al., 2002) pour les péridotites entièrement serpentinisées (figure III.8), comme l'indiquent les échantillons des sites ODP 895 (situé près du Hess Deep) et 920 (situé sur l'axe de la dorsale Médio-Atlantique). Ces échantillons sont les péridotites serpentinisées les plus représentatives de la croûte océanique (Oufi et al., 2002). J'ai donc adopté une valeur de 7 A/m pour l'ARN des péridotites entièrement serpentinisées.



**Figure III.8:** La droite utilisée dans notre modèle pour simuler la relation entre taux de serpentinisation et aimantation des péridotites serpentinisées. La droite moyenne est représentée en trait plein et les bornes inférieure et supérieure de cette droite en tiret.

Les mesures effectuées sur des échantillons de péridotite serpentinisée provenant de sites ODP et DSDP dans l'Atlantique Nord montrent des coefficients de Koenigsberger  $Q$  faibles et très variables (Bina et Henry, 1990; Nazarova, 1994; Oufi et al., 2002). Les échantillons de sites situés hors-axe sont fortement altérés et montrent des valeurs du coefficient  $Q$  généralement plus faibles que 1. Par contre les échantillons des sites ODP 670 et 920, situés sur l'axe de la dorsale, montrent des coefficients  $Q$  variant de 0.5 à 2 avec une moyenne de 1 (Bina et Henry, 1990; Oufi et al., 2002). J'ai donc adopté une valeur de 1 pour le coefficient de Koenigsberger des péridotites serpentinisées: l'aimantation induite portée par ces péridotites serpentinisées est comparable à leur aimantation rémanente.

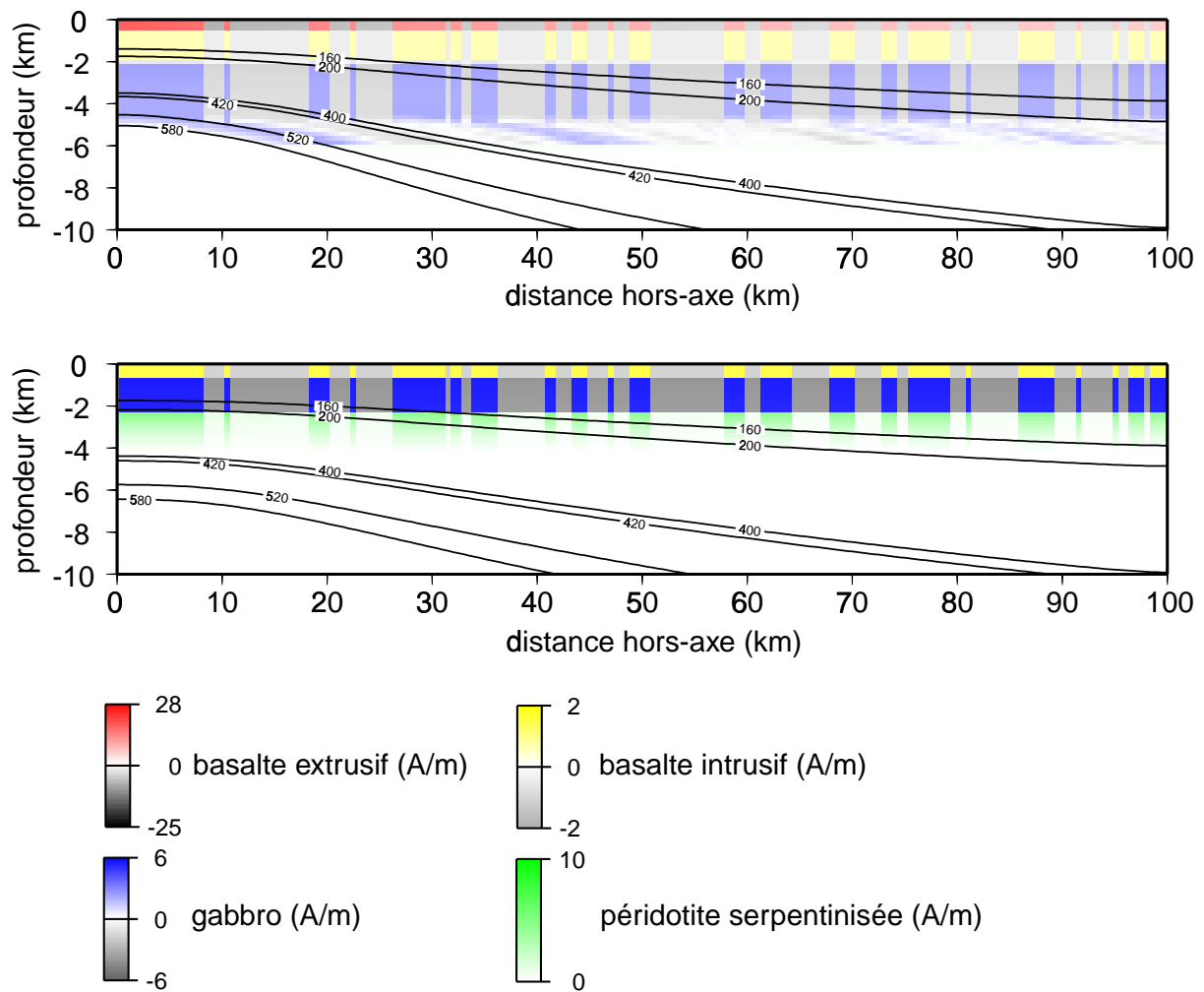
### 3.2.3 La distribution des aimantations

#### En centre de segment

A titre d'exemple, la distribution des aimantations résultantes est détaillée dans le plan vertical passant par le centre du segment dans le cas de l'un des modèles testés. Dans ce modèle, l'augmentation de l'aimantation vers les extrémités du segment découlant de la variation de concentration en Fe-Ti le long du segment est prise en compte au sein des

basaltes et des ferrogabbros, et les gabbros à olivine et les péridotites serpentinisées peuvent porter une aimantation.

Dans la section verticale passant par le centre du segment, seuls les basaltes et les gabbros présentent des aimantations (figure III.9), les conditions de température dans la région axiale interdisant l'acquisition d'aimantation par les péridotites. L'acquisition d'une aimantation par les péridotites dépend de la serpentinisation. Comme on a considéré que l'eau pénètre préférentiellement à l'axe (voir chapitre II) le processus de serpentinisation des péridotites se déroule à l'axe, entre la surface et l'isotherme 400°C (voir chapitre II). Comme dans la région axiale en centre de segment les péridotites présentent toutes des températures supérieures à 400°C, elles ne subissent pas de serpentinisation et ne peuvent acquérir d'aimantation. Dès leur mise en place les basaltes présentent des températures inférieures à la gamme des températures de Curie de la titanomagnétite (pour les basaltes extrusifs) et de la magnétite (pour les basaltes intrusifs). Les basaltes acquièrent alors toute leur aimantation à l'axe. L'expansion océanique déplace ensuite dans la région hors-axe ces roches nouvellement aimantées. L'aimantation des basaltes extrusifs décroît quand on s'éloigne de l'axe selon la loi que l'on s'est imposée pour simuler l'altération de la titanomagnétite en titanomagnhémite au cours du temps. Dès leur mise en place à l'axe les ferrogabbros les moins profonds (profondeur inférieure à 5 km) ont des températures inférieures à la gamme des températures de Curie de la magnétite (520-580°C). Ces ferrogabbros acquièrent donc aussi toute leur aimantation à l'axe. Par contre les ferrogabbros plus profonds (profondeur supérieure à 5 km) ont des températures supérieures aux températures de Curie de la magnétite, ils acquièrent alors leur aimantation avec retard dans la région hors-axe, une fois qu'ils ont suffisamment refroidi. Comme pour les péridotites serpentinisées, les gabbros à olivine acquièrent une aimantation chimique rémanente suite au processus de serpentinisation. A l'axe l'isotherme 400°C atteint une profondeur de 3,5 km environ, les gabbros à olivine situés au-dessus subissent alors le processus de serpentinisation et acquièrent une aimantation. La décroissance progressive du taux de serpentinisation des gabbros à olivine de la surface à la profondeur de l'isotherme 400°C induit une diminution de l'aimantation chimique rémanente, leur aimantation passant de 0,5 A/m environ à 2 km de profondeur à 0 A/m à la profondeur de l'isotherme 400°C.



**Figure III.9:** Aimantations des basaltes (avec la variation de la concentration en Fe-Ti), des gabbros et des péridotites serpentinisées.

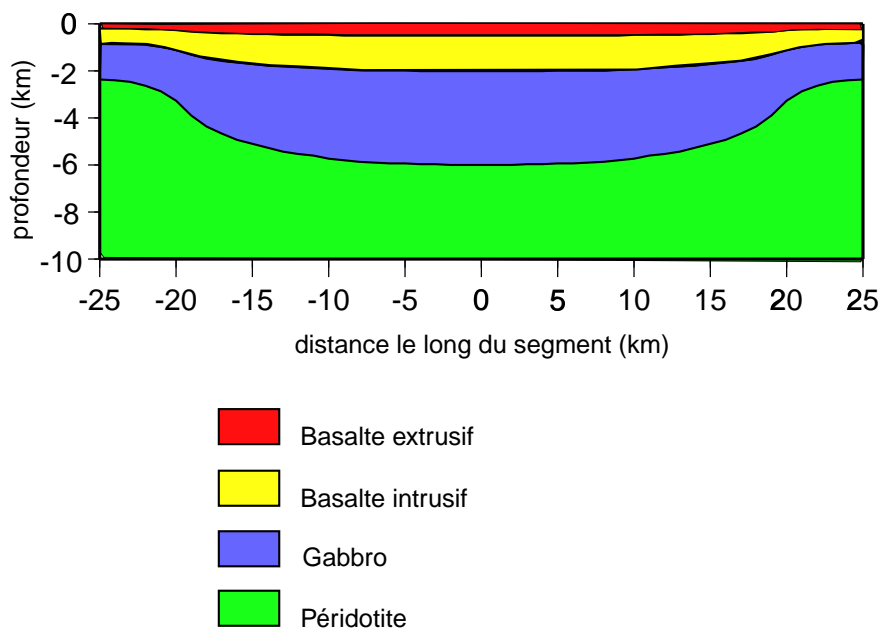
La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positives des basaltes extrusifs est représentée en rouge, celle des basaltes intrusifs en jaune, celle des gabbros en bleu et celle des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) ainsi que les isothermes contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentés en trait noir.

Les aimantations induites des basaltes, des ferrogabbros et des gabbros à olivine est négligeable par rapport à leurs composantes rémanentes (8 fois plus faibles).

#### Variations de la distribution des aimantations le long du segment.

Les variations le long de l'axe des structures pétrologique et thermique génèrent des changements dans la distribution des aimantations. Nous supposons une structure pétrologique simple, où l'épaisseur de chaque niveau lithologique reste toujours proportionnel à l'épaisseur totale de la croûte (figure III.10). Les isothermes plus profondes combinées à

l'amincissement crustal aux extrémités du segment entraînent une épaisse couche de péridotites serpentinisées aux dépens des autres couches.



**Figure III.10:** La structure lithologique de la croûte et du manteau (coupe verticale le long du segment).

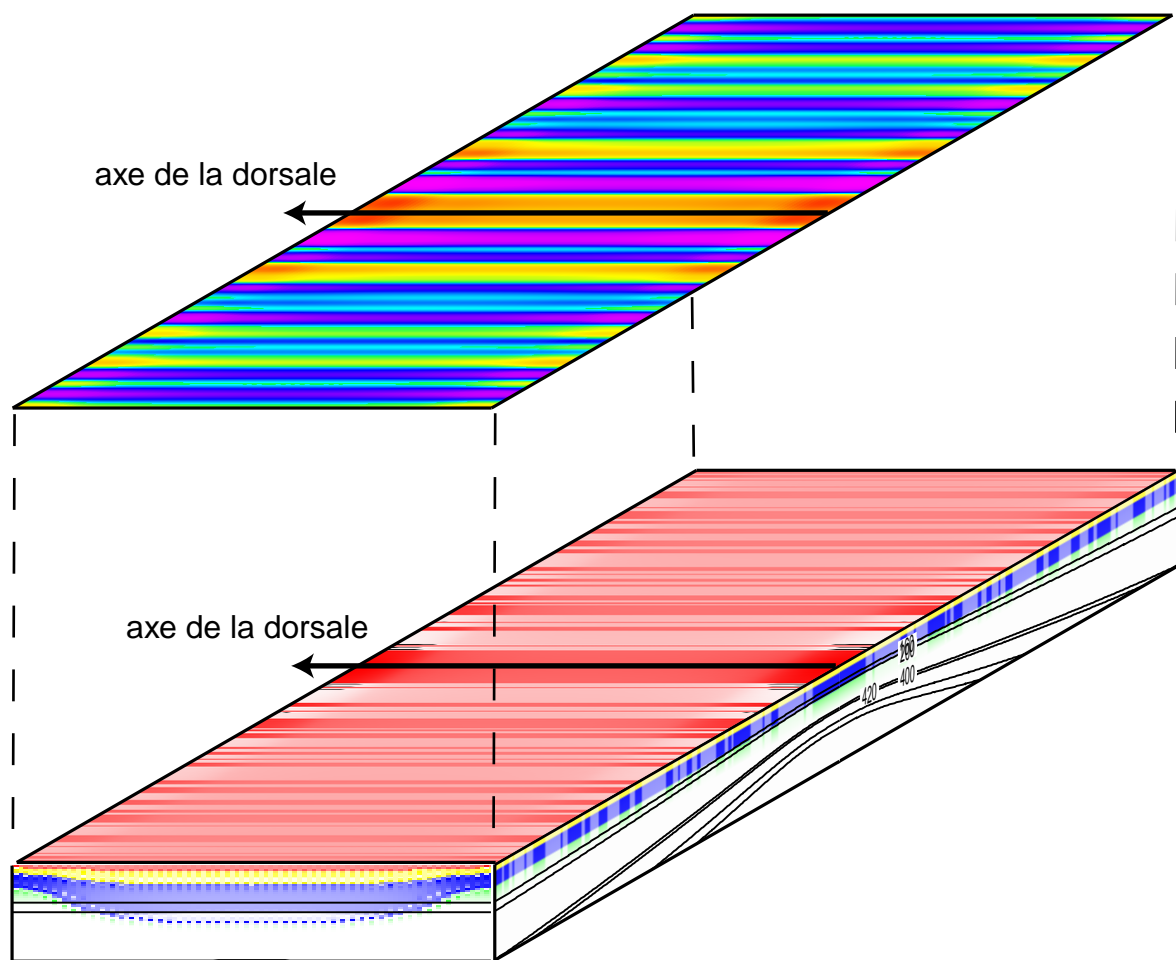
La mise en place des péridotites serpentinisées est simulée de façon simple, la serpentinitisation et donc l'acquisition de l'aimantation ont lieu uniquement à l'axe. La distribution des aimantations reproduit fidèlement l'alternance des blocs aimantés normaux et inverses du modèle de Vine et Matthews (1963). La forme du signal simulé est alors aussi précise que celle du signal associé aux basaltes. Ce modèle simplifié ne permet donc pas de reproduire la forme floue du signal magnétique associé aux péridotites serpentinisées. Les observations magnétiques effectuées en extrémités de segment montrent en effet une anomalie magnétique axiale floue et grossière, reflet de la mise en place complexe et progressive des péridotites serpentinisées dans la région axiale, par opposition à celle observée, nette et précise, en centre de segment. Par contre ce modèle de mise en place permet de simuler correctement l'amplitude de ce signal, chose qui nous intéresse ici.

L'aimantation chimique rémanente des péridotites serpentinisées diminue progressivement avec la profondeur du fait de la décroissance progressive du taux de serpentinitisation de ces roches de la surface à la profondeur de l'isotherme 400°C. L'aimantation induite au sein des péridotites serpentinisées présente une intensité équivalente à celle de la composante chimique rémanente. Les péridotites serpentinisées mises en place en période normale présentent alors une aimantation totale double de sa composante rémanente



(figure III.9). Par contre, au sein des péridotites serpentinisées qui ont acquis leur aimantation rémanente lors d'une période inverse, l'aimantation induite, de signe opposé, annule la composante rémanente. L'aimantation totale de ces péridotites serpentinisées est alors pratiquement nulle (figure III.9).

Les basaltes et les ferrogabbros présentent sensiblement la même distribution des aimantations qu'en centre de segment excepté que leurs aimantations thermo-rémanentes sont 2,5 fois plus élevées afin de tenir compte de l'augmentation de la concentration en Fe-Ti (figure III.9).



**Figure III.11:** La distribution des aimantations (précédemment décrite) acquises au sein de la boîte de calcul (en bas) et les anomalies magnétiques qui en découlent (en haut).

### **3.2.4 Calcul des amplitudes de l'anomalie magnétique.**

Les amplitudes des anomalies magnétiques sont calculées à partir de la distribution des aimantations en utilisant la méthode spectrale de Blakely (1996). Les contributions de chaque couche individuelle épaisse de 200 m sont ajoutées. Les anomalies sont calculées au pôle sur une période de 10 Ma des deux côtés de l'axe de la dorsale. Sur la figure III.11 est représentée la carte des anomalies magnétiques découlant de la distribution des aimantations qui vient d'être décrite.

## **3.3 Résultats**

### **3.3.1 Les basaltes et ferrogabbros aimantés**

Dans un premier temps on suppose que seuls les basaltes portent une aimantation thermo-rémanente et induite. L'éventuelle augmentation de l'aimantation vers les extrémités du segment due à la variation de concentration en Fe-Ti n'est pas considérée. Dans ce cas, les roches présentent une aimantation constante le long d'une isochrone et les variations d'amplitude des anomalies magnétiques ne reflètent que les variations d'épaisseur de la couche aimantée.

Dans la direction parallèle à l'axe de la dorsale la couche des basaltes aimantés s'amincit de 2 à 0,5 km (figure III.12). Sur la figure III.13 sont représentées, à gauche, les anomalies magnétiques simulées découlant de la distribution des aimantations et à droite la distribution des aimantations le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale et les profils magnétiques qui en découlent. Ces trois sections sont situées le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. Dans les modèles suivants testés les profils magnétiques seront montrés le long des mêmes isochrones.

Dans la région axiale les isothermes correspondant aux températures de Curie remontent sous le centre du segment (figure III.13). Les isothermes correspondant aux températures de Curie de la titanomagnétite et de la titanomagnhémite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont nettement plus profondes que la base des couches basaltiques extrusives et

intrusives, respectivement. La géométrie de ces isothermes n'affectent donc pas la couche basaltique aimantée, toujours plus épaisse au centre du segment et générant aussi des anomalies magnétiques d'amplitude plus forte au centre qu'aux extrémités (figure III.13). Pour amincir suffisamment la croûte en centre de segment de façon à produire une amplitude de l'anomalie magnétique axiale conforme à celle observé, il faudrait que les isothermes de Curie remontent à moins de 0,5 km de profondeur. Mais dans ce cas l'isotherme 500°C, qui correspond à la transition mécanique fragile/ductile dans les basaltes, présenterait une profondeur bien inférieure à celle suggérée par les profondeurs maximales des séismes. La structure thermique ne serait alors plus réaliste car elle ne rendrait plus compte des profondeurs maximales des séismes en centre de segment.

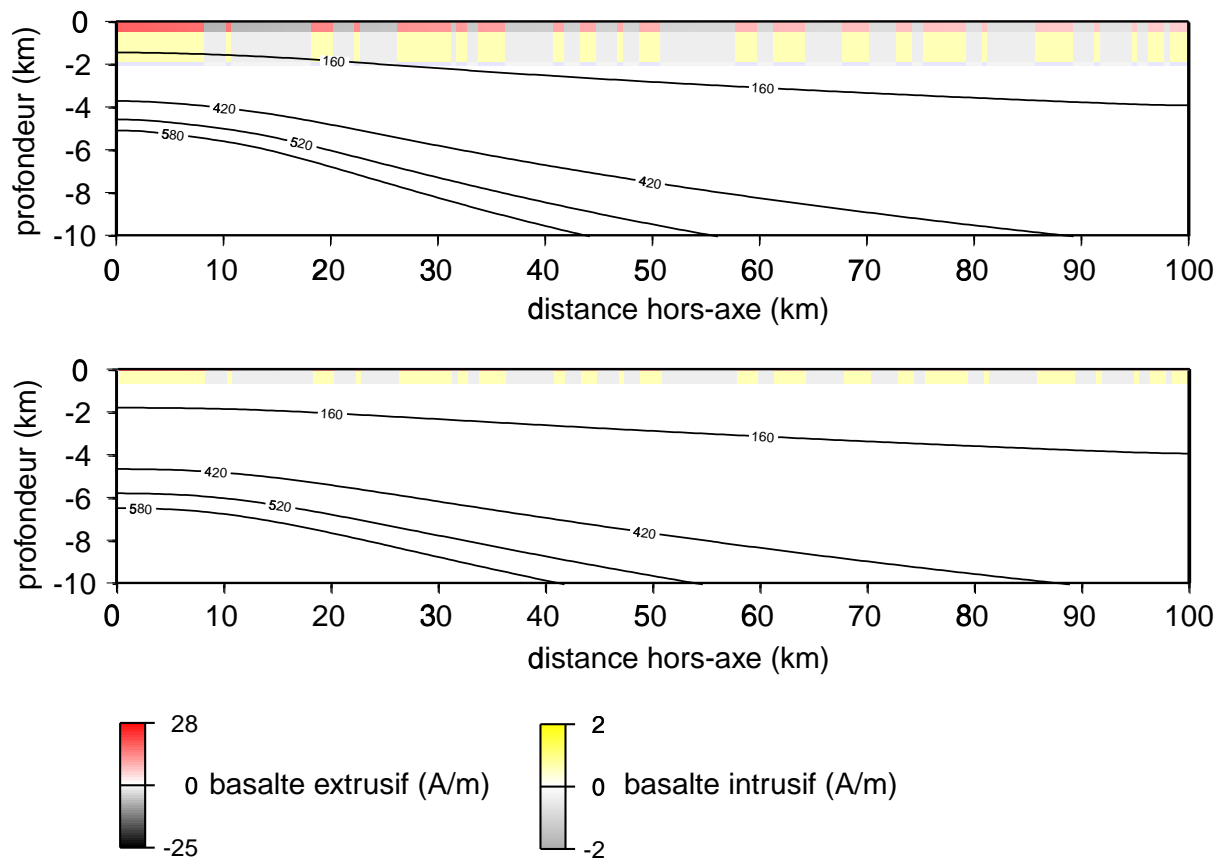
Lorsque l'on s'éloigne de l'axe, la variation le long de l'axe de l'amplitude des anomalies modélisées s'atténue du fait de la diminution de l'aimantation des basaltes extrusifs imposée pour simuler l'oxydation de la titanomagnétite en titanomaghémite (figure III.13). Le long des anomalies négatives, les amplitudes présentent les mêmes variations, inversées (figure III.13).

Dans le cas de plus forts décalages de l'axe, la variation d'amplitude des anomalies magnétiques le long de l'axe (et le long de linéations correspondant à des anomalies normales et inverses) est similaire à celle du cas sans décalage et se trouve amplifiée de par l'amincissement plus marqué de la couche aimantée en extrémités (figures III.14 et 15).

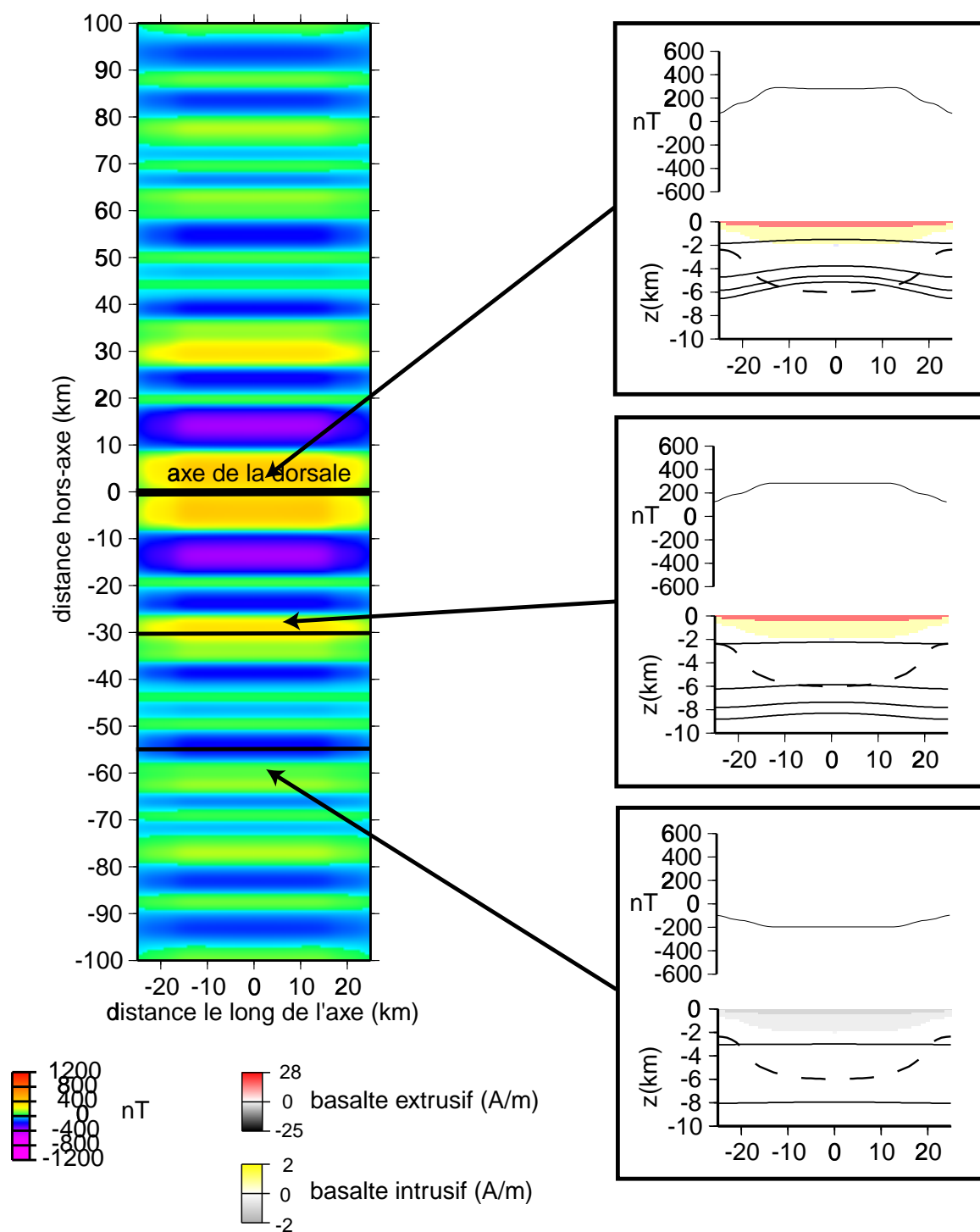
Dans tous les cas, la remontée des isothermes de Curie de la titanomagnétite et de la magnétite en centre de segment ne permettent pas d'expliquer de manière satisfaisante l'amplitude plus faible de l'anomalie magnétique axiale en centre de segment, ces isothermes n'atteignant pas la base des couches basaltiques extrusives et intrusives respectivement.

Une modification relativement légère de ce modèle consiste à ajouter la contribution des aimantations thermo-rémanente et induite des ferrogabbros. Cette modification n'affecte pas de manière substantielle les conclusions précédentes. La couche aimantée s'amincit de 6 à 2 km du centre vers les extrémités de la boîte de calcul (figure III.16). Dans la région axiale l'isotherme de Curie de la magnétite (520-580°C) remonte légèrement dans le niveau des ferrogabbros (~1 km sur les 4 que compte ce niveau), mais cet effet reste insuffisant pour amincir le niveau aimanté de manière significative, celui-ci restant plus épais au centre de segment (5 km) qu'aux extrémités (2 km). De nouveau, l'amplitude des anomalies magnétiques est plus élevée au centre qu'aux extrémités du segment (figure III.17). Dans la région hors-axe on observe les mêmes variations le long des anomalies positives et négatives que dans le cas où seuls les basaltes sont considérés (figure III.17). Pour les mêmes raisons que précédemment la présence d'un décalage de l'axe amplifie ces variations.

Par la suite, comme la présence de ferrogabbros ne modifie pas significativement les conclusions obtenues, on négligera leur contribution dans les modèles présentés.

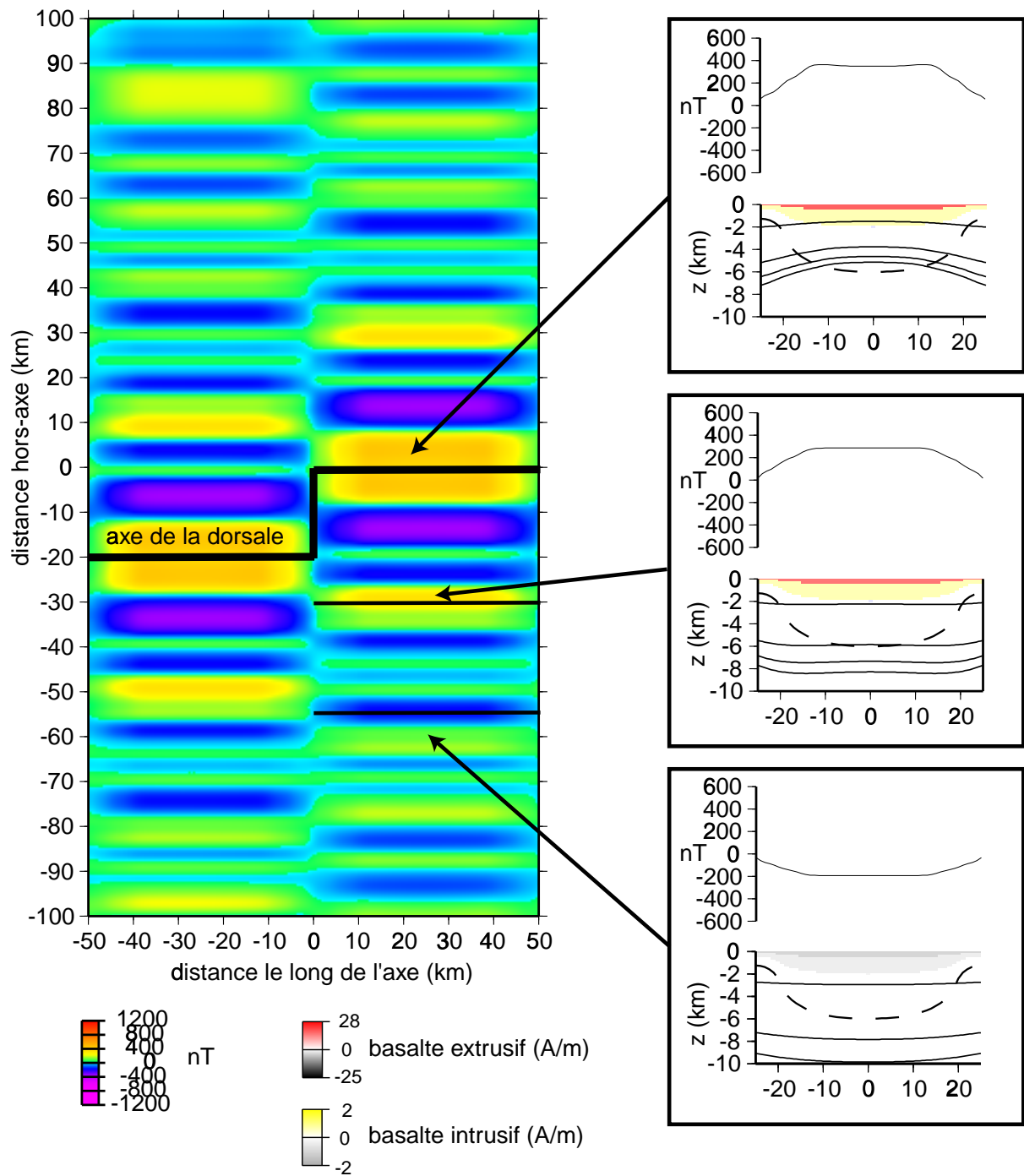


**Figure III.12:** Aimantations des basaltes seuls (sans variation de leur concentration en Fe-Ti): cas de segments alignés. La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge et celle des basaltes intrusifs en jaune. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnetite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.



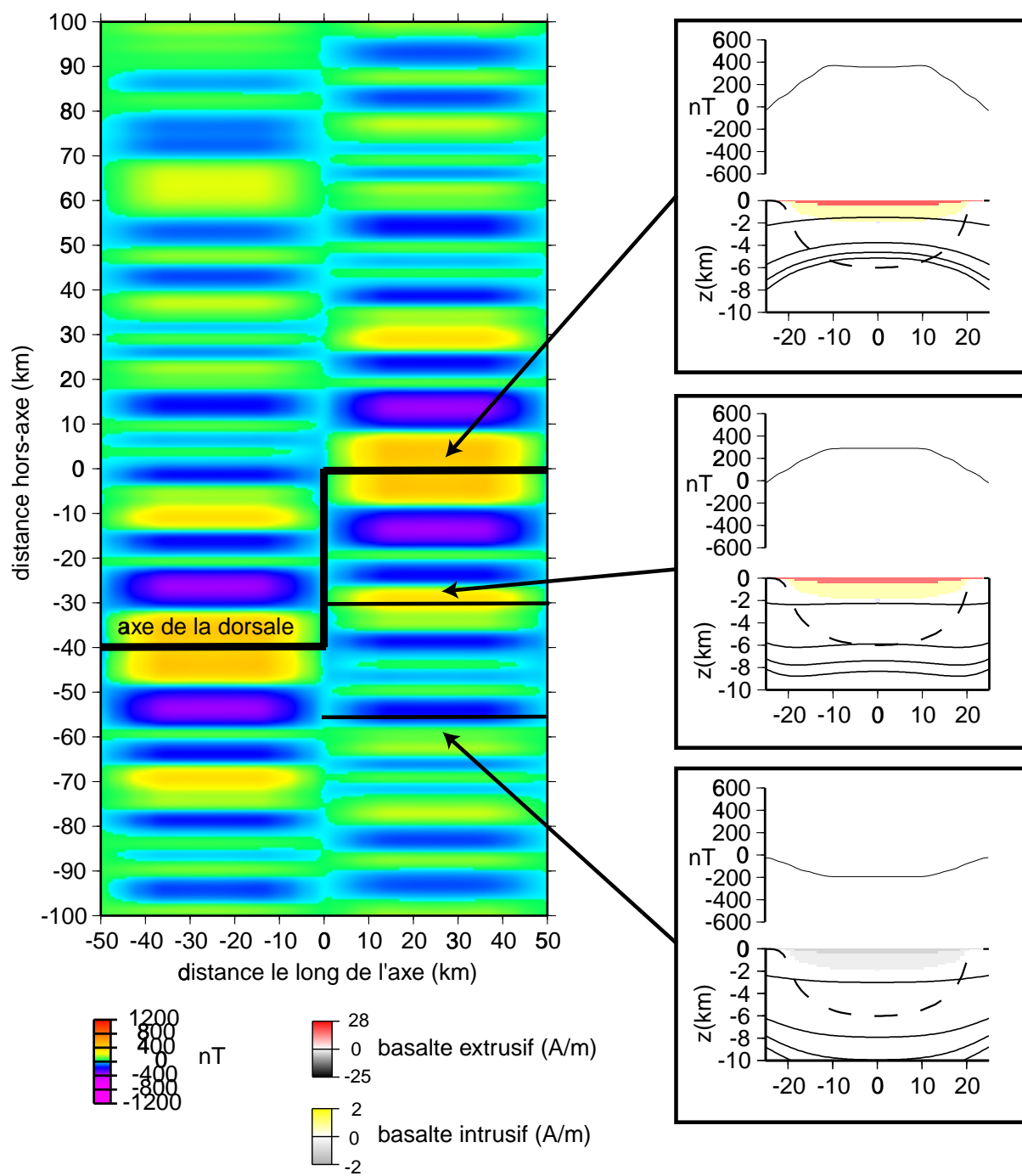
**Figure III.13:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes seuls (pas de variation de concentration en Fe-Ti): cas de segments alignés.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



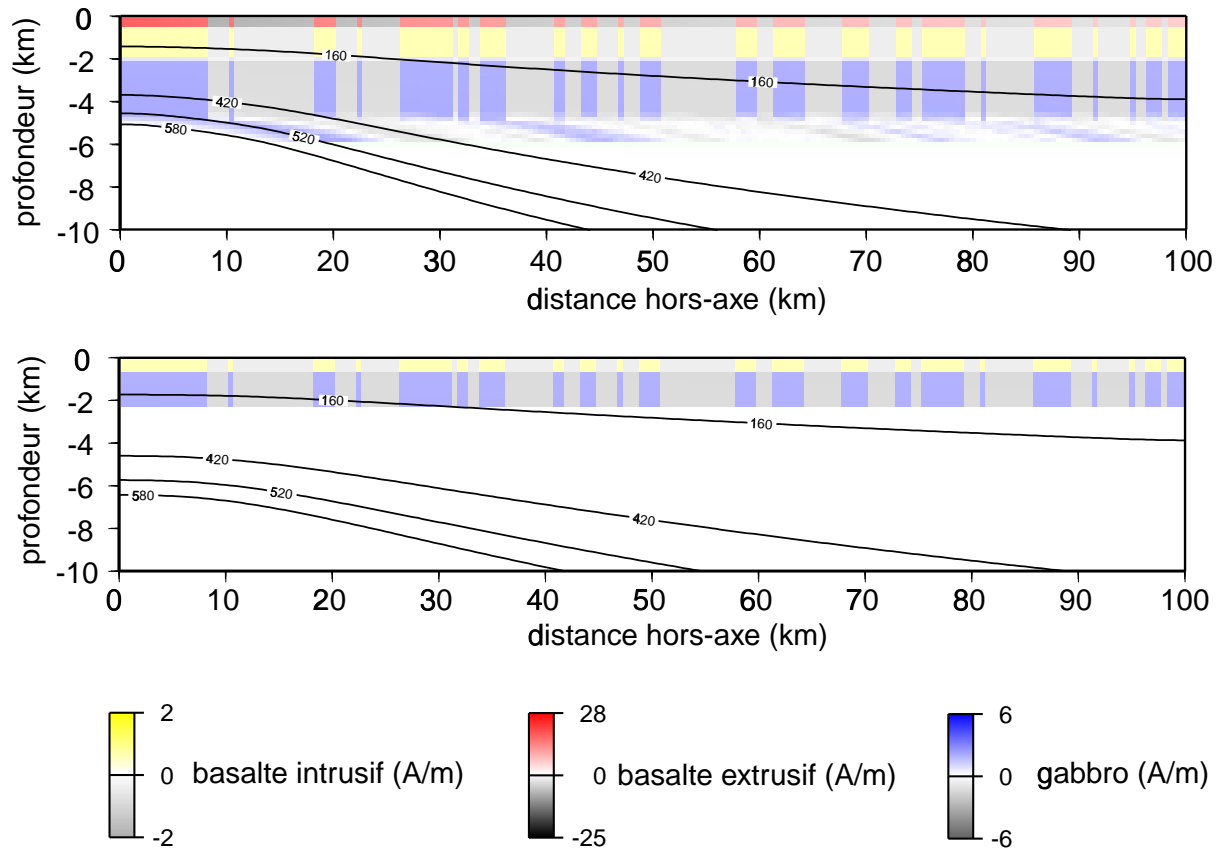
**Figure III.14:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes seuls (pas de variation de concentration en Fe-Ti): cas de segments décalés de 20 km.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.15:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes seuls ( pas de variation de concentration en Fe-Ti): cas de segments décalés de 40 km.

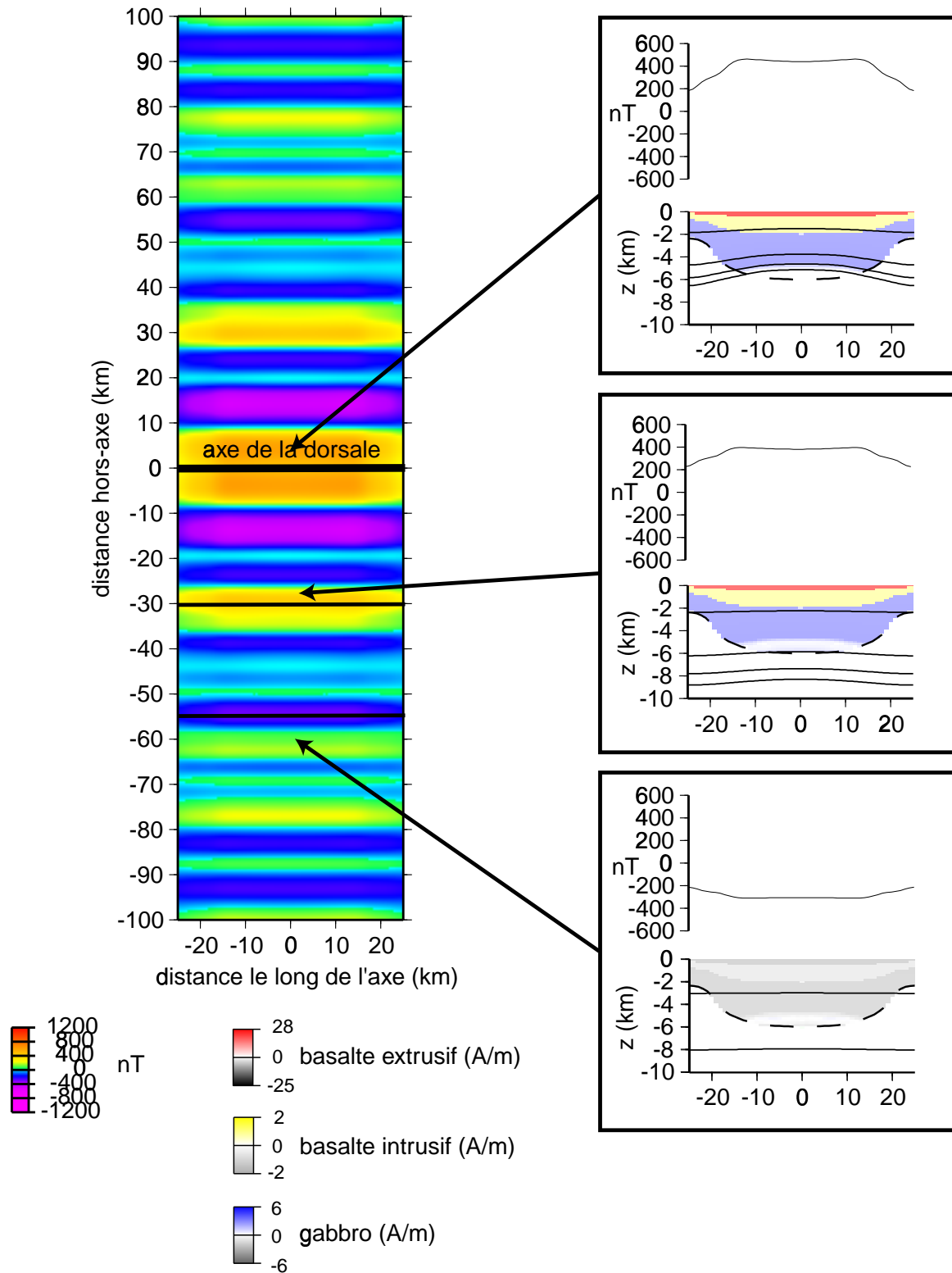
A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.16:** Aimantations des basaltes et des ferrogabbros (sans variation de la concentration en Fe-Ti): cas de segments alignés.

La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge, celle des basaltes intrusifs en jaune et celle des ferrogabbros en bleu. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.





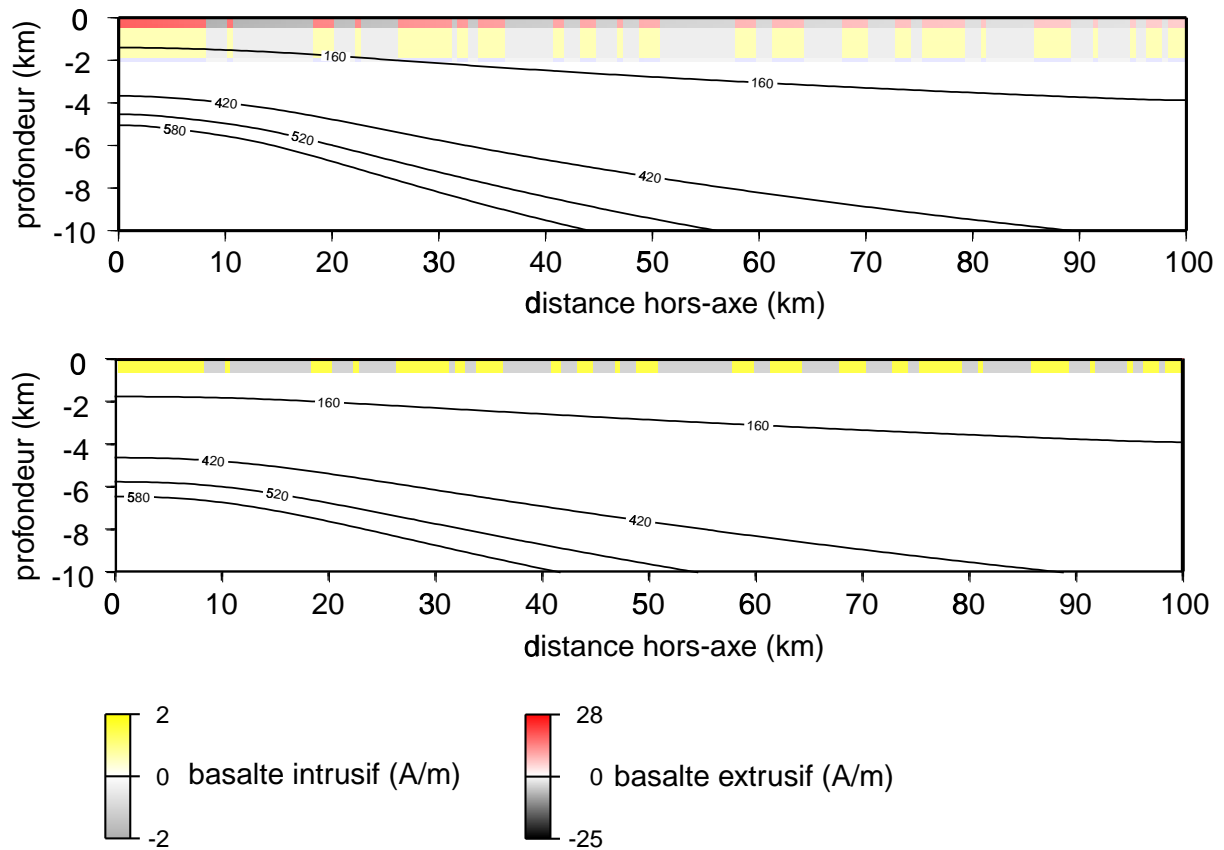
**Figure III.17:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes et des ferrogabbros (sans variation de concentration en Fe-Ti): cas de segments alignés. A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.

### 3.3.2 La variation de concentration en Fer et en Titane.

Comme précédemment, on suppose que seuls les basaltes portent une aimantation en considérant ici une variation de leur intensité d'aimantation le long de l'axe pour tenir compte de la variation de concentration en Fe-Ti résultant de la différenciation magmatique. Les basaltes mis en place en extrémités de segment portent donc des aimantations thermo-rémanentes et induites plus élevées que ceux mis en place en centre de segment (figure III.18).

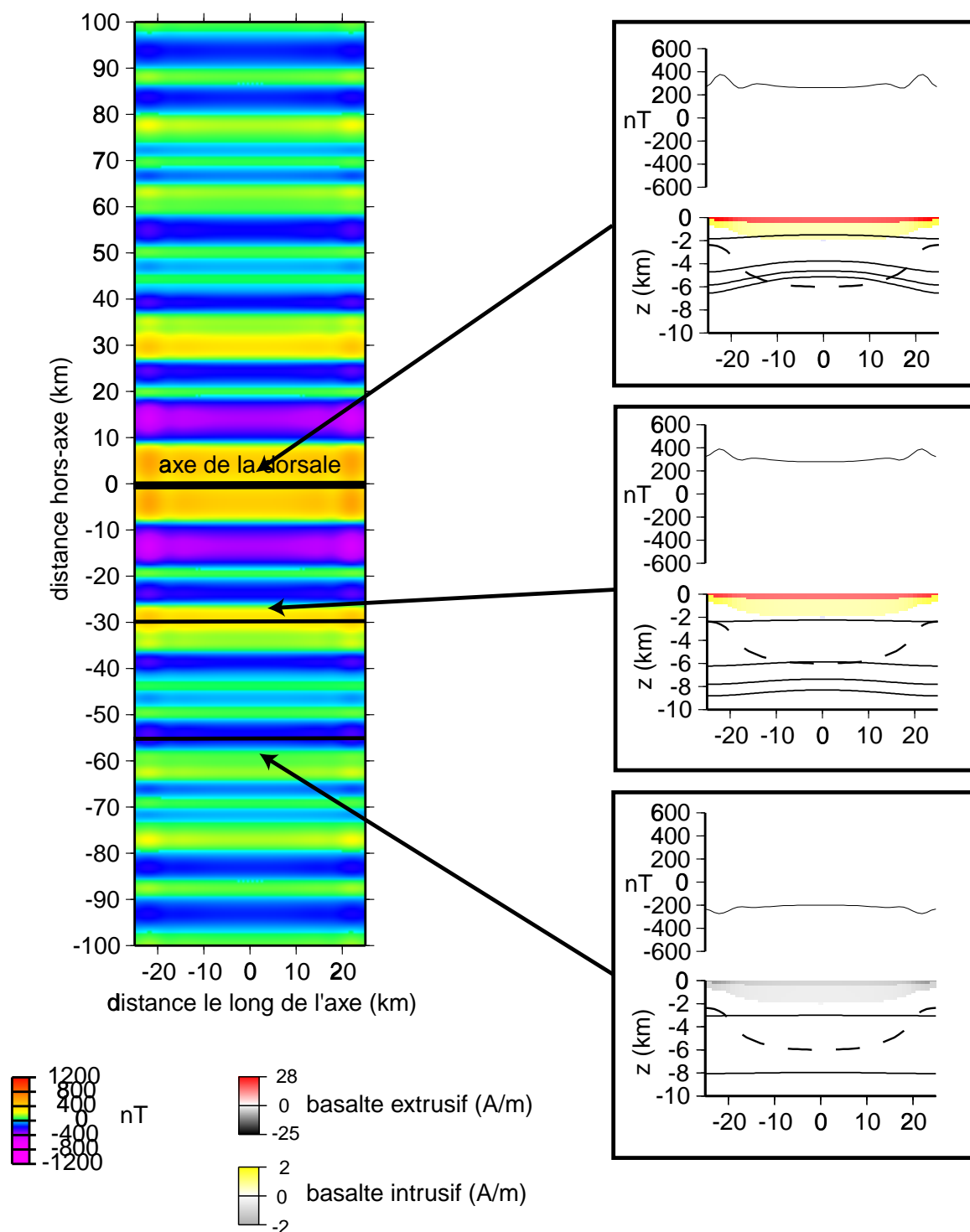
Dans le cas de segments alignés ou faiblement décalés l'épaisseur de la couche aimantée est divisée par 2 du centre vers les extrémités de la boîte de calcul. Or l'aimantation des basaltes est 2,5 fois plus importante en extrémités qu'au centre. L'augmentation d'aimantation des basaltes due à la variation de concentration en Fe-Ti parvient alors à compenser l'amincissement de la couche aimantée vers les extrémités. Dans la région axiale l'amplitude de l'anomalie magnétique est alors légèrement plus élevée aux extrémités qu'au centre du segment (figure III.19). Hors-axe, ce contraste s'atténue compte tenu de l'altération des basaltes lorsque l'on s'éloigne de l'axe (figure III.19). Dans le cas de décalages plus importants, l'amincissement de la couche aimantée vers les extrémités de la boîte de calcul s'accroît au point de ne plus être compensé par l'augmentation de l'aimantation due à la variation de concentration en Fe-Ti. Par conséquent, l'anomalie magnétique axiale est plus élevée au centre du segment, en contradiction avec les observations (figures III.20 et 21). Dans le cas d'un décalage de l'axe de 20 km, l'épaisseur de la couche aimantée est divisée par 5 entre centre et extrémités du segment. Pour compenser cet amincissement, il faudrait augmenter l'aimantation des basaltes d'un facteur 5 du centre vers les extrémités du segment, une valeur irréaliste par rapport à celles mesurées sur échantillons le long de segments de la dorsale Médio-Atlantique (Weiland et al., 1996) et à l'extrémité nord du propagateur situé à 19°S dans le bassin Nord-Fidjien (Horen et Fleutelot, 1998).

L'effet de la variation de la concentration en Fe-Ti est donc insuffisant pour expliquer les observations magnétiques à l'axe, mais pourrait contribuer au signal magnétique. Dans le cas de décalage nul ou faible entre segments voisins, la variation prédite va dans le même sens que celles observées sur l'anomalie magnétique axiale.



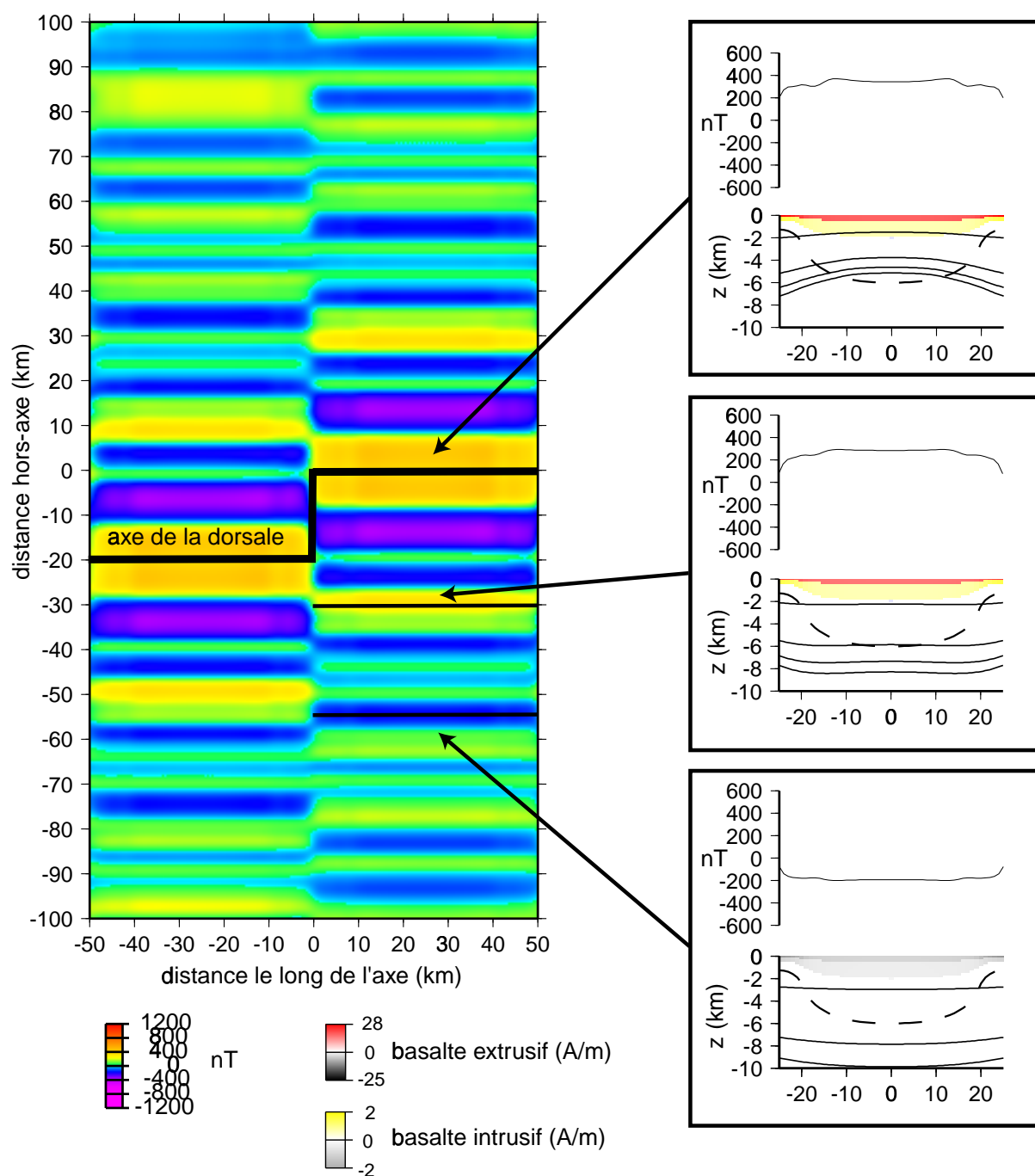
**Figure III.18:** Aimantations des basaltes (avec variation de leur concentration en Fe-Ti): cas de segments alignés.

La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge et celle des basaltes intrusifs en jaune. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.



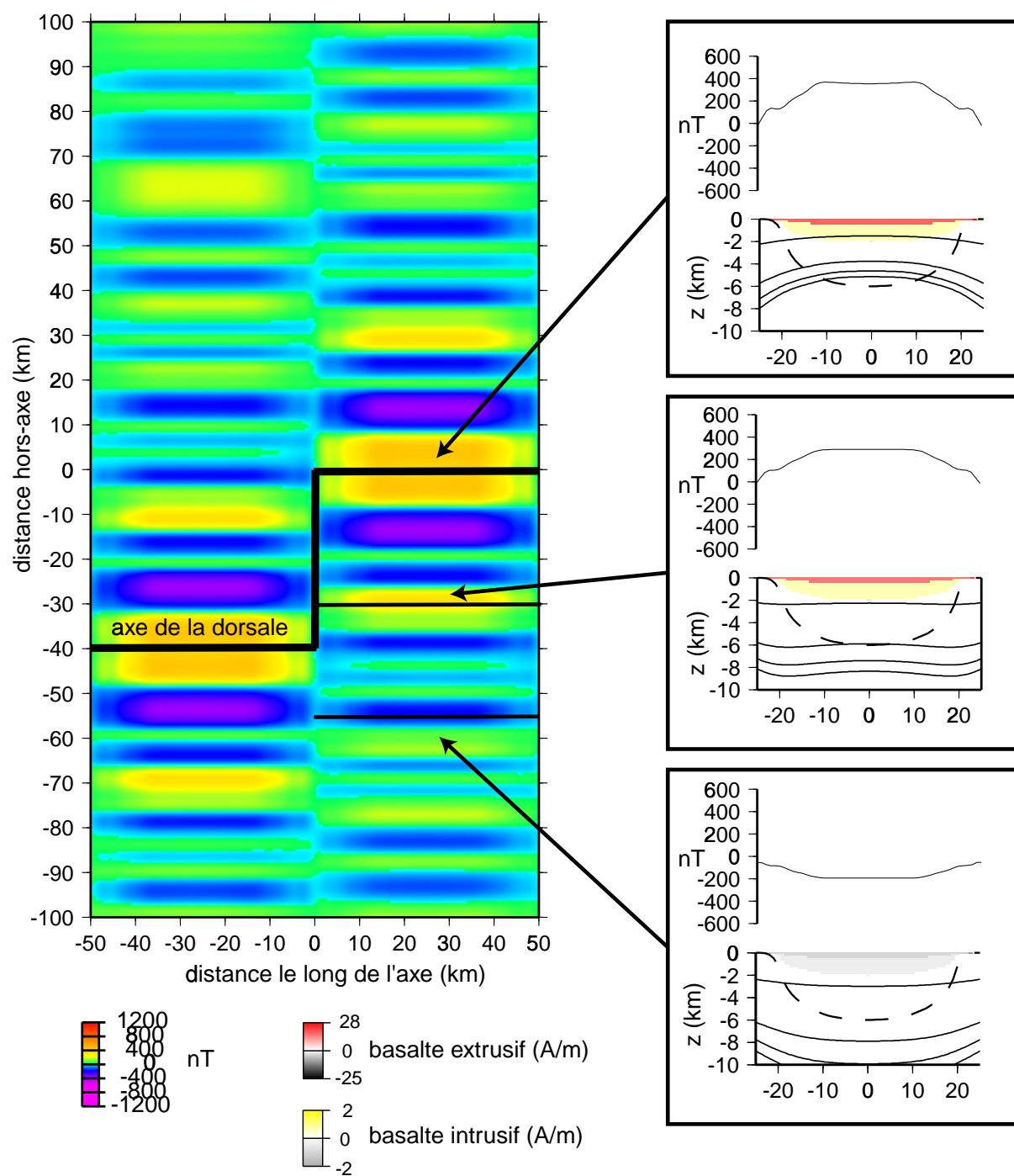
**Figure III.19:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes possédant une variation de la concentration en Fe-Ti: cas de segments alignés.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.20:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes possédant une variation de leur concentration en Fe-Ti: cas de segments décalés de 20 km.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.21:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes possédant une variation de leur concentration en Fe-Ti: cas de segments décalés de 40 km.

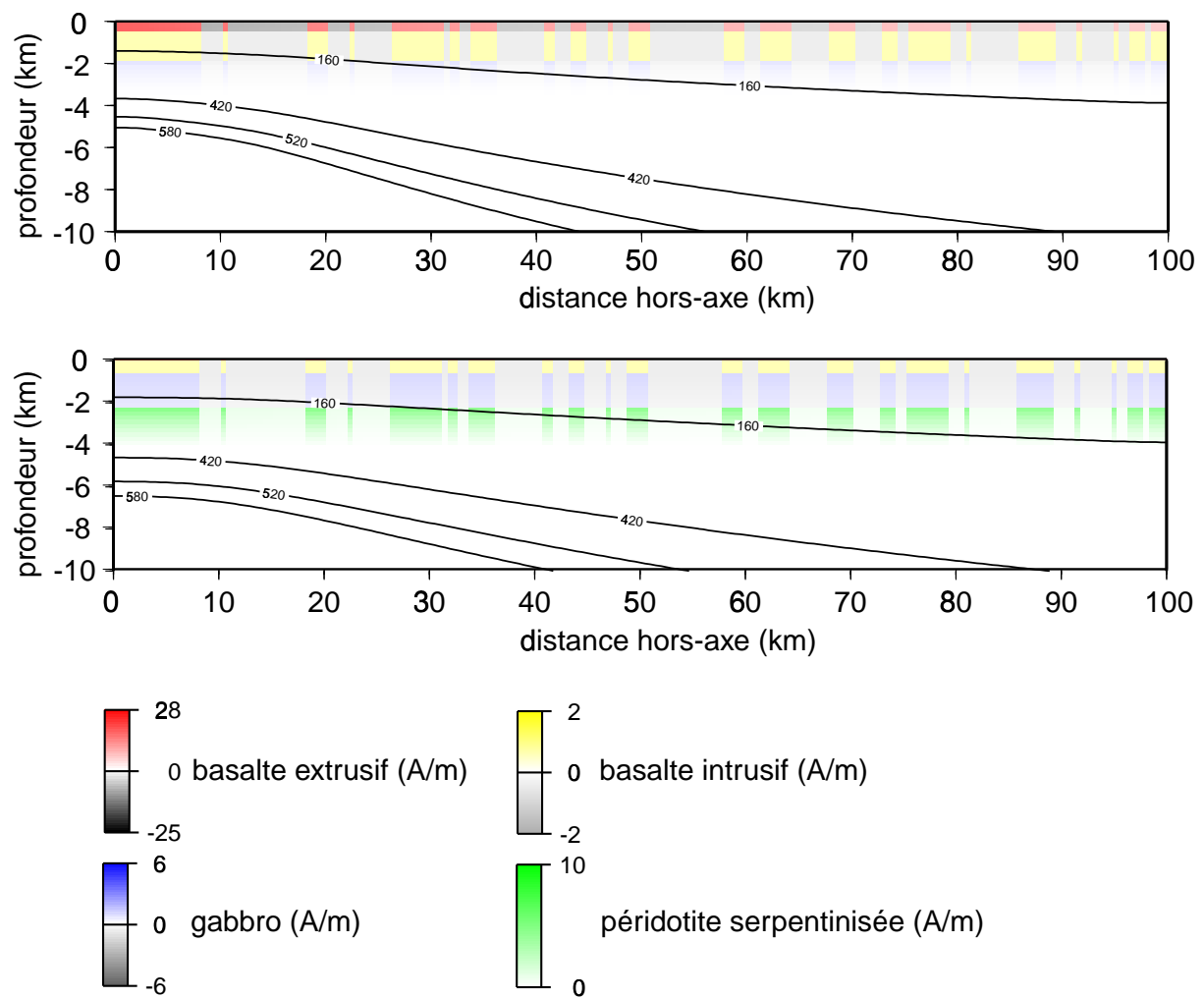
A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.

### 3.3.3 Les péridotites serpentinisées et les gabbros à olivine altérés.

Dans ce modèle, on prend désormais en compte les aimantations chimiques rémanente et induite des péridotites serpentinisées et des gabbros à olivine, qui s'ajoutent aux aimantations thermo-rémanente et induite des basaltes.

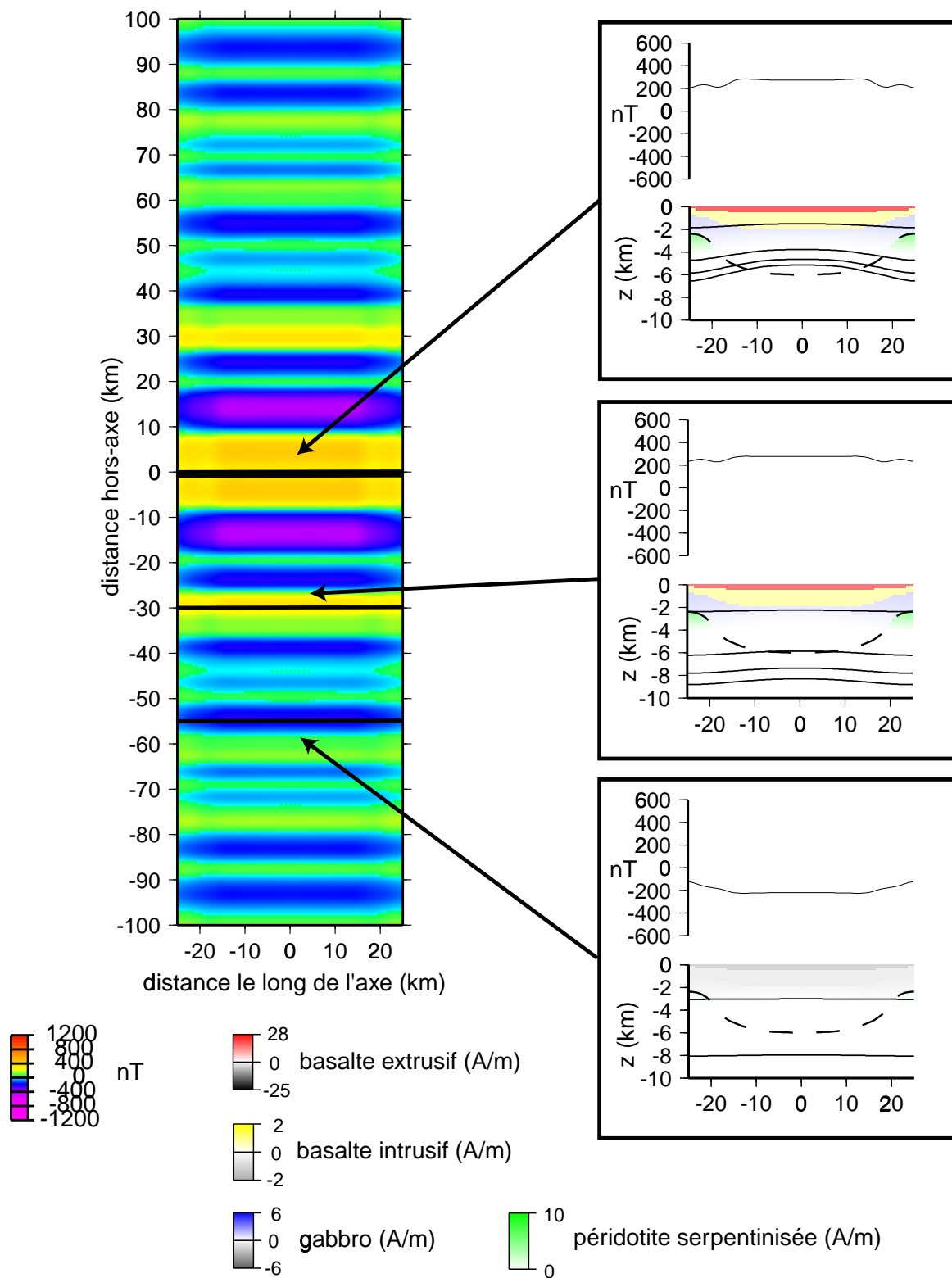
Dans le cas de segments alignés ou légèrement décalés (moins de 20 km), notre simulation ne prédit pas d'affleurement de péridotites. Aux extrémités de la boîte de calcul les péridotites les moins profondes sont mises en place à ~2 km de profondeur où le taux de serpentinitisation est inférieur à 50% (figure III.22). Ces péridotites serpentinisées portent alors une faible aimantation (au maximum 1,2 A/m), insuffisante pour compenser l'amincissement aux extrémités de segment de la couche basaltique plus fortement aimantée (figure III.23). De même, les gabbros à olivine portent une faible aimantation (au maximum 1 A/m) et contribuent de façon négligeable au signal magnétique. Il en va de même le long des anomalies positives (figure III.23). Le long des anomalies négatives, l'aimantation induite des péridotites serpentinisées présente sensiblement la même intensité que la composante chimique rémanente mais est de signe opposé. La contribution des péridotites serpentinisées au signal magnétique de surface est alors quasi nulle (figure III.23).

Dans le cas de décalages plus importants entre segments voisins, le fort amincissement crustal en extrémités de segment permet l'affleurement des péridotites. Les isothermes plus profondes entraînent l'approfondissement du front de serpentinitisation, augmentant l'épaisseur de la couche des péridotites serpentinisées (figures III.24 et III.25). Pour des décalages supérieurs à 20 km, les péridotites serpentinisées sont présentes en quantité suffisamment importante aux extrémités et sont suffisamment aimantées (leur aimantation totale atteint 8 A/m à la surface) pour produire des anomalies magnétiques axiales avec des amplitudes deux à trois fois plus élevées aux extrémités de segment qu'au centre (figure III.26 et 27). Hors-axe, les péridotites serpentinisées mises en place lors d'une période normale du champ géomagnétique présentent la même intensité d'aimantation qu'à l'axe tandis que les basaltes extrusifs ont des aimantations plus faibles. Par rapport à la région axiale la variation d'amplitude de l'anomalie magnétique est alors légèrement plus accentuée (figures III.26 et 27). Par contre, pour des péridotites serpentinisées formées en période inverse l'aimantation totale est quasi-nulle car les aimantations chimiques rémanente et induite sont d'intensité équivalente et de signe opposé. Le signal magnétique provient alors des basaltes et dans une moindre mesure des gabbros à olivine (figures III.26 et 27). L'amplitude en valeur absolue de l'anomalie magnétique est alors plus forte en centre de segment.



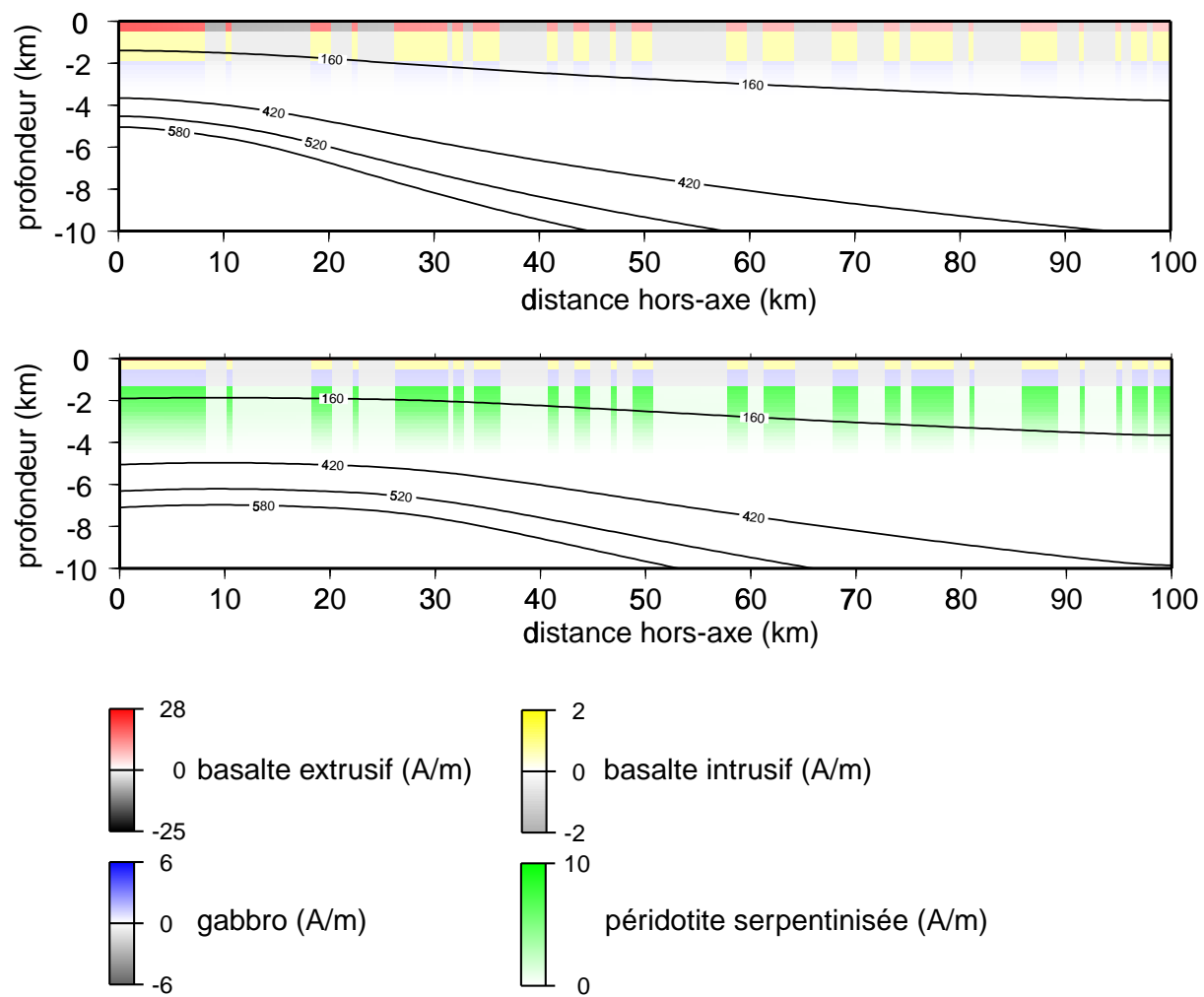
**Figure III.22:** Aimantations des basaltes (sans variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments alignés.  
 La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge, celle des basaltes intrusifs en jaune, celle des gabbros en bleu et celle des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.





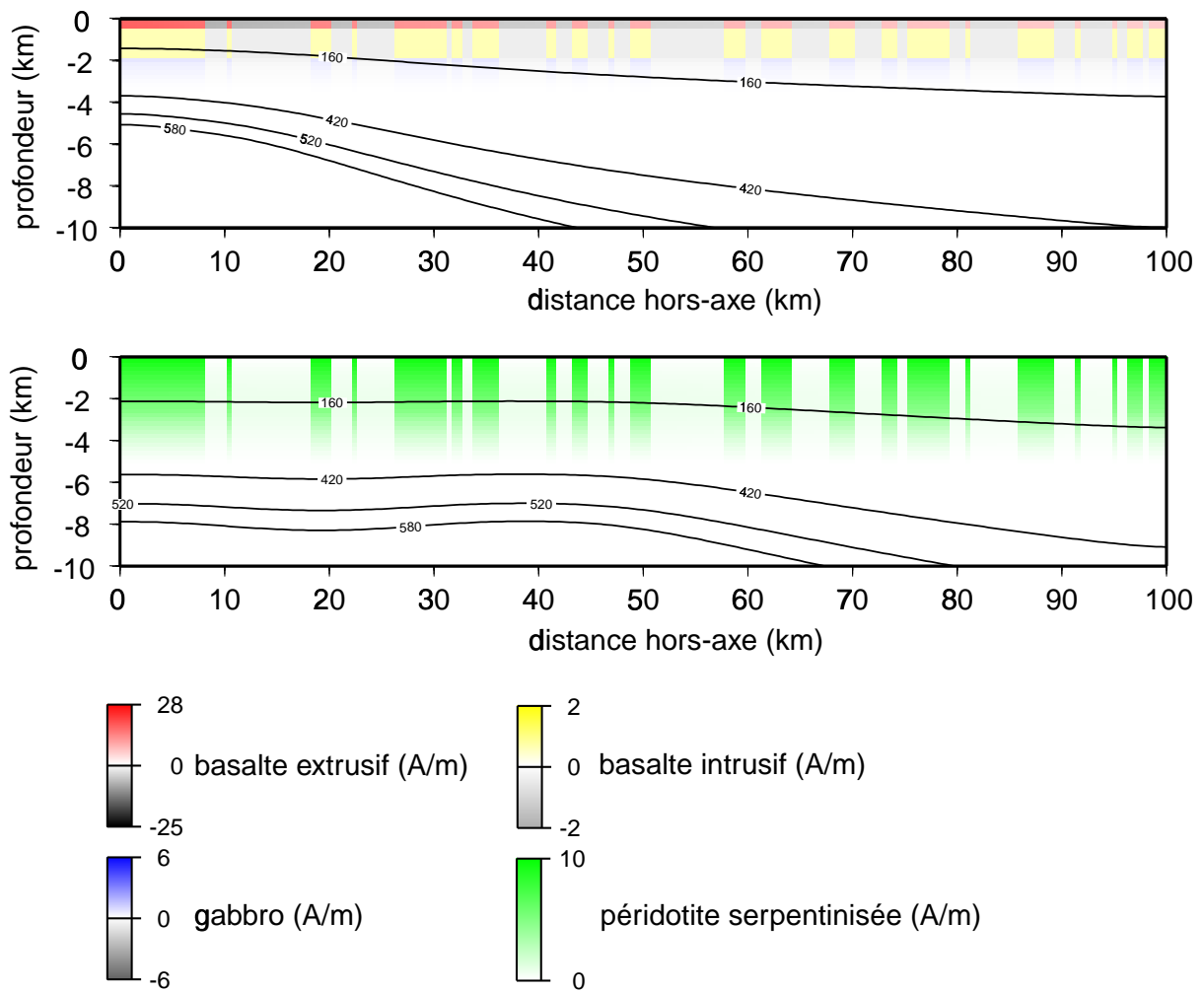
**Figure III.23:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (pas de variation de concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas où les segments alignés.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.

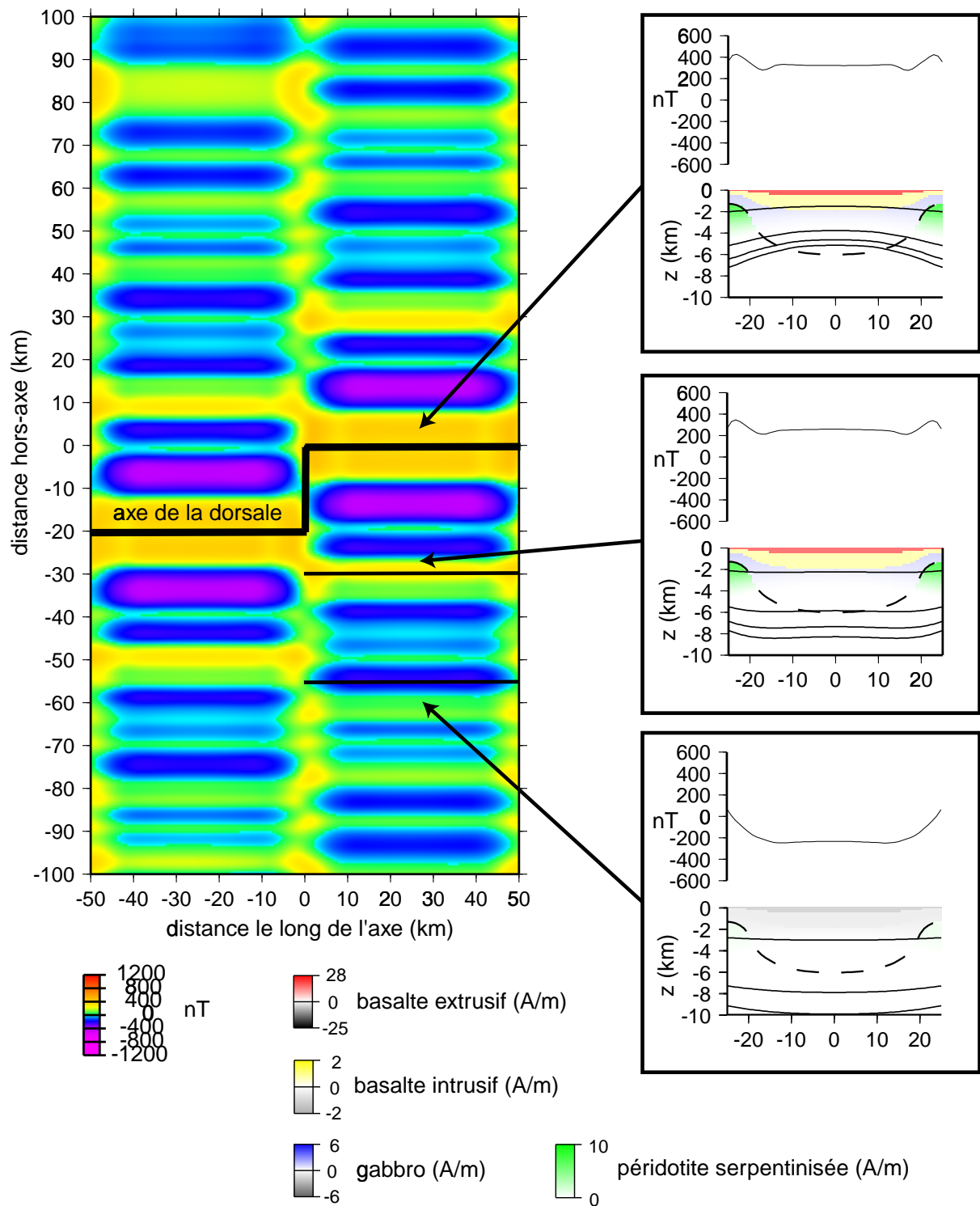


**Figure III.24:** Aimantations des basaltes (sans variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 20 km.

La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge, celle des basaltes intrusifs en jaune, celle des gabbros en bleu et celle des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.

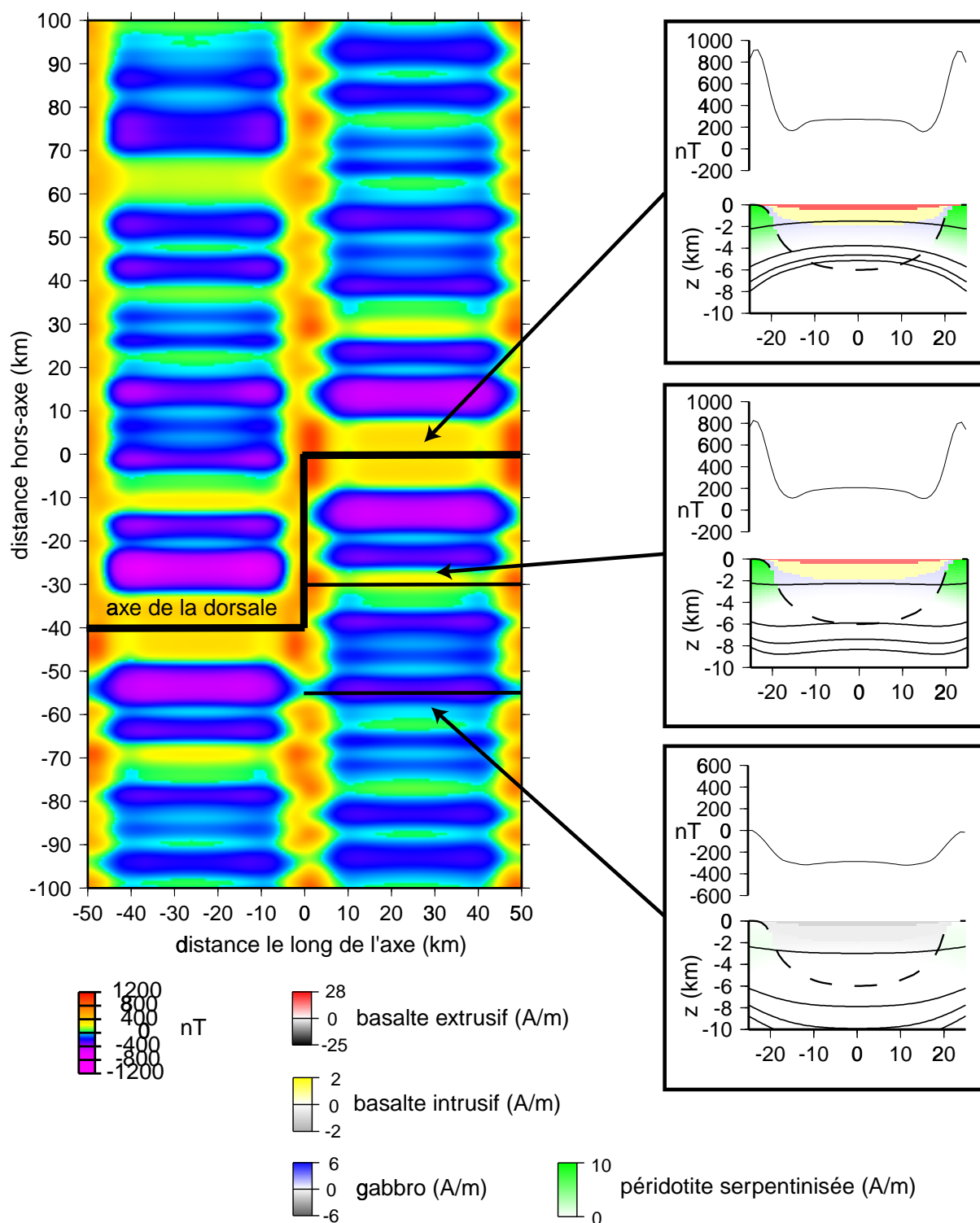


**Figure III.25:** Aimantations des basaltes (sans variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 40 km. La distribution des aimantations est représentée selon un plan vertical perpendiculaire à l'axe de la dorsale passant par le centre du segment (en haut) et par une extrémité (en bas). L'aimantation positive des basaltes extrusifs est représentée en rouge, celle des basaltes intrusifs en jaune, celle des gabbros en bleu et celle des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) sont représentés en trait noir.



**Figure III.26:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (pas de variation de concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 20 km.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.27:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (pas de variation de concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 40 km.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.

### **3.3.4 Combinaison de deux processus: variation de la concentration en Fe-Ti et aimantation des serpentinites.**

Les résultats précédents suggèrent qu'une combinaison des deux derniers modèles pourrait expliquer la variation observée de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale le long des segments de dorsale lente pour les différents décalages de l'axe considérés.

Dans le cas de décalages importants entre segments voisins (décalages supérieurs à 20 km), la présence de péridotites serpentinisées combinée à des concentrations en Fe-Ti élevées et des aimantations élevées en extrémités de segment produit des amplitudes de l'anomalie axiale de deux à trois fois plus élevée qu'au centre du segment (figures III.28 et 29). Hors-axe, la même variation, accentuée du fait de l'atténuation de l'aimantation des basaltes extrusifs au cours du temps, est observée le long des anomalies positives (figures III.28 et 29). Par contre, le long des anomalies négatives, l'aimantation totale des péridotites serpentinisées est quasi nulle et le signal magnétique provient uniquement des basaltes aimantés et dans une moindre mesure des gabbros à olivine. L'amplitude en valeur absolue de l'anomalie magnétique est plus forte en centre de segment (figures III.28 et 29). Pour des décalages faibles ou nuls entre segments, l'effet des péridotites serpentinisées aimantées compense grossièrement l'amincissement de la couche basaltique aimantée en extrémités de segment. Ajouter la variation de concentration en Fe-Ti dans les basaltes entraîne des amplitudes de l'anomalie magnétique 1,5 à deux fois plus élevées en extrémités de segment qu'au centre (figure III.30). Hors-axe, le long des anomalies positives, la variation d'amplitude de l'anomalie magnétique est semblable bien qu'atténuée (figure III.30). Le long des anomalies négatives, seuls les basaltes contribuent au signal magnétique et l'amplitude en valeur absolue de l'anomalie magnétique est légèrement plus forte en extrémités qu'au centre (figure III.30).

Nos simulations montrent que faire varier les paramètres magnétiques dans un intervalle raisonnable ne modifie pas qualitativement les résultats: l'amplitude de l'anomalie magnétique reste plus élevée en extrémités de segment qu'au centre, quelque soit la longueur du décalage. La variation de l'amplitude de l'anomalie magnétique dépend principalement de trois facteurs:

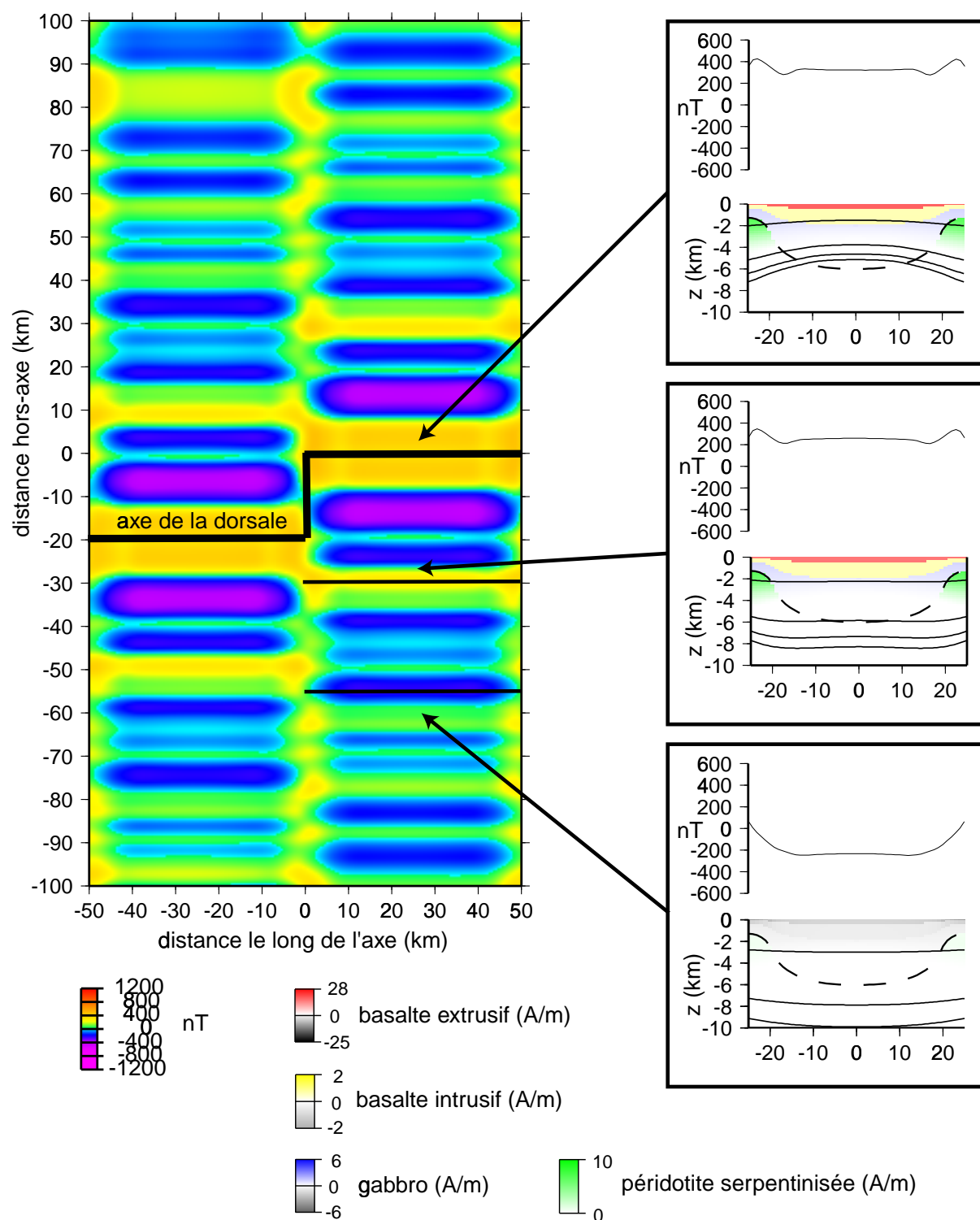
- 1) le facteur d'augmentation de l'aimantation des basaltes vers les extrémités de segment (de 2 à 3) en relation avec la variation de concentration en Fe-Ti.
- 2) l'aimantation des péridotites serpentinisées (ARN maximale comprise entre 4 et 10 A/m).
- 3) le coefficient de Koenigsberger (de 0,5 à 2) des péridotites serpentinisées.

L'influence des autres paramètres magnétiques est secondaire. Pour les plus faibles valeurs du facteur d'augmentation de l'aimantation des basaltes (=2) et de l'aimantation des péridotites

serpentinisées (ARN maximale =  $4A/m$  et  $Q=2$ ) l'effet magnétique des péridotites serpentinisées et de la variation de concentration en Fe-Ti en extrémités de segment est minimale bien que plus élevée qu'en centre de segment (figure III.31a). Au contraire, pour les valeurs les plus élevées des paramètres (respectivement 3,  $ARN=10A/m$  et  $Q=0,5$ ) l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale s'accroît considérablement en extrémités de segment (figure 31b) et est même exagérée dans le cas de segments décalés de 40 km avec leurs voisins.

La combinaison des deux processus, variation de la concentration en Fe-Ti et présence de péridotites serpentinisées en extrémités de segment, permet donc de modéliser une variation de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale, deux fois plus élevée en extrémités de segment qu'au centre. Ces résultats sont en accord avec les observations magnétiques axiales: pour le segment TAMMAR, l'extrémité sud du segment (décalage de 40 km) présente des amplitudes plus élevées que l'extrémité nord (pas de décalage), la plus faible amplitude étant observée au centre du segment (figure III.1). Par contre on dispose de peu de levés magnétiques serrés dans les régions hors-axe de la dorsale Médio-Atlantique. La variation de l'amplitude des anomalies magnétiques positives et, surtout, négatives le long des isochrones est mal connue, et aucune étude systématique n'a été effectuée sur le sujet. Il est donc difficile de comparer les variations d'amplitude prédites par les modèles à des données fiables. La seule étude, limitée géographiquement à la zone SEADMA au sud de la zone de fracture Kane (Pockalny et al., 1995) semble en accord avec le modèle préféré.

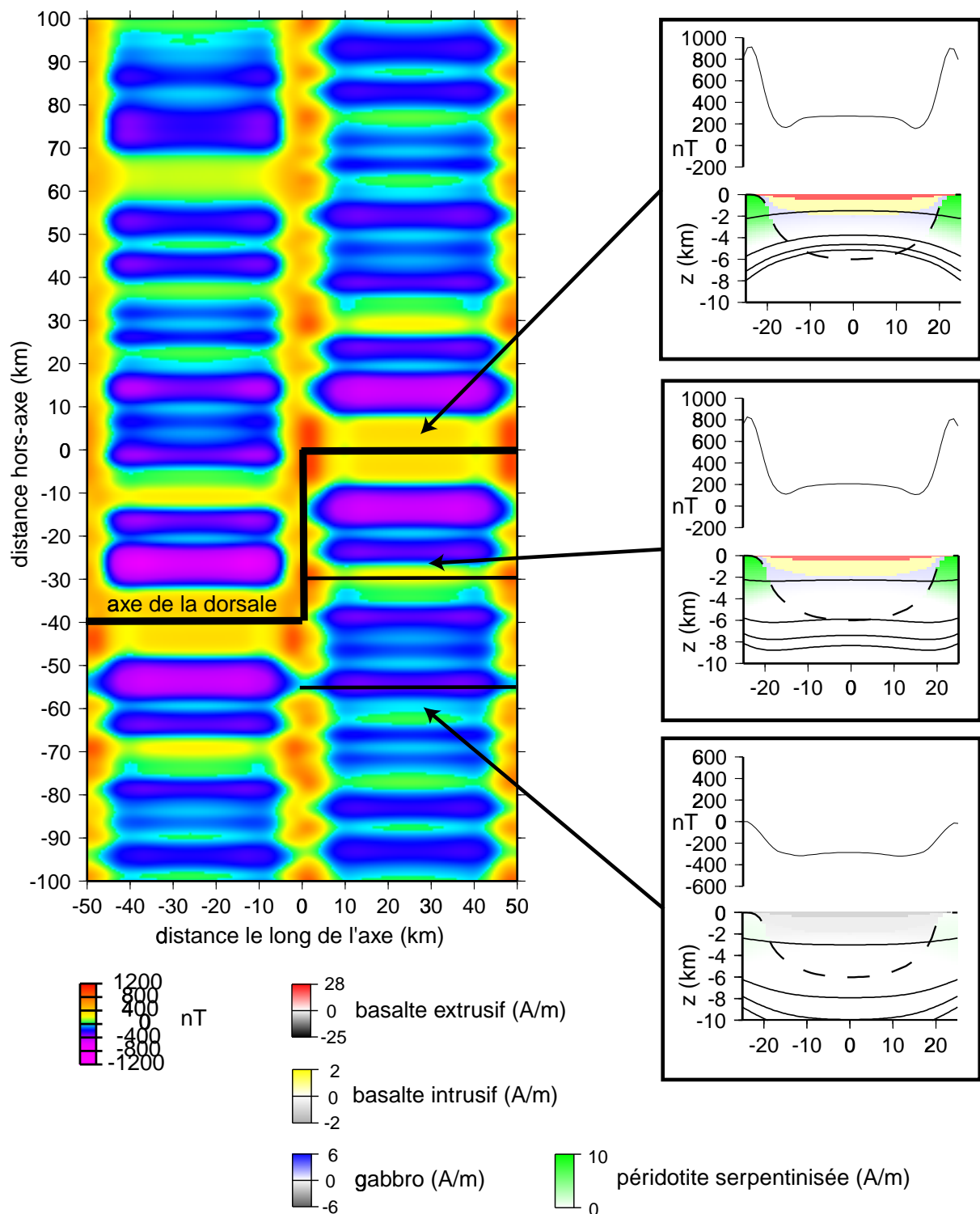
Ces observations montrent que, le long des anomalies négatives, l'amplitude en valeur absolue devient plus faible à l'approche des discontinuités de premier et de second ordre (qui correspondent à des décalages de l'axe assez importants, de l'ordre de quelques dizaines de km), alors qu'à l'approche des discontinuités du troisième ordre (faible décalage de l'axe) cette amplitude semble devenir plus forte. Ces observations ne concernent qu'une part limitée de la dorsale Médio-Atlantique et demandent à être confirmées.



**Figure III.28:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (possédant une variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 20 km.

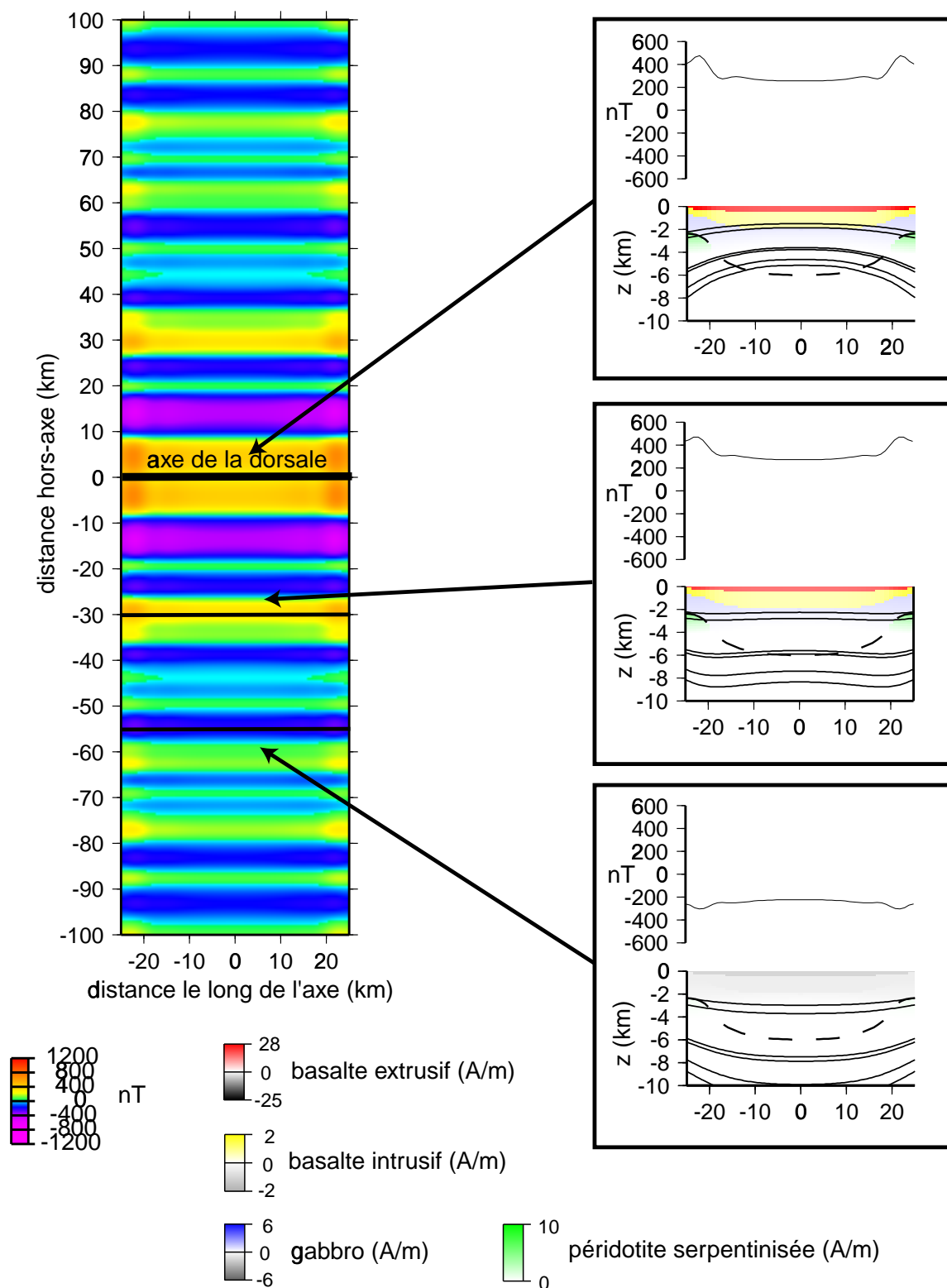
A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.





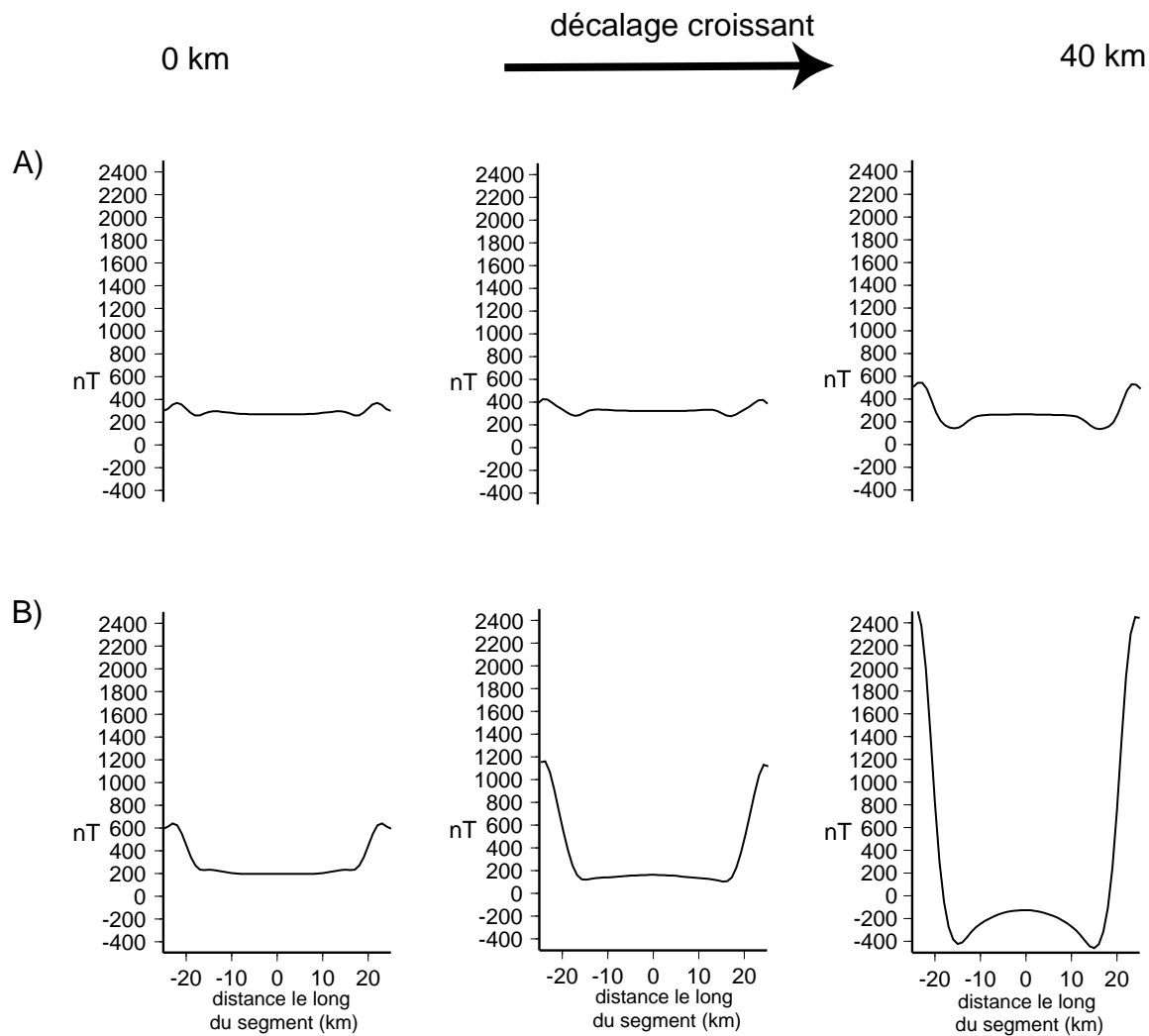
**Figure III.29:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (possédant une variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments décalés de 40 km.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.30:** Les anomalies magnétiques découlant de l'aimantation des basaltes (possédant une variation de leur concentration en Fe-Ti), des gabbros à olivine et des péridotites serpentinisées: cas de segments alignés.

A gauche la carte des anomalies magnétiques simulées et à droite la distribution des aimantations et le profil magnétique qui en découle le long de trois sections verticales parallèles à l'axe de la dorsale avec de haut en bas, une coupe le long de l'axe, le long de l'anomalie positive 2A âgée de 3 Ma et le long de l'anomalie négative 3r âgée de 5,5 Ma. L'épaisseur crustale est représentée en tiret et les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C) et de la magnétite (520-580°C) en trait noir.



**Figure III.31:** L'amplitude de l'anomalie magnétique axiale modélisée en faisant varier les trois paramètres les plus influents du modèle (facteur d'augmentation de l'aimantation des basaltes, due à la variation de leur concentration en Fe-Ti, l'aimantation des péridotites serpentinisées et le coefficient de Koenigsberger [Q] des péridotites).

A) Amplitude de l'anomalie modélisée résultant du facteur minimum d'augmentation de l'aimantation des basaltes (=2) et de l'aimantation minimale des péridotites serpentinisées à 100% (ARN=4 A/m et Q=2). De la gauche vers la droite: segments décalés de 0, 20 et 40-km. B) Amplitude de l'anomalie magnétique axiale résultant de des valeurs extrêmes opposées des trois paramètres (respectivement 3, ARN=10 A/m et Q=4).

### 3.4 Conclusion

J'ai développé un modèle thermique de segment de dorsale lente basé sur l'hypothèse de la présence d'une zone chaude située sous le centre du segment. Dans le précédent chapitre, j'ai montré, dans le cas d'un segment long de 50 km, que la structure thermique découlant de la présence d'une telle zone chaude suffisait à rendre compte des observations géophysiques axiales telles que la variation de la MBA du centre vers les extrémités du segment, la

profondeur maximale des microséismes et la structure crustale. Pour cela la zone chaude doit présenter un toit plat, profond de 10 km, et une section constante le long du segment. Dans ce chapitre, toujours dans le cas d'un segment long de 50 km, j'ai montré qu'une telle structure thermique parvenait à expliquer la variation observée de l'amplitude des anomalies magnétiques axiales. Conjointement ce modèle thermique a permis de quantifier et de discriminer les différents processus responsables de cette variation d'amplitude. Les résultats des différents modèles testés montrent clairement que l'amplitude plus élevée de l'anomalie magnétique axiale en extrémités de segment ne peut pas être expliquée par une couche basaltique aimantée amincie en centre de segment générée par la remontée des isothermes de Curie, comme cela a été souvent proposé. Les isothermes correspondant à la température de Curie de la titanomagnétite et de la magnétite sont beaucoup plus profonds que l'épaisseur des couches des basaltes extrusifs et intrusifs, respectivement. La présence des péridotites serpentinisées est suffisante pour expliquer les observations dans le cas de segments voisins fortement décalés, mais ce processus doit être combiné avec la variation de la concentration en Fe-Ti dans la couche basaltique pour rendre compte des amplitudes dans le cas de segments alignés ou faiblement décalés. Nous proposons donc que (1) la présence de péridotites serpentinisées, due à la présence de matériel mantellique à faible profondeur, à des températures plus froides et à la circulation de fluides en extrémités de segment, et que (2) la variation de concentration en Fe-Ti liée à des degrés variables de différenciation magmatique le long des segments, sont les principaux processus expliquant les variations d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale.



## **IV VARIABILITE DES CARACTERES DES SEGMENTS ET EVOLUTION DE LA STRUCTURE THERMIQUE**

L'étude des segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 15° et 40°N montre que les caractéristiques morphologiques et géophysiques axiales des segments varient régulièrement en fonction de la longueur du segment (Thibaud et al., 1998). En passant des segments les plus courts aux plus longs, la variation de MBA entre centre et extrémités de segment s'accroît progressivement, l'approfondissement du plancher océanique vers les extrémités augmente et la vallée axiale au centre devient de plus en plus étroite et peu profonde jusqu'à former un dôme axial.

On a vu dans les chapitres II et III que les caractéristiques de surface d'un segment typique de dorsale lente (variation de la MBA le long du segment, structure crustale, profondeurs maximales des séismes et variation de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale) sont contrôlées par la structure thermique du segment résultant de la présence d'une zone chaude, définie par sa forme et ses dimensions, située sous le centre.

En regard de l'évolution régulière des caractéristiques morphologiques et gravimétriques en fonction de la longueur du segment, la question posée dans ce chapitre est la possibilité ou non pour une évolution simple et cohérente de la forme et des dimensions de la zone chaude de rendre compte des caractéristiques de surface des segments les plus courts aux plus longs.

Pour répondre à cette question on recherche la forme et les dimensions des zones chaudes de différents segments dont les longueurs sont comprises entre celles des segments des plus courts et celles des segments les plus longs. On considère les trois types de segment caractérisés par Thibaud et al. (1998) et représentatifs de tous les segments de la dorsale Médio-Atlantique (voir chapitre I): un segment court, long de 30 km, un segment intermédiaire long de 50 km et un segment long, dont la longueur est fixée à 90 km. Pour chacun de ces segments la forme et les dimensions de la zone chaude sont contraintes selon la démarche décrite dans le chapitre II pour le segment de 50 km.

Une évolution simple et cohérente de la zone chaude quand on passe des segments les plus courts aux plus longs signifierait que chacun des segments rencontrés le long de la dorsale Médio-Atlantique peut constituer une étape particulière dans l'évolution d'un unique type de segment.

## **4.1 Structures thermiques des différents types de segment.**

### **4.1.1 Contraintes apportées par les observations.**

La forme et les dimensions des zones chaudes des trois types de segments sont contraintes à partir des trois mêmes observables décrites dans le chapitre II.

#### La profondeur maximale des séismes.

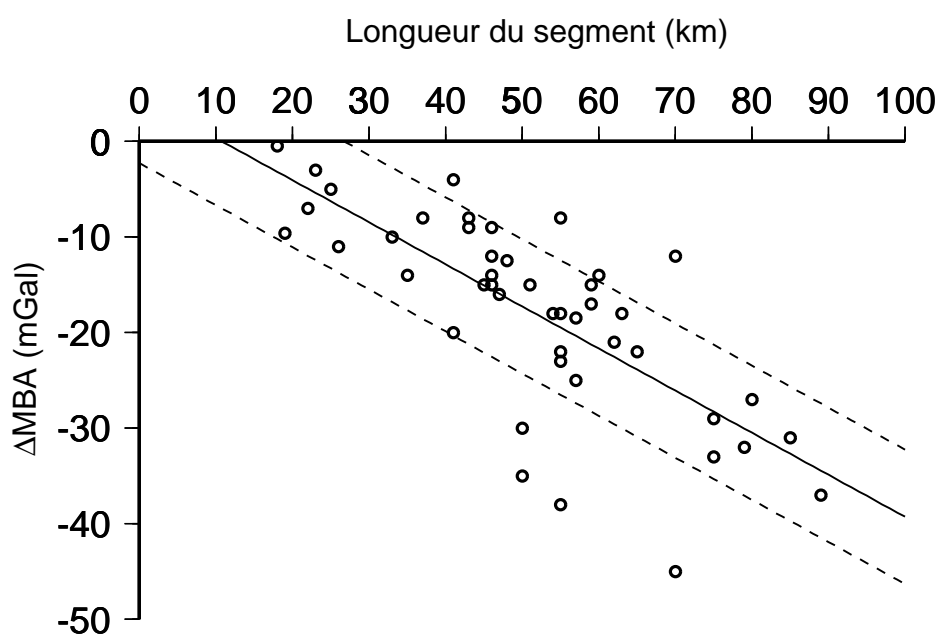
Les données de microsismicité disponibles proviennent de quatre segments longs de 46 km (23°N) (Toomey et al., 1985, 1988), 41 km (26°N) (Kong et al., 1992), 60 km (29°N) (Wolfe et al., 1995) et 80 km (35°N) (Barclay et al., 1993). Les microséismes ont une profondeur maximale de 3-4 km sous le centre du segment situé à 35°N et s'approfondissent à 7-8 km vers l'extrémité sud (Barclay et al., 1993). Le long des segments situés à 23°, 26° et 29°N on observe un approfondissement similaire de la profondeur maximale des microséismes du centre vers les extrémités, la profondeur maximale des séismes passe en moyenne de 2 à 5 km sous le centre du segment à  $9\pm 1$  km sous les extrémités. On peut alors raisonnablement supposer que ces profondeurs maximales de séismes en centre et en extrémité de segment restent inchangées quelque soit la longueur du segment.

#### La structure crustale.

Dans l'Atlantique Nord les expériences de sismique réfraction ont été menées le long de trois segments de longueurs différentes (Hooft et al., 2000): le segment OH1 (long de 90 km), le segment OH2 (long de 60 km) et le segment OH3 (long de 45 km). En centre de segment ces expériences indiquent que la croûte s'épaissit du segment le plus court (6,6 km) au plus long (8,1 km) alors que l'épaisseur aux extrémités reste sensiblement la même (2-3 km). De manière générale, on suppose que la croûte au centre du segment s'épaissit lorsque la longueur du segment augmente. Dans notre modèle nous avons fixé à 6 km l'épaisseur de la croûte au centre du segment de 50km. On impose que la croûte doit avoir une épaisseur inférieure à 6 km au centre du segment de 30 km et supérieure à 6 km au centre du segment de 90 km.

## La $\Delta$ MBA.

L'étude gravimétrique systématique des segments situés entre 33 et 40°N (Detrick et al., 1995) et entre 15 et 40°N (Thibaud et al., 1998) (voir chapitre I) montrent que la valeur moyenne de la variation de MBA entre centre et extrémités d'un segment long de 30 km est comprise entre -15 et -2 mGal, elle est comprise entre -25 et -10 mGal pour un segment de 50 km et entre -40 et -30 mGal pour un segment de 90 km (figure IV.1).



**Figure IV.1:** La variation de MBA observée entre centre et extrémités de segment pour l'ensemble des segments situés entre 15° et 40°N dans la dorsale Médio-Atlantique (d'après Thibaud et al., 1998).

En trait gras la droite ajustant la corrélation entre  $\Delta$ MBA et longueurs des segments et en pointillés les deux droites résultant de l'incertitude sur l'ordonnée à l'origine. D'après ces observations les segments de 30 km ont une  $\Delta$ MBA située entre -15 et -2 mGal, ceux de 50 km entre -25 et -10 mGal et les segments de 90 km entre -40 et -30 mGal.

### **4.1.2 Recherche de la géométrie de la zone chaude.**

Dans le chapitre II (partie 2.3.4) on a vu que l'on considérait deux formes extrêmes (notées A et B) pour la zone chaude, correspondant aux deux grands modèles de remontée du manteau sous l'axe des dorsales. On y a identifié quatre paramètres dimensionnels: la profondeur  $h$  du toit de la zone chaude sous le centre du segment, la profondeur  $H$  des extrémités, la longueur  $D$  de l'intrusion le long de l'axe et la largeur  $d$  dans la direction perpendiculaire à l'axe.

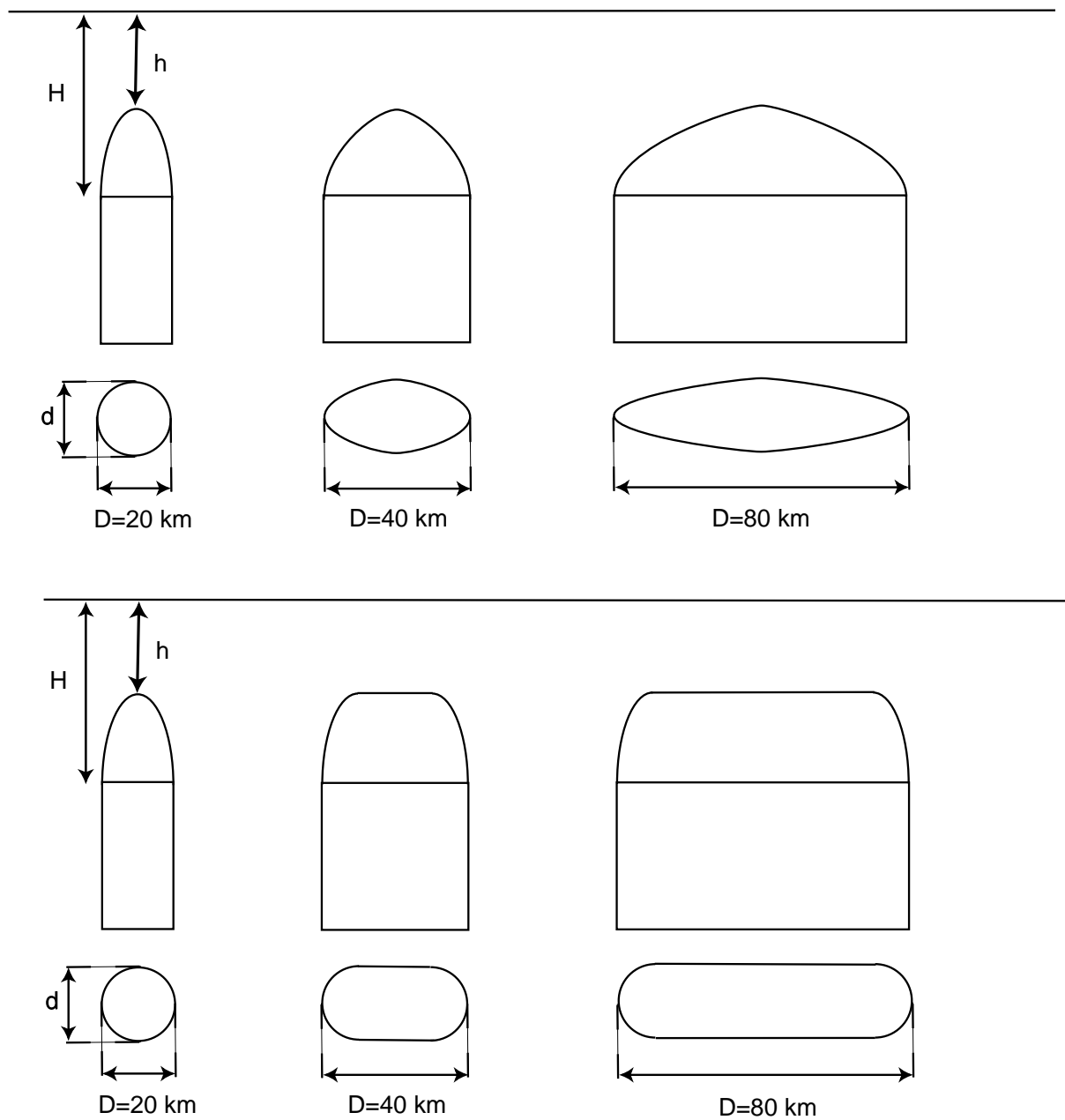


Pour chacune de ces deux formes on va rechercher les valeurs des paramètres qui permettent de rendre compte de la signature géophysique observée, ceci pour chacun des trois types de segment.

### Choix des paramètres D et d

Dans le chapitre II (partie 2.3.4) on a contraint la longueur D de l'intrusion du segment de 50 km à partir de la largeur observée des discontinuités axiales séparant les segments le long de la dorsale Médio-Atlantique. Ces discontinuités présentant une largeur de 10 km en moyenne, on a considéré un espacement de 10 km entre intrusions voisines. On peut raisonnablement supposer que cet espacement reste le même quelque soit la longueur du segment. La longueur de l'intrusion reste alors inférieure de 10 km à celle du segment quelque soit la longueur de ce dernier. La géométrie (c'est à dire la forme et les dimensions) des deux types d'intrusion en fonction de la longueur du segment est présentée sur la figure IV.2.

Dans la direction perpendiculaire à l'axe, la largeur d de l'intrusion contrôle l'étendue de la zone de fusion hors-axe et par conséquent l'épaisseur crustale. Lorsque d augmente, la zone de fusion devient plus étendue et donc la croûte s'épaissit. Le paramètre d est fixé à 20 km dans le cas du segment de 50 km (voir la partie 2.3.4 du chapitre II). Tout le liquide présent dans la zone de fusion résultante est extrait mais seule une partie du liquide se met en place à l'axe pour former une croûte épaisse de 6 km au centre du segment. Comme on le verra plus loin, on suppose que le taux d'extraction reste le même pour les trois types de segment. Dans le cas des segments plus longs que 50 km, pour que la croûte ait une épaisseur supérieure à 6 km au centre, la zone de fusion doit être plus étendue que celle correspondant au segment de 50 km et donc il faut que d soit supérieur ou égal à 20 km. Mais une augmentation significative de d entraîne un épaississement exagéré de la croûte en centre de segment. Ainsi si d augmente de 5 km, la croûte passe d'une épaisseur de 6 km à 10 km environ, valeur exagérément forte par rapport à celles de la croûte océanique normale. Inversement, dans le cas des segments plus courts que 50 km, pour que l'épaisseur crustale au centre du segment soit inférieure à 6 km d doit être inférieur ou égal à 20 km. Mais une diminution significative de d, de l'ordre de 5 km, entraîne un amincissement crustal trop fort, la croûte passe d'une épaisseur de 6 km à 3 km environ. Des segments plus courts aux plus longs une augmentation relativement faible de d entraîne un épaississement crustal en centre de segment exagérément fort par rapport à celui suggéré par les expériences de sismique réfraction. Par conséquent on considère d constant avec d égal à 20 km quelque soit la longueur du segment.



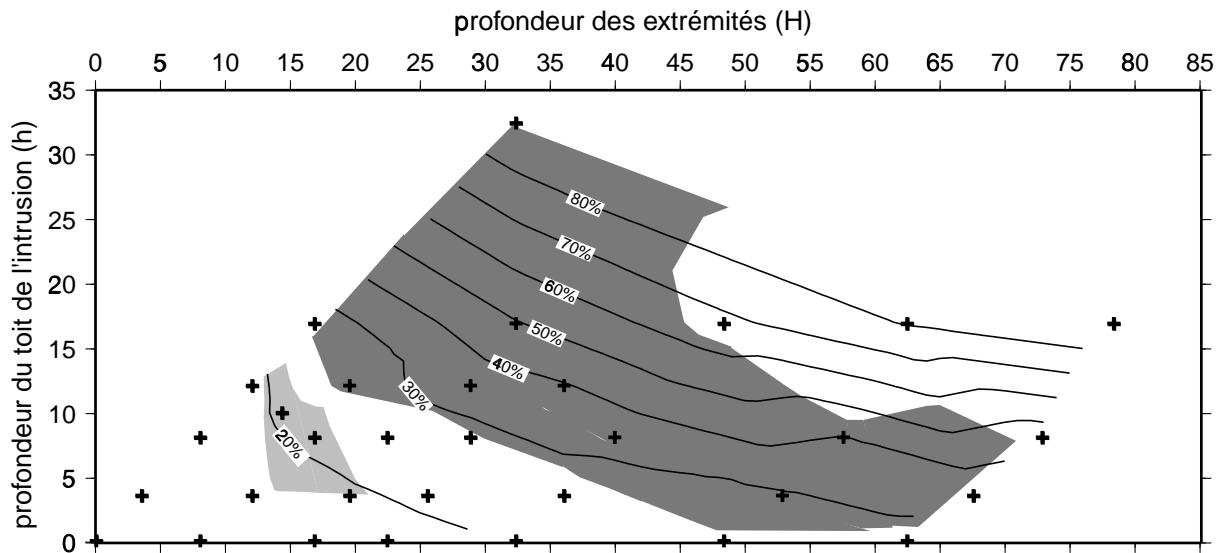
**Figure IV.2:** Evolution de la forme de l'intrusion avec la longueur du segment (coupe verticale le long du segment et vue du dessus).  
 En haut, forme de type A et en bas forme de type B. Pour le segment le plus court, le segment de 30 km, les deux intrusions ont exactement la même forme.

Les paramètres  $d$  et  $D$  étant fixés pour chaque type de segment, on recherche si, pour la forme de type A de l'intrusion, il existe des paramètres  $h$  et  $H$  rendant compte des observations pour tous les types de segment.

## Recherche des paramètres h et H dans le cas de la forme de type A.

### *Segment de 50 km.*

On a déjà recherché les paramètres h et H dans le cas du segment de 50 km (voir chapitre II). On en rappelle ici les résultats. Aux extrémités les contraintes sur la profondeur de l'isotherme 750°C, qui correspond à la profondeur de la transition fragile/ductile dans les péridotites, sont respectées pour H = 12 à 17 km. Au centre du segment les contraintes sur la profondeur de l'isotherme 500°C, correspondant à la profondeur de la transition fragile/ductile dans les basaltes, sont respectées pour h = 4 à 10 km. Mais ces couples (h, H) présentent des amplitudes de la  $\Delta$ MBA légèrement trop fortes (entre 25 et 30 mGal) par rapport à celles observées pour un segment de 50 km.



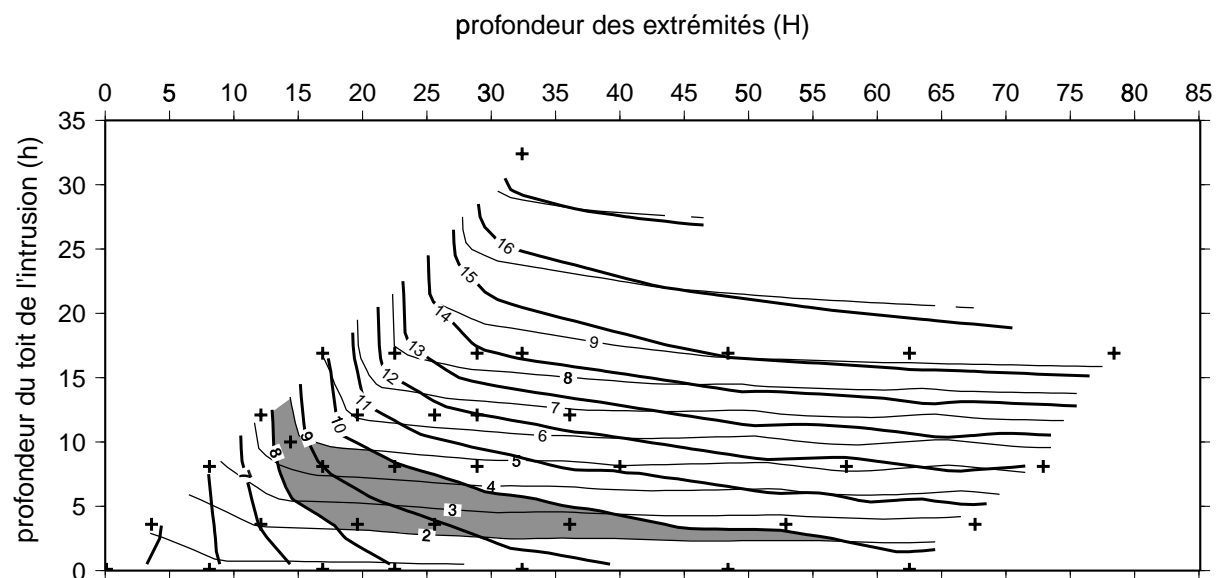
**Figure IV.3:** Ensemble des couples (h, H) respectant les contraintes sur les profondeurs maximales des séismes (gris clair) et sur la  $\Delta$ MBA (gris foncé) dans le cas du segment de 50 km possédant une zone chaude de type A. Les traits fins représentent le taux d'extraction (exprimé en pourcentage) nécessaire pour obtenir une croûte épaisse de 6 km en centre de segment.

Pour les différents types de segment les épaisseurs crustales dépendent du taux d'extraction, c'est à dire de la proportion du liquide contenu dans la zone de fusion qui est extrait pour former la croûte. Comme l'étendue de la zone de fusion dépend des paramètres h et H, le taux d'extraction est également contrôlé par ces deux paramètres. Nous faisons l'hypothèse simple que le taux d'extraction est le même pour les différents types de segment. Le taux d'extraction a été déterminé dans le cas du segment de 50 km or il n'existe pas de couples (h, H), et donc de taux d'extraction, rendant compte à la fois de toutes les observations pour ce segment. Les couples (h, H) rendant compte des contraintes sur les

profondeurs maximales des séismes présentent des taux d'extraction de 20% en moyenne tandis que ceux rendant compte des contraintes sur la  $\Delta MBA$  présentent des taux supérieurs ou égaux à 25% (figure IV.3). Les paramètres  $h$  et  $H$  sont recherchés dans le cas des segments de 30 km et de 90 km en considérant tout d'abord un taux d'extraction de 20%. Ensuite l'effet d'un taux d'extraction plus important (30%) est évalué. La recherche est effectuée selon la même démarche que pour le segment de 50 km.

#### Segment de 30 km.

La figure IV.4 représente les profondeurs des isothermes 500°C sous le centre du segment (trait fin) et 750°C sous les extrémités (trait gras) dans l'espace ( $h$ ,  $H$ ). Les profondeurs de ces isothermes ont été déterminées selon la procédure décrite dans le chapitre II pour le segment de 50 km.

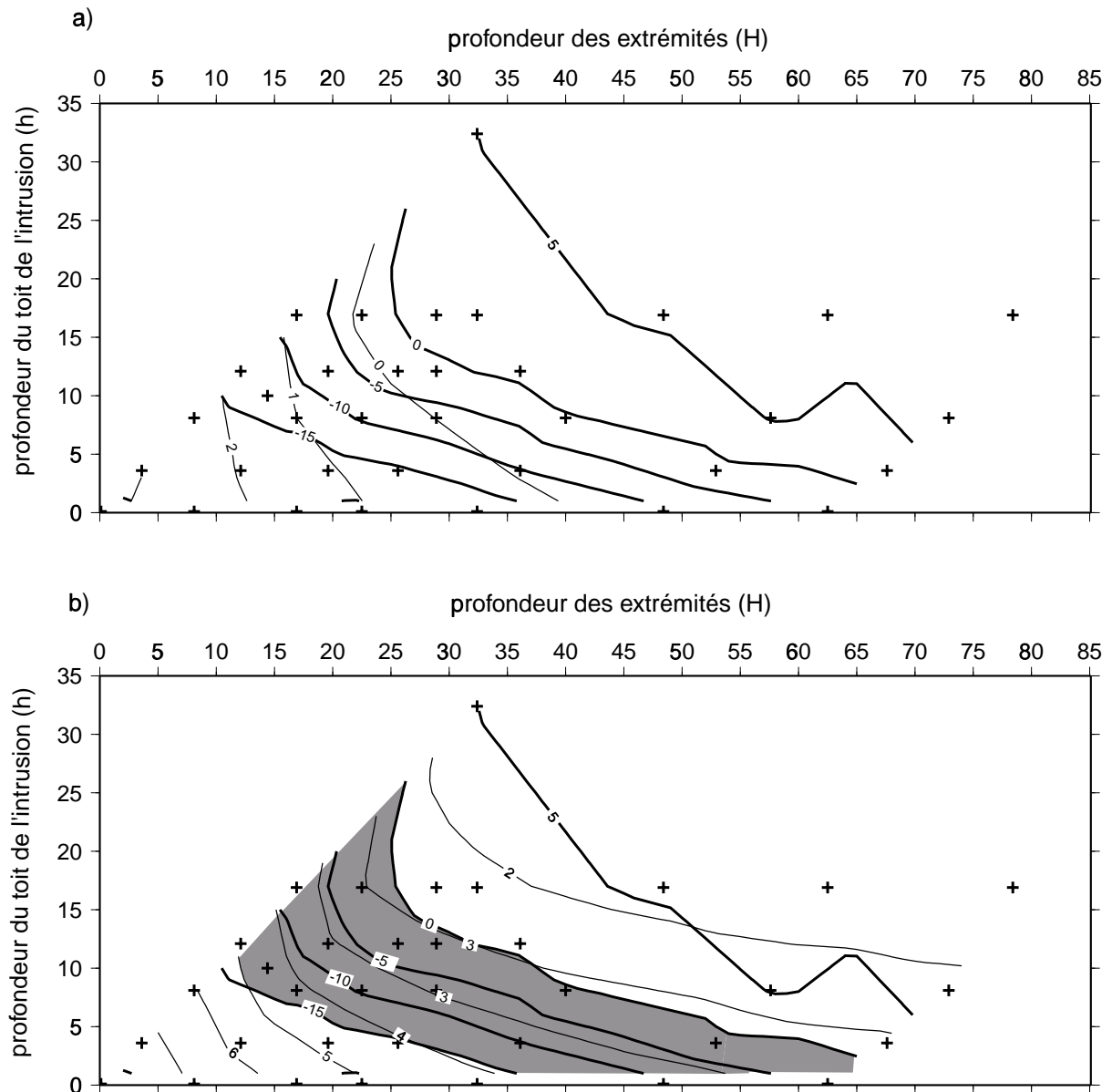


**Figure IV.4:** Recherche des couples ( $h$ ;  $H$ ) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes pour le segment long de 30 km: cas de la forme de type A. Les traits gras représentent la profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités de segment et les traits fins la profondeur de l'isotherme 500°C sous le centre dans l'espace des paramètres  $h$  et  $H$ . La zone grisée correspond aux couples ( $h$ ,  $H$ ) rendant compte des contraintes sur la profondeur de ces deux isothermes.

De la même façon que pour le segment de 50 km, au centre du segment la profondeur de l'isotherme 500°C est contrôlée par la profondeur du toit de l'intrusion  $h$  (figure IV.4). Aux extrémités la profondeur de l'isotherme 750°C est contrôlée à la fois par la profondeur du toit de l'intrusion ( $h$ ) et par la profondeur de ses extrémités ( $H$ ). Sur la figure IV.4, la zone grisée représente les couples ( $h$ ,  $H$ ) entraînant des profondeurs des isothermes 500 et 750°C conformes aux contraintes imposées par la microsismicité observée. Ces couples ( $h$ ,  $H$ ) sont

sensiblement les mêmes que dans le cas du segment de 50 km car les contraintes appliquées sont les mêmes quelque soit la longueur du segment.

De la même façon que pour le cas du segment de 50 km décrit dans le chapitre II, la figure IV.5 représente, dans l'espace (h, H), la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (trait gras) avec en haut l'épaisseur crustale en extrémités de segment (trait fin) et en bas celle en centre de segment (trait fin).



**Figure IV.5:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la variation de MBA pour le segment long de 30 km dans le cas de la forme de type A.

Sur les deux figures les traits gras représentent la variation de MBA entre centre et extrémités de segment dans l'espace des paramètres h et H. a) les traits fins représentent l'épaisseur crustale en extrémités de segment et b) en centre de segment. La zone grisée représente les couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la  $\Delta$ MBA.

Les épaisseurs crustales se comportent en fonction de  $h$  et  $H$  de la même façon que pour le segment de 50 km: un approfondissement général de l'intrusion (augmentations de  $h$  et  $H$ ) entraîne une réduction des épaisseurs crustales partout le long du segment.

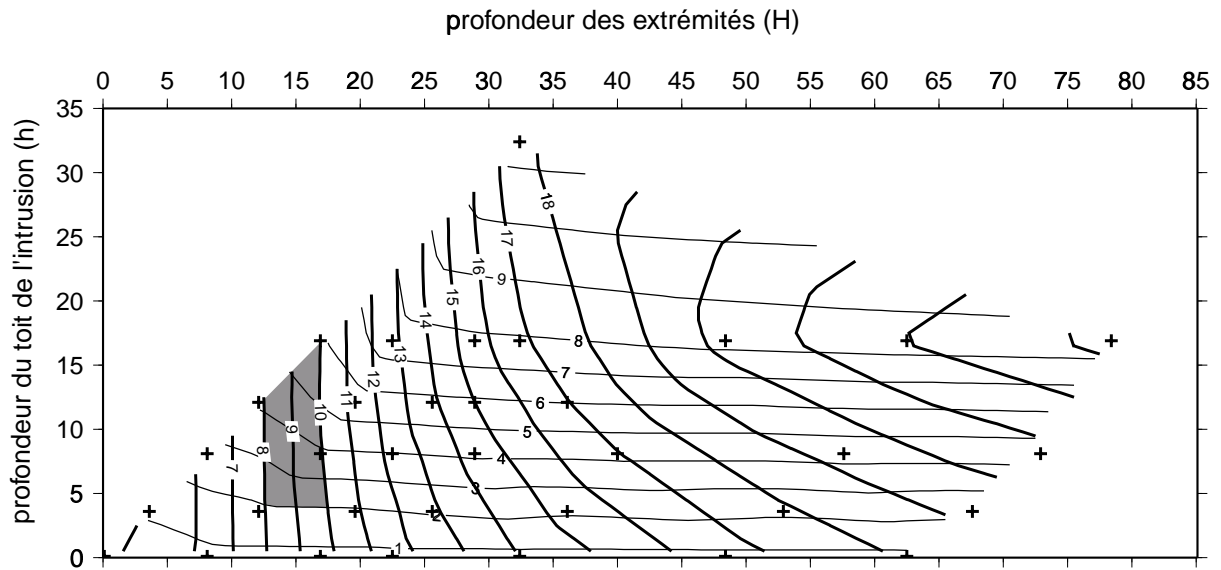
La  $\Delta$ MBA se comporte en fonction de  $h$  et  $H$  de la même façon que pour le segment de 50 km, mais le raccourcissement de l'intrusion induit une diminution générale de l'amplitude de la  $\Delta$ MBA de l'ordre de 15 mGal. Ceci est une conséquence du fait que l'intensité du champ de gravité diminue avec l'inverse du carré de la distance. Selon cette loi lorsque l'intrusion se raccourcit, en supposant qu'il n'y a pas d'autre changement de dimension, la distribution des masses aux extrémités du segment contribue davantage au champ de gravité centre par rapport au cas du segment de 50 km. Or, les extrémités, davantage constituées de roches mantelliques, présentent des densités plus fortes que celles du centre constitué de roches crustales plus légères. Par conséquent, lorsque l'intrusion se raccourcit, l'intensité de la gravité (et donc la MBA) augmente au centre du segment et donc la  $\Delta$ MBA diminue en valeur absolue par rapport au segment de 50 km. Les couples ( $h$ ,  $H$ ) pour lesquels la  $\Delta$ MBA modélisée est comprise entre -15 et -2 mGal, conformément aux observations, sont représentés par la zone grisée sur la figure IV.5. Parmi ces couples il en existe qui rendent compte à la fois des contraintes sur les profondeurs maximales des microséismes et sur la  $\Delta$ MBA (les deux zones hachurées se recouvrent). De plus, en centre de segment, les épaisseurs crustales correspondant à ces couples sont inférieures ou égales à 6 km, épaisseur de la croûte au centre du segment de 50 km.

Pour ce segment il existe donc des couples ( $h$ ,  $H$ ) rendant compte à la fois des trois types d'observation:  $h = 10 \pm 2$  km et  $H = 15 \pm 2$  km.

#### *Segment de 90 km.*

Comme pour les segments de 30 km et 50 km la figure IV.6 représente les profondeurs des isothermes 500°C sous le centre du segment (trait fin) et 750°C sous les extrémités (trait gras) dans l'espace ( $h$ ,  $H$ ).

Ici encore, au centre du segment la profondeur de l'isotherme 500°C est contrôlée par la profondeur du toit de l'intrusion  $h$  (figure IV.6). Aux extrémités la profondeur de l'isotherme 750°C est contrôlée à la fois par la profondeur du toit de l'intrusion ( $h$ ) et par la profondeur de ses extrémités ( $H$ ) (figure IV.6). Sur la figure IV.6, la zone grisée représente les couples ( $h$ ,  $H$ ) entraînant des profondeurs des isothermes 500 et 750°C conformes à celles déduites de la sismicité.



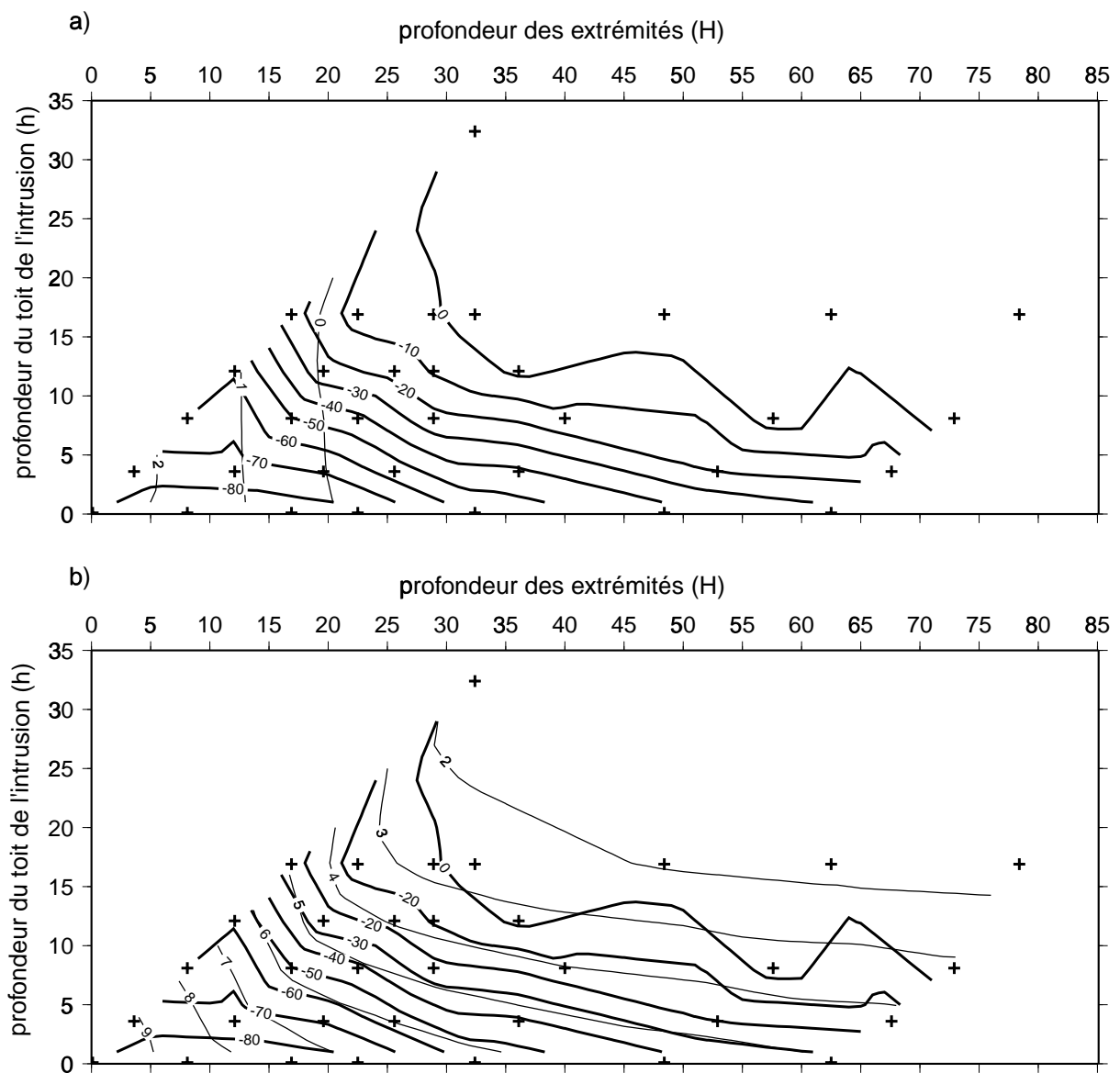
**Figure IV.6:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes pour le segment long de 90 km: cas de la forme de type A.  
 Les traits gras représentent la profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités de segment et les traits fins la profondeur de l'isotherme 500°C sous le centre dans l'espace des paramètres h et H. La zone grisée correspond aux couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la profondeur de ces deux isothermes.

De nouveau, la figure IV.7 représente, dans l'espace (h, H), la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (trait gras) avec en haut l'épaisseur crustale en extrémités de segment (trait fin) et en bas celle en centre de segment (trait fin).

La structure crustale se comporte globalement de la même manière que précédemment en fonction de h et H, avec cependant quelques changements. D'une part, l'intrusion du segment long de 90 km présente une base plus effilée aux extrémités et son toit une pente plus faible que dans les cas précédents si bien que la quantité de chaleur apportée par la zone chaude aux extrémités est moins importante (figure IV.8). La production crustale aux extrémités s'en trouve amoindrie et la croûte y est plus mince de 1 km environ par rapport au segment de 30 km (figure IV.7). D'autre part, la longueur plus importante de la zone chaude accroît la quantité de chaleur présente au centre, la zone de fusion y est alors légèrement plus étendue et l'épaisseur crustale plus importante que dans le cas du segment de 30 km (figure IV.9).

Les remarques qui ont été faites pour les segments de 30 km et 50 km sont toujours valables pour le segment de 90 km en ce qui concerne le comportement de la  $\Delta$ MBA en fonction de h et H. Mais l'amplitude de la  $\Delta$ MBA est bien plus forte par rapport à celle du segment de 30 km. Il y a deux raisons à cela. D'abord, l'allongement de l'intrusion le long de l'axe induit une augmentation globale en valeur absolue de la  $\Delta$ MBA de l'ordre de 35/40

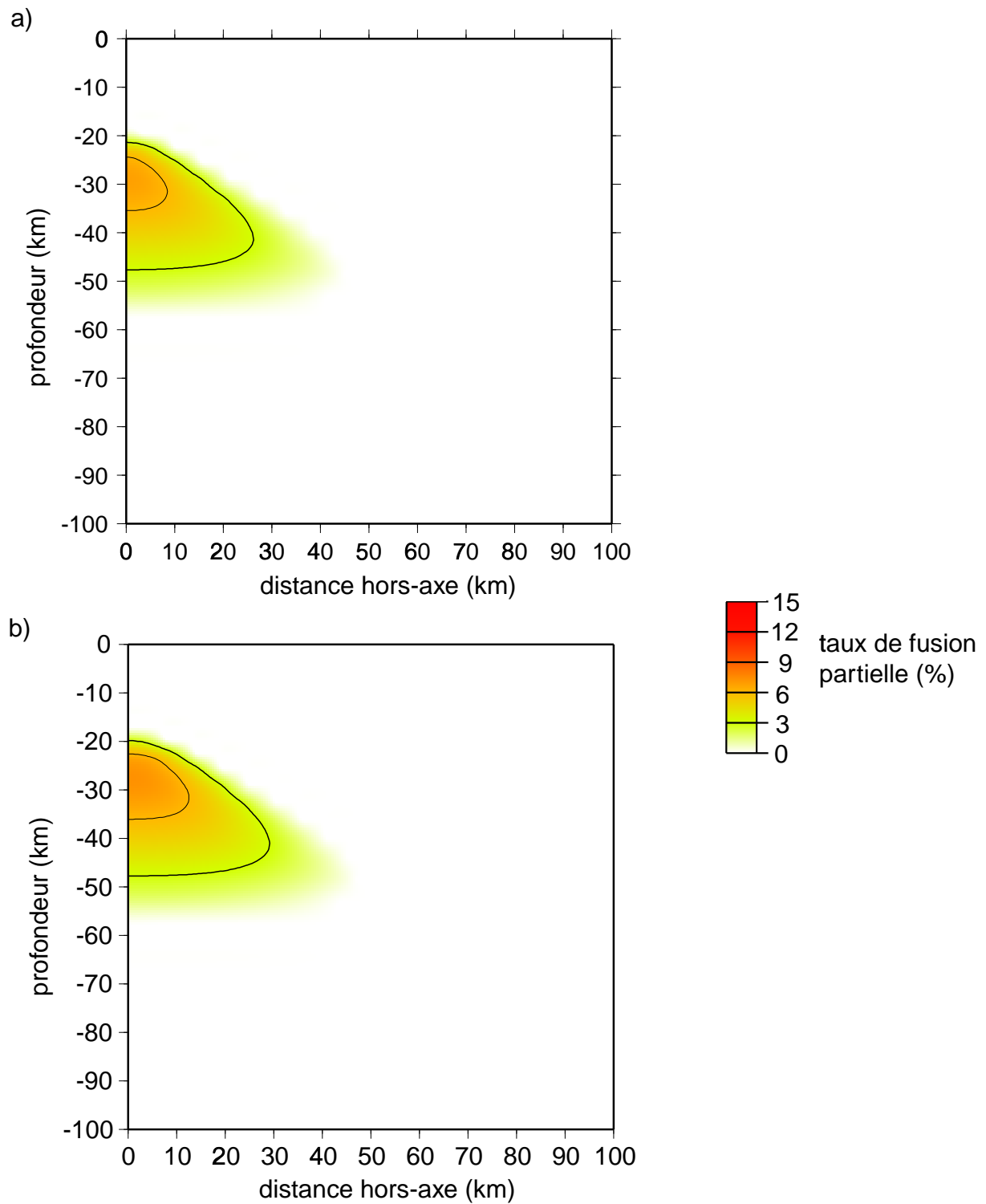
mGal, le champ de gravité au centre du segment subissant moins l'influence des extrémités plus denses qui sont plus éloignées. Ensuite, la variation d'épaisseur crustale le long du segment s'accroît, en centre de segment la croûte est légèrement plus épaisse et en extrémité la croûte perd 1 km d'épaisseur que les péridotites serpentinisées ne parviennent pas à compenser.



**Figure IV.7:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la variation de MBA pour le segment long de 90 km dans le cas de la forme de type A.

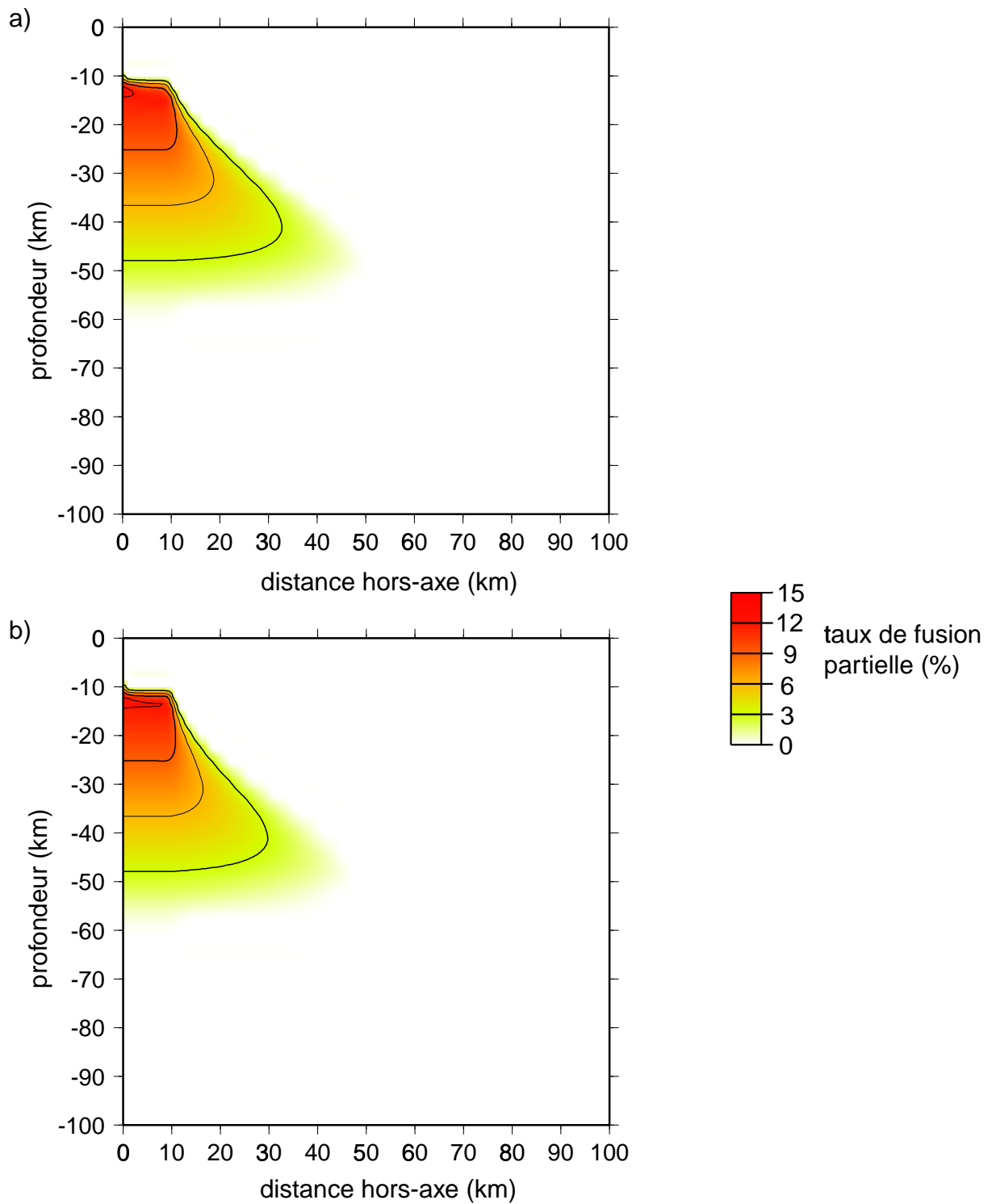
Sur les deux figures les traits gras représentent la variation de MBA entre centre et extrémités de segment dans l'espace des paramètres h et H. a) les traits fins représentent l'épaisseur crustale en extrémités de segment et b) en centre de segment.





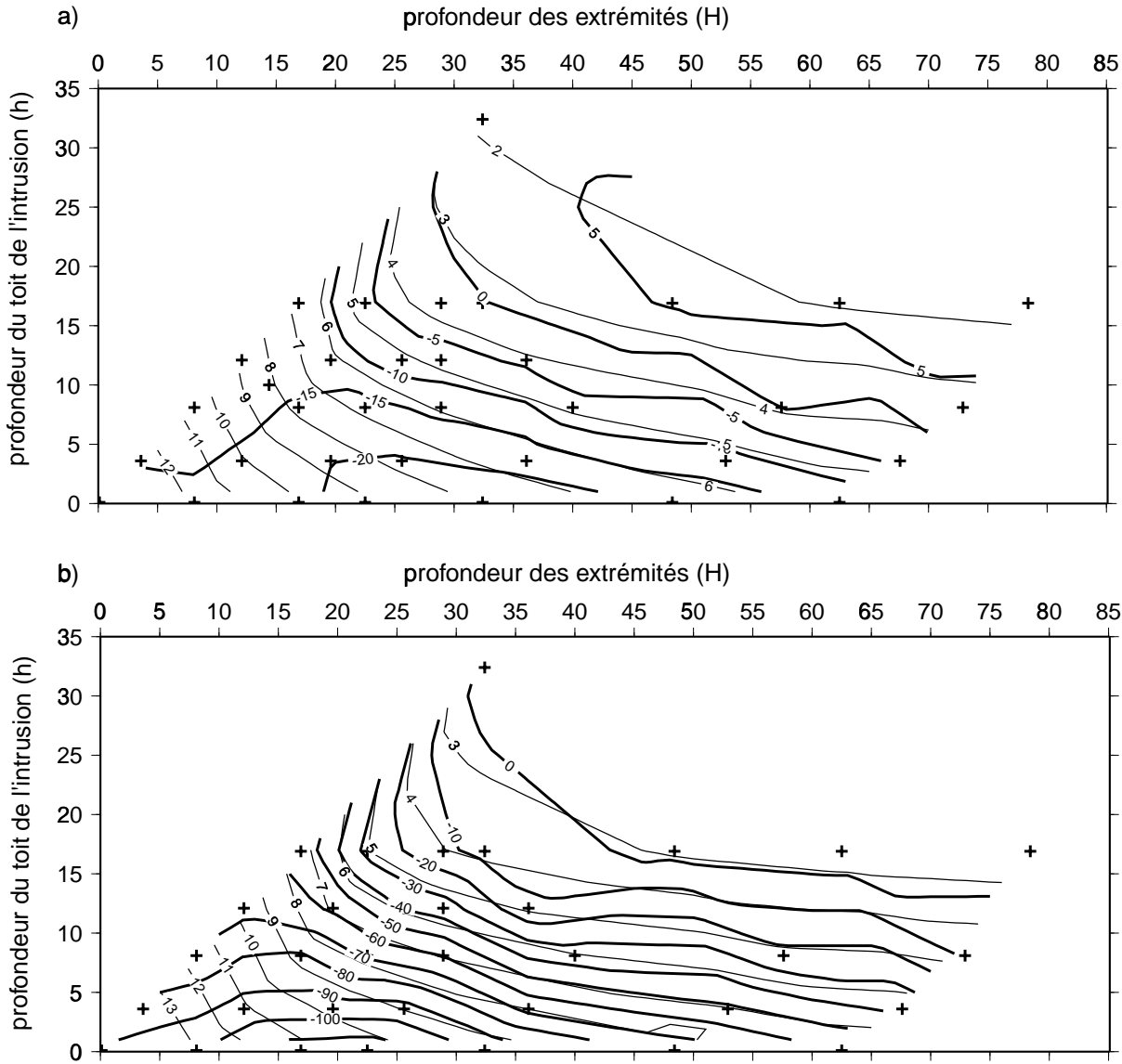
**Figure IV.8:** Variation de l'étendue de la zone de fusion partielle en extrémité de segment avec la longueur du segment dans le cas de la forme de type A de la zone chaude.

Sur les deux figures est représentée la distribution des taux de fusion partielle en extrémités de segment selon une coupe verticale perpendiculaire à l'axe de la dorsale a) dans le cas du segment long de 90 km et b) dans le cas du segment long de 30 km. Dans les deux cas les dimensions de la zone chaude  $h$  et  $H$  sont égales respectivement à 10 km et 15 km.



**Figure IV.9:** Variation de l'étendue de la zone de fusion partielle en centre de segment avec la longueur du segment dans le cas de la forme de type A de la zone chaude. Sur les deux figures est représentée la distribution des taux de fusion partielle en centre de segment selon une coupe verticale perpendiculaire à l'axe de la dorsale a) dans le cas du segment long de 90 km et b) dans le cas du segment long de 30 km. Dans les deux cas les dimensions de la zone chaude  $h$  et  $H$  sont égales respectivement à 10 km et 15 km.

Dans la zone de l'espace (h, H) où les contraintes sur la profondeur maximale des séismes sont respectées la croûte aux extrémités a une épaisseur de 1 km en moyenne. Les péridotites serpentinisées n'apparaissent alors qu'à 1 km de profondeur. A cette profondeur leur densité est plus proche de celle du manteau que de celle de la croûte, elles ne peuvent donc pas compenser d'un point de vue gravimétrique l'amincissement plus marqué de la croûte aux extrémités. L'augmentation en valeur absolue de la  $\Delta$ MBA résultante est trop importante: les couples (h, H) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes présentent des  $\Delta$ MBA supérieures à 50 mGal en valeur absolue (figure IV.7), valeurs bien plus fortes que celles observées pour les segments de 90 km (30 à 40 mGal).



**Figure IV.10:** Effets d'un taux d'extraction de 30% sur l'épaisseur crustale en centre de segment et sur la  $\Delta$ MBA dans l'espace (h, H) dans le cas d'une zone chaude de forme A. Les effets sont représentés a) dans le cas d'un segment long de 30 km et b) dans le cas d'un segment long de 90 km. les épaisseurs crustales en centre de segment sont représentées en trait fin et la  $\Delta$ MBA en trait gras.

En considérant des taux d'extraction plus importants, les épaisseurs crustales augmentent et cette difficulté ne fait qu'empirer. Ainsi pour un taux d'extraction de 30%, la croûte gagne en moyenne 2 km d'épaisseur au centre du segment et 1 km aux extrémités (figure IV.10). La variation d'épaisseur crustale entre centre et extrémité est donc plus importante que dans le cas de taux plus faibles. Par conséquent la  $\Delta MBA$  s'accroît en valeur absolue (de 10 mGal en moyenne) et les couples (h, H) respectant les contraintes sur les profondeurs de la transition fragile/ductile sont systématiquement associés à des valeurs de  $\Delta MBA$  d'amplitude plus forte que celle observée (figure IV.10).

Quelque soit le taux d'extraction, la forme de type A de la zone chaude ne parvient pas à rendre compte simultanément de toutes les observations pour les trois types de segment. Pour les zones chaudes rendant compte des contraintes sur les profondeurs de la transition fragile/ductile et sur les épaisseurs crustales, la  $\Delta MBA$  présente des amplitudes trop fortes par rapport à celles observées pour les plus grands segments.

Ces valeurs exagérées de l'amplitude de la  $\Delta MBA$  proviennent du trop fort amincissement de la croûte aux extrémités, dû à l'effilement trop prononcé de l'intrusion vers les extrémités. Pour réduire ce phénomène la forme de l'intrusion devrait présenter une base et un toit plus réguliers le long de l'axe. La forme de type B testée ci-après présente ces caractéristiques.

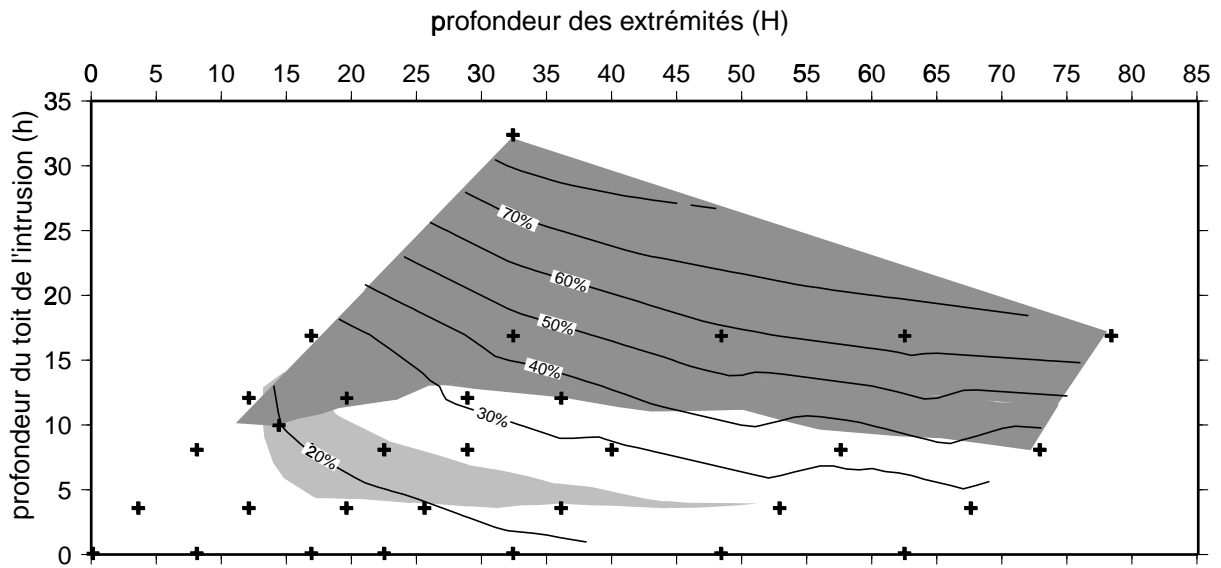
#### Recherche des paramètres h et H dans le cas de la forme de type B.

##### *Segment de 50 km.*

Dans le chapitre II, on a déjà recherché les paramètres h et H dans le cas du segment de 50 km. On en rappelle ici les résultats. Il existe des valeurs de ces paramètres rendant compte de toutes les observations pour ce segment. Les contraintes sont respectées pour h égal à  $10 \pm 2$  km et H égal à  $15 \pm 2$  km (figure IV.11). Le taux d'extraction correspondant a une valeur d'environ 20%.

##### *Segment de 30 km*

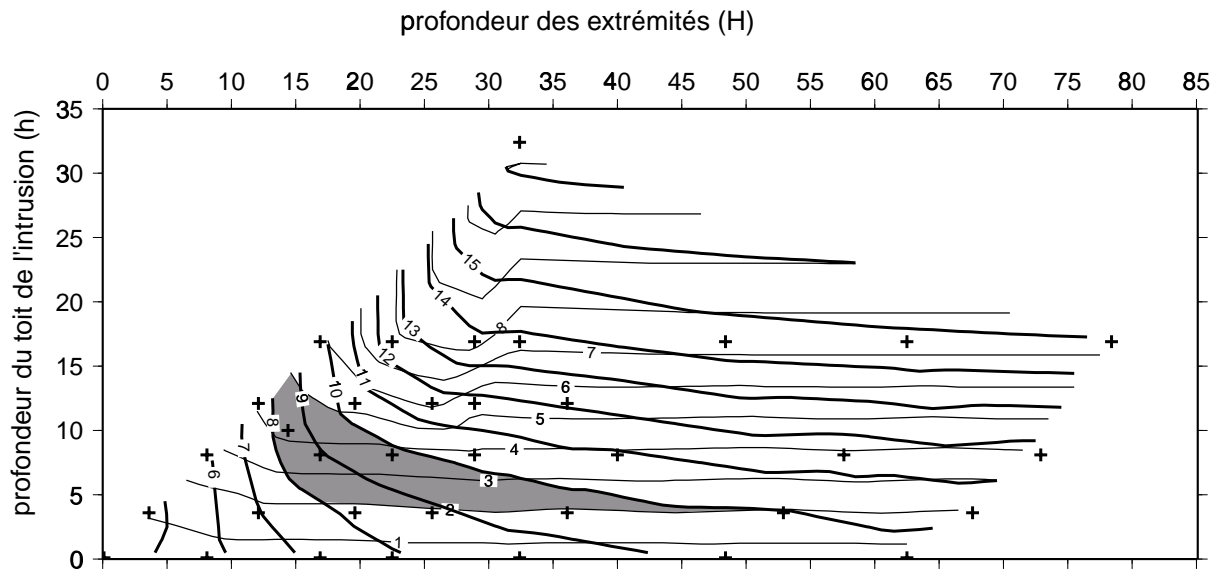
Dans le cas du segment le plus court, les deux formes A et B sont identiques (un cylindre à base circulaire surmonté d'un paraboléoïde). Les contraintes sont respectées pour h =  $10 \pm 2$  km et H =  $15 \pm 2$  km.



**Figure IV.11:** Ensemble des couples (h, H) respectant les contraintes sur les profondeurs maximales des séismes (gris clair) et sur la  $\Delta$ MBA (gris foncé) dans le cas du segment de 50 km possédant une zone chaude de type B. Les traits fins représentent le taux d'extraction (exprimé en pourcentage) nécessaire pour obtenir une croûte épaisse de 6 km en centre de segment.

#### Segment de 90 km

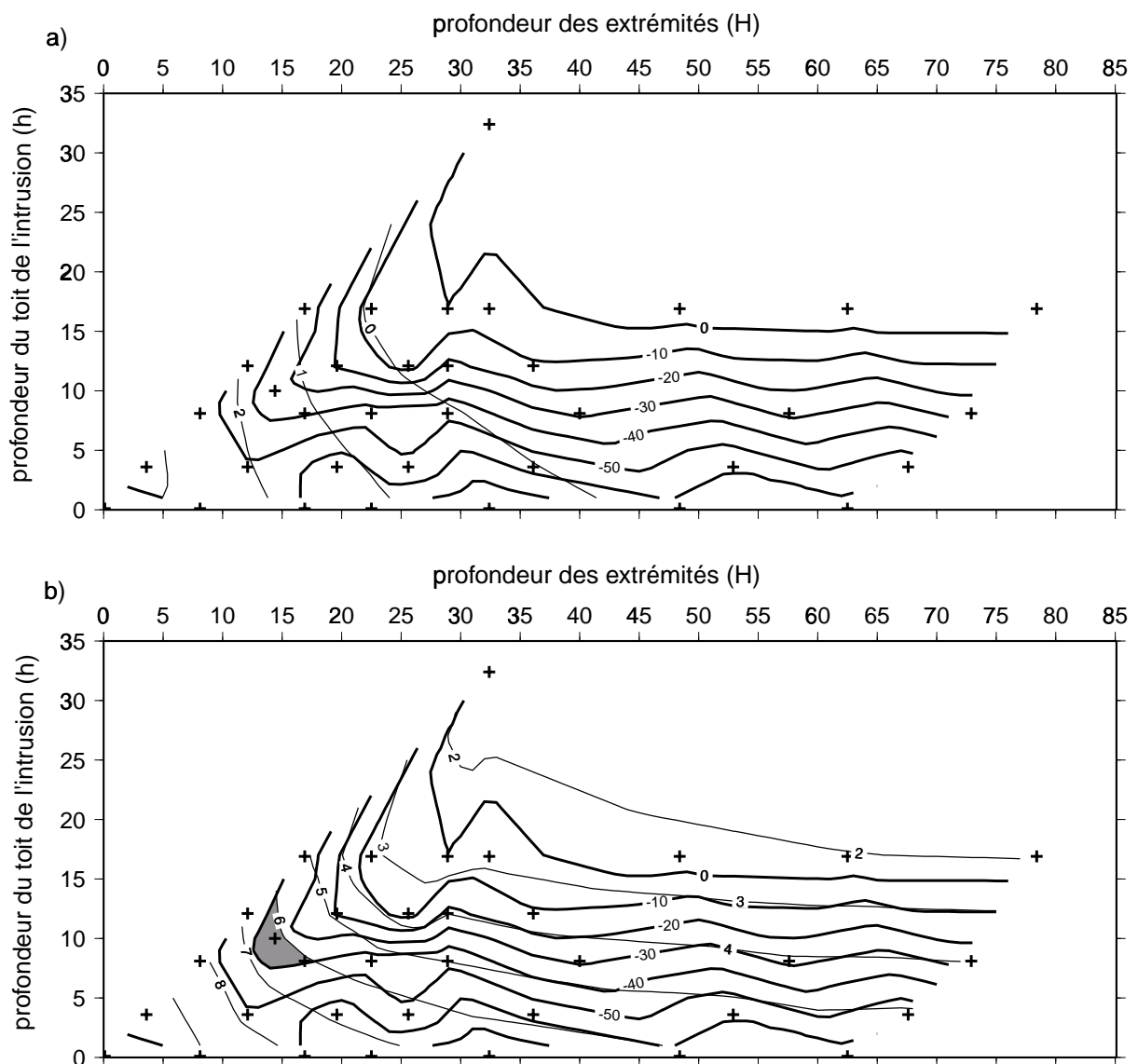
Comme pour les cas précédents la figure IV.12 représente les profondeurs des isothermes 500°C sous le centre du segment (trait fin) et 750°C sous les extrémités (trait gras) dans l'espace (h, H).



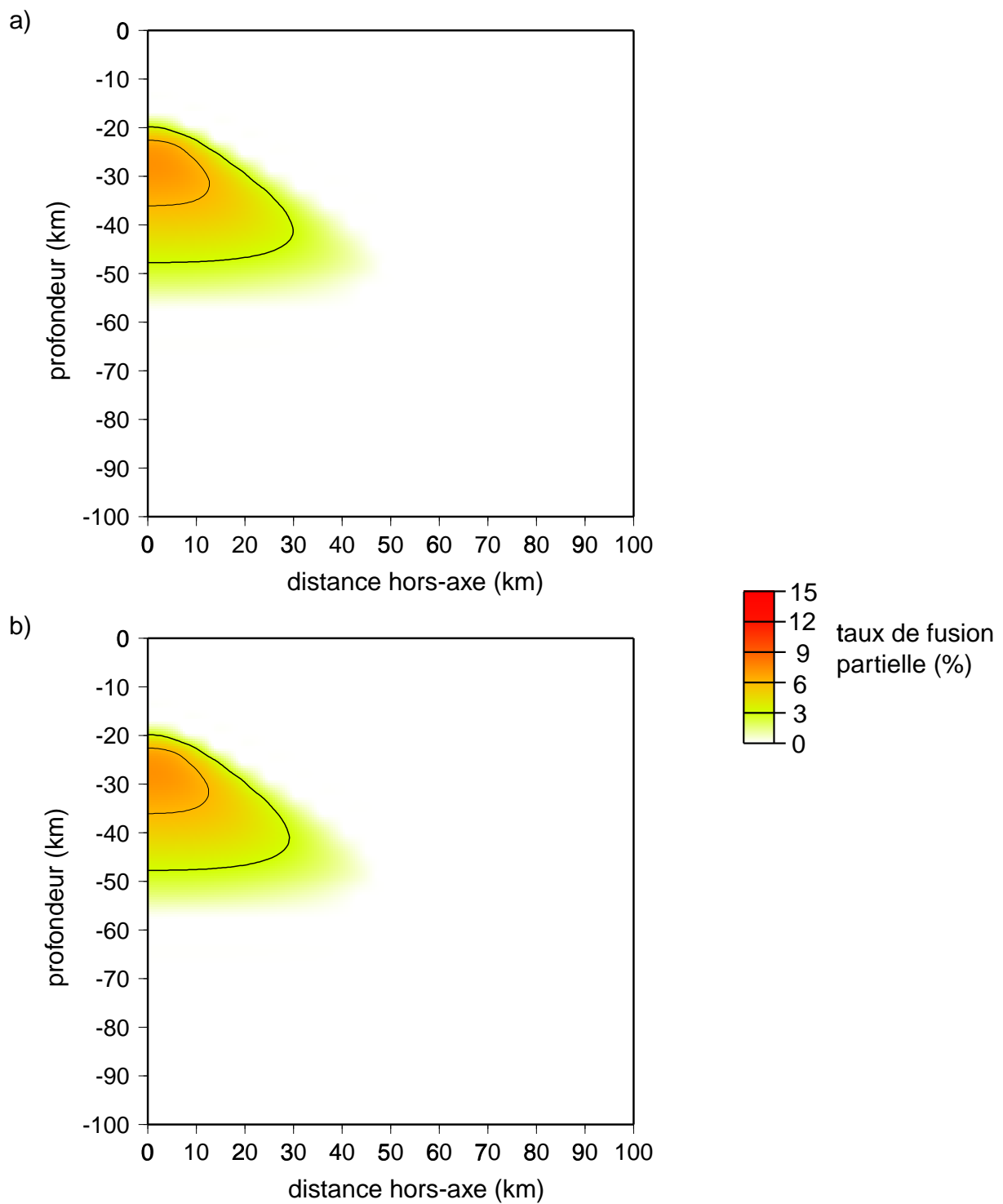
**Figure IV.12:** Recherche des couples (h; H) respectant les contraintes sur la profondeur maximale des séismes pour le segment long de 90 km: cas de la forme de type B. Les traits gras représentent la profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités de segment et les traits fins la profondeur de l'isotherme 500°C sous le centre dans l'espace des paramètres h et H. La zone grisée correspond aux couples (h, H) rendant compte des contraintes sur la profondeur de ces deux isothermes.

L'intrusion s'est considérablement allongé le long de l'axe. En extrémités de segment, la base de l'intrusion est la même que dans le cas du segment de 30 km et le toit présente la même pente. La profondeur de l'isotherme 750°C aux extrémités se comporte alors exactement de la même manière que pour le segment de 30 km (idem pour l'isotherme 500°C au centre) en fonction de  $h$  et  $H$ . Les contraintes sur la profondeur de la transition fragile/ductile sont donc respectées pour les mêmes couples ( $h, H$ ) (figure IV.12).

Comme précédemment la figure IV.13 représente, dans l'espace ( $h, H$ ), la variation de MBA entre centre et extrémité de segment (trait gras) avec en haut l'épaisseur crustale en extrémités de segment (trait fin) et en bas celle en centre de segment (trait fin).

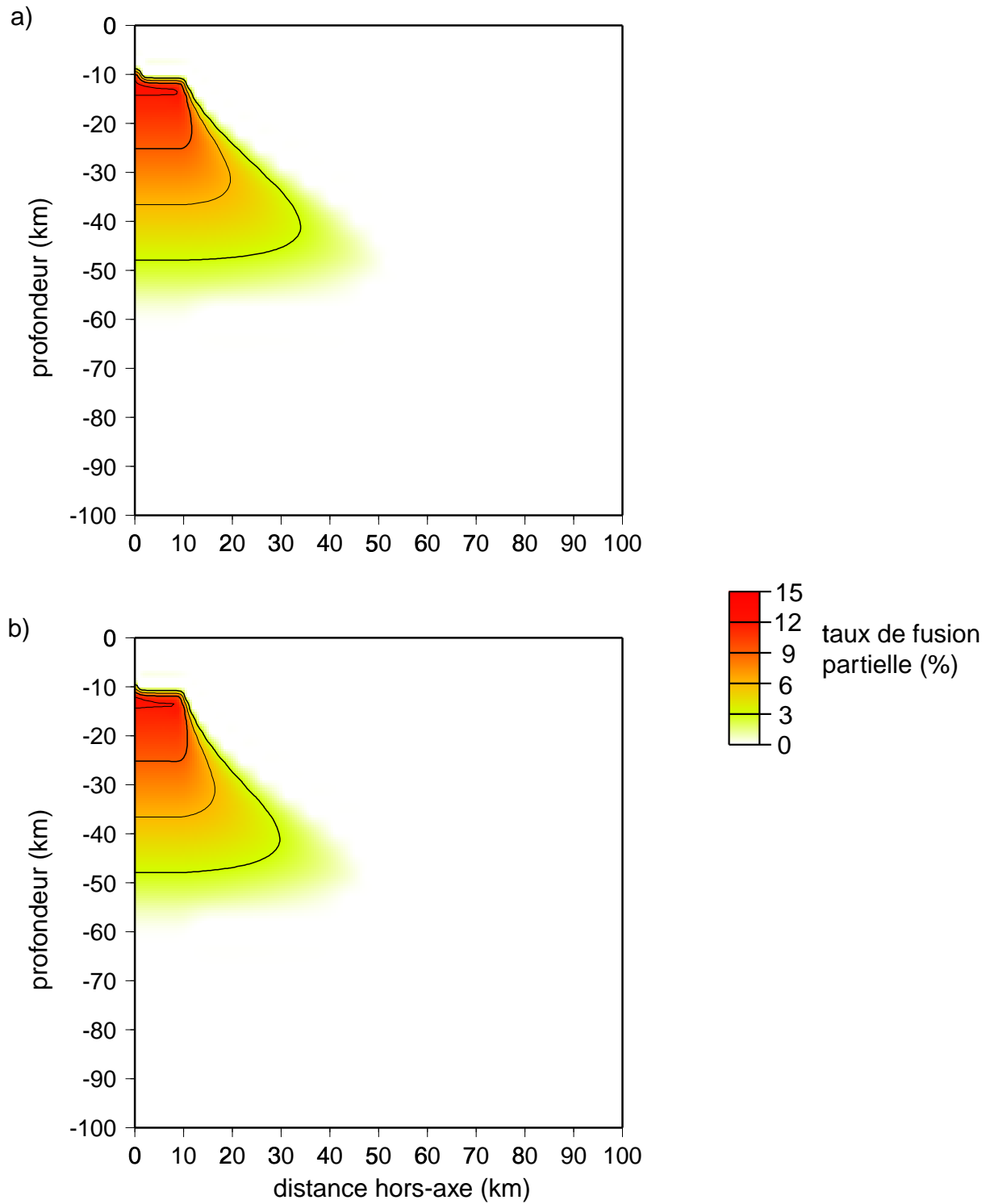


**Figure IV.13:** Recherche des couples ( $h; H$ ) respectant les contraintes sur la variation de MBA pour le segment long de 90 km dans le cas de la forme de type B. Sur les deux figures les traits gras représentent la variation de MBA entre centre et extrémités de segment dans l'espace des paramètres  $h$  et  $H$ . a) les traits fins représentent l'épaisseur crustale en extrémités de segment et b) en centre de segment. La zone grisée représente les couples ( $h, H$ ) rendant compte des contraintes sur la  $\Delta$ MBA.



**Figure IV.14:** Variation de l'étendue de la zone de fusion partielle en extrémité de segment avec la longueur du segment dans le cas de la forme de type B de la zone chaude.

Sur les deux figures est représentée la distribution des taux de fusion partielle en extrémités de segment selon une coupe verticale perpendiculaire à l'axe de la dorsale a) dans le cas du segment long de 90 km et b) dans le cas du segment long de 30 km. Dans les deux cas les dimensions de la zone chaude  $h$  et  $H$  sont égales respectivement à 10 km et 15 km.



**Figure IV.15:** Variation de l'étendue de la zone de fusion partielle en centre de segment avec la longueur du segment dans le cas de la forme de type B de la zone chaude.

Sur les deux figures est représentée la distribution des taux de fusion partielle en centre de segment selon une coupe verticale perpendiculaire à l'axe de la dorsale a) dans le cas du segment long de 90 km et b) dans le cas du segment long de 30 km. Dans les deux cas les dimensions de la zone chaude  $h$  et  $H$  sont égales respectivement à 10 km et 15 km.



En extrémités de segment les épaisseurs crustales suivent le même comportement en fonction de  $h$  et  $H$  que pour le segment de 30 km. Comme aux extrémités l'intrusion garde la même géométrie que pour le segment plus court, l'épaisseur crustale en extrémités se comporte exactement de la même façon en fonction de  $h$  et  $H$  (figure IV.14). Par contre la longueur plus importante de la zone chaude accroît la quantité de chaleur présente au centre, la zone de fusion  $y$  est alors légèrement plus étendue dans la direction perpendiculaire à l'axe que dans la cas du segment de 30 km (figure IV.15) et la croûte gagne en moyenne un peu plus de 1 km d'épaisseur (figure IV.13).

L'allongement de la zone chaude a également pour conséquence d'augmenter l'amplitude de la  $\Delta MBA$ . Celle-ci s'accroît en moyenne de 30 mGal en valeur absolue par rapport au segment de 30 km (figure IV.13). Par rapport à la forme de type A, les couples ( $h$ ,  $H$ ) rendant compte des observations sur la profondeur de la transition fragile/ductile présentent des amplitudes de  $\Delta MBA$  plus faibles qui sont en accord avec celles observées pour un segment de cette longueur (figure IV.13). De plus ces couples présentent des épaisseurs crustales supérieures à 6 km en centre de segment.

Pour ce segment il existe donc des couples ( $h$ ,  $H$ ) rendant compte des trois types d'observation:  $h = 10 \pm 2$  km et  $H = 15 \pm 2$  km.

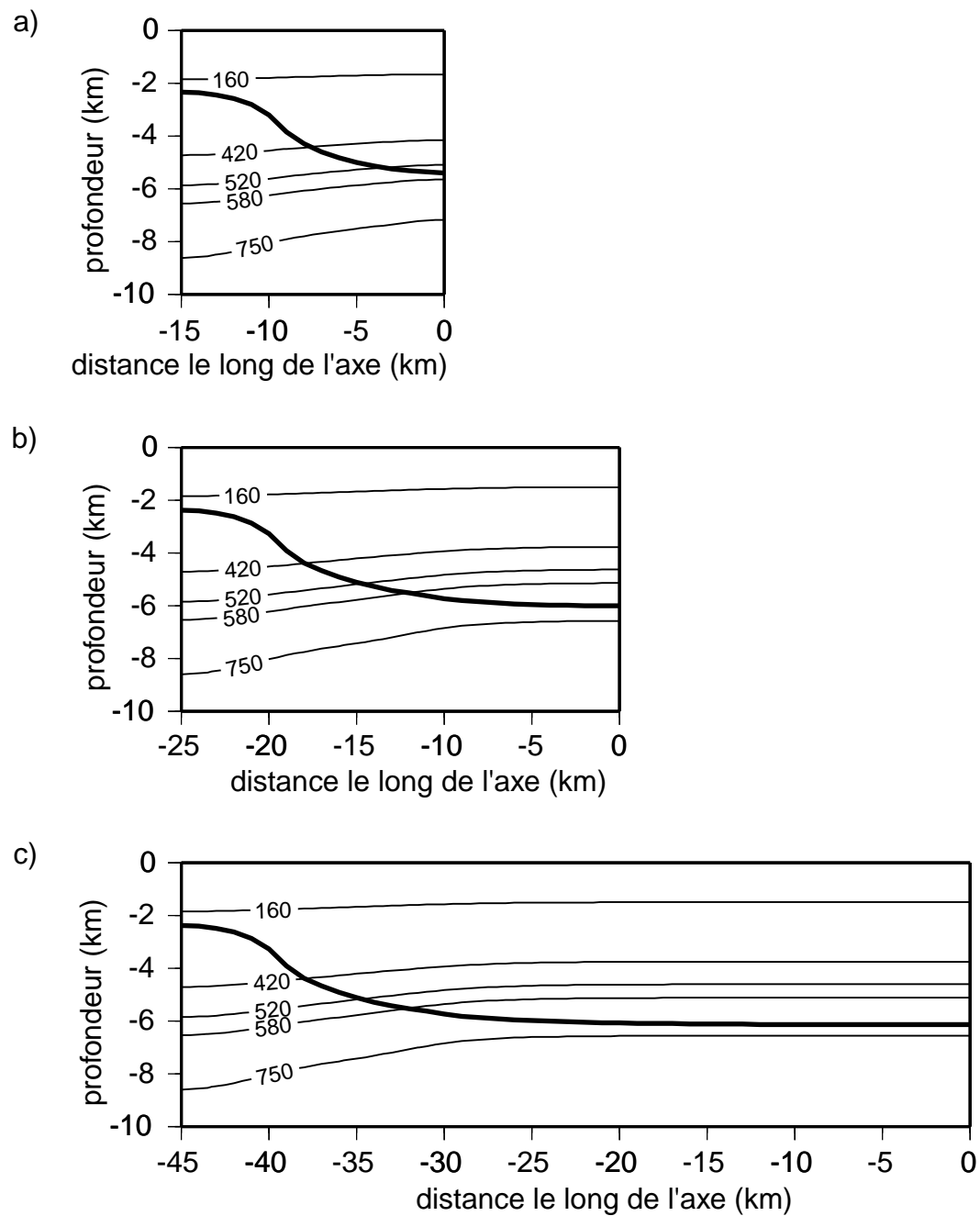
La forme de type B parvient donc à rendre compte des signatures géophysiques des trois grands types de segment en gardant les mêmes valeurs pour les paramètres  $h$  et  $H$  ( $h = 10 \pm 2$  km et  $H = 15 \pm 2$  km).

A partir de la structure thermique et de l'évolution thermique découlant de ces zones chaudes la distribution des aimantations, et les anomalies magnétiques qui en découlent, sont modélisées pour chacun de ces trois segments. La variation des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale modélisée est comparée à celle observée.

## **4.2 Les anomalies magnétiques axiales modélisées.**

Les anomalies magnétiques des segments courts (30 km) et longs (90 km) sont modélisées à partir de la distribution des aimantations selon la même démarche que pour le segment de 50 km (voir chapitre III). La distribution des aimantations est contrôlée, d'une part, par l'évolution thermique et la structure thermique de la lithosphère et, d'autre part, par la

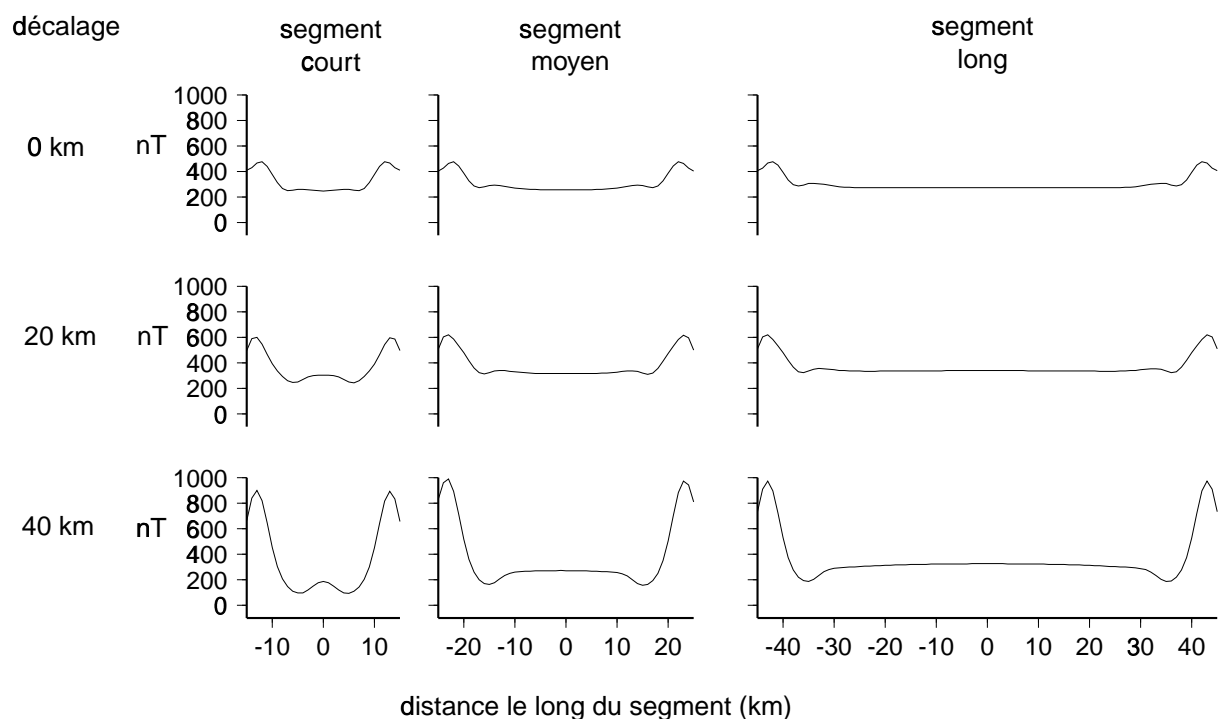
structure lithologique de la lithosphère et les propriétés magnétiques des lithologies considérées (voir le chapitre III).



**Figure IV.16:** Structures thermiques et épaisseurs crustales de l'extrémité (située à gauche) au centre (située à droite) de segments de différentes longueurs (coupes verticales passant par l'axe de la dorsale). Les structures thermiques et les épaisseurs crustales sont représentées pour a) un segment long de 30 km, b) un segment long de 50 km et c) un segment long de 90 km. Les épaisseurs crustales sont représentées en trait gras. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celle marquant la transition fragile/ductile dans les péridotites (750°C) sont représentées en trait fin.

En centre de segment la zone chaude garde la même profondeur quelque soit la longueur du segment. Les isothermes de Curie de la magnétite (520-580°C) et de la

titanomagnétite (160-420°C) restent donc aux mêmes profondeurs au sein de la croûte et, par conséquent, la couche aimantée garde la même épaisseur. Des segments les plus courts aux plus longs, en extrémités de segment la zone chaude présente la même base et le toit la même pente. La structure thermique est donc la même en extrémités (figure IV.16). La croûte y garde la même épaisseur et les isothermes ont la même profondeur indiquant que la couche des péridotites serpentinisées garde la même épaisseur quelque soit la longueur du segment. Les épaisseurs des différentes lithologies le long de l'axe sont donc les mêmes que dans le cas du segment de 50 km. Lorsque les segments sont alignés, la croûte aux extrémités est épaisse d'un peu plus de 2 km et les péridotites serpentinisées ne commencent à apparaître qu'à cette profondeur et sont donc peu aimantées (voir chapitre III). Pour de plus grands décalages de l'axe, la croûte s'amincit jusqu'à disparaître et les péridotites serpentinisées peuvent alors affleurer à la surface.



**Figure IV.17:** Les anomalies magnétiques axiales modélisées pour les trois différents types de segment. De gauche à droite, les variations d'amplitude de l'anomalie magnétique sont représentées le long du segment long de 30 km, du segment long de 50 km et du segment long de 90 km. De bas en haut le décalage entre segments adjacents augmente passant de 0 à 40 km.

Par conséquent les mêmes processus explicatifs que dans le cas du segment de 50 km reproduisent, pour chaque type de segment, des amplitudes de l'anomalie magnétique environ deux fois plus élevées aux extrémités qu'au centre du segment (figure IV.17), conformément aux observations. Dans le cas de segments alignés ou faiblement décalés la variation de

concentration en Fe-Ti le long de l'axe et la présence de péridotites serpentinisées aimantées en extrémités de segment reproduisent la variation des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale. Dans le cas de plus forts décalages entre segments voisins, la présence des péridotites serpentinisées en extrémités de segment suffit à reproduire ces observations magnétiques axiales. Les contributions respectives de chacun des deux processus expliquant les observations magnétiques axiales ne varient donc pas en fonction de la longueur du segment, comme cela avait été proposé par Ravilly et al. (1998) à partir de l'étude de la forme de l'anomalie magnétique le long d'une vingtaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 20° et 40°N. C'est le décalage de l'axe qui est le paramètre déterminant.

La forme de type B de la zone chaude, qui rend compte des caractéristiques de surface des trois types de segment sans changement de dimension, permet également de reproduire la variation observée des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale et ceci pour chaque type de segment.

### **4.3 Vers un modèle d'évolution de la structure thermique.**

#### **4.3.1 Une structure thermique unique pour tous les segments**

La forme de la zone chaude de type A échoue à rendre compte simultanément des observations géophysiques de surface pour les segments les plus longs. Pour les zones chaudes respectant les contraintes sur les profondeurs maximales des microséismes, l'amincissement crustal de plus en plus marqué en extrémités de segment lorsque la longueur de ce dernier augmente produit en effet des amplitudes de la  $\Delta$ MBA progressivement trop fortes par rapport à celles observées pour des segments de la même longueur.

Par contre la forme de la zone chaude de type B rend compte avec succès des caractéristiques de surface des différents types de segments (variation de MBA entre centre et extrémités de segment, structure crustale, profondeurs maximales des microséismes et variation d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale). Un simple allongement de cette zone chaude, sans autre changement de dimension ni de température, suffit à rendre compte des caractéristiques de surface des segments les plus courts à celles des segments les plus longs.

Ce modèle de simple allongement de la zone chaude résulte des contraintes que l'on s'est imposé sur les profondeurs maximales des microséismes. On a en effet supposé, en raison du faible nombre de segments où des observations de la microsismicité ont été effectuées, que les profondeurs maximales des microséismes en centre et en extrémités de segment restent les mêmes quelque soit la longueur du segment. La conséquence en est que les valeurs des paramètres  $h$  et  $H$ , identifiant la profondeur du toit de l'intrusion au centre et aux extrémités du segment respectivement, restent inchangées quelque soit la longueur du segment. Compte tenu de la valeur de ces contraintes on a  $h = 10 \pm 2$  km et  $H = 15 \pm 2$  km. Un tel allongement suffit à induire un léger épaissement de la croûte au centre du segment: en passant des segments les plus courts aux plus longs la croûte s'y épaisse d'un peu plus de 1 km. Ce simple allongement de la zone chaude provoque une augmentation en valeur absolue de la  $\Delta$ MBA des segments les plus courts aux plus longs, les extrémités du segment, plus denses, contribuant de moins en moins à l'intensité du champ de gravité (et donc à la MBA) au centre du segment. Par rapport à la zone chaude de type A, le volume occupé par la zone chaude de type B est plus important aux extrémités. La croûte y est donc légèrement plus épaisse si bien que les  $\Delta$ MBA résultantes sont légèrement plus faibles en valeur absolue que dans le cas de la zone chaude de type A quelque soit la longueur du segment. Par conséquent, les zones chaudes satisfaisant les contraintes sur les profondeurs maximales des microséismes parviennent aussi à rendre compte des  $\Delta$ MBA. Ce modèle de simple allongement entraîne que la forme B explique la variation des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale à l'aide des mêmes processus que pour le segment de 50 km.

La signature géophysique d'un segment long de 70 km a été modélisée à partir d'une zone chaude possédant les mêmes caractéristiques géométriques que celles rendant compte des caractéristiques de surface des autres segments (forme de type B,  $h$  égal à  $10 \pm 2$  km et  $H$  égal à  $15 \pm 2$  km). Cette zone chaude parvient à reproduire la signature géophysique observée pour les segments de 70 km. Ce résultat confirme l'adéquation du modèle de simple allongement de la zone chaude, sans autre changement de dimension, pour expliquer les caractéristiques de surface des segments les plus courts aux plus longs.

Ainsi, quand on passe du segment le plus court au plus long, il n'y aurait donc ni variation de profondeur de la zone chaude (les paramètres  $h$  et  $H$  gardent les mêmes valeurs), ni changement de température. L'état thermique au centre resterait similaire quelque soit la longueur du segment. On ne peut alors pas distinguer les segments en fonction de leur état thermique au centre (il n'y a pas de segments plus "froids" et de segments plus "chauds").

Mais l'allongement de la zone chaude en fonction de la longueur du segment implique que les segments les plus longs sont plus fortement alimentés en matériel mantellique chaud que les segments les plus courts. Les segments les plus longs apportent alors plus de chaleur que les segments les plus courts.

#### **4.3.2 Modèle d'évolution de la zone chaude.**

Les domaines rhomboédriques observés dans la région hors-axe de la zone SEADMA (située au sud de la zone de fracture Kane) suggèrent l'évolution suivante des segments au cours du temps (Gente et al., 1995): dans un premier temps, un segment apparaît au sein d'une discontinuité qui sépare deux segments, grandit aux dépens des segments voisins, passant d'une longueur de 20 km à 100 km, puis décroît progressivement avant de disparaître suivant un cycle de 3 à 9 Ma.

Notre résultat d'un simple allongement de la zone chaude, sans autre changement de dimension quand on passe des segments les plus courts aux plus longs, suggère que chaque segment de la dorsale Médio-Atlantique constitue une étape particulière dans l'évolution d'un unique type de segment. Lors de la croissance du segment, l'intrusion s'allongerait le long de l'axe. Les caractéristiques axiales du segment ( $\Delta$ MBA, épaisseur crustale, profondeurs maximales des microséismes, anomalie magnétique axiale) évolueraient alors progressivement de celles des segments les plus courts à celles des segments les plus longs. Inversement lors de la décroissance du segment, le raccourcissement de l'intrusion le long de l'axe ferait passer les caractéristiques du segment de celles des segments les plus longs à celles des segments les plus courts.

La question qui se pose maintenant est la possibilité pour un tel modèle d'évolution de la zone chaude de rendre compte de l'existence des domaines rhomboédriques dans la région hors-axe. On répond à cette question dans le chapitre V en simulant la succession dans le temps des zones chaudes correspondant aux segments de différentes longueurs (du plus court au plus long et inversement). On obtient alors un modèle d'évolution de la structure thermique. La signature géophysique résultant de cette évolution est modélisée et est comparée à celle observée dans la région hors-axe de la zone SEADMA. Cette comparaison permet d'évaluer la validité du modèle d'évolution de la zone chaude.



## **V L'ÉVOLUTION DE LA STRUCTURE THERMIQUE ET L'ORIGINE DE LA PROPAGATION.**

Dans le chapitre précédent j'ai proposé un modèle d'évolution de la zone chaude d'un segment de dorsale lente au cours de son existence: la croissance et la décroissance du segment au cours du temps s'accompagneraient des seuls allongement et raccourcissement de la zone chaude, sans autre changement de dimensions ni changement de température de cette dernière. L'allongement puis le raccourcissement de la zone chaude reproduiraient les caractéristiques des différents segments rencontrés le long de la dorsale Médio-Atlantique telles que la variation de MBA entre centre et extrémités de segment, la structure crustale, les profondeurs maximales des microséismes et la variation de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale.

Les objectifs de ce chapitre sont (1) de vérifier si une évolution régulière entre les différentes étapes stationnaires considérées dans le modèle précédent satisfait toujours les données, et (2) si les conséquences hors-axe d'un tel modèle d'évolution reproduisent les observations effectuées dans ce domaine, et plus particulièrement les domaines rhomboédriques qui apparaissent dans la structure planaire de la croûte océanique suite à l'évolution de la segmentation.

On considère désormais des modèles non stationnaires, dans lesquels l'évolution de la zone chaude est modélisée en imposant au cours du temps la succession des zones chaudes des segments de différente longueur (du plus court au plus long et inversement) déterminées dans le chapitre précédent. La structure thermique du segment à une étape de l'évolution de la zone chaude est différente de celle calculée dans le cas de la même zone chaude considérée comme stationnaire. La signature géophysique axiale modélisée qui en résulte ne s'accorde plus forcément avec celle observée pour des segments de la même longueur. On va tout d'abord rechercher les paramètres contrôlant l'évolution de la zone chaude de façon à ce que cette dernière restitue la signature géophysique des états successifs du segment au cours de son histoire.

On modélisera ensuite la signature géophysique de la région hors-axe résultant de l'évolution de la zone chaude, que l'on comparera aux observations de la zone SEADMA (20°-24°N) au sud de la zone de fracture Kane. Cette zone présente des structures



rhomboédriques claires résultant de l'évolution de la segmentation (Gente et al., 1995) et est assez éloignée du point chaud des Açores pour que l'évolution de la segmentation n'en soit pas affectée. On ne cherchera pas à reconstituer précisément les caractéristiques de la zone SEADMA mais la comparaison avec cette zone permettra de vérifier si l'on retrouve bien les caractéristiques hors-axe liées à l'évolution de la segmentation.

## **5.1 Modélisation de l'évolution de la structure thermique.**

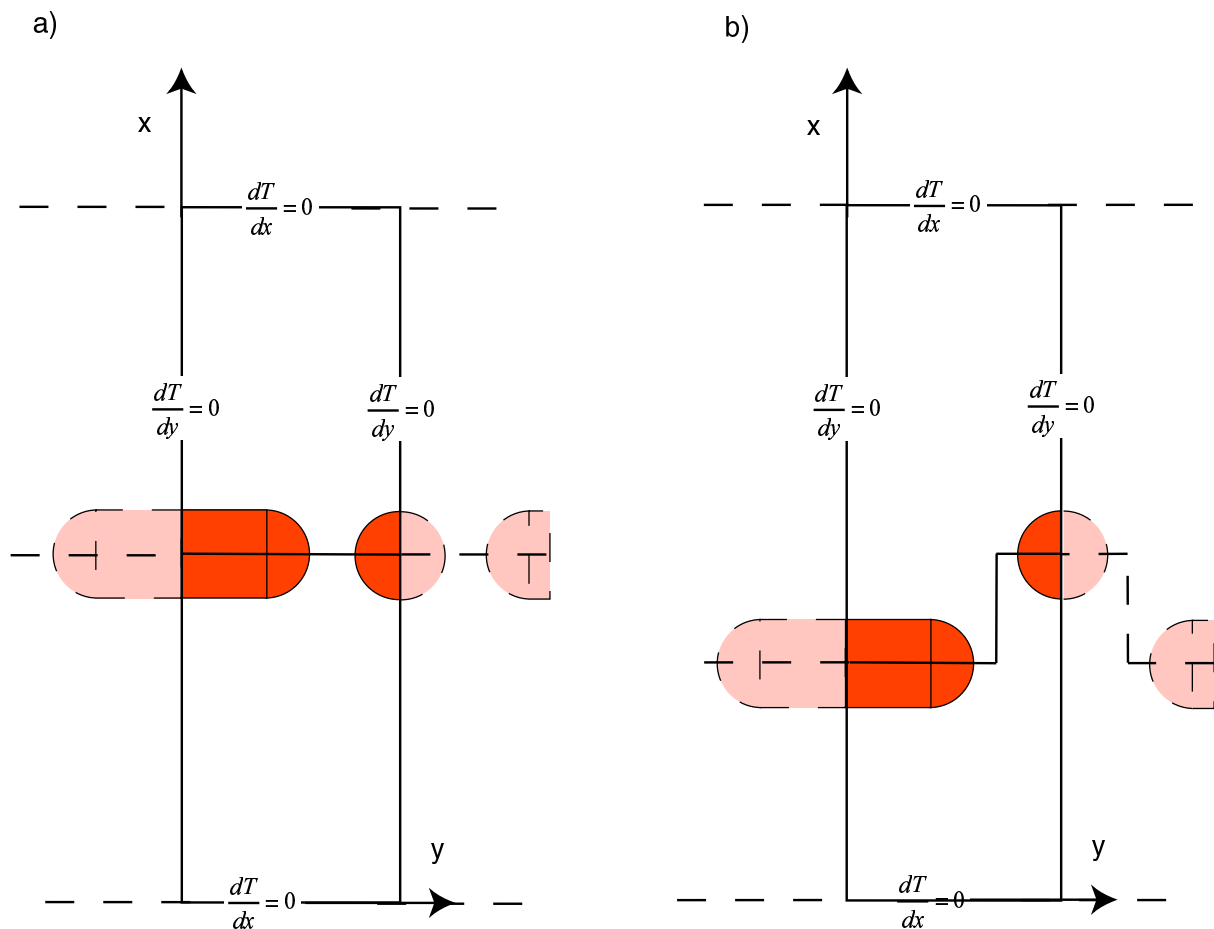
### **5.1.1 L'outil de modélisation.**

Comme indiqué précédemment, on suppose que la zone chaude évolue régulièrement en passant par les zones chaudes des différents types de segment déterminées dans le chapitre précédent. Dans un premier temps, la zone chaude s'allonge progressivement de 20 km à 40 km puis à 80 km le long de l'axe de la dorsale, correspondant à des segments de 30, 50 et 90 km de long. Je suppose cette croissance linéaire en fonction du temps. Dans un second temps la zone chaude se rétrécit le long de l'axe jusqu'à retrouver sa longueur initiale.

L'évolution de la zone chaude s'accompagne de celle de la structure thermique. Un segment de dorsale subit l'influence thermique des segments voisins. Pour modéliser de manière satisfaisante l'évolution de la structure thermique d'un segment il est donc indispensable de tenir compte de la présence des segments voisins. Pour cela l'évolution de la structure thermique de deux segments au moins doit être calculée. Les limites verticales de la boîte de calcul, perpendiculaires à l'axe de la dorsale, passent par les centres des deux segments. On y impose des conditions de flux nul, ce qui revient à considérer que la structure thermique des deux segments est symétrique par rapport à ces frontières. La situation est alors équivalente à des segments alignés, ou décalés, avec des voisins semblables (figure V.1). Dans le cas où existe un décalage entre segments, chaque segment présente le même décalage (en sens opposé) par rapport à ses deux voisins.

L'observation des domaines rhomboédriques dans la zone SEADMA montre que la croissance d'un segment s'accompagne de la décroissance des segments voisins (figure V.2). Je me suis limité au cas simple où les zones chaudes des deux segments voisins présentent des

évolutions en opposition de phase: lorsque la zone chaude d'un segment s'allonge le long de l'axe, celle du segment voisin se rétracte, et réciproquement.



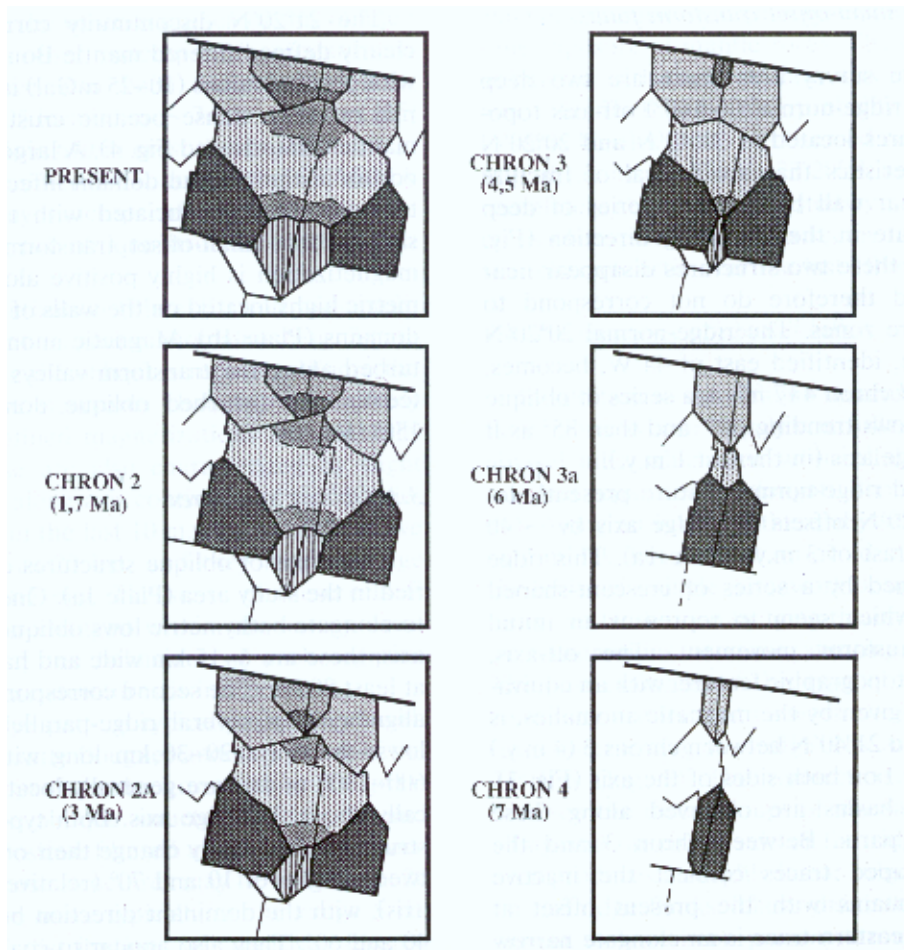
**Figure V.1:** Vues de dessus des boîtes de calcul dans lesquelles sont calculées les structures thermiques.

a) La structure thermique de segments alignés est calculée. b) La structure thermique de deux segments voisins décalés l'un par rapport à l'autre est calculée (ici le décalage est de 30 km). Les zones chaudes sont représentées en gris. Les conditions aux limites sur les parois verticales sont également représentées.

La présence d'un point chaud perturbe l'évolution de la segmentation. Ainsi, au nord de la zone de fracture Kane (24°N), la migration des segments vers le sud est attribuée au point chaud des Açores (situé à 40°N) alors que, au sud de cette zone de fracture, l'influence du point chaud semble disparaître et il n'y a pas de migration des segments (Thibaud et al., 1998). Comme l'influence d'un point chaud n'est pas prise en compte dans notre modèle, la migration des segments le long de l'axe n'est pas simulée, et on considère les centres de segments fixes au cours du temps.

L'existence de formes rhomboédriques à une distance éloignée de l'axe dans la zone SEADMA montre la succession au cours du temps de nombreux segments ayant subi une évolution semblable (figure V.2). L'évolution de la structure thermique qui nous intéresse ici

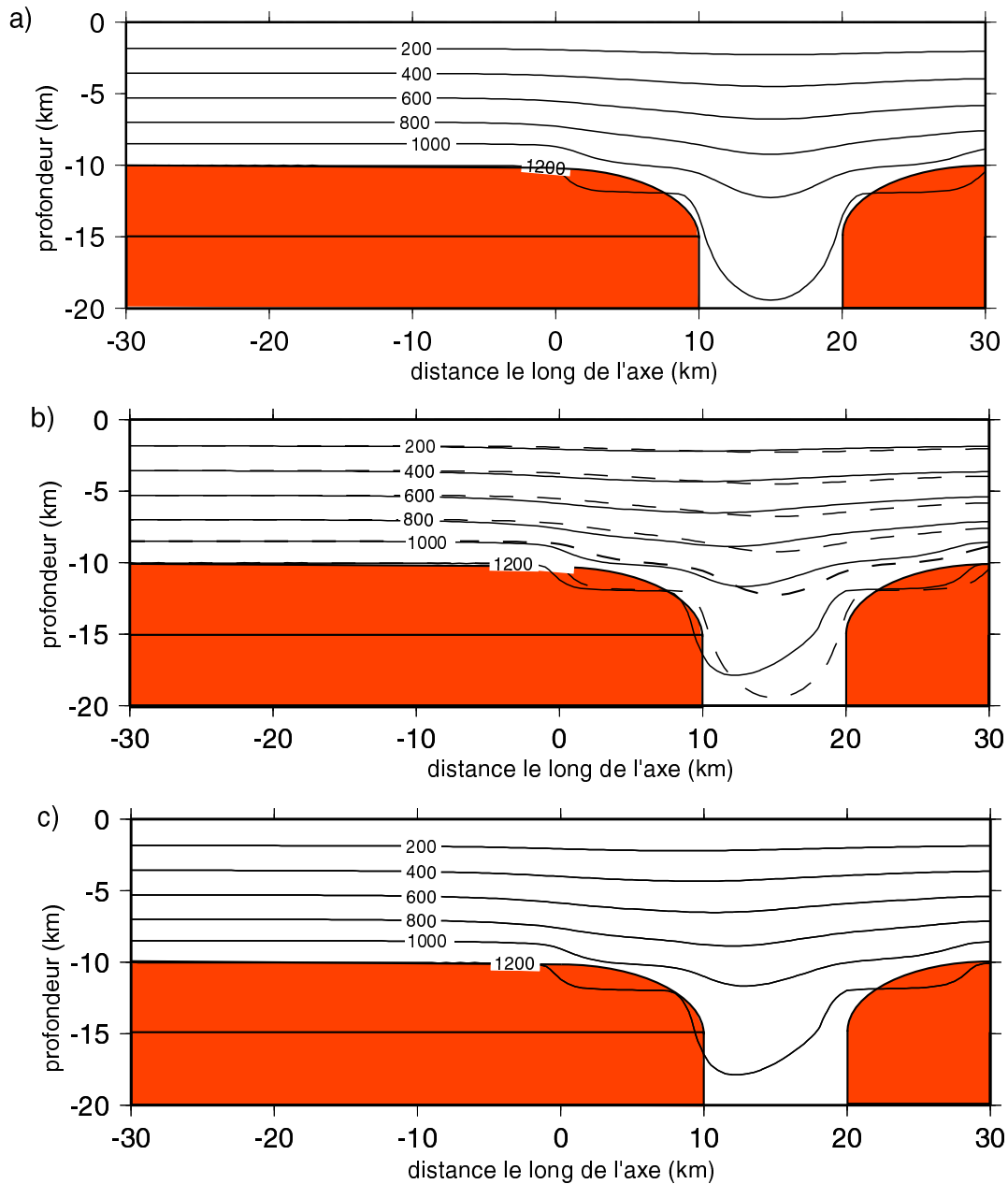
est donc celle résultant d'une succession de cycles de croissance et de décroissance de la zone chaude.



**Figure V.2:** Modèle d'évolution de la segmentation depuis 7 Ma dans la zone SEADMA au sud de la zone de fracture Kane (20°-24°N) (d'après Gente et al., 1995).

Le calcul d'une telle évolution de la structure thermique nécessite une structure thermique initiale. L'état thermique initial correspond à la structure thermique stationnaire découlant de deux intrusions voisines, l'une possédant sa longueur minimale (nommée intrusion 1) et l'autre sa longueur maximale (nommée intrusion 2) (figure V.3a). Les évolutions des deux zones chaudes qui s'ensuivent sont alors en opposition de phase. Au bout d'un premier cycle de croissance et de décroissance des zones chaudes, l'état thermique des deux segments est différent de l'état thermique initial (figure V.3b). Comme la zone chaude subit les mêmes croissance et décroissance à chaque cycle, l'évolution des structures thermiques au cours de deux cycles consécutifs tend à converger rapidement jusqu'à devenir identique. L'état thermique initial d'un cycle est alors identique à celui du cycle suivant (figure V.3c). C'est cette évolution de la structure thermique qui nous intéresse. En pratique j'ai

considéré qu'une telle évolution de la structure thermique est atteinte lorsque la différence maximale de température entre les états thermiques initiaux de deux cycles consécutifs est inférieure à  $0,5^{\circ}\text{C}$ . Ceci est atteint au bout de 4 à 5 cycles de la zone chaude.



**Figure V.3:** Recherche de l'évolution stationnaire de la structure thermique.

Chaque figure représente la structure thermique le long de l'axe entre le centre de l'intrusion de gauche (intrusion 2) et le centre de celle de droite (intrusion 1) en début de croissance de l'intrusion 1. a) la structure thermique initiale à partir de laquelle est calculée l'évolution de la structure thermique. b) la structure thermique au début du second cycle de croissance et de décroissance de l'intrusion 1 (en gras) et la structure thermique initiale (pointillé). c) la structure thermique correspondant au début d'un cycle de croissance et de décroissance de l'intrusion 1 succédant à plusieurs autres cycles.

L'évolution de la zone chaude entraîne la croissance et la décroissance du segment. L'extrémité du segment est définie comme l'endroit de l'axe où le segment présente la croûte

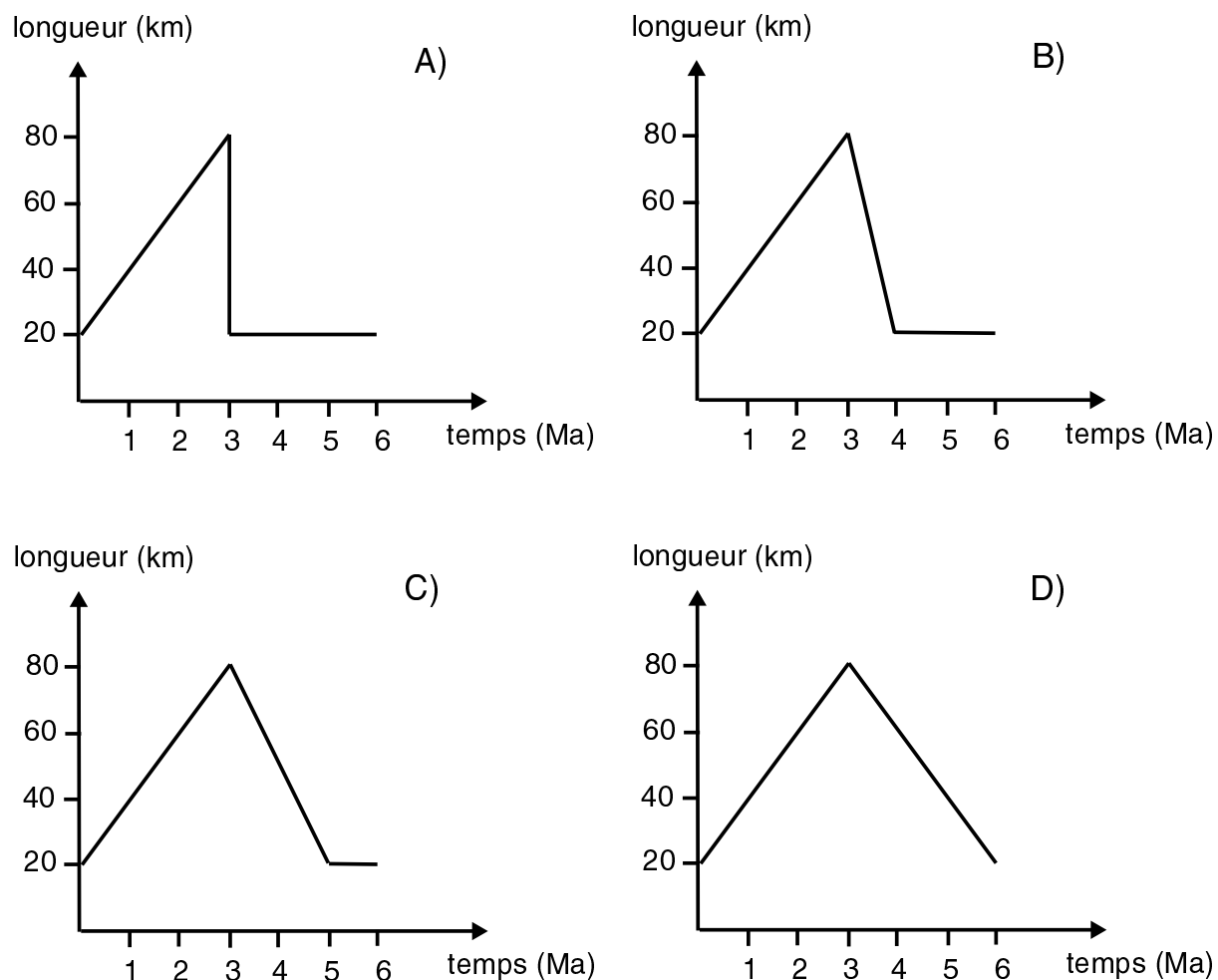
la plus mince. L'allongement de la zone chaude réchauffe les extrémités du segment, le taux de fusion dans le manteau sous-jacent augmente, et par conséquent la croûte s'épaissit. Le minimum d'épaisseur crustale est donc repoussé le long de l'axe, et le segment s'allonge. De même, le raccourcissement de la zone chaude entraîne la diminution de longueur du segment.

### **5.1.2 Les paramètres contrôlant l'évolution de la zone chaude.**

Dans nos simulations, l'évolution de la zone chaude est contrôlée par les deux paramètres que sont le demi-taux de propagation des extrémités et la durée de décroissance de la zone chaude.

L'orientation des discontinuités obliques, frontières des domaines rhomboédriques, par rapport à l'axe de la dorsale dans la zone SEADMA indique des valeurs maximales du demi-taux de propagation de 1 cm/an (Gente et al., 1995). Dans la simulation je considère donc que la zone chaude s'allonge à un demi-taux constant maximal de 1 cm/an. Je suppose que cette vitesse peut varier en fonction de la longueur du décalage par rapport aux segments voisins. En effet, lorsque qu'un segment est décalé avec ses voisins, l'extrémité du segment se trouve en contact avec une lithosphère plus froide et plus âgée, qui refroidirait plus efficacement le matériel chaud de la zone chaude et ralentirait sa progression. Le demi-taux de propagation des extrémités de la zone chaude pourrait ainsi diminuer lorsque le décalage de l'axe augmente. Pour en tenir compte, j'ai imposé le demi-taux de propagation maximal (1 cm/an) dans le cas des segments alignés avec leurs voisins et des valeurs comprises entre 0,5 et 1 cm/an pour les segments décalés.

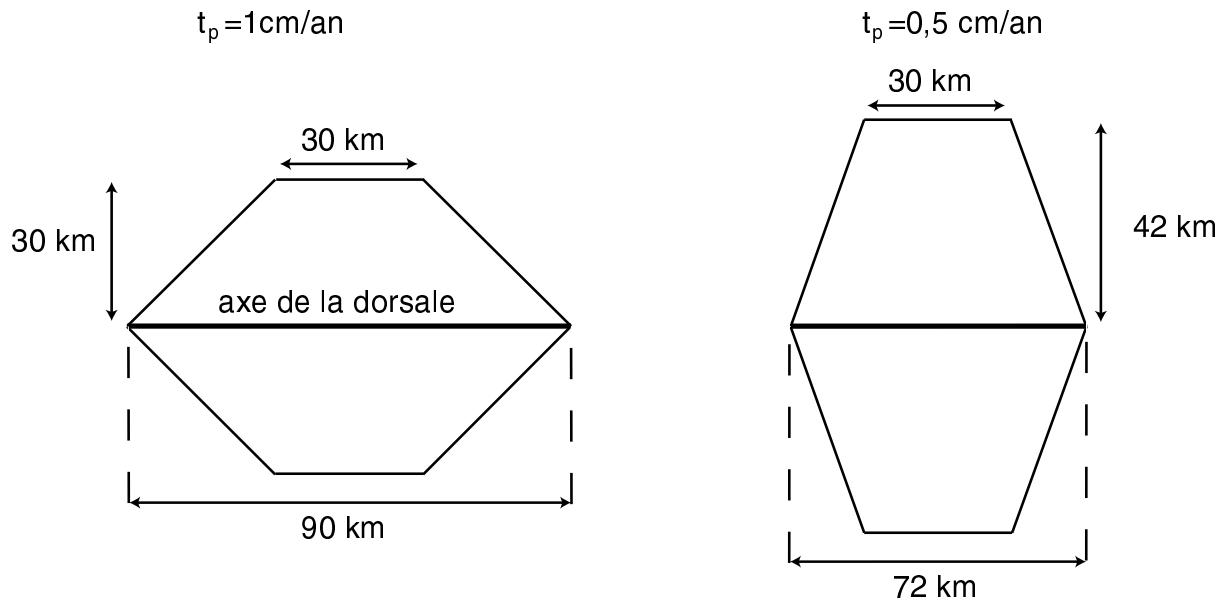
Dès que la zone chaude a atteint sa longueur maximale, elle commence à se raccourcir jusqu'à retrouver sa longueur minimale. Je suppose que le raccourcissement de la zone chaude peut s'effectuer à une vitesse plus rapide que son allongement. La durée de décroissance de la zone chaude est alors comprise entre une durée nulle (retour immédiat à l'état le plus court) et une durée égale à celle de la croissance (figure V.4). Comme nous considérons que les zones chaudes de deux segments voisins évoluent en opposition de phase, la décroissance de la zone chaude est "contemporaine" de la croissance de la zone chaude du segment voisin. Si la décroissance se termine plus tôt que la croissance de la zone chaude voisine, je suppose que la zone chaude se maintient dans sa taille minimale jusqu'à la fin de la croissance de la zone chaude voisine.



**Figure V.4:** Evolutions possibles de la longueur de la zone chaude. L'évolution dure 6 Ma. La durée de décroissance de la zone chaude s'étale sur 0 (A), 1 (B), 2 (C) et 3 Ma (D).

Pour des raisons de simplicité je suppose que la surface de croûte océanique créée au cours de l'évolution de la zone chaude reste la même quelque soit le demi-taux de propagation. Ceci pourrait signifier que la quantité totale de matière remontant au sein de la zone chaude au cours de son évolution reste la même quelque soit le demi-taux de propagation. La surface de croûte océanique créée est calculée dans le cas où le demi-taux de propagation est égal à 1 cm/an. Au début de son évolution le segment possède sa longueur minimale  $L_{\min}$  de 30 km puis il s'allonge progressivement le long de l'axe à raison de 1 cm/an pour atteindre sa longueur maximale  $L_{\max}$  de 90 km. La surface de croûte créée au cours de l'allongement est de 1800 km<sup>2</sup> environ. Si le demi-taux de propagation  $t_p$  diminue, il faut que la longueur maximale  $L_{\max}$  atteinte par le segment diminue et que la durée de vie  $\Delta t$  du segment augmente pour que la surface de croûte océanique créée reste la même (figure V.5). Ainsi pour un demi-taux de propagation de 1 cm/an l'évolution du segment s'établit sur 6 Ma

et il atteint une longueur maximale de 90 km environ tandis que pour un demi-taux de propagation de 0,5 cm/an par exemple, l'évolution du segment s'établit sur une durée de 8,5 Ma environ et il atteint une longueur maximale de 72 km.



**Figure V.5:** Surface de croûte créée par le segment au cours de son allongement le long de l'axe. A gauche, surface de croûte créée avec un demi-taux de propagation  $t_p$  de 1 cm/an et à droite avec un demi-taux de propagation  $t_p$  de 0,5 cm/an.

Il est nécessaire de contraindre la durée de décroissance de la zone chaude et le demi-taux de propagation de façon à ce que l'évolution de la zone chaude reconstitue la signature géophysique (variation de MBA entre centre et extrémités de segment, structure crustale, profondeurs maximales des microséismes et variation de l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale) des segments de différentes longueurs par lesquels passe le segment au cours de son histoire.

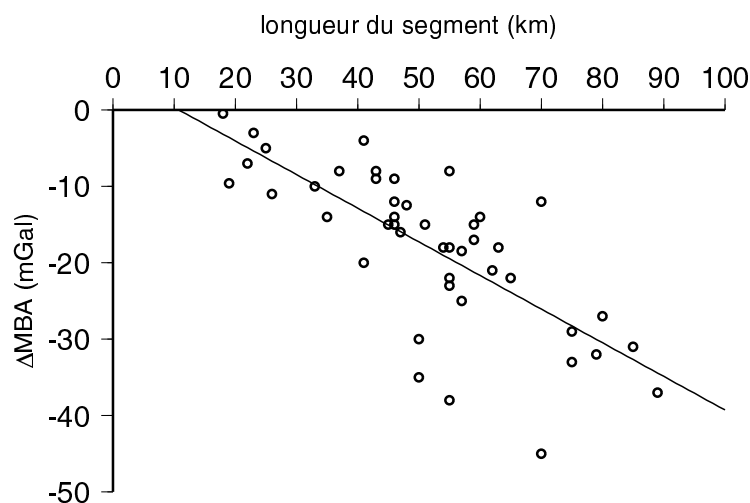
## 5.2 Ajustement de l'évolution de la zone chaude.

### 5.2.1 Démarche.

A différentes étapes de l'évolution du segment la signature géophysique est modélisée et est comparée avec celle observée pour les segments de la même longueur afin de contraindre

les deux paramètres (durée de décroissance de la zone chaude et demi-taux de propagation). Bien que les observations sur la profondeur maximale des séismes et sur la structure crustale aient été effectuées sur un nombre très réduit de segments, 4 segments pour chacune de ces deux observables (voir chapitre II), on peut supposer raisonnablement que la profondeur maximale des séismes reste sensiblement la même quelque soit la longueur du segment et que la croûte en centre de segment s'épaissit du segment le plus court au plus long (voir le chapitre IV). Les mesures de  $\Delta\text{MBA}$  ont été effectuées sur un nombre bien plus grand de segments (une cinquantaine), c'est donc surtout la comparaison des variations de MBA modélisée le long du segment et observée pour des segments de la même longueur à différentes étapes de l'évolution du segment qui permet de contraindre les paramètres du modèle.

L'existence d'un décalage entre segments, en refroidissant les extrémités du segment, modifie l'évolution de la structure thermique, et donc l'évolution de la signature géophysique modélisée, par rapport au cas de segments alignés. Il est donc nécessaire d'ajuster les paramètres de l'évolution de la zone chaude en fonction du décalage de l'axe.

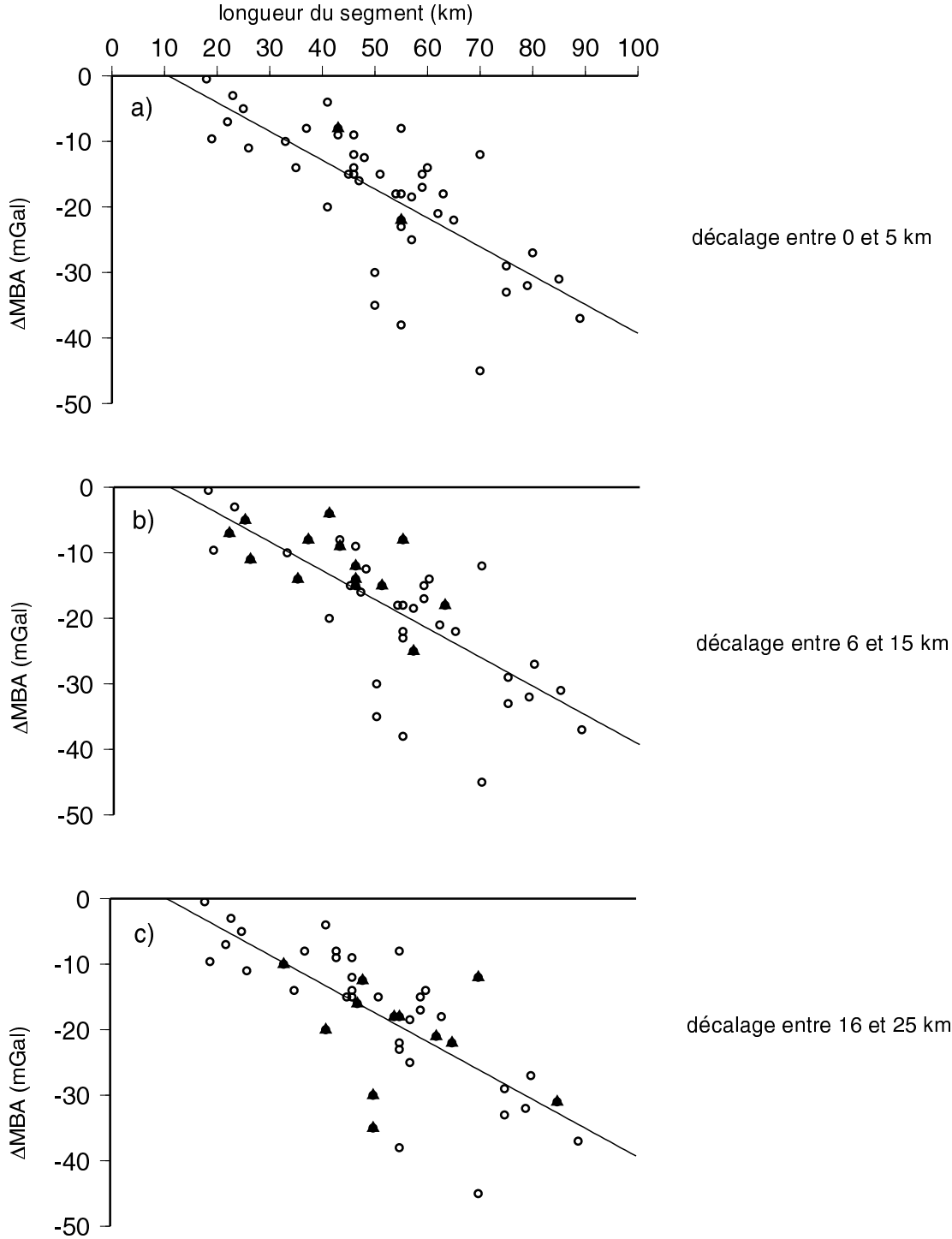


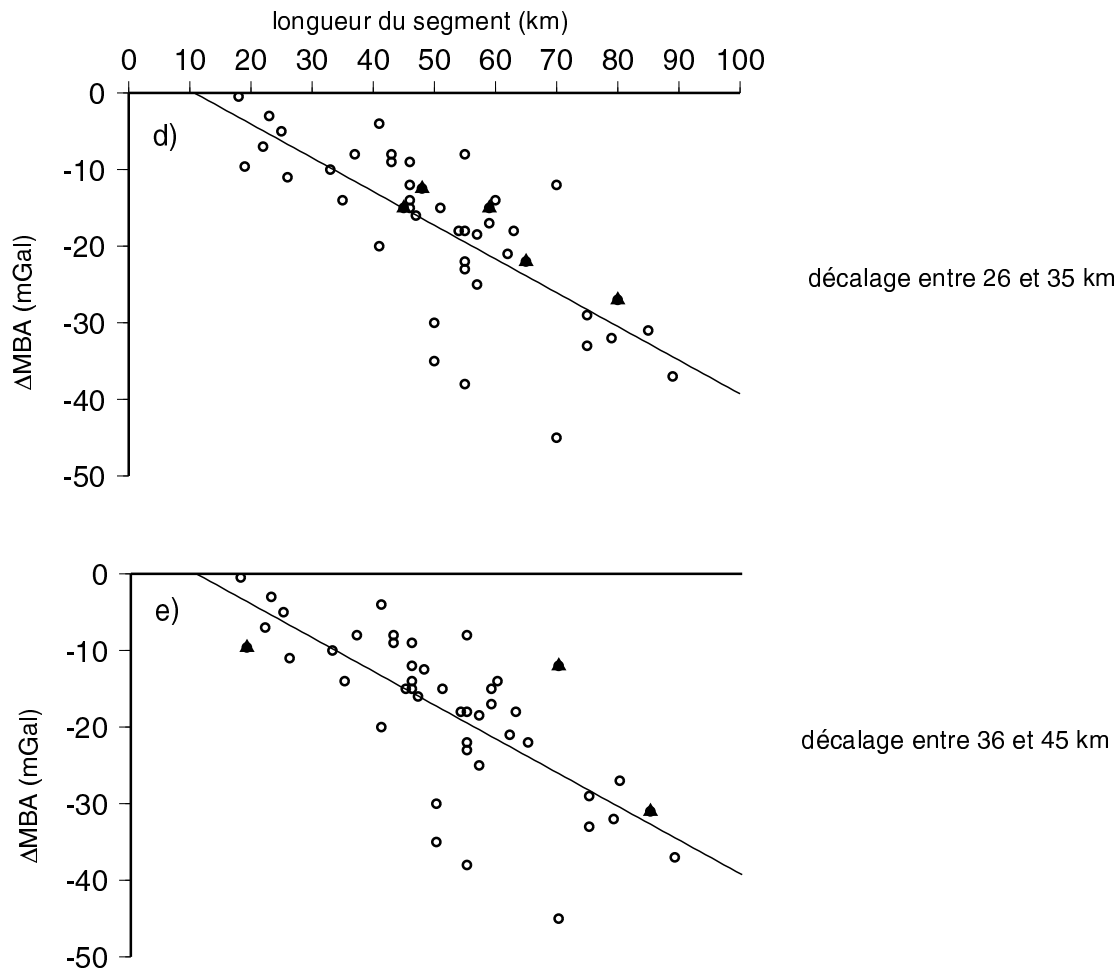
**Figure V.6:** Les variations observées de MBA le long des segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 15° et 40°N en fonction de leur longueur (d'après Thibaud et al., 1998). La droite ajustant au mieux la corrélation entre la  $\Delta\text{MBA}$  observée et les longueurs des segments est également représentée.

Les observations gravimétriques effectuées le long des segments de la dorsale Médio-Atlantique établissent la variation le long du segment de la MBA en fonction de la longueur du segment mais indépendamment du décalage de l'axe (figure V.6). Pour les différentes valeurs du décalage de l'axe, il n'y a pas assez de données pour pouvoir préciser correctement le comportement de la MBA en fonction de la longueur du segment (figure V.7). De plus, l'évolution de la structure thermique, et donc de la signature géophysique, est modélisée en



considérant le même décalage à chaque extrémité du segment, situation rarement observée en pratique. Pour ces deux raisons il est impossible de comparer l'évolution de la  $\Delta\text{MBA}$  modélisée dans le cas d'un décalage particulier avec celle observée pour ce même décalage et donc d'ajuster l'évolution de la zone chaude pour chaque décalage pris individuellement.





**Figure V.7:** Influence du décalage de l'axe sur la variation observée de MBA entre centre et extrémités de segment en fonction de la longueur des segments.

Sur chaque figure les triangles noirs représentent les segments possédant un décalage maximal par rapport à ses voisins de a) 0 à 5 km, b) 6 à 15 km, c) 16 à 25 km, d) 26 à 35 km et d) 36 à 45 km. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta\text{MBA}$  observée et longueur de segment est également représentée sur chaque figure.

On va donc modéliser l'évolution de la structure thermique du segment et l'évolution résultante de la  $\Delta\text{MBA}$  pour les différents décalages existant le long de la dorsale Médio-Atlantique. Les observations morphologiques menées le long de cette dorsale montrent que, outre les grandes zones de fracture, la plupart des segments sont décalés par rapport à leurs voisins. Ces décalages mesurent jusqu'à 40 km de long. L'évolution de la  $\Delta\text{MBA}$  est donc modélisée pour chacune des valeurs suivantes du décalage de l'axe, 0, 10, 20, 30 et 40 km. On tente d'ajuster les paramètres de ces 5 simulations pour que l'ensemble des couples ( $\Delta\text{MBA}$ , longueur) modélisés rendent compte au mieux de l'ensemble des couples ( $\Delta\text{MBA}$ , longueur) observés.

### 5.2.2 Méthode de comparaison entre le modèle et les observations.

Chacune des 5 simulations est effectuée pour différentes valeurs de la durée de décroissance de la zone chaude et du demi-taux de propagation. Les valeurs possibles des deux paramètres sont limitées. En effet, comme nous supposons que la quantité de matière remontant au sein de la zone chaude au cours de son évolution reste la même quelque soit le décalage de l'axe, nous imposons que la durée de décroissance de la zone chaude est indépendant du décalage de l'axe. Enfin, pour tenir compte du fait qu'une zone chaude aurait plus de mal à se propager dans une lithosphère plus froide et plus âgée, le demi-taux de propagation des segments présentant un plus grand décalage est inférieur ou égal à celle des segments à moindre décalage. Pour déterminer les paramètres optimaux de chacune des simulations, les 5 simulations sont comparées conjointement aux observations pour toutes les valeurs possibles des deux paramètres.

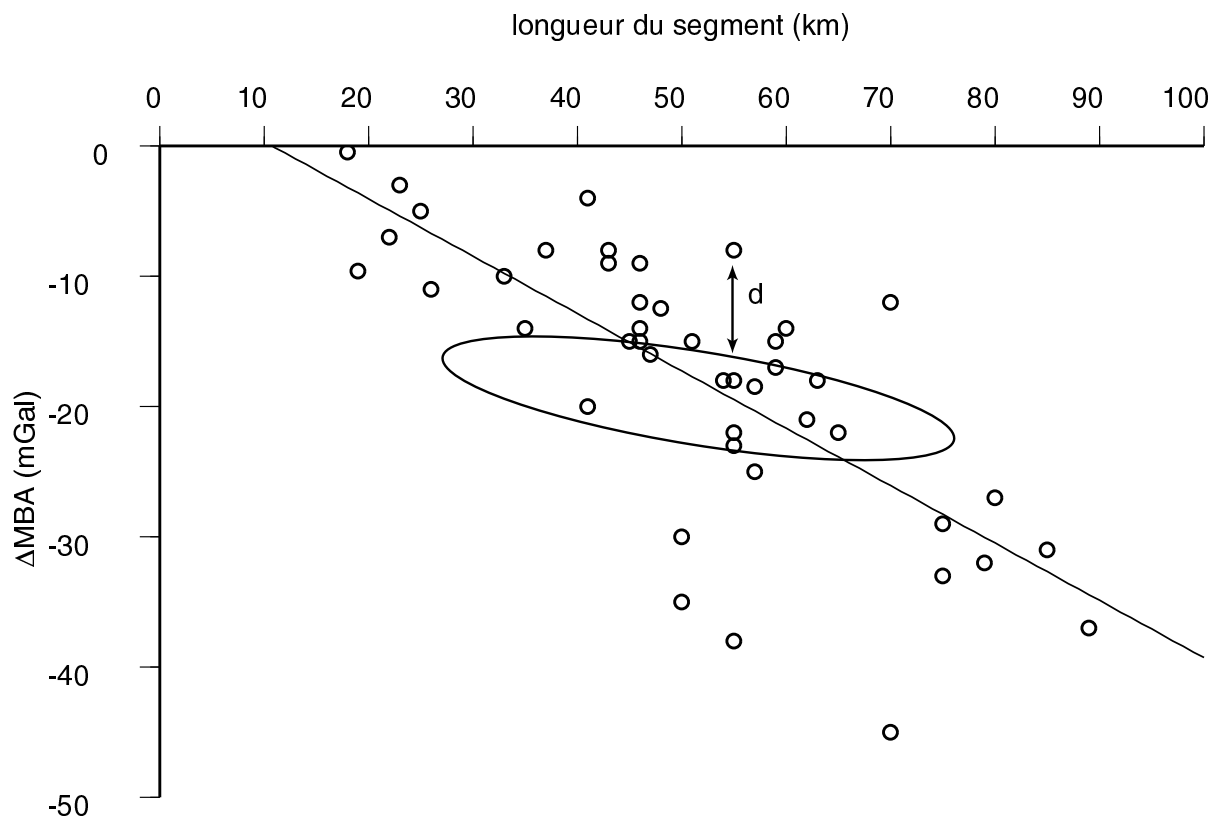
Il a été nécessaire de mettre au point une méthode pour quantifier la qualité de l'accord entre les 5 simulations et les observations. La méthode est ici expliquée dans le cas où une seule simulation est prise en compte. Au cours de l'évolution du segment, sa longueur et la  $\Delta MBA$  évoluent, et donc le segment parcourt une boucle dans le diagramme  $\Delta MBA$ /longueur (figure V.8). La méthode consiste à quantifier l'écart moyen qui existe entre cette boucle et les  $\Delta MBA$  observées en fonction de la longueur des segments. A chaque étape de l'évolution du segment, l'écart entre la  $\Delta MBA$  modélisée et la  $\Delta MBA$  observée la plus proche d'un segment possédant la même longueur est calculé. Ce calcul est effectué N fois, c'est à dire à chaque fois que le segment simulé présente au cours de son évolution la même longueur qu'un segment observé. On peut alors calculer l'écart moyen  $E^2$  séparant le modèle des observations:

$$E^2 = \frac{\sum_{i=1}^N d_i^2}{N} \quad 5.1$$

avec  $d_i$  l'écart de  $\Delta MBA$  entre les segments modélisé et observé, de la même longueur, et N le nombre de points de la boucle pour lesquels sont calculés  $d_i$ .

La qualité de l'accord entre le comportement modélisé de la  $\Delta MBA$  pour un segment présentant un décalage particulier et celui observé est alors connu. Pour chacune des 5 simulations, l'accord avec les observations est quantifié de cette façon. L'accord final entre le

modèle et les observations est donné par la somme de ces 5 quantités. Les 5 meilleures simulations correspondent aux plus faibles coefficients  $E^2$ .

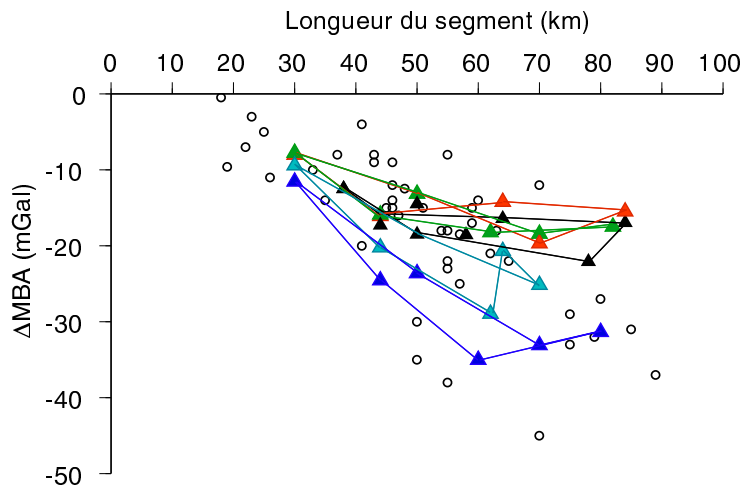


**Figure V.8:** Méthode de calcul de l'accord entre le modèle et les observations.

Le calcul est appliqué à une seule simulation, correspondant à un décalage particulier de l'axe. Au cours de son évolution le segment parcourt une boucle (ici schématisée) dans le diagramme  $\Delta\text{MBA}/\text{longueur}$ .  $d$  représente l'écart de  $\Delta\text{MBA}$  entre celui du segment modélisé à une étape de son évolution et celui du segment observé de la même longueur. La droite ajustant au mieux la corrélation entre la  $\Delta\text{MBA}$  observée et la longueur des segments est également représentée.

### 5.2.3 Les valeurs des paramètres.

Les meilleurs accords entre les observations et les 5 simulations sont obtenues pour une durée de décroissance de la zone chaude comprise entre les deux tiers et la totalité de la durée de la croissance (figure V.9) et pour un demi-taux de propagation de 1 cm/an pour chaque géométrie de l'axe. Mais des demi-vitesses de propagation plus faibles pour les segments présentant les plus grands décalages ne modifient pas de manière très significative ces résultats.



**Figure V.9:** Les 5 simulations fournissant l'un des meilleurs accords avec les observations.

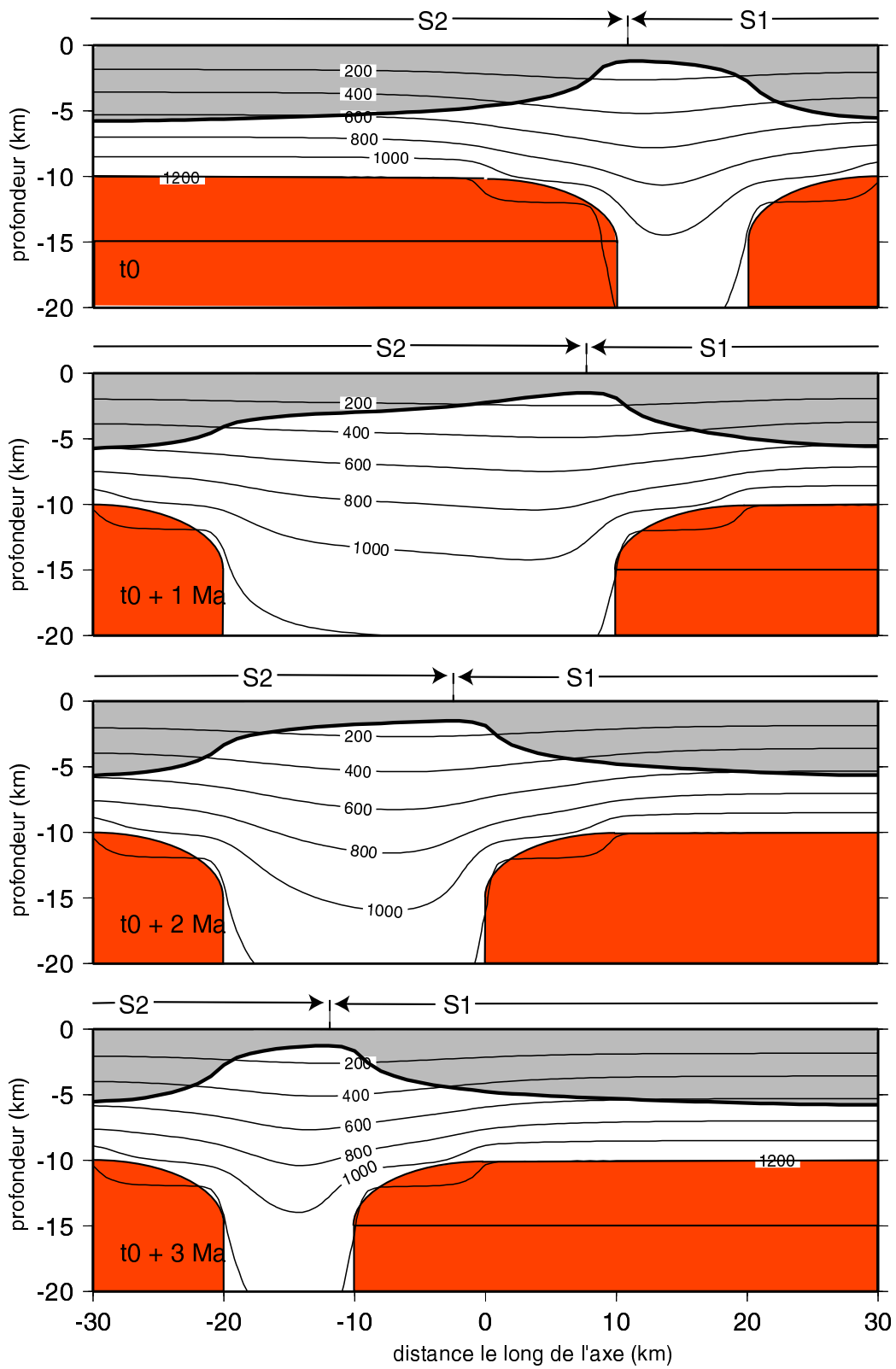
Les évolutions résultantes de la  $\Delta\text{MBA}$  correspondant aux décalages de l'axe de 0, 10, 20, 30 et 40 km sont représentées par différentes couleurs dans le diagramme  $\Delta\text{MBA}/\text{longueur}$ . Pour chaque évolution, les triangles représentent les étapes auxquelles a été calculée la  $\Delta\text{MBA}$  et les droites approchent le comportement de la  $\Delta\text{MBA}$  entre ces triangles. Les demi-vitesses de propagation sont de 1 cm/an quelque soit le décalage de l'axe et la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma.

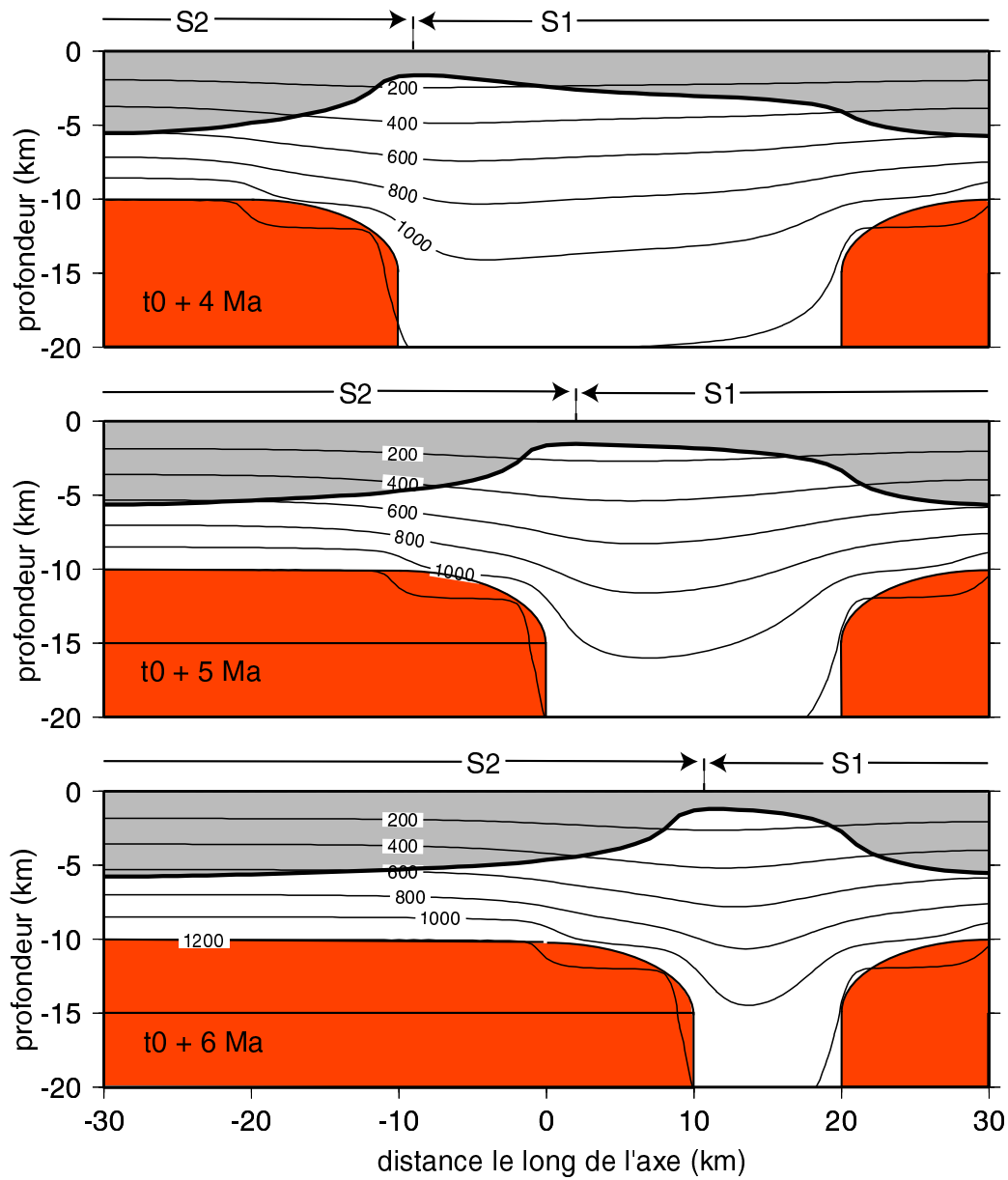
Pour comprendre l'accord entre le modèle et les observations, il est nécessaire d'analyser l'effet de la durée de décroissance de la zone chaude pour chaque géométrie de l'axe. Je considère ici un même demi-taux de propagation de 1 cm/an (l'effet de celui-ci est analysé ultérieurement).

#### Effet de la durée de décroissance de la zone chaude.

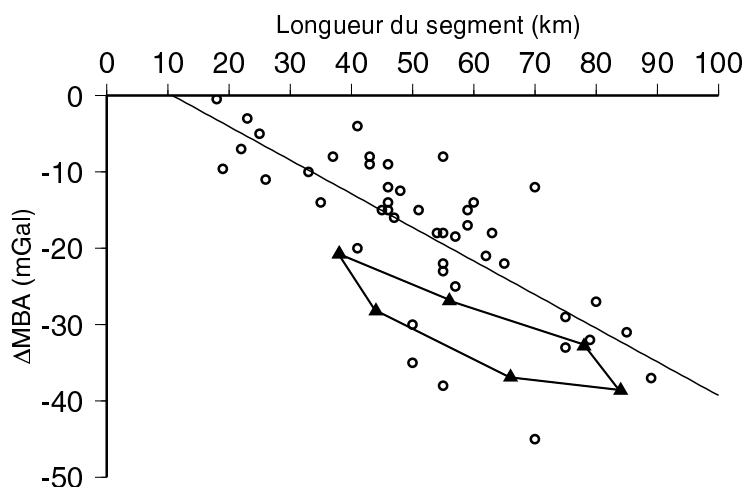
L'effet de la durée de décroissance de la zone chaude est analysé tout d'abord dans le cas du segment aligné par rapport à ses voisins.

La figure V.10 représente des coupes verticales de la structure thermique et des épaisseurs crustales le long de l'axe en 7 étapes différentes de l'évolution des segments 1 (à droite: S1) et 2 (à gauche: S2), dans le cas où la zone chaude présente une durée de décroissance nulle. Par la suite les résultats sont analysés dans le cas du segment 1 seulement: comme l'évolution du segment 2 est en opposition de phase avec celle du segment 1, les résultats pour le segment 2 sont rigoureusement identiques. La figure V.11 représente l'évolution de la variation de MBA résultant du modèle le long du segment 1 en fonction de la longueur de ce segment, comparée aux  $\Delta\text{MBA}$  observées pour les segments de différentes longueurs.





**Figure V.10:** Evolution de la structure thermique et des épaisseurs crustales le long de segments alignés dans le cas où la durée de décroissance de la zone chaude est de 0 Ma. Chaque figure représente la structure thermique et les épaisseurs crustales dans un plan vertical du centre du segment 2 (situé à gauche: S2) au centre du segment 1 (situé à droite: S1) à différentes étapes de l'évolution en opposition de phase des deux segments. La croûte est représentée en gris clair, les zones chaudes en gris foncé et les isothermes sont représentées en trait fin tous les 200°C.

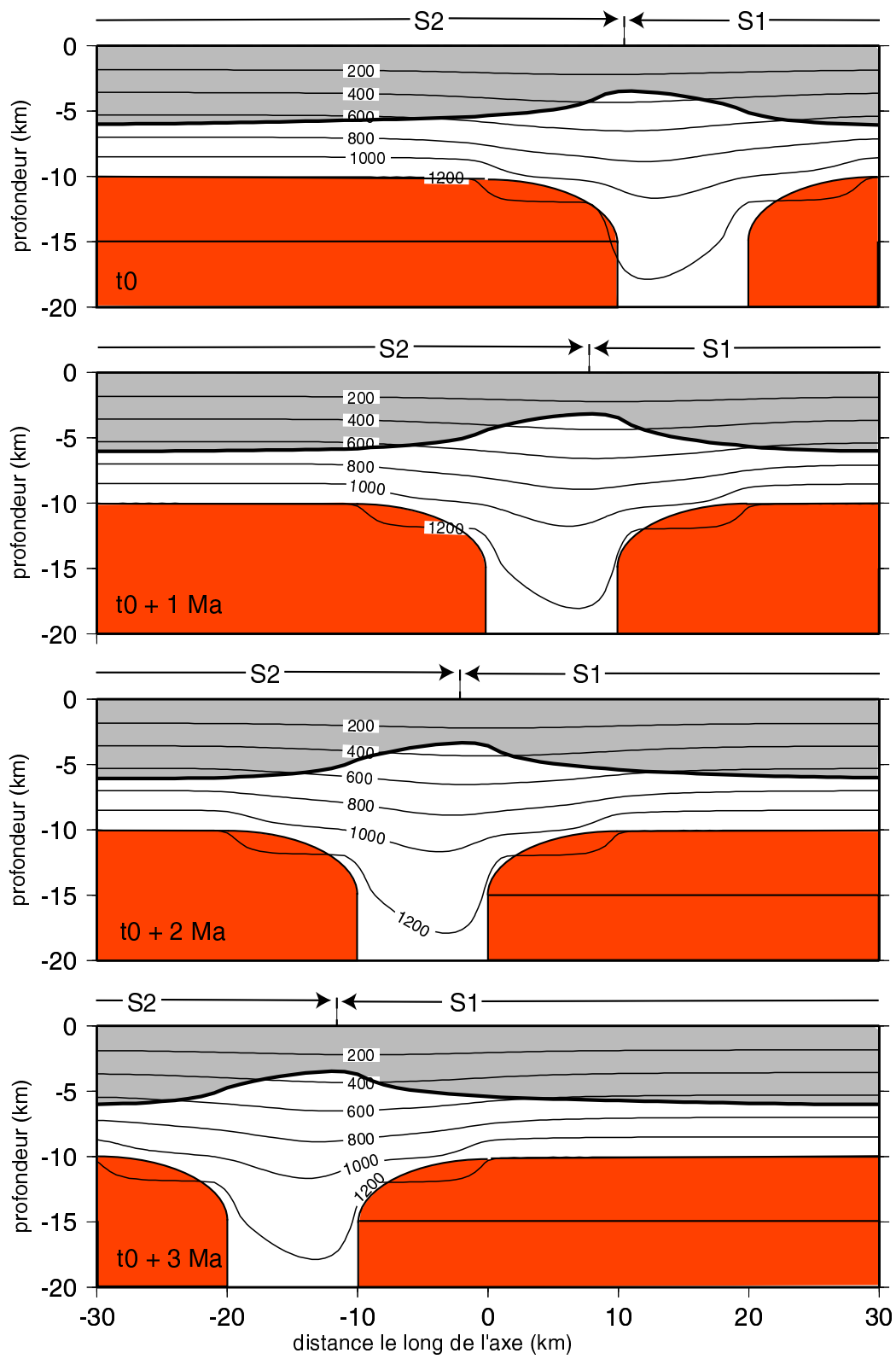


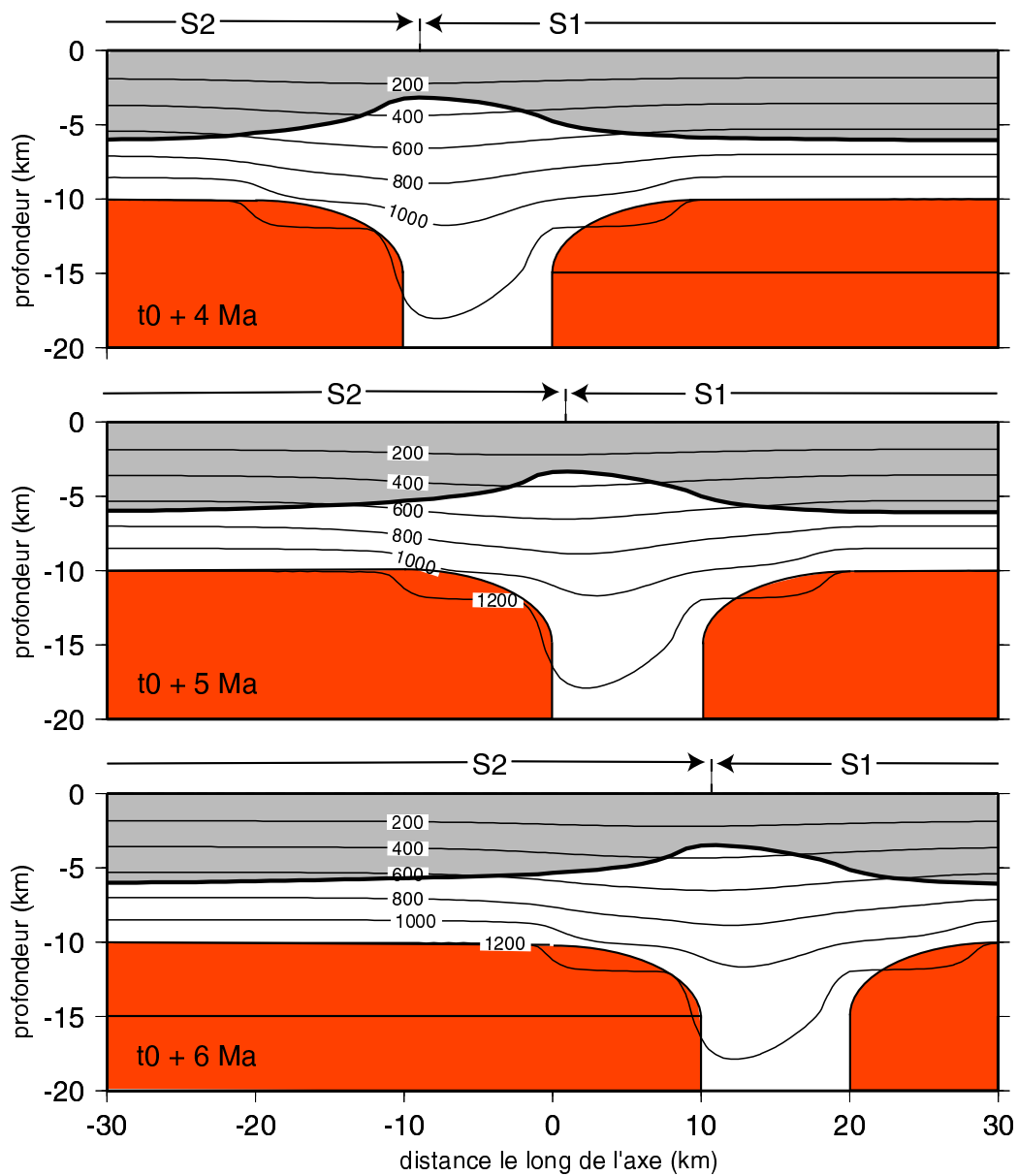
**Figure V.11:** Evolution de la  $\Delta$ MBA simulée pour un segment aligné avec ses voisins pour une durée de décroissance de la zone chaude de 0 Ma.

Les  $\Delta$ MBA modélisée sont comparées aux  $\Delta$ MBA observées pour des segments de différentes longueurs. Les triangles noirs représentent les étapes de l'évolution auxquelles a été calculée la  $\Delta$ MBA et les droites approchent le comportement de la  $\Delta$ MBA entre ces triangles. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta$ MBA observée et longueur de segment est également représentée.

Comme la zone chaude a une durée de décroissance nulle, l'intrusion 1 se dégonfle brutalement alors que l'intrusion voisine entame juste son allongement le long de l'axe. A ce moment les deux intrusions sont séparées par une grande distance (40 km) (figure V.10). Lorsque l'intrusion voisine s'allonge progressivement, elle pénètre dans une région qui s'est déjà refroidie. Cet allongement est trop rapide (1 cm/an) pour que la chaleur contenue dans l'intrusion ait le temps de diffuser. Par conséquent la production crustale reste faible en extrémité de segment (épaisseur crustale de 1,5 km) (figure V.10). L'épaisseur crustale aux extrémités reste la même tout au long de l'évolution du segment car la quantité totale de chaleur apportée par les deux intrusions y est constante, les variations d'apport de chaleur de l'une ou l'autre des deux intrusions se compensant. On a vu dans le chapitre II que la densité des péridotites serpentinisées augmentait en fonction de la profondeur. A une profondeur supérieure à 1,5 km les péridotites serpentinisées présentent des densités plus proches de celles du manteau que de celles de la croûte. D'un point de vue gravimétrique, elles ne suffisent donc pas à compenser la faible épaisseur de la croûte aux extrémités. Les densités sont donc fortes aux extrémités du segment et par conséquent, à chaque étape de l'évolution du segment, l'amplitude de la variation de MBA entre centre et extrémités est trop forte (figure V.11) par rapport à celle observée pour les segments de la même longueur.



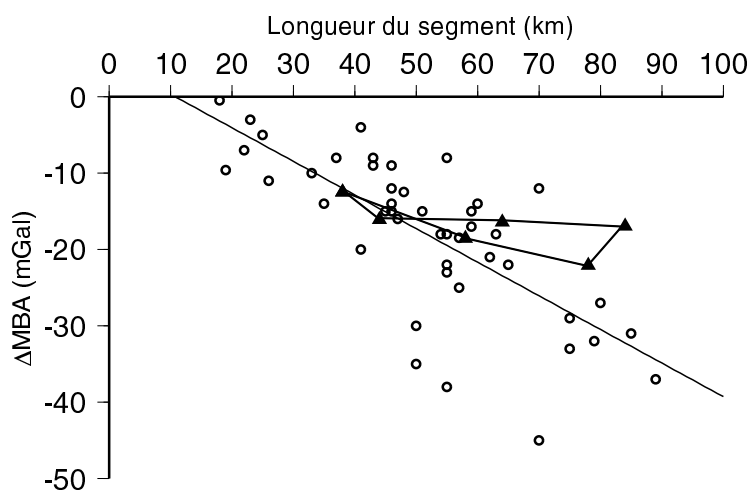




**Figure V.12:** Evolution de la structure thermique et des épaisseurs crustales le long de segments alignés dans le cas où la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma.

Chaque figure représente la structure thermique et les épaisseurs crustales dans un plan vertical du centre du segment 2 (situé à gauche: S2) au centre du segment 1 (situé à droite: S1) à différentes étapes de l'évolution en opposition de phase des deux segments. La croûte est représentée en gris clair, les zones chaudes en gris foncé et les isothermes sont représentées en trait fin tous les 200°C.

Par contre lorsque la durée de décroissance de la zone chaude augmente, l'intrusion entame son allongement alors que l'intrusion voisine n'a pas terminé de se contracter. L'espace compris entre les deux intrusions, et donc les extrémités du segment, sont plus chauds que dans le cas précédent (figure V.12). La croûte y est donc plus épaisse. Ainsi quand la durée de la décroissance augmente de 0 à 3 Ma la croûte en extrémité de segment s'épaissit de 1,5 à 3 km (figure V.12). La MBA y diminue donc. Pour une durée de décroissance de 3 Ma la MBA a suffisamment diminué aux extrémités pour que les variations de MBA entre centre et extrémités de segment à chaque étape de l'évolution du segment soient similaires à celles observées pour des segments de la même longueur (figure V.13).



**Figure V.13:** Evolution de la  $\Delta$ MBA simulée pour un segment aligné avec ses voisins pour une durée de décroissance de la zone chaude de 3 Ma.

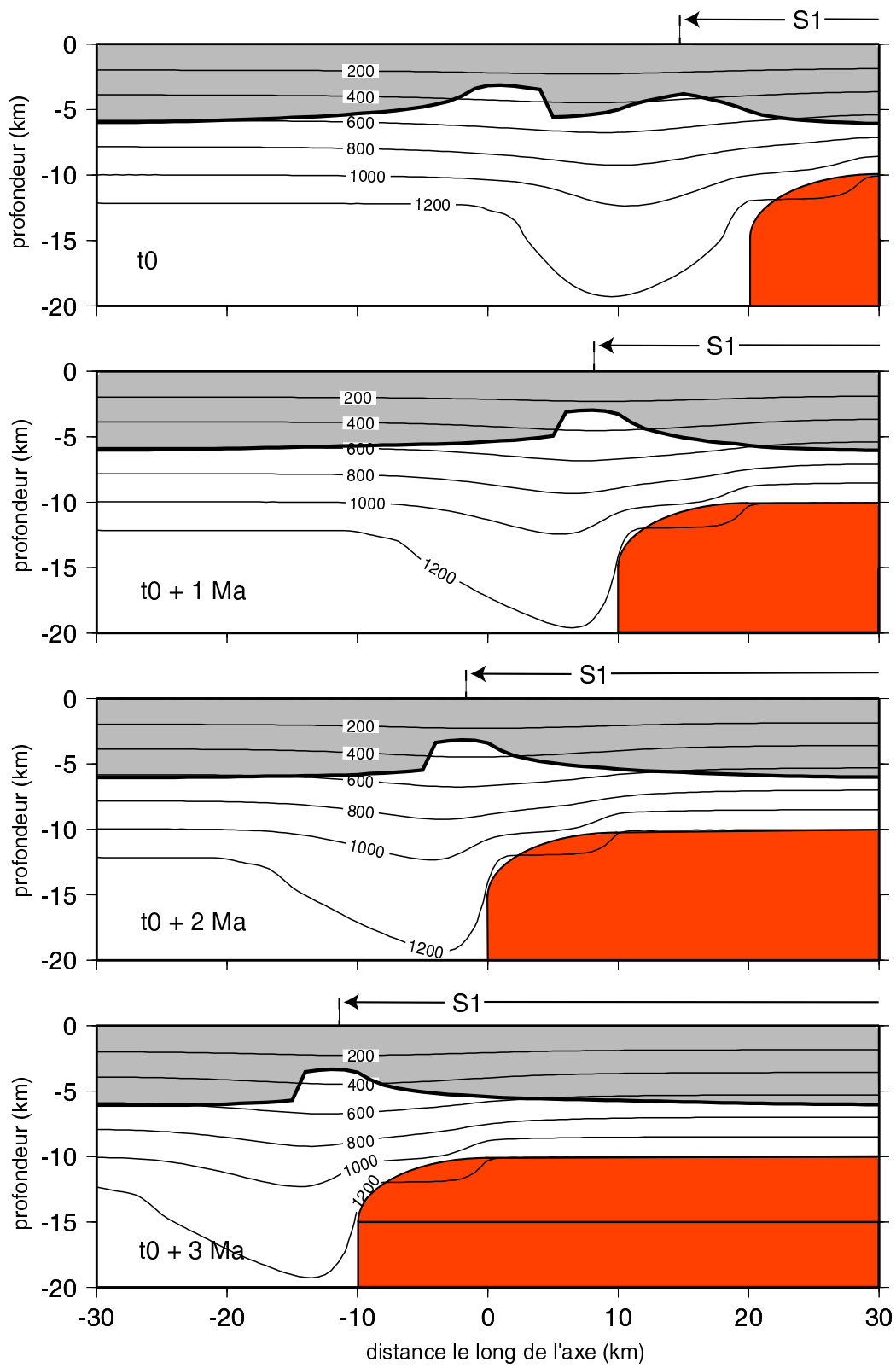
Les  $\Delta$ MBA modélisée sont comparées aux  $\Delta$ MBA observées pour des segments de différentes longueurs. Les triangles noirs représentent les étapes de l'évolution auxquelles a été calculée la  $\Delta$ MBA et les droites approchent le comportement de la  $\Delta$ MBA entre ces triangles. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta$ MBA observée et longueur de segment est également représentée.

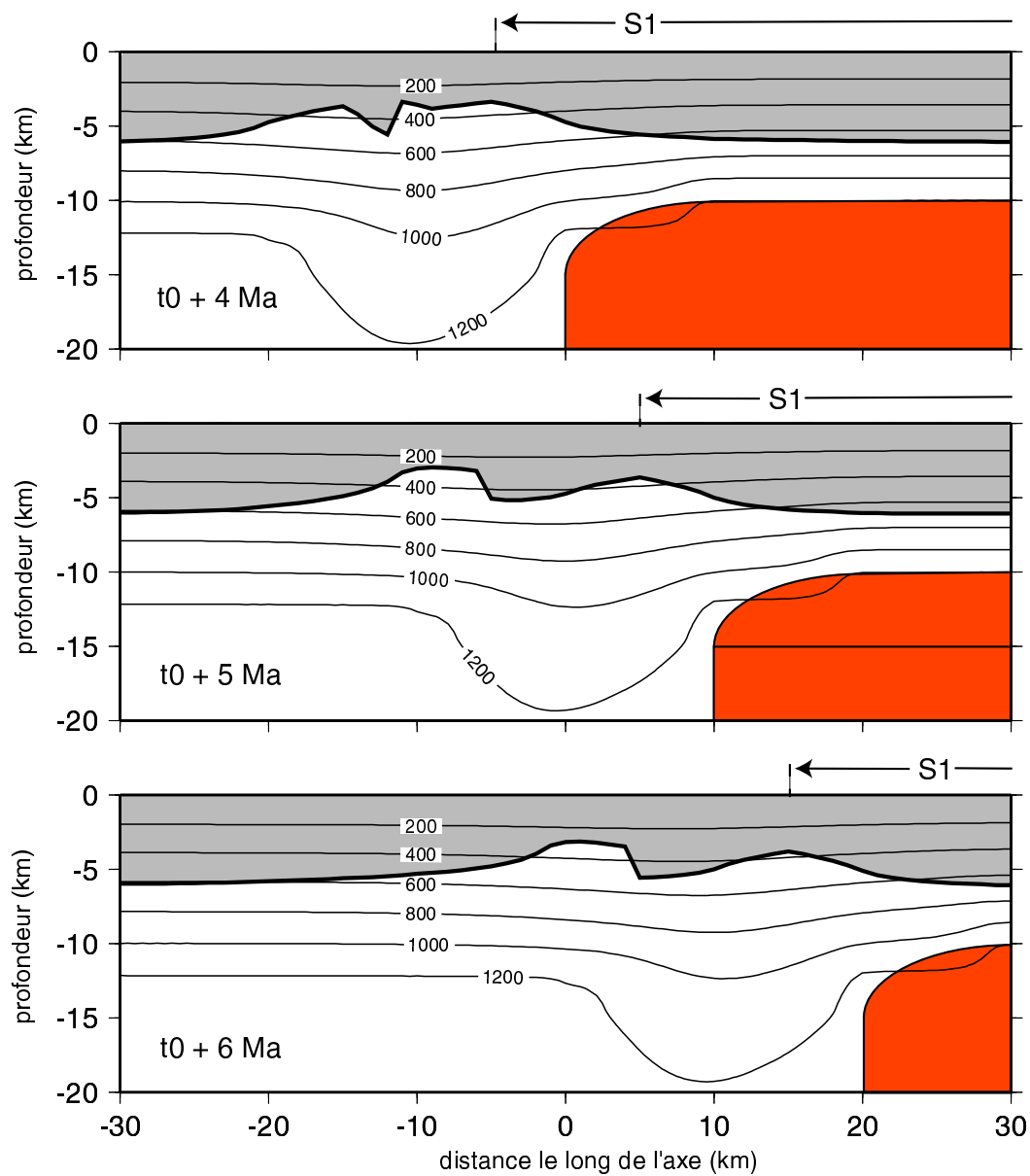
Remarquons qu'à chaque étape de l'évolution de la zone chaude, la longueur du segment est légèrement différente, de l'ordre de 5 km, de celle du segment modélisé dans un état stationnaire à partir de la même zone chaude. L'allongement de l'intrusion le long de l'axe réchauffe l'espace abandonné par l'intrusion voisine mais la chaleur contenue dans la zone chaude n'a pas le temps de diffuser complètement si bien que la région séparant les deux zones chaudes est légèrement plus froide du côté de l'intrusion en pleine croissance. Le minimum d'épaisseur crustale est donc plus proche de cette dernière. Les longueurs du segment sont alors légèrement plus faibles lorsque la zone chaude croît et légèrement plus grandes lorsqu'elle décroît que les longueurs des segments modélisés dans un état stationnaire à partir des mêmes zones chaudes.

En présence d'un décalage de l'axe entre segments adjacents (de 10 à 40 km), la durée de décroissance de la zone chaude a le même effet sur l'épaisseur crustale en extrémités de segment que dans le cas de segments alignés. A ceci s'ajoutent deux autres effets dus à la présence du décalage.

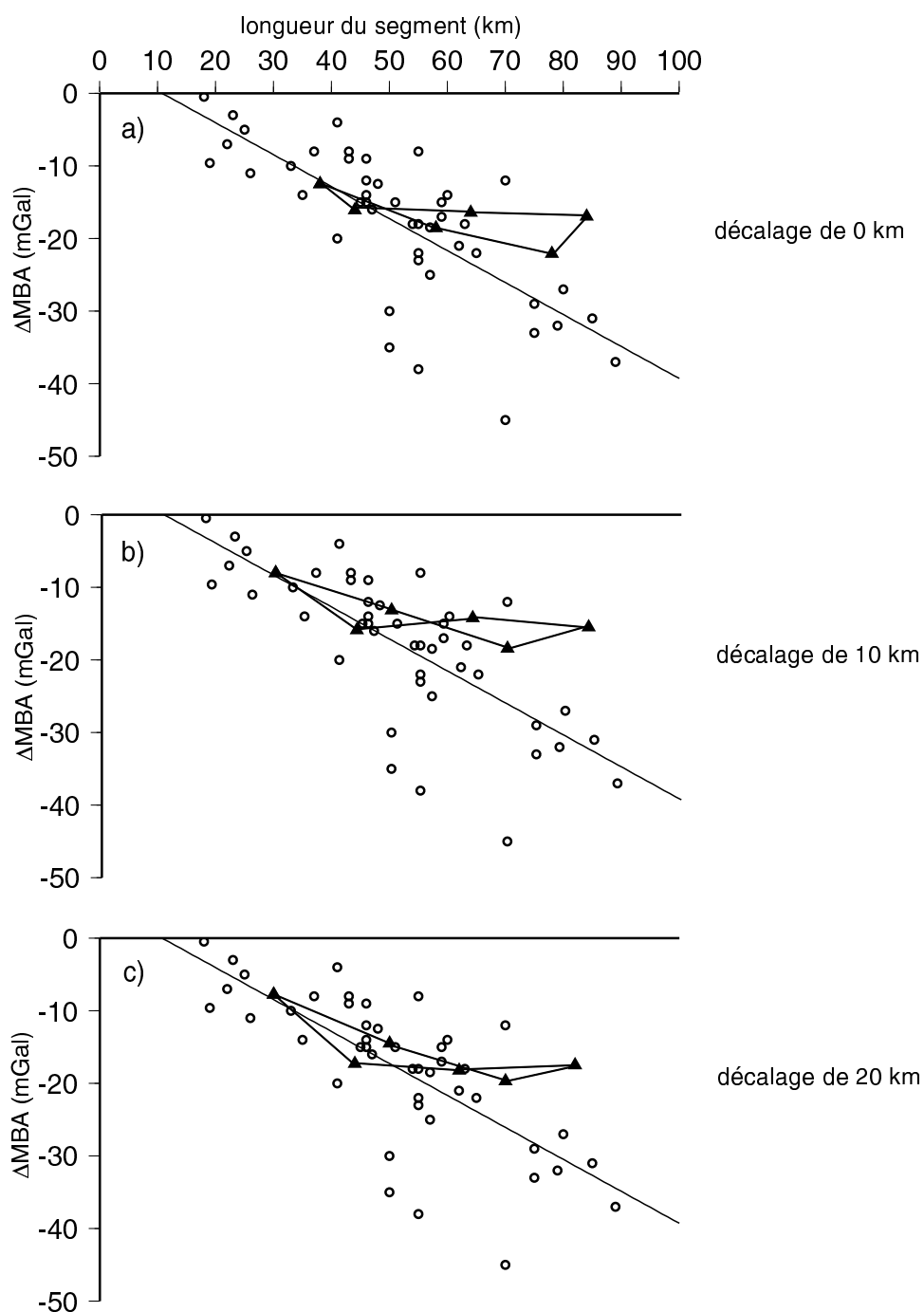
L'existence d'un décalage entre segments voisins implique que les extrémités du segment (correspondant à l'endroit de l'axe où apparaît le décalage) sont en contact avec une lithosphère plus froide et plus âgée. Par conséquent, d'une part, la production crustale, et donc l'épaisseur de la croûte en extrémités de segment, diminue par rapport au cas de segments alignés. D'autre part, comme les deux intrusions voisines sont assez éloignées l'une de l'autre, l'épaisseur crustale aux extrémités dépend essentiellement des apports de chaleur de la zone chaude située sous le segment. Ainsi, lorsque la zone chaude s'allonge, en extrémités de segment l'épaisseur crustale se trouve amoindrie car l'allongement de la zone chaude est trop rapide pour que la chaleur contenue à l'intérieur ait le temps de diffuser entièrement. Par contre lorsque la zone chaude se contracte, la chaleur qui avait été diffusée lors de sa croissance n'a pas encore entièrement disparu. La production crustale en extrémité de segment s'en trouve alors rehaussée. De manière générale la croûte en extrémités de segment s'amincit progressivement lors de la croissance de la zone chaude et s'épaissit lors de sa décroissance.

Ces deux effets apparaissent peu pour les plus faibles décalages de l'axe (0 à 20 km) car les deux intrusions 1 et 2 sont encore relativement proches l'une de l'autre. Par conséquent, d'une part, la quantité totale de chaleur apportée par les deux intrusions aux extrémités du segment 1 est sensiblement constante au cours du temps, la croûte en extrémités garde alors sensiblement la même épaisseur au cours de l'évolution (figure V.14). D'autre part, les extrémités du segment sont en contact avec une lithosphère encore jeune et chaude (figure V.14). Les épaisseurs crustales en extrémités restent donc sensiblement les mêmes que dans le cas de segments alignés. Dans le cas de ces faibles décalages de l'axe, les effets dus à la présence du décalage de l'axe sur la croûte en extrémités sont donc négligeables. Le comportement de la  $\Delta MBA$  en fonction de la durée de décroissance est donc similaire au cas où le segment est aligné avec ses voisins: les meilleures corrélations avec les observations sont obtenues pour une durée de décroissance comprise entre 2 et 3 Ma (figure V.15).





**Figure V.14:** Evolution de la structure thermique et des épaisseurs crustales le long de segments décalés de 10 km dans le cas où la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma. Chaque figure représente la structure thermique et les épaisseurs crustales dans le plan vertical situé entre le centre du segment 1 (situé à droite: S1) et l'ancien centre du segment 2 à différentes étapes de l'évolution en opposition de phase des deux segments. La croûte est représentée en gris clair, les zones chaudes en gris foncé et les isothermes sont représentées en trait fin tous les 200°C.



**Figure V.15:** Influence de faibles décalages de l'axe sur l'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée.

L'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée est représentée pour un segment a) aligné, b) présentant un décalage de 10 km et c) de 20 km. Dans chacun de ces cas les  $\Delta$ MBA modélisées sont comparées aux  $\Delta$ MBA observées pour des segments de différentes longueurs. La durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma et le demi-taux de propagation de 1 cm/an. Les triangles noirs représentent les étapes auxquelles a été calculé la  $\Delta$ MBA et les droites approchent le comportement de la  $\Delta$ MBA entre ces triangles. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta$ MBA observée et longueur de segment est également représentée.

Par contre, pour des décalages plus importants, les effets dus à la présence du décalage de l'axe ne sont pas négligeables. Le segment est alors en contact en ses extrémités avec une lithosphère bien plus froide. Aux extrémités la croûte est donc plus mince que dans les cas des

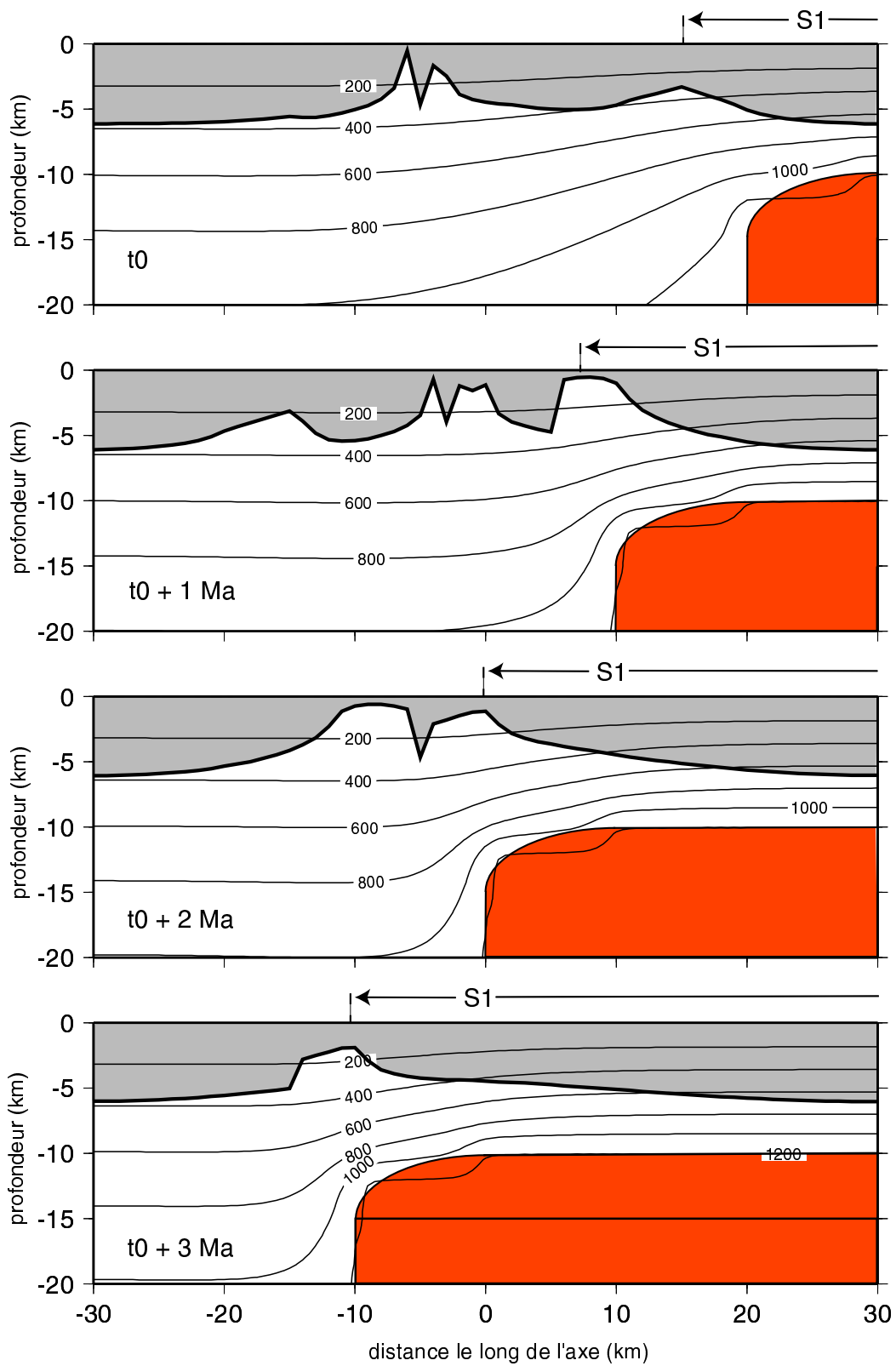
segments alignés et faiblement décalés (figure V.16). Malgré tout pour une durée maximale de décroissance de la zone chaude de 3 Ma l'épaisseur crustale atteint une épaisseur moyenne suffisante (entre 1 et 3 km) (figure V.16) pour que les  $\Delta$ MBA à chaque étape de l'évolution du segment soient comparables à celles observées pour des segments de la même longueur (figure V.17). Mais comme la croûte est plus mince que dans les cas précédents les amplitudes de la  $\Delta$ MBA sont en général plus fortes. L'effet du fort décalage de l'axe n'est pas négligeable non plus. L'intrusion voisine est trop éloignée pour contribuer à l'épaisseur crustale en extrémités de segment. Celle-ci dépend alors uniquement des apports de chaleur de la zone chaude située sous le centre du segment. La croûte en extrémité est donc plus épaisse lors de la décroissance de la zone chaude que lors de sa croissance. Lors de la croissance la croûte s'amincit de 3 km à 1 km, puis s'épaissit de 1 km à 3 km lors de la décroissance de l'intrusion. Ainsi la croûte en extrémités a une épaisseur de 3 km au début de l'évolution quand le segment est court. L'amplitude de la  $\Delta$ MBA en cette étape de l'évolution est alors particulièrement faible (figure V.17).

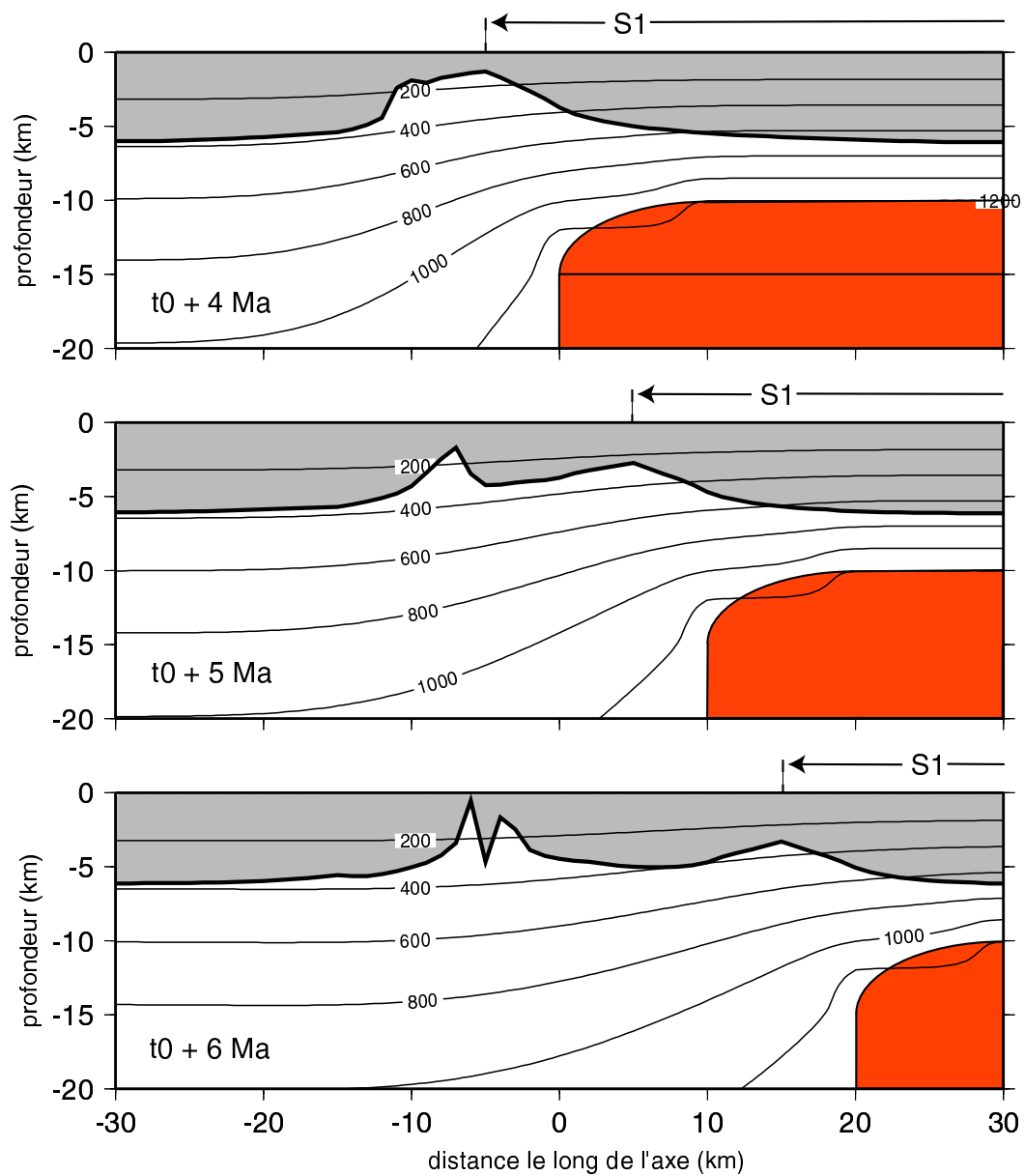
#### Effet du demi-taux de propagation.

Les variations du demi-taux de propagation modifient la durée de l'évolution du segment et la longueur maximale atteinte par la zone chaude (et donc par le segment). Ainsi pour un demi-taux de propagation de 0,5 cm/an, l'évolution dure 8,5 Ma (7,2 Ma pour une demi-vitesse propagation de 0,75 cm/an) et la longueur maximale de la zone chaude se limite à 62 km (70 km pour 0,75 cm/an). Pour des demi-taux plus faibles que 1 cm/an, la zone chaude met légèrement plus de temps à s'allonger et à se raccourcir le long de l'axe. Mais ce gain de temps est insuffisant pour qu'il y ait une proportion supplémentaire significative de la chaleur contenue dans la zone chaude qui diffuse efficacement. A chaque étape de l'évolution du segment la structure thermique reste donc semblable quelque soit le demi-taux de propagation. Les variations de MBA entre centre et extrémités de segment par lesquelles passe le segment au cours de l'évolution restent alors sensiblement les mêmes quelque soit le demi-taux de propagation (figure V.18), la différence principale étant que la longueur maximale atteinte par le segment est plus courte. Par conséquent, les variations du demi-taux de propagation ne modifient pas beaucoup les conclusions obtenues pour un demi-taux de propagation de 1 cm/an. Quelque soit le demi-taux de propagation une durée de décroissance



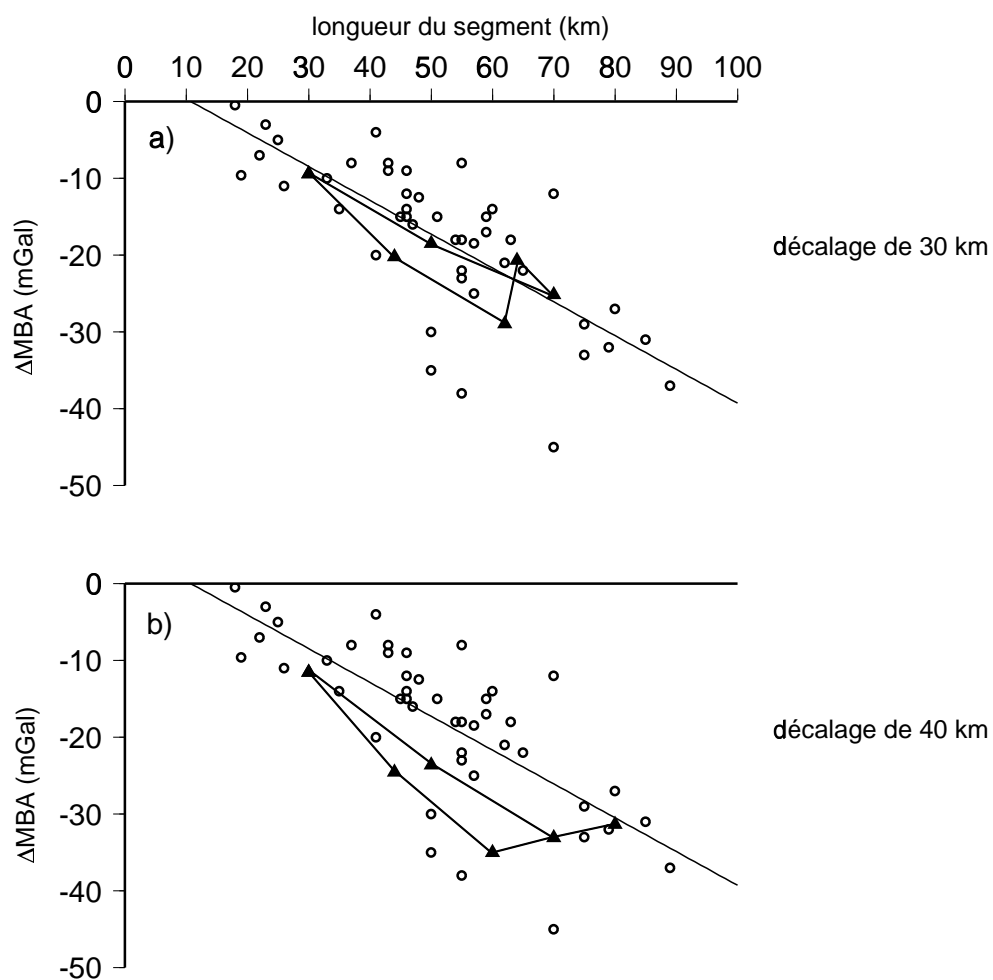
située entre 2 et 3 Ma fournit la meilleure corrélation entre le modèle et les observations gravimétriques.





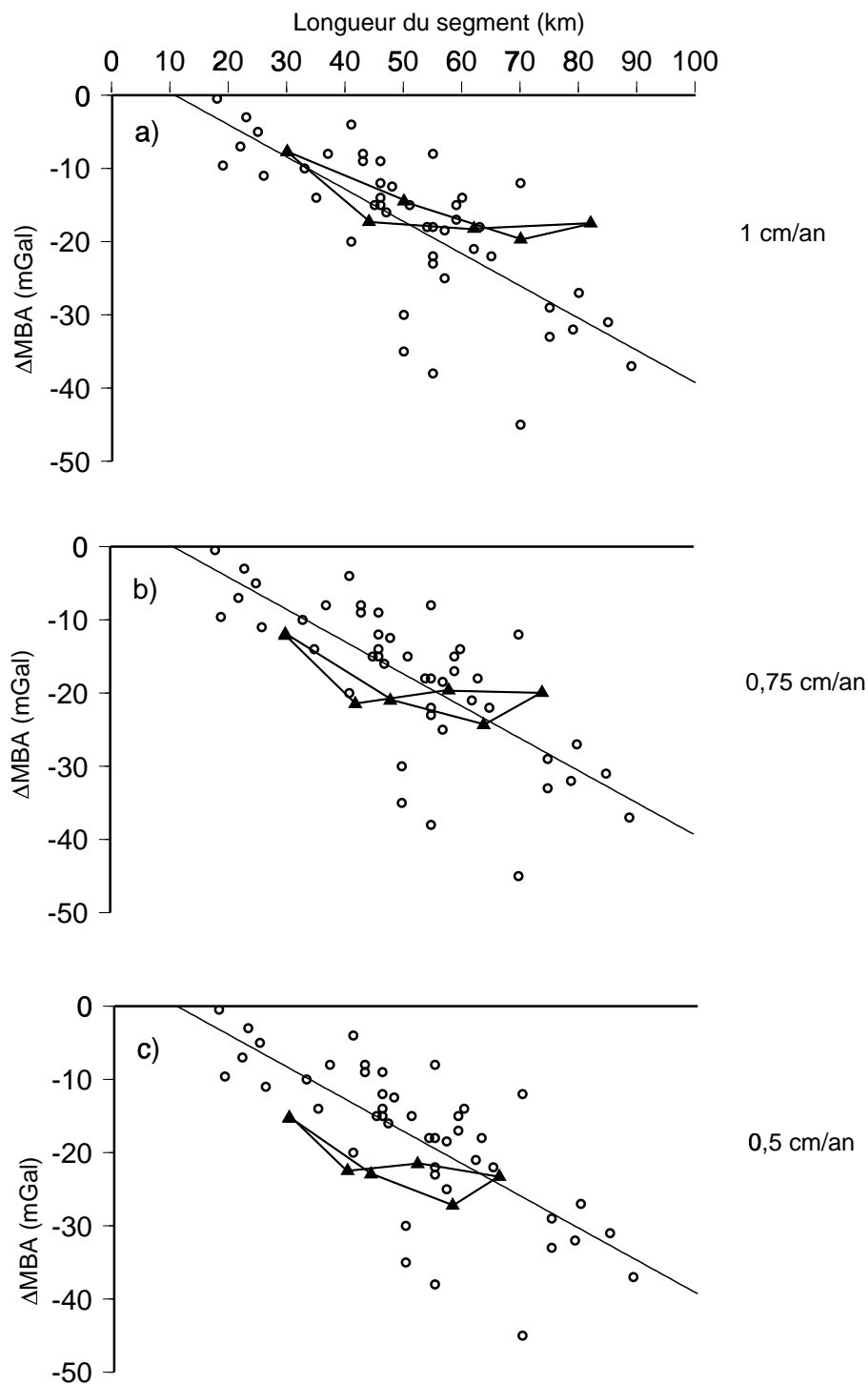
**Figure V.16:** Evolution de la structure thermique et des épaisseurs crustales le long de segments décalés de 40 km dans le cas où la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma.

Chaque figure représente la structure thermique et les épaisseurs crustales dans le plan vertical situé entre le centre du segment 1 (situé à droite: S1) et l'ancien centre du segment 2 à différentes étapes de l'évolution en opposition de phase des deux segments. La croûte est représentée en gris clair, les zones chaudes en gris foncé et les isothermes sont représentées en trait fin tous les 200°C.



**Figure V.17:** Influence de forts décalages de l'axe sur l'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée.

L'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée est représentée pour un segment a) présentant un décalage de 30 km et b) de 40 km. Dans chacun de ces cas les  $\Delta$ MBA modélisées sont comparées aux  $\Delta$ MBA observées pour des segments de différentes longueurs. La durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma et le demi-taux de propagation de 1 cm/an. Les triangles noirs représentent les étapes auxquelles a été calculé la  $\Delta$ MBA et les droites approchent le comportement de la  $\Delta$ MBA entre ces triangles. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta$ MBA observée et longueur de segment est également représentée.

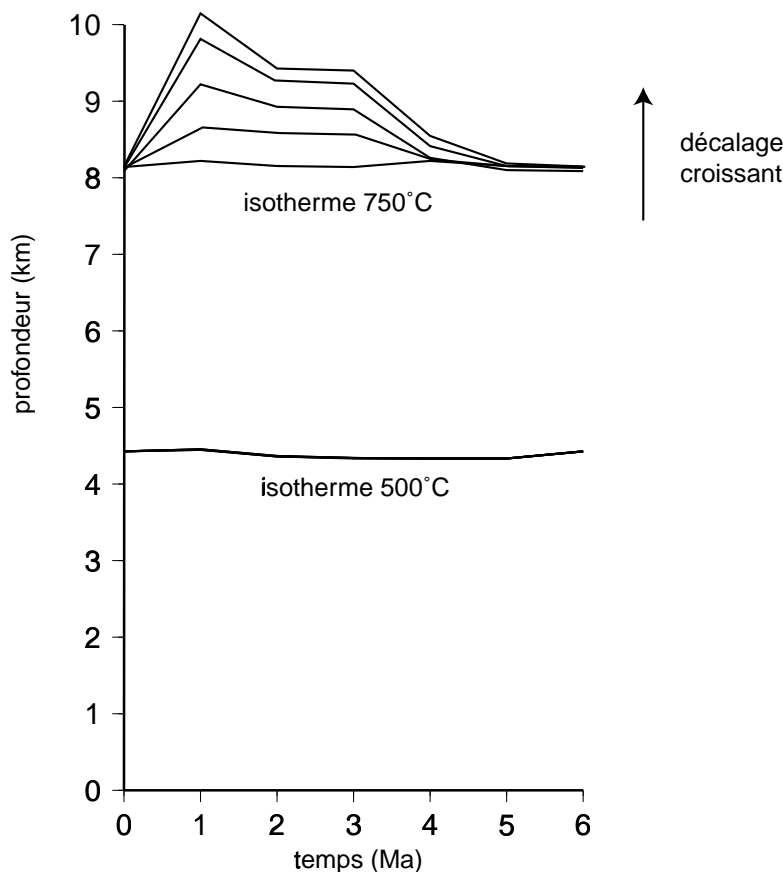


**Figure V.18:** Influence du demi-taux de propagation sur l'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée.

L'évolution de la  $\Delta$ MBA simulée est représentée dans le cas a) d'un demi-taux de 1 cm/an, b) d'un demi-taux de 0,75 cm/an et c) d'un demi-taux de 0,5 cm/an. Le décalage de l'axe est de 20 km. Dans chacun de ces cas les  $\Delta$ MBA modélisées sont comparées aux  $\Delta$ MBA observées pour des segments de différentes longueurs. La durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma. Les triangles noirs représentent les étapes auxquelles a été calculé la  $\Delta$ MBA et les droites approchent le comportement de la  $\Delta$ MBA entre ces triangles. La droite ajustant au mieux la corrélation entre  $\Delta$ MBA observée et longueur de segment est également représentée.

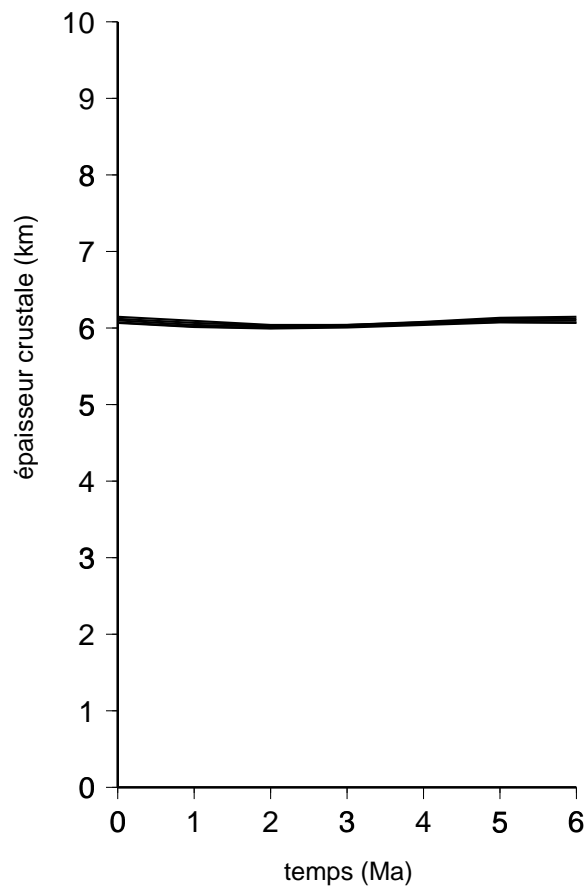
### Comportement de la profondeur maximale des séismes et de l'épaisseur crustale.

Pour chaque décalage de l'axe, les deux autres observables que sont la structure crustale et les profondeurs maximales des séismes sont calculées au cours de l'évolution de la structure thermique qui fournit le meilleur accord avec les observations sur les  $\Delta$ MBA. Dans chacun de ces cas, les isothermes 750°C, correspondant à la profondeur maximale des séismes en extrémités de segment, et l'isotherme 500°C, correspondant à la profondeur maximale des séismes au centre du segment, restent sensiblement à la même profondeur lors de l'évolution du segment (figure V.19). La seule exception est, lors de la phase de croissance de la zone chaude, l'isotherme 750°C qui s'approfondit légèrement. Ceci est dû à la difficulté qu'a la zone chaude en cours de croissance à diffuser sa chaleur et apparaît surtout pour les plus forts décalages de l'axe.



**Figure V.19:** Profondeurs des isothermes 750°C en extrémités de segment 1 (en haut) et de l'isotherme 500°C sous le centre (en bas) au cours de l'évolution de la structure thermique pour les différents décalages de l'axe considérés. La demi-vitesse de propagation est de 1 cm/an pour tous les décalages et la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma.

Cet approfondissement reste cependant limité et les profondeurs des isothermes 750°C sous les extrémités du segment et 500°C sous le centre restent comparables à celles suggérées par les profondeurs maximales des séismes ( $9\pm 1$  km sous les extrémités et 2 à 5 km sous le centre). Au centre du segment l'épaisseur crustale varie peu au cours de l'évolution, elle garde une épaisseur de l'ordre de 6 km (figure V.20).



**Figure V.20:** Epaisseurs crustales au centre du segment 1 au cours de l'évolution de la structure thermique pour tous les décalages de l'axe considérés.

La demi-vitesse de propagation est de 1 cm/an pour tous les décalages et la durée de décroissance de la zone chaude est de 3 Ma.

### 5.3 La signature géophysique hors-axe.

Les paramètres de l'évolution de la zone chaude, c'est à dire la durée de décroissance de la zone chaude et le demi-taux de propagation le long de l'axe, ont été contraints pour chaque décalage de l'axe. Les 5 simulations résultantes de la structure thermique reproduisent les

caractéristiques axiales de surface (variation de la MBA le long du segment, structure crustale, et profondeurs maximales des microséismes) des différents types de segment rencontrés le long de la dorsale Médio-Atlantique. On s'attache désormais à calculer pour chaque décalage de l'axe, la bathymétrie, la gravimétrie et les anomalies magnétiques résultant de l'évolution de la structure thermique. La gravimétrie et la bathymétrie simulées sont comparées avec celles observées dans la région hors-axe de la zone SEADMA, lesquelles laissent apparaître hors-axe des structures rhomboédriques, qui témoignent de l'évolution de la segmentation. Cette comparaison permet de valider le modèle d'évolution de la structure thermique en vérifiant qu'il est capable ou non de reproduire de telles structures rhomboédriques. Il est plus difficile de comparer les anomalies magnétiques modélisées avec celles observées. En effet la signature magnétique des structures rhomboédriques n'apparaît pas de façon évidente au sein des anomalies magnétiques observées, en raison du trop grand espacement entre les profils magnétiques effectués dans la région hors-axe de la zone SEADMA.

La signature géophysique est simulée et comparée à celle observée dans la région hors-axe, tout d'abord dans le cas simple de segments alignés par rapport à leurs voisins, puis dans le cas plus complexe de segments décalés. Quelque soit le décalage de l'axe étudié, le demi-taux de propagation est pris égal à 1 cm/an et la durée de décroissance de la zone chaude à 3 Ma, c'est à dire tels qu'ils ont été contraints dans la partie 5.1.

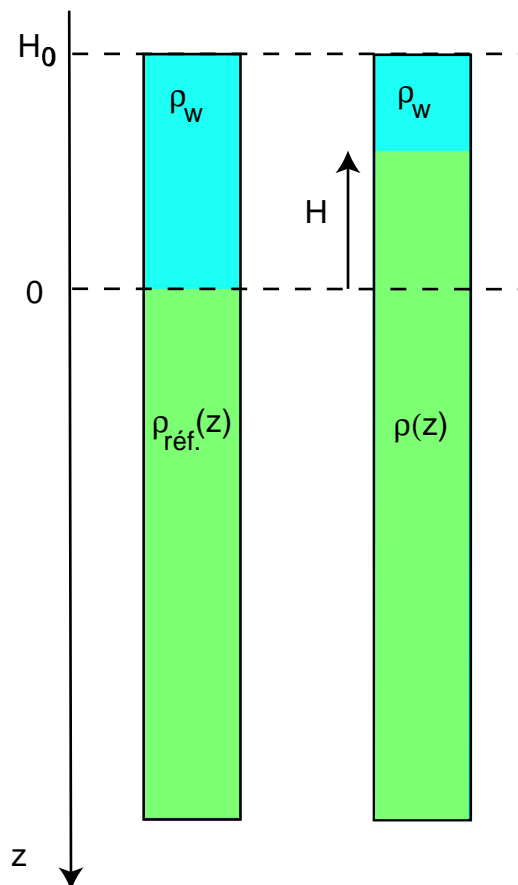
### **5.3.1 Cas des segments alignés.**

#### Bathymétrie.

Comme nous l'avons montré au chapitre II, il existe principalement trois contributions à la bathymétrie observée. La première contribution est due aux variations de densité de plusieurs origines (expansion thermique, différences de densité entre croûte et manteau...). La deuxième est d'origine dynamique liée aux mouvements de matière sous l'axe de la dorsale. Enfin, la dernière contribution est d'origine rhéologique, il s'agit de la contribution de la tectonique qui se manifeste dans la couche supérieure fragile de la lithosphère (collines abyssales,...).

Dans notre modèle l'écoulement du manteau et la tectonique ne sont pas modélisés. Notre modèle ne permet donc pas de calculer leurs contributions à la bathymétrie et se limite

à la contribution due aux variations de densité. La bathymétrie calculée est alors sous évaluée par rapport à celle observée, surtout dans la région axiale. En effet les mouvements du manteau y sont essentiellement verticaux et contribuent fortement à la bathymétrie, alors qu'en s'éloignant de l'axe ces mouvements deviennent progressivement horizontaux, la contribution du manteau à la bathymétrie s'amenuisant en conséquence. La bathymétrie calculée est donc plus réaliste en s'éloignant de l'axe. La tectonique contribue faiblement aux caractéristiques bathymétriques liées à l'évolution de la segmentation, sa contribution à la bathymétrie s'exprimant à des longueurs d'onde plus petites. Le calcul de la contribution des densités permet donc de simuler raisonnablement les caractéristiques bathymétriques hors-axe résultant de notre modèle d'évolution de la structure thermique.



**Figure V.21:** Calcul des contributions des densités à la topographie.

Notations:  $z$  profondeur,  $H_0$  hauteur de la colonne d'eau,  $H$  contribution à la topographie,  $L$  profondeur du niveau de compensation,  $\rho_w$  densité de l'eau de mer,  $\rho_{\text{réf}}$  et  $\rho$  densité du matériel dans l'état de référence et dans l'état considéré.

Le calcul de la contribution des densités à la bathymétrie est réalisé en supposant qu'il y a réajustement isostatique local par rapport à un état de référence. Les variations latérales de



densité entraînent des variations de la topographie (figure V.21). A une certaine profondeur (dite de compensation) l'équilibre hydrostatique est réalisé: les colonnes de matériel situées au dessus de cette profondeur exercent une pression constante. Le poids de la colonne de matériel dans l'état considéré est le même que celui de la colonne dans l'état de référence. L'état de référence est fixé à un endroit où le principe d'isostasie est vérifié, soit très loin de l'axe. La profondeur de compensation L est fixée à la base de la boîte de calcul (soit une profondeur de 100 km). Les variations H de la topographie sont calculées en appliquant ce principe:

$$H_0 \rho_w + \int_0^L \rho_{référence}(z) dz = (H_0 + H) \rho_w + \int_H^L \rho(z) dz \quad 5.2$$

avec  $H_0$  hauteur de la colonne d'eau,  $\rho_w$  la densité de l'eau,  $\rho_{référence}(z)$  densité du matériel dans l'état de référence, L profondeur de compensation, H contribution à la topographie et  $\rho(z)$  densité du matériel en fonction de la profondeur.

L'équation 5.2 se simplifie:

$$\int_0^L \rho_{référence}(z) dz = H \rho_w + \int_0^L \rho(z) dz - \int_0^H \rho(z) dz \quad 5.3$$

Entre 0 et H, la masse volumique est sensiblement égale à celle de la croûte à 0°C:

$$\int_0^H \rho(z) dz = \rho_{0croûte} H \quad 5.4$$

avec  $\rho_{0croûte}$  la densité de la croûte à 0°C.

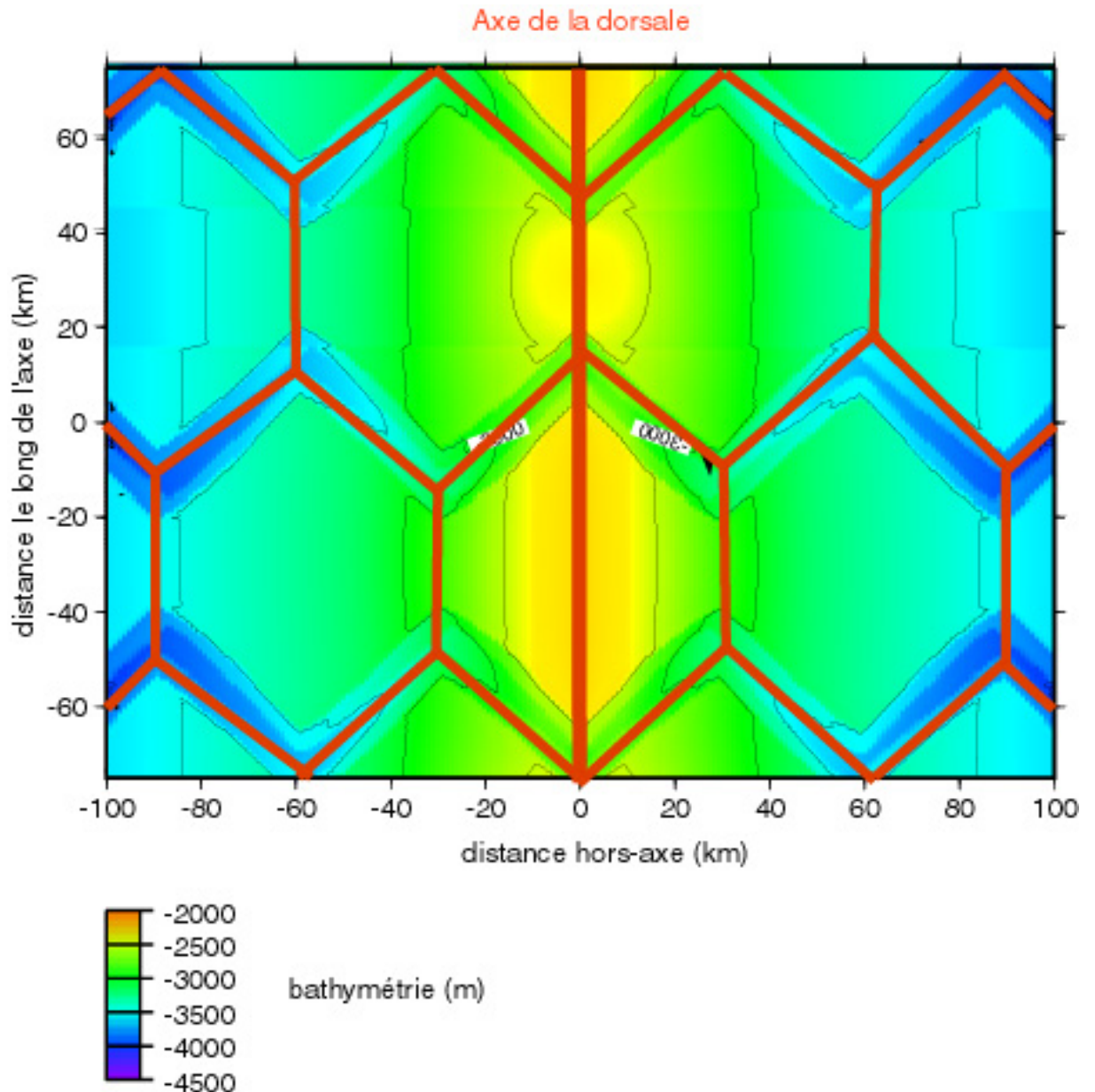
D'où les variations H de la topographie due aux variations de densité:

$$H = \frac{1}{(\rho_w - \rho_{0croûte})} \int_0^L (\rho_{référence}(z) - \rho(z)) dz \quad 5.5$$

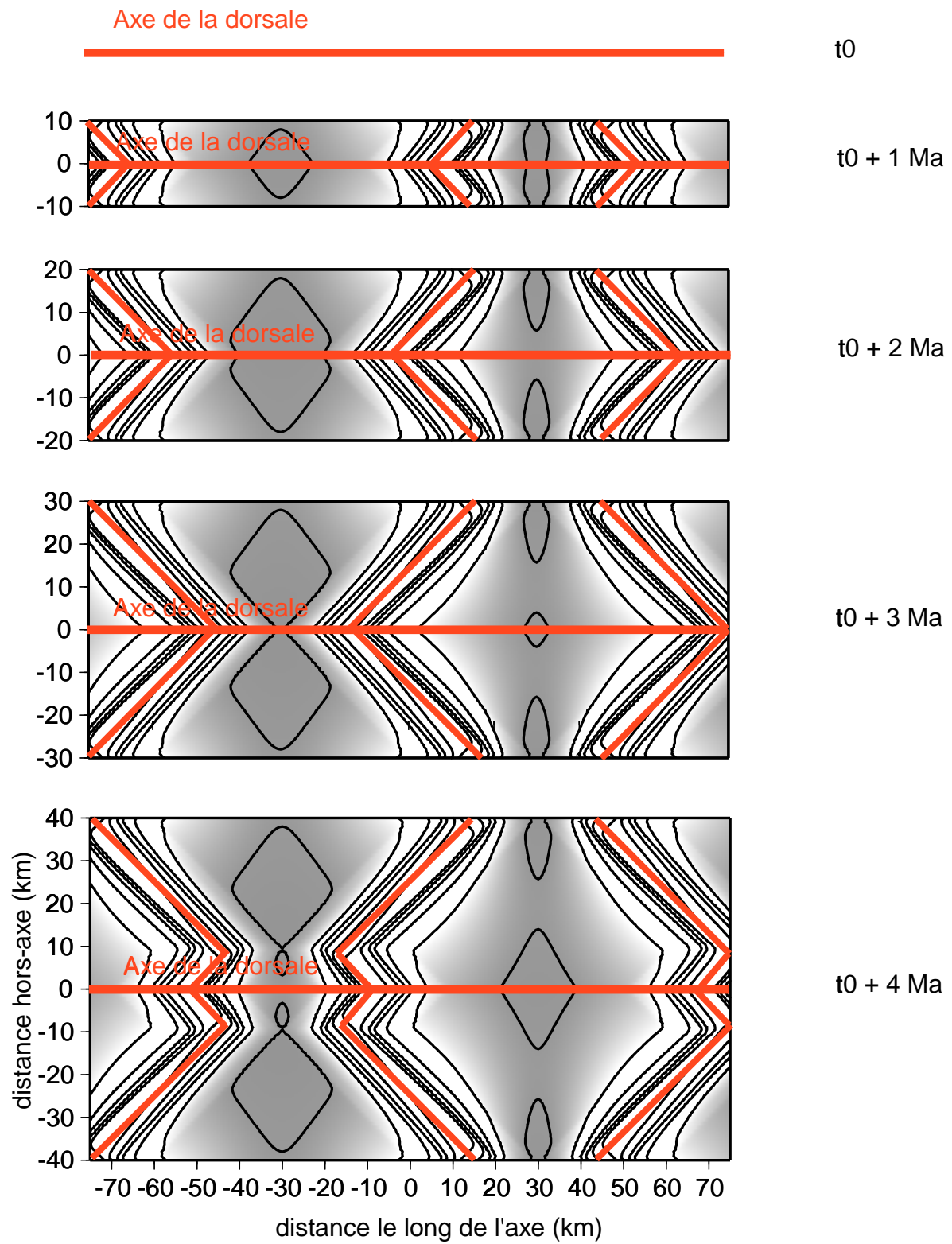
Ce qui donne dans un espace discret:

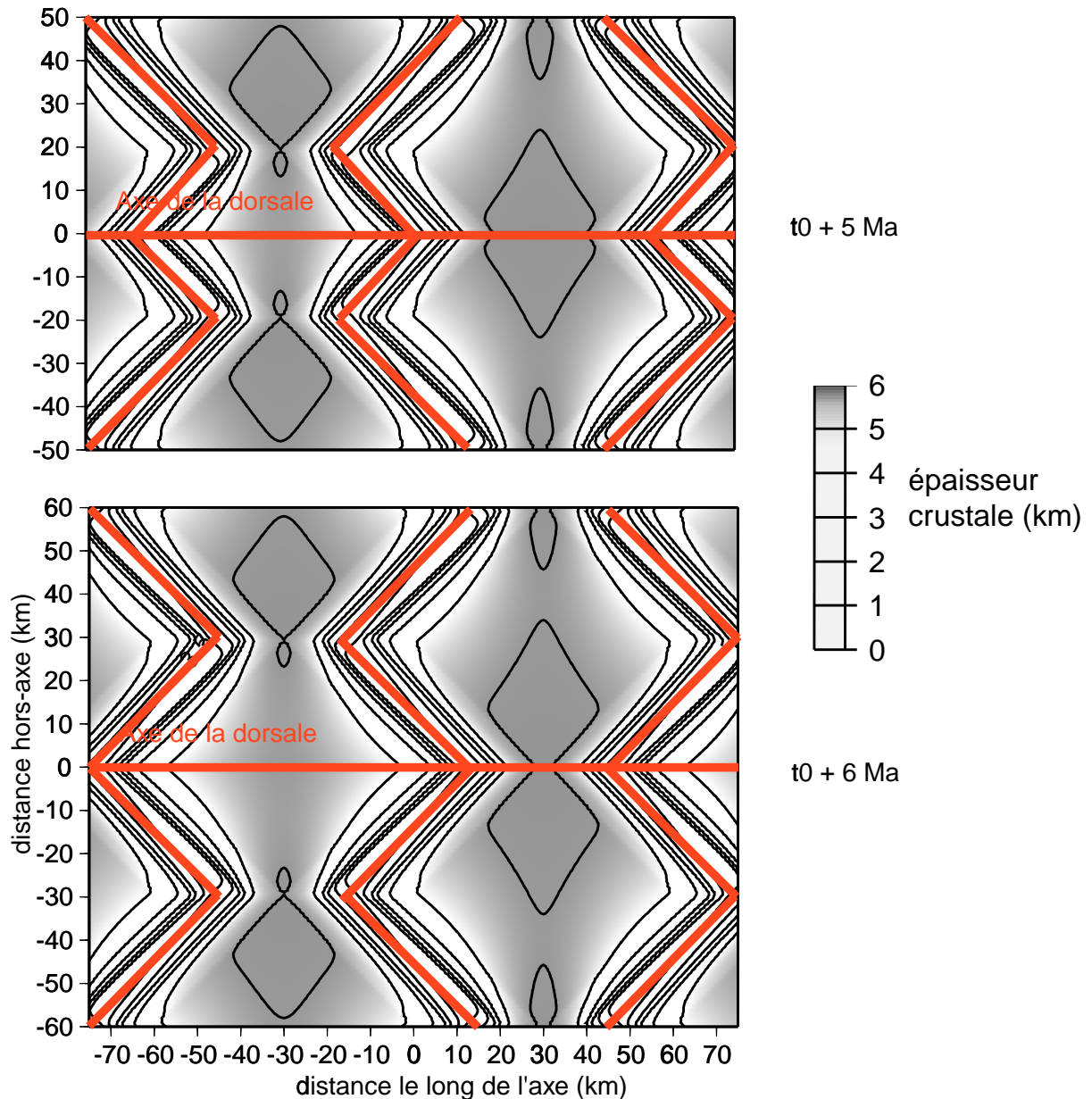
$$H = \frac{1}{(\rho_w - \rho_{0\text{croûte}})} \Delta z \sum_{i=1}^N (\rho_{\text{référence}}(i) - \rho(i)) \quad 5.6$$

Dans la région hors-axe les variations de densité sont essentiellement dues aux variations de l'épaisseur crustale, à la serpentinitisation des péridotites et dans une moindre mesure aux changements de températures et à la présence de liquide dans la zone de fusion.



**Figure V.22:** Bathymétrie simulée dans le cas de deux segments alignés. Le segment 1 (situé en haut) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les anciennes extrémités des segments sont représentées en rouge.

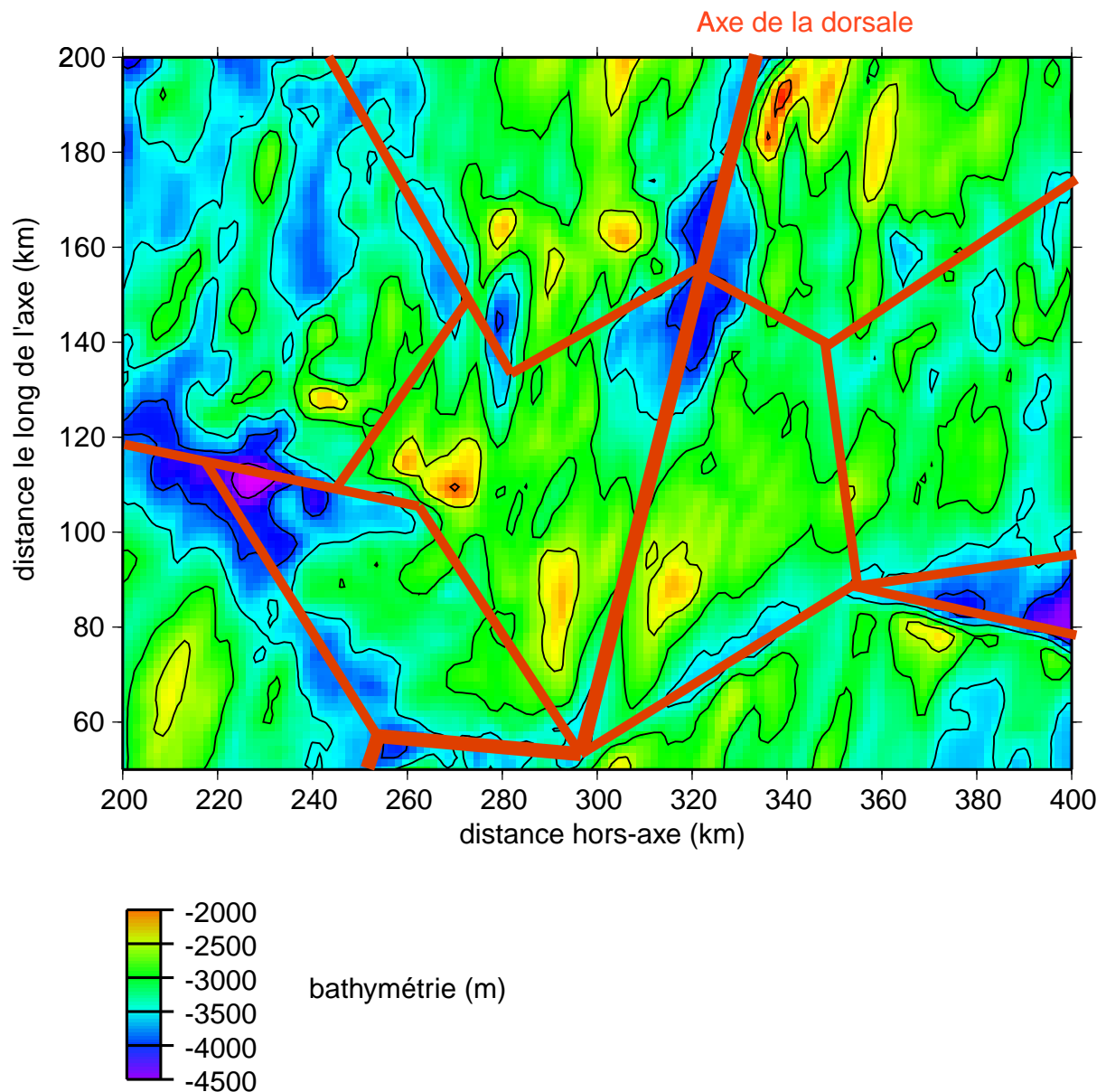




**Figure V.23:** La structure crustale dans la région hors-axe résultant de l'évolution en opposition de segments alignés. La structure crustale est montrée à différentes étapes (tous les Ma) de cette évolution. Le segment 1 est situé à droite et le segment 2 à gauche. L'expansion océanique laisse apparaître dans la région hors-axe les traces des anciennes extrémités de segment (en rouge). L'axe de la dorsale est également représenté en rouge.

La figure V.22 représente la bathymétrie simulée à la fin de l'évolution de la zone chaude du segment 1 (situé dans la partie supérieure de la figure). L'augmentation des densités lorsqu'on s'éloigne de l'axe, due au refroidissement de la lithosphère, entraîne un approfondissement du plancher océanique similaire à celui observé dans tous les océans du monde. Au cours de l'évolution du segment l'allongement et le raccourcissement de la zone chaude entraînent le déplacement des extrémités du segment le long de l'axe. L'expansion océanique laisse alors apparaître dans la région hors-axe les traces des anciennes extrémités

du segment qui forment des structures rhomboédriques dans la structure crustale de la région hors-axe (figure V.23).



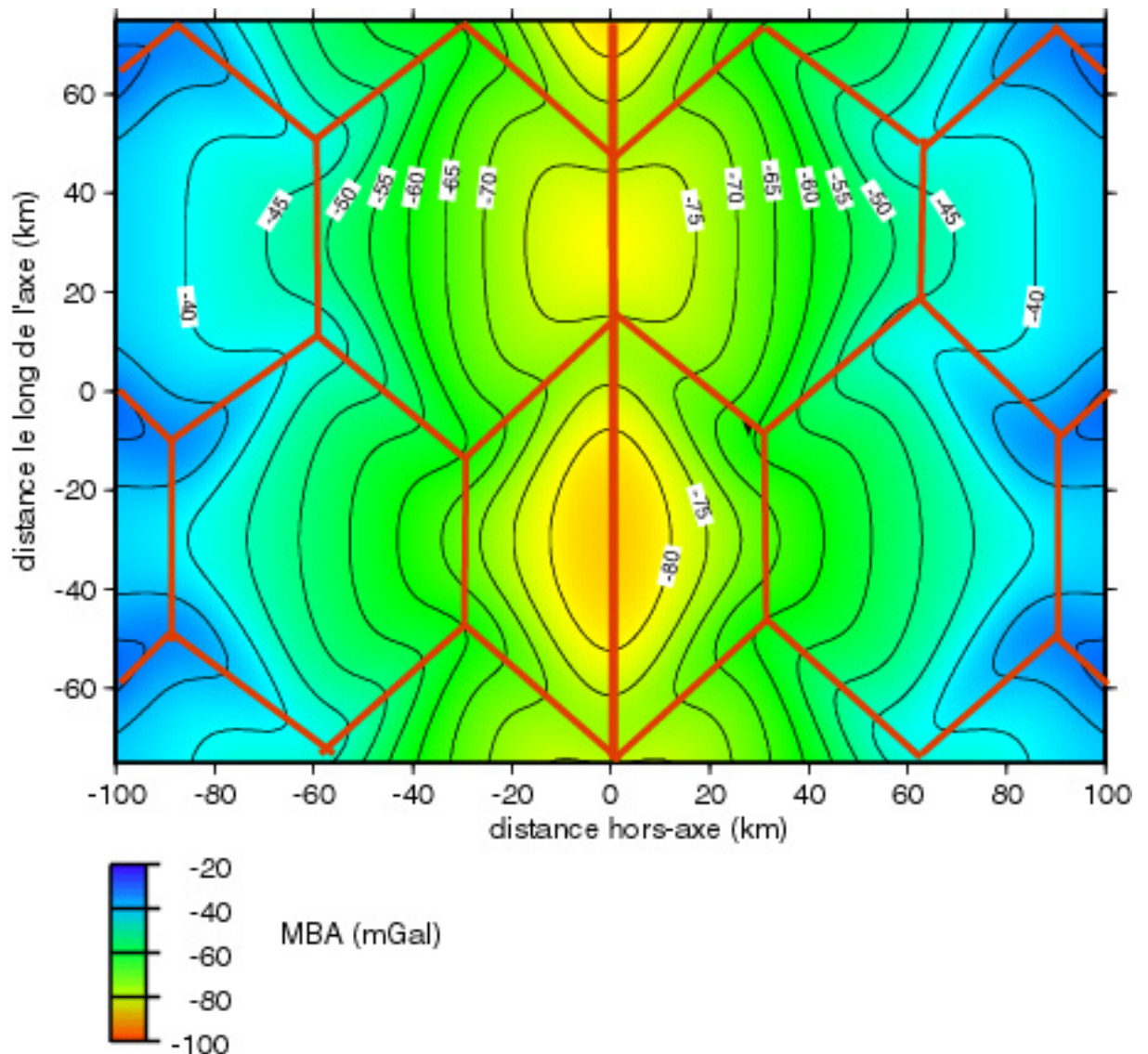
**Figure V.24:** Bathymétrie observée dans la zone SEADMA au sud de la fracture KANE entre 20° et 24°N (d'après Gente et al., 1995).

L'axe de la dorsale et les frontières des domaines rhomboédriques sont représentées en rouge.

Au sein des anciennes extrémités de segment, la croûte s'amincit et les péridotites serpentinisées apparaissent sous la croûte. Les densités y sont alors plus fortes en moyenne que partout ailleurs, ce qui a pour conséquence l'approfondissement de la bathymétrie. L'évolution de la zone chaude laisse alors apparaître sur la bathymétrie simulée des structures rhomboédriques caractéristiques de l'évolution de la segmentation telles que celles observées

dans la bathymétrie de la zone SEADMA (figure V.24). Ainsi le dénivelé entre le centre des domaines rhomboédriques simulés et leurs frontières est de l'ordre de 1000 m, valeurs similaires à celles observées dans la zone SEADMA.

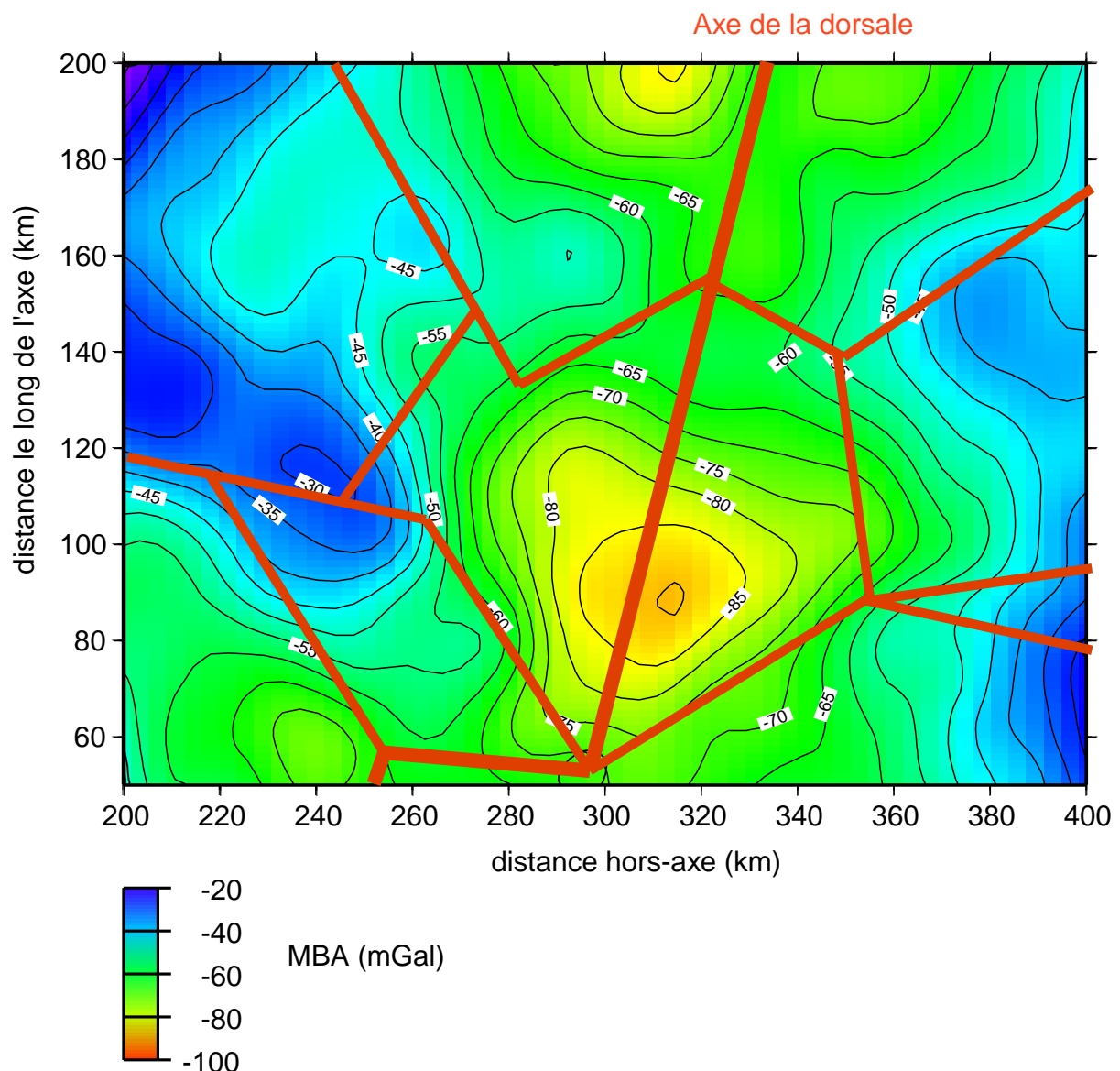
MBA.



**Figure V.25:** MBA simulée dans le cas de deux segments alignés. Le segment 1 (situé en haut) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les anciennes extrémités des segments sont représentées en rouge.

La figure V.25 représente la gravimétrie simulée à la même étape de l'évolution que la bathymétrie simulée de la figure V.22. Les anomalies gravimétriques reflètent les variations de densité au sein de la lithosphère. L'augmentation des densités dans la région hors-axe, due

au refroidissement de la lithosphère quand on s'éloigne de l'axe, se manifeste par une augmentation progressive de la MBA conforme à celle généralement observée. Dans la région hors-axe, les anciennes extrémités de segment sont les régions où les densités sont les plus fortes. La MBA y atteint alors un maximum local. Du centre vers les frontières des domaines rhomboédriques la MBA augmente de 10 mGal environ, valeurs du même ordre de grandeur que celles observées dans la zone SEADMA. De cette façon les structures rhomboédriques liées à l'évolution de la segmentation, telles qu'observées dans la zone SEADMA (figure V.26), apparaissent aussi dans la MBA.



**Figure V.26:** MBA observée dans la zone SEADMA au sud de la fracture KANE entre 20° et 24°N (d'après Gente et al., 1995).

Les longueurs d'onde inférieure à 20 km ont été filtrées. L'axe de la dorsale et les frontières des domaines rhomboédriques sont représentées en rouge.

### Les anomalies magnétiques.

Le modèle d'acquisition des aimantations est détaillé dans le chapitre III. Le calcul est ici effectué de façon à connaître la distribution des aimantations dans toute la boîte de calcul à chaque étape de l'évolution de la zone chaude. L'Actuel est fixé à la fin de l'évolution du segment 1.

Par rapport au cas stationnaire traité dans le chapitre III, les allongements et raccourcissements de la zone chaude modifient la structure thermique et la structure crustale le long de l'axe à chaque étape de l'évolution. Les colonnes mises en place au même endroit de l'axe à des instants différents et s'en éloignant au cours du temps (dans un plan vertical perpendiculaire à l'axe) ne connaissent alors plus la même évolution thermique. La structure lithologique peut également différer entre ces colonnes.

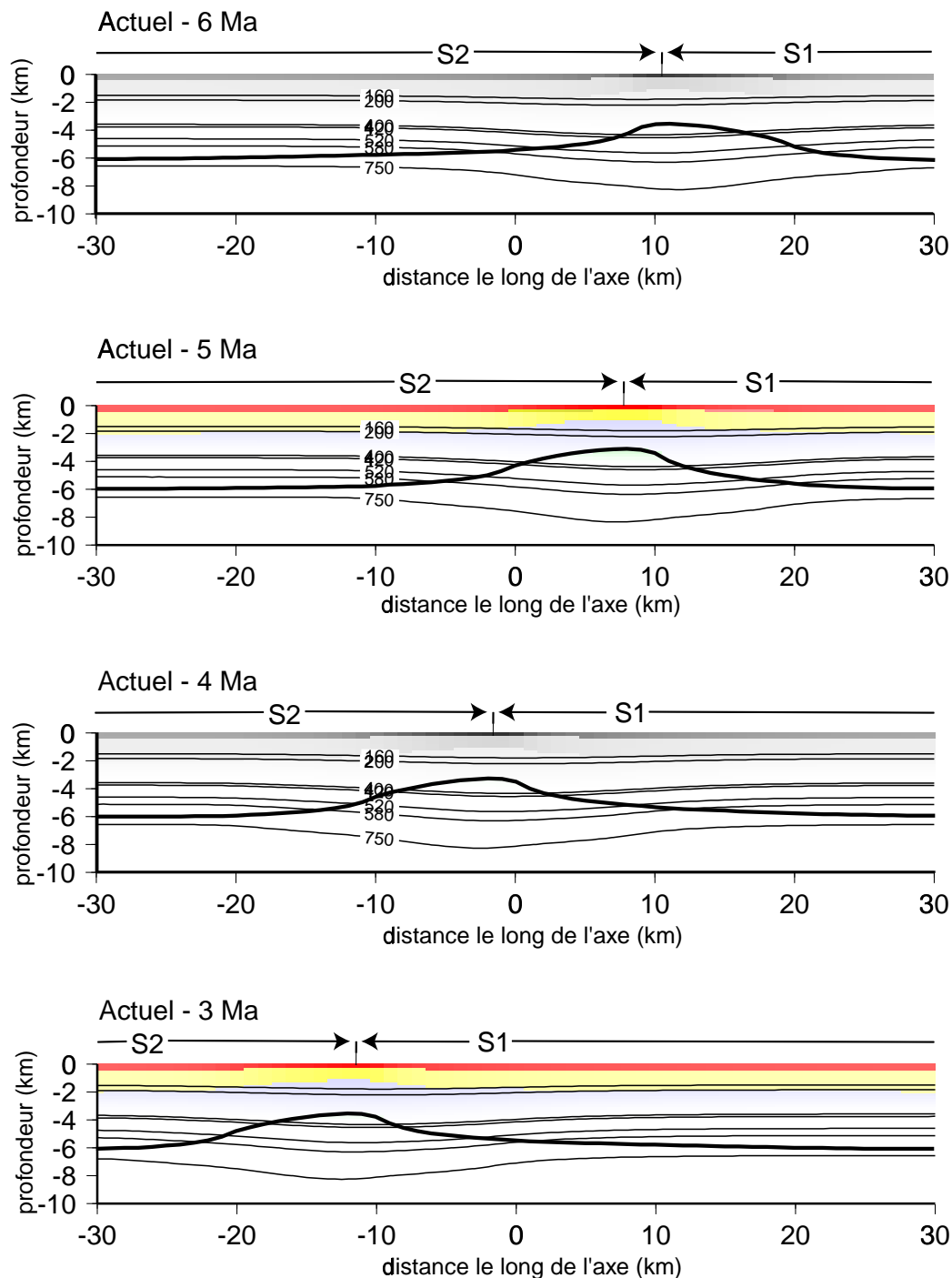
Ainsi, pour une colonne mise en place à l'axe à une des extrémités du segment, la structure thermique est relativement froide et la croûte possède son épaisseur minimale. L'allongement de la zone chaude peut réchauffer la colonne si elle ne s'est pas trop éloignée de l'axe. Si la température dépasse leur température de Curie, les roches de la colonne peuvent perdre leur aimantation. Mais cette perte d'aimantation est en fait négligeable. Les isothermes de Curie de la plupart des roches sont comprises entre 520°C et 580°C et ces isothermes s'approfondissent rapidement dans la région hors-axe. Les roches susceptibles de perdre leur aimantation sont donc assez profondes, il s'agit essentiellement de péridotites serpentinisées mais celles-ci sont faiblement aimantées en profondeur (car peu serpentinisées). En poursuivant son éloignement de l'axe, la colonne se refroidit si bien que les roches qui viennent de perdre leur aimantation peuvent en acquérir une nouvelle qui s'oriente dans la direction du champ géomagnétique ambiant.

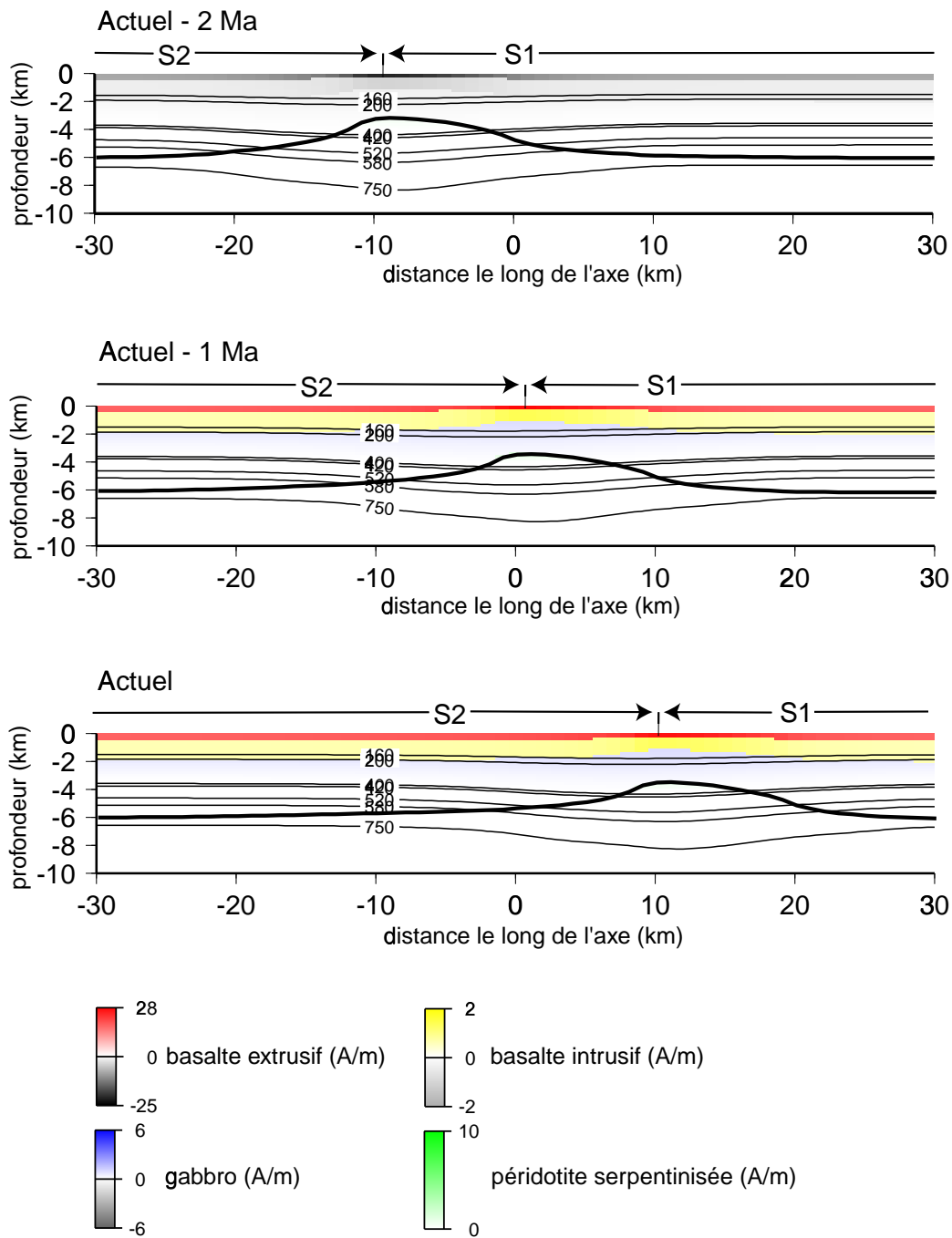
Une colonne mise en place en centre de segment présente des températures relativement chaudes et une croûte épaisse, seules les roches crustales peuvent acquérir une aimantation. Dans le plan vertical perpendiculaire à l'axe que parcourt ensuite la colonne au cours de son éloignement de l'axe, celle-ci ne subit pas les réchauffements et refroidissements dus à l'évolution de la zone chaude. La colonne connaît alors une évolution thermique comparable à celle existant dans le cas d'une structure thermique stationnaire.

Par rapport au cas d'une zone chaude stationnaire, l'évolution de la zone chaude modifie la distribution des aimantations dans la région hors-axe. La figure V.27 représente la distribution verticale des aimantations le long de l'axe tous les Ma au cours de l'évolution des segments 1 et 2 et la figure V.28 montre la distribution des aimantations vue à la surface de la



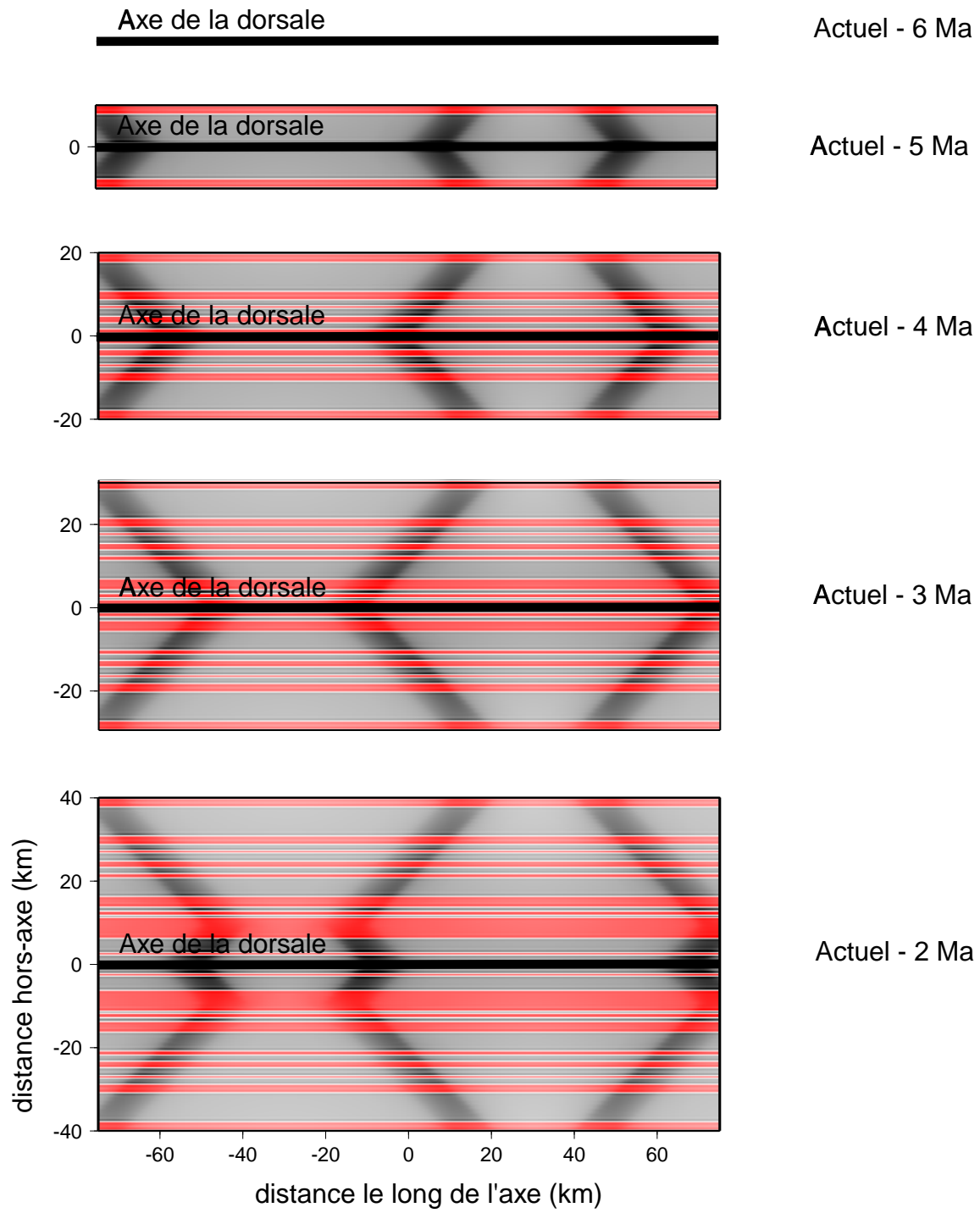
boîte de calcul aux mêmes étapes. Les allongements et raccourcissements successifs de la zone chaude déplacent les extrémités du segment le long de l'axe (figure V.27). Or la distribution des aimantations aux extrémités est différente de celle de la partie centrale du segment (voir chapitre III), l'aimantation des basaltes y est 2,5 fois plus élevée qu'au centre et des péridotites serpentinisées aimantées sont présentes sous la croûte. L'expansion océanique déplace les aimantations acquises à l'axe dans la région hors-axe et laisse alors apparaître les traces des anciennes extrémités dans la distribution des aimantations de la région hors-axe (figure V.28). Ces anciennes extrémités s'expriment au niveau des anomalies magnétiques.

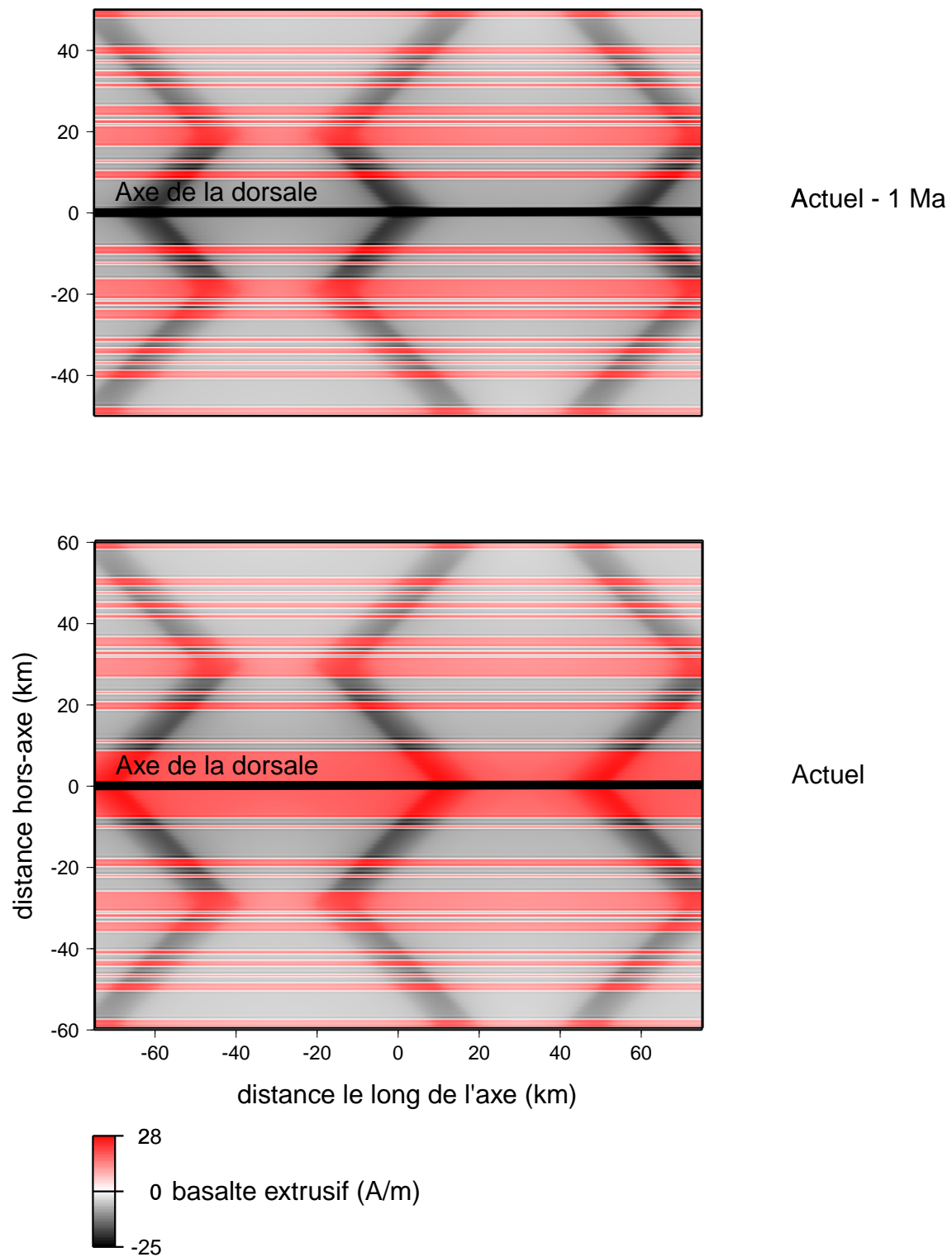




**Figure V.27:** Distribution verticale des aimantations à l'axe au cours de l'évolution en opposition de phase de deux segments alignés.

Chaque figure représente la distribution verticale des aimantations du centre du segment 2 (situé à gauche: S2) au centre du segment 1 (situé à droite: S1) à différentes étapes (tous les Ma) de l'évolution des deux segments. Les aimantations positives des basaltes extrusifs sont représentées en rouge, celles des basaltes intrusifs en jaune, celles des gabbros en bleu et celles des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celles contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentées en trait fin. Les épaisseurs crustales sont figurées en trait gras.

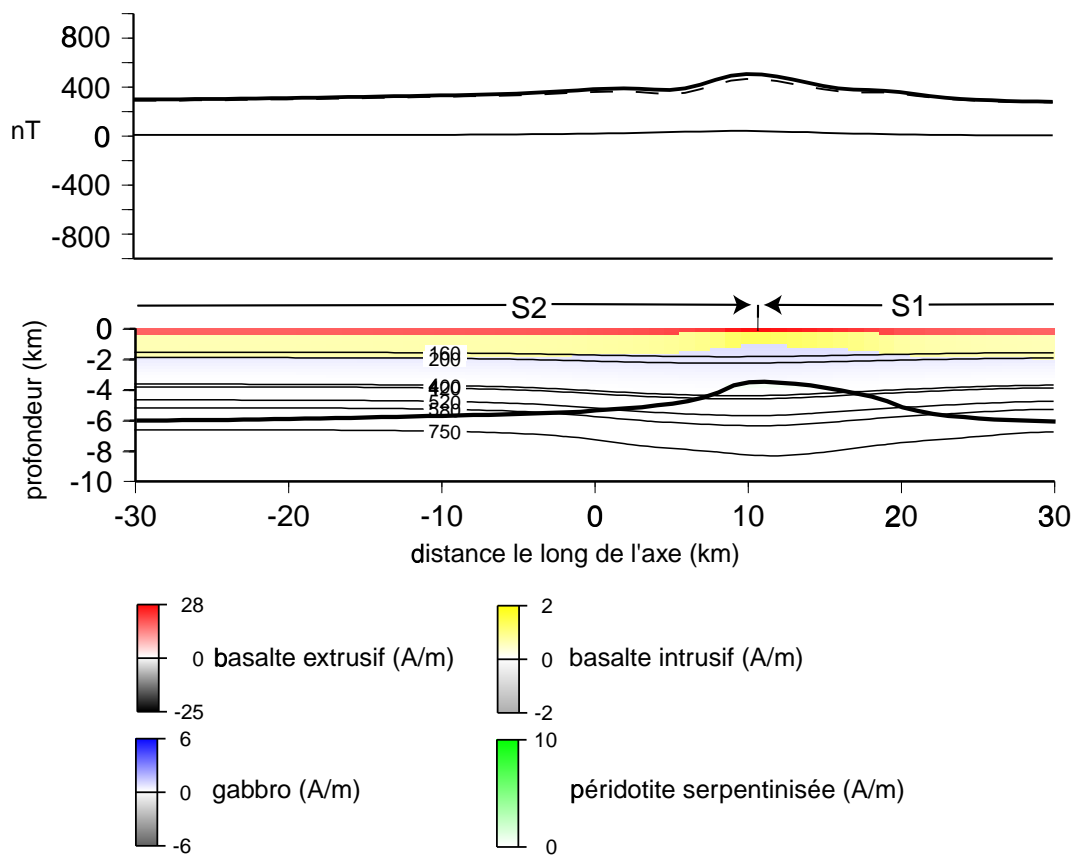




**Figure V.28:** Distribution des aimantations dans la région hors-axe résultant de l'évolution en opposition de phase de deux segments alignés.

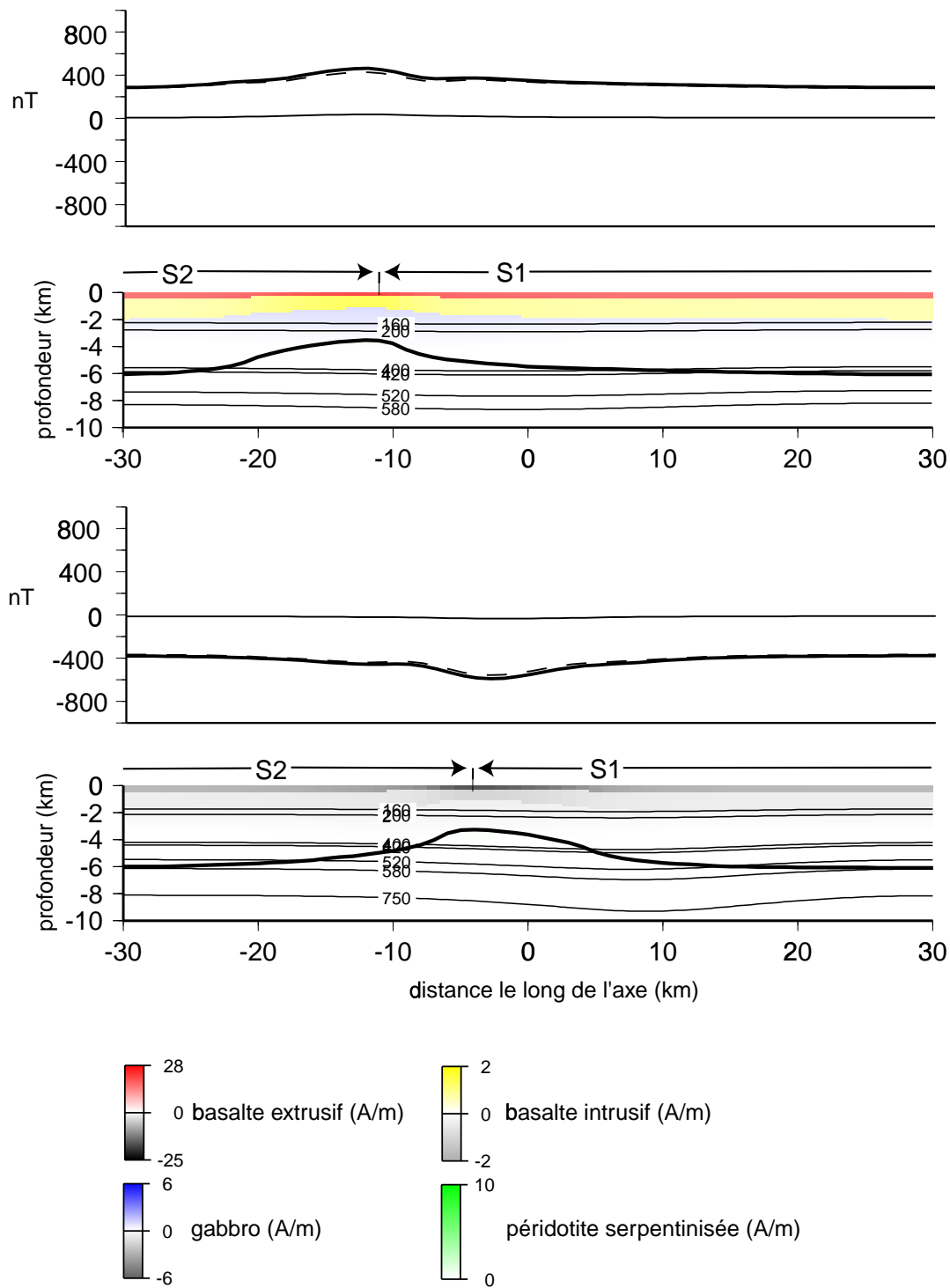
Chaque figure représente la distribution des aimantations au sein des basaltes extrusifs à la surface de la boîte de calcul à différentes étapes de l'évolution des deux segments 1 (situé à droite) et 2 (situé à gauche). L'axe de la dorsale est représenté en noir.

Le long de l'axe, en extrémités de segment la croûte garde la même épaisseur (3 km) au cours de l'évolution du segment. A cette profondeur les péridotites serpentinisées, très peu présentes, sont très peu aimantées. Seuls les basaltes et, dans une moindre mesure, les gabbros à olivine participent au signal magnétique de surface. L'aimantation des basaltes est multipliée par 2,5 du centre vers les extrémités du segment. Cette augmentation de l'aimantation des basaltes entraîne des amplitudes de l'anomalie magnétique plus fortes en extrémités qu'en centre de segment (figure V.29), telles qu'observées le long des segments de la dorsale Médio-Atlantique (Ravilly et al., 1998).



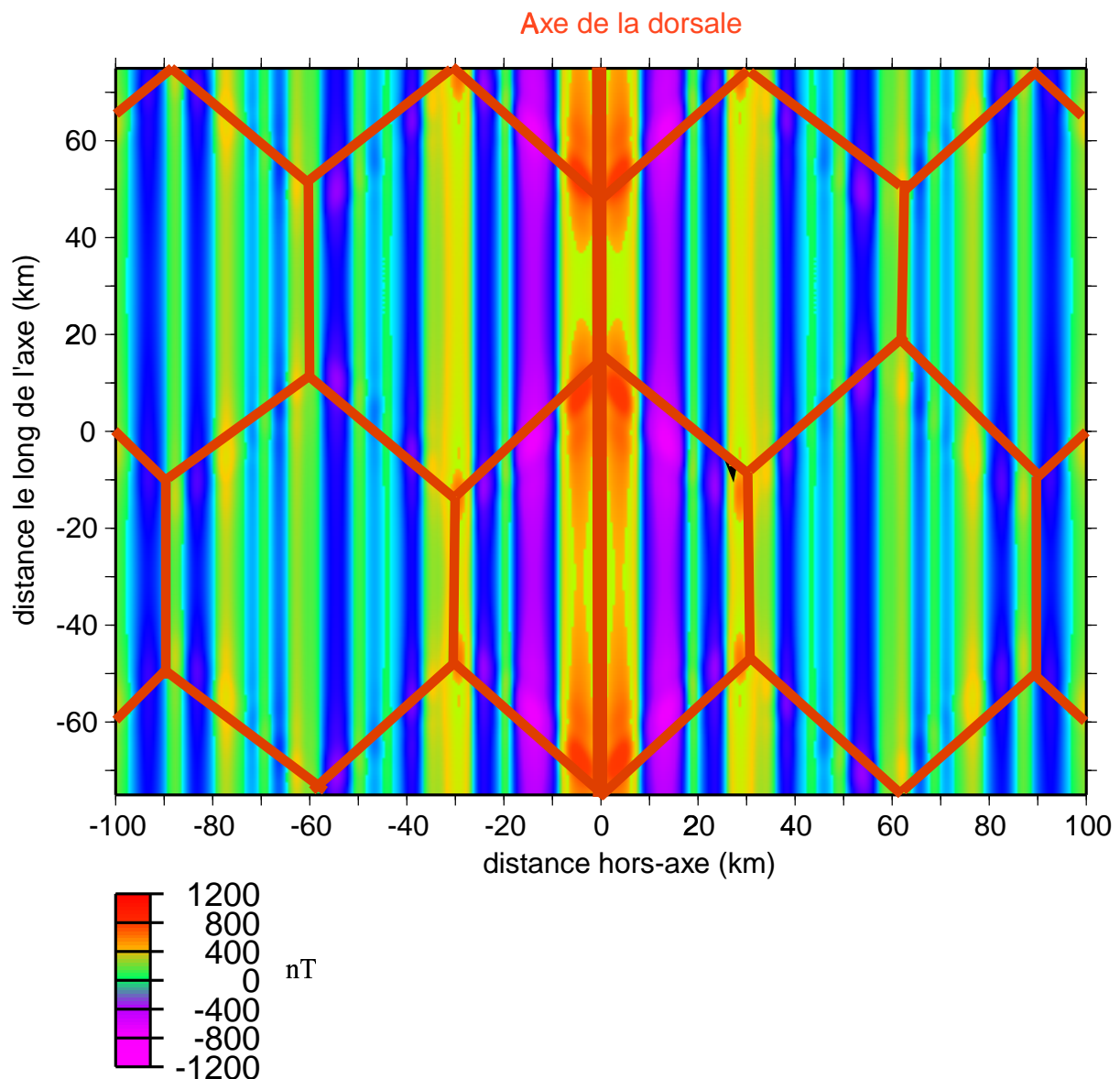
**Figure V.29:** Distribution verticale des aimantations le long de segments alignés et amplitudes des anomalies magnétiques axiales résultantes.

La distribution verticale des aimantations est représentée entre le centre du segment 2 (situé à gauche: S2) et le centre du segment 1 (situé à droite: S1). Les aimantations positives des basaltes extrusifs sont représentées en rouge, celles des basaltes intrusifs en jaune, celles des gabbros en bleu et celles des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celles contrôlant la serpentinitisation (200-400°C) sont représentées en trait fin. Les épaisseurs crustales sont figurées en trait gras. Les anomalies magnétiques totales sont représentées en trait gras, la contribution des basaltes en pointillés et celle des péridotites serpentinisées en trait fin.



**Figure V.30:** Distribution verticale des aimantations le long des anomalies 2A positive, à 30 km de l'axe (figure du haut), et 1r négative, à 15 km de l'axe (figure du bas), et amplitudes des anomalies magnétiques résultantes. Sur les deux figures la distribution des aimantations est représentée entre l'ancien centre du segment 1 (situé à droite) et l'ancien centre du segment 2 (situé à gauche). Les aimantations positives des basaltes extrusifs sont représentées en rouge, celles des basaltes intrusifs en jaune, celles des gabbros en bleu et celles des péridotites serpentinisées en vert. Les anomalies négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celles contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentées en trait fin. Les épaisseurs crustales sont figurées en trait gras. Les anomalies magnétiques totales sont représentées en trait gras, la contribution des basaltes en pointillés et celle des péridotites serpentinisées en trait fin.

Dans la région hors-axe, aux anciennes extrémités de segment, pour les mêmes raisons que dans la région axiale, ce sont essentiellement les aimantations rémanentes des basaltes et des gabbros à olivine qui contribuent au signal magnétique de surface. Si ces roches ont été mises en place lors d'une période inverse, alors leurs aimantations sont négatives et, le long d'une isochrone, l'amplitude de l'anomalie magnétique est plus faible aux anciennes extrémités de segment que dans l'ancienne partie centrale du segment (figure V.30). Par contre si elles ont été mises en place lors d'une période normale les amplitudes de l'anomalie magnétique sont plus fortes aux anciennes extrémités de segment que dans l'ancienne partie centrale du segment (figure V.30).



**Figure V.31:** Anomalies magnétiques modélisées dans le cas de deux segments alignés. Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

Les anciennes extrémités s'expriment dans le signal magnétique en étant soit plus négative soit plus positive. De cette façon, les formes rhomboédriques s'expriment alors aussi au sein des anomalies magnétiques (figure V.31). L'amplitude des anomalies magnétiques diminue quand on s'éloigne de l'axe du fait de la diminution exponentielle des aimantations des basaltes extrusifs que l'on s'est imposé pour simuler l'altération de la titanomagnétite, principal minéral magnétique des basaltes extrusifs.

### **5.3.2 Cas des segments décalés.**

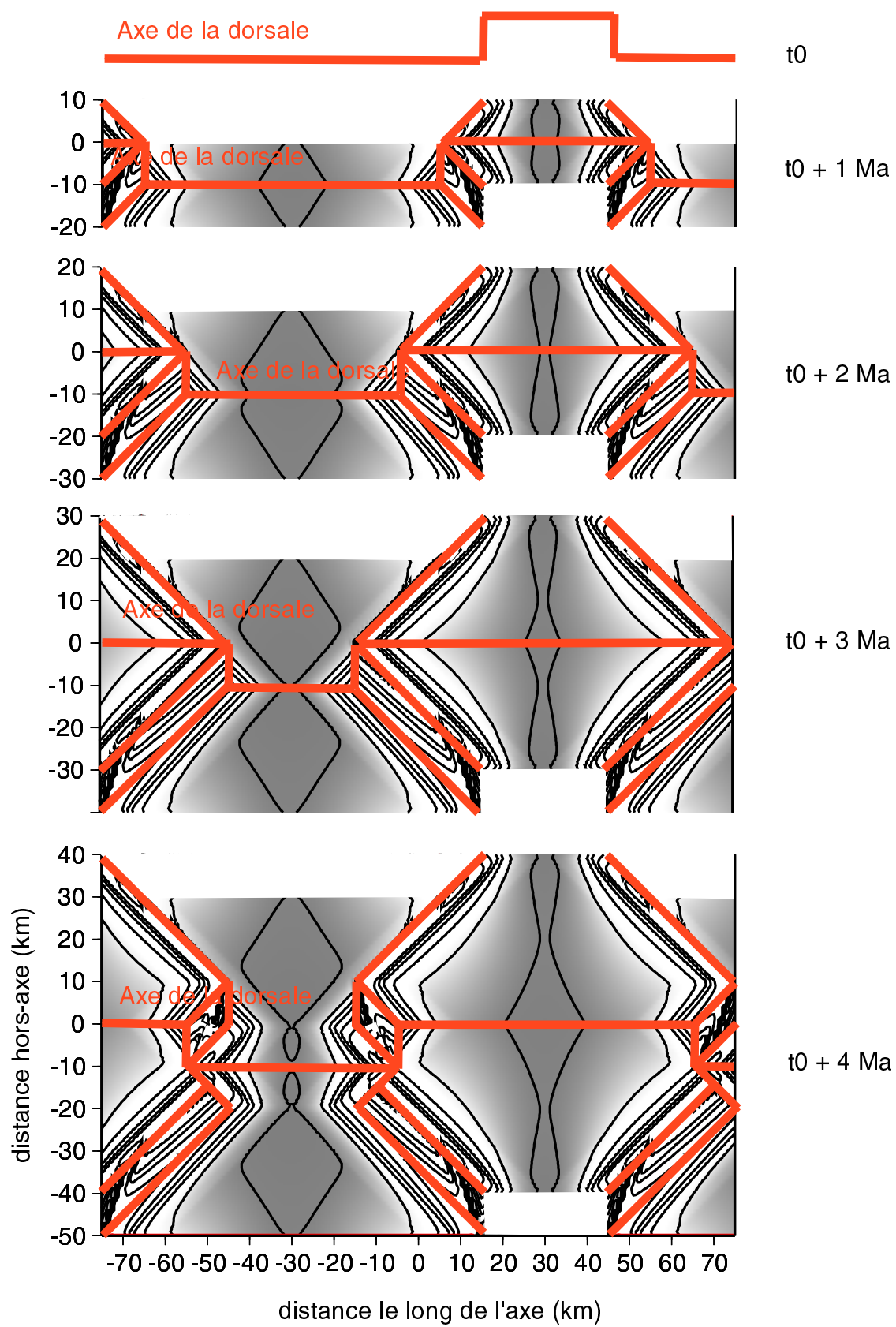
Par rapport au cas de segments alignés avec leurs voisins, la présence d'un décalage de l'axe et sa propagation le long de l'axe au cours du temps modifie la signature géophysique modélisée de la région hors-axe. Comme nous l'avons déjà vu dans le cas de segments alignés, la bathymétrie et la gravimétrie sont fortement dépendantes de la structure crustale.

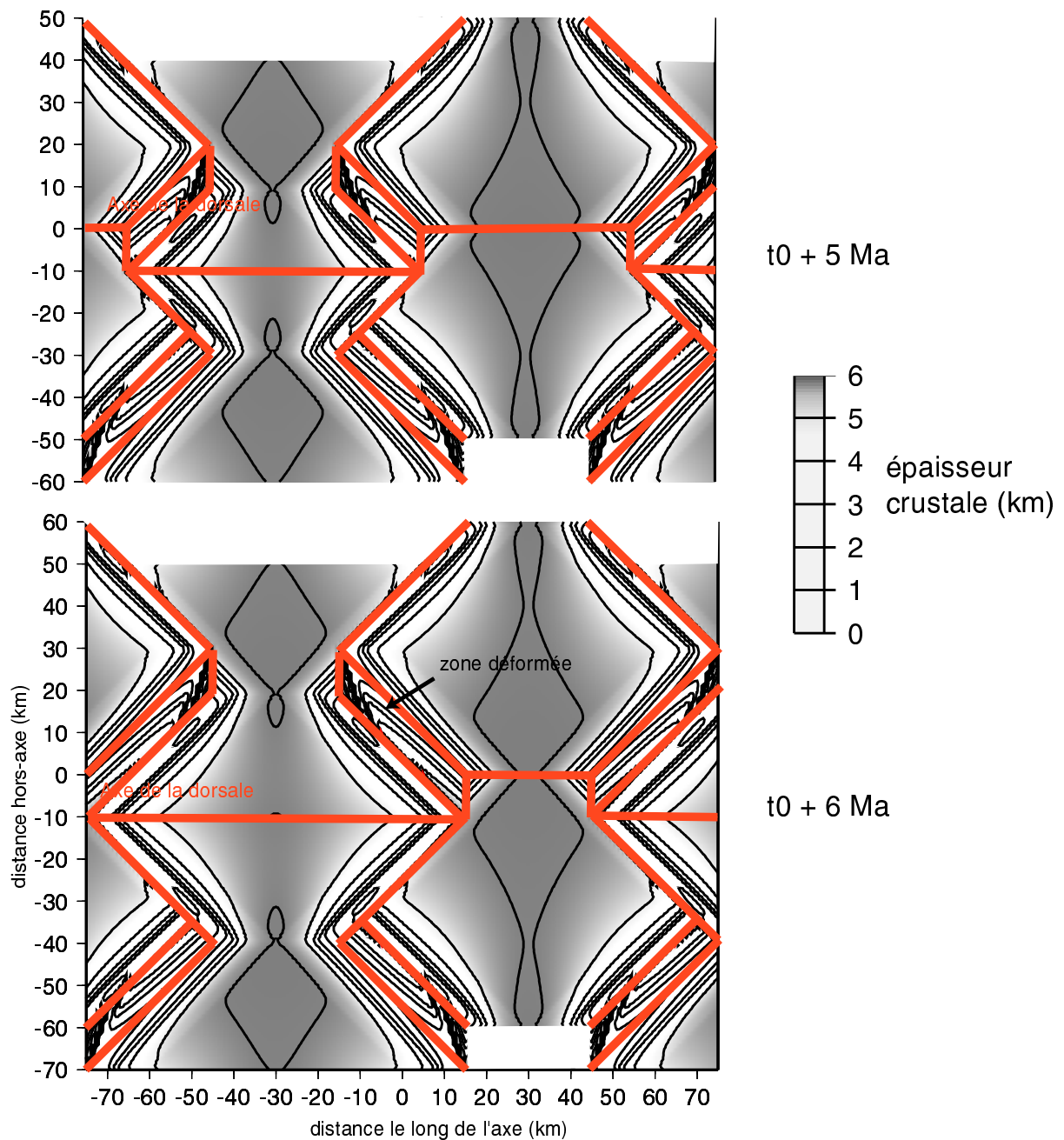
#### Structure crustale

La figure V.32 représente la structure crustale vue de dessus au sein de la boîte de calcul à différents moments de l'évolution des segments 1 et 2. La propagation du décalage de l'axe au cours du temps laisse apparaître d'un côté de l'axe de la dorsale les traces des anciennes extrémités des deux segments (pseudo-faille interne). De l'autre côté de l'axe, seules apparaissent les traces des anciennes extrémités du segment en cours de croissance (pseudo-faille externe).

Comme on l'a vu plus haut (partie 5.2.2 de ce chapitre), en extrémités la croûte d'un segment en cours de décroissance est plus épaisse que celle d'un segment en cours de croissance. Mais ce phénomène est négligeable pour les faibles décalages de l'axe, les anciennes extrémités des segments en cours de croissance et en cours de décroissance ont alors une croûte qui est sensiblement de la même épaisseur (figure V.32). Par contre pour les forts décalages de l'axe, les anciennes extrémités du segment en cours de croissance présentent une croûte plus mince que celles du segment en cours de décroissance. Ainsi dans le cas de segments décalés de 40 km, la croûte au sein des anciennes extrémités du segment en cours de décroissance a une épaisseur moyenne de 3 km tandis que celles du segment en cours de croissance a une épaisseur moyenne de 1,5 km (figure V.34).



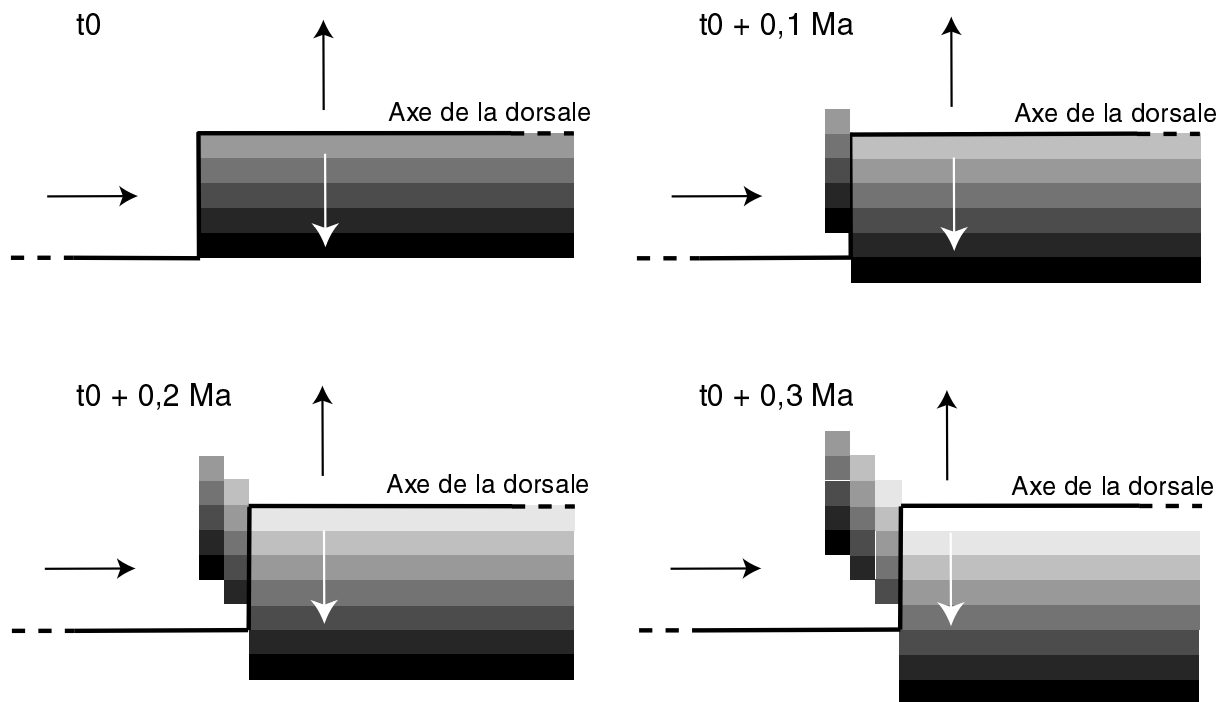




**Figure V.32:** La structure crustale dans la région hors-axe résultant de l'évolution en opposition de phase de deux segments décalés de 10 km.

La structure crustale est montrée à différentes étapes (tous les Ma) de cette évolution. Le segment 1 est situé à droite et le segment 2 à gauche. L'expansion océanique laisse apparaître dans la région hors-axe les traces des anciennes extrémités de segment (en rouge). L'axe de la dorsale est également représenté en rouge.

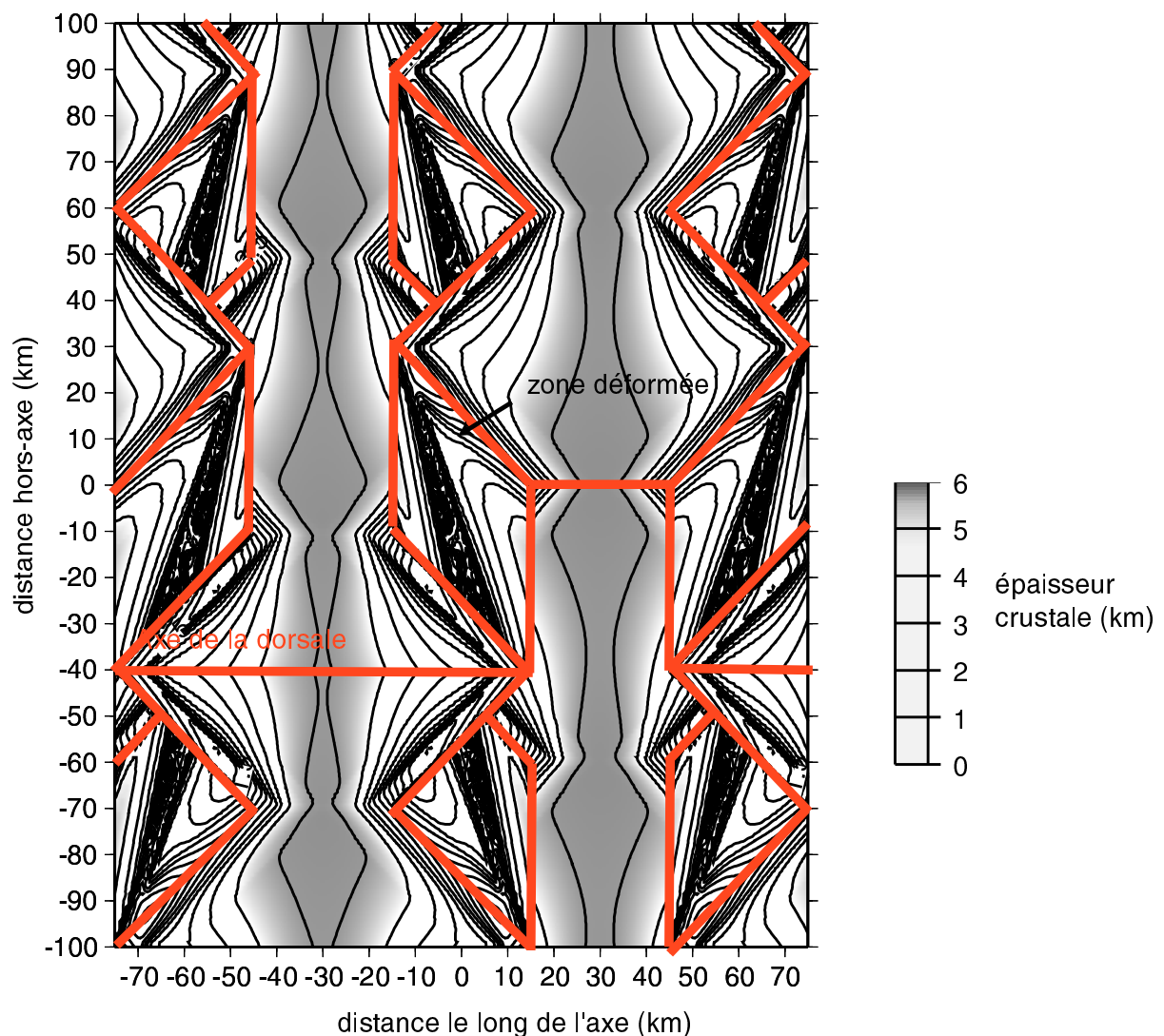
Entre les anciennes extrémités des deux segments apparaît une zone déformée où se regroupe la croûte capturée par le segment en cours de croissance (figure V.32). La figure V.33 illustre le processus de capture de la croûte dans la zone déformée suite à la propagation du décalage le long de l'axe.



**Figure V.33:** Processus de capture de la croûte lors de la propagation du décalage. Chaque figure représente, à différentes étapes séparées de 100000 ans, le chemin parcouru par les roches mises en place au sein du segment 1 (situé à droite) alors que le segment 2 se propage vers la droite. Chaque teinte grisée représente les roches mises en place à la même époque, les gris les plus foncés étant associés aux roches les plus vieilles. Les flèches verticales symbolisent l'expansion océanique et la flèche horizontale la propagation du décalage.

Nous considérons qu'à l'instant  $t_0$  le segment 2 possède sa longueur minimale. De  $t_0$  à  $t_0 + 0,1$  Ma le décalage s'est propagé de 1 km le long de l'axe. Les roches mises en place au sein du segment 1 constituant une bande large de 1 km et aussi longue que le décalage de l'axe ont alors été transférées de l'autre côté du décalage, c'est à dire du côté du segment 2. De  $t_0 + 0,1$  Ma à  $t_0 + 0,2$  Ma, cette bande s'est éloignée de 1 km du segment 2 du fait de l'expansion océanique. Pendant ce temps le décalage s'est de nouveau propagé de 1 km le long de l'axe et a transféré une nouvelle bande large de 1 km du côté du segment 2. Au sein de cette nouvelle bande les roches sont plus jeunes de 0,1 Ma que celles de la précédente du fait de l'expansion océanique qui a eu lieu entre temps. Au sein de la zone déformée les roches mises en place à la même époque se disposent alors selon une direction oblique par rapport à l'axe de la dorsale. La croûte mise en place au sein du segment 1 est ainsi capturée par le segment 2 jusqu'à ce que ce dernier atteigne sa longueur maximale. La croûte constituant la zone déformée est essentiellement de la croûte mise en place au sein du segment 1 mais une petite partie de la croûte transférée a une autre origine. Il s'agit de la croûte qui avait été mise en place à l'axe du segment 2 alors qu'il était en décroissance. Cette croûte avait été ensuite

capturée par le segment 1 alors qu'il s'allongeait pour être transférée dans une zone déformée. Le segment 2, en entamant sa croissance, a commencé par capturer la croûte présente dans cette ancienne zone déformée (figure V.32). La zone déformée est alors constituée en grande partie de croûte capturée mise en place au sein du segment 1 et en minorité d'une croûte "recapturée" mise en place précédemment au sein du segment 2. Remarquons que l'existence d'une croûte recapturée tient essentiellement au caractère cyclique de notre modèle, qui diffère de ce qui est effectivement observé dans la réalité (non synchronicité des segments adjacents, non fixité des positions des centres de segment).



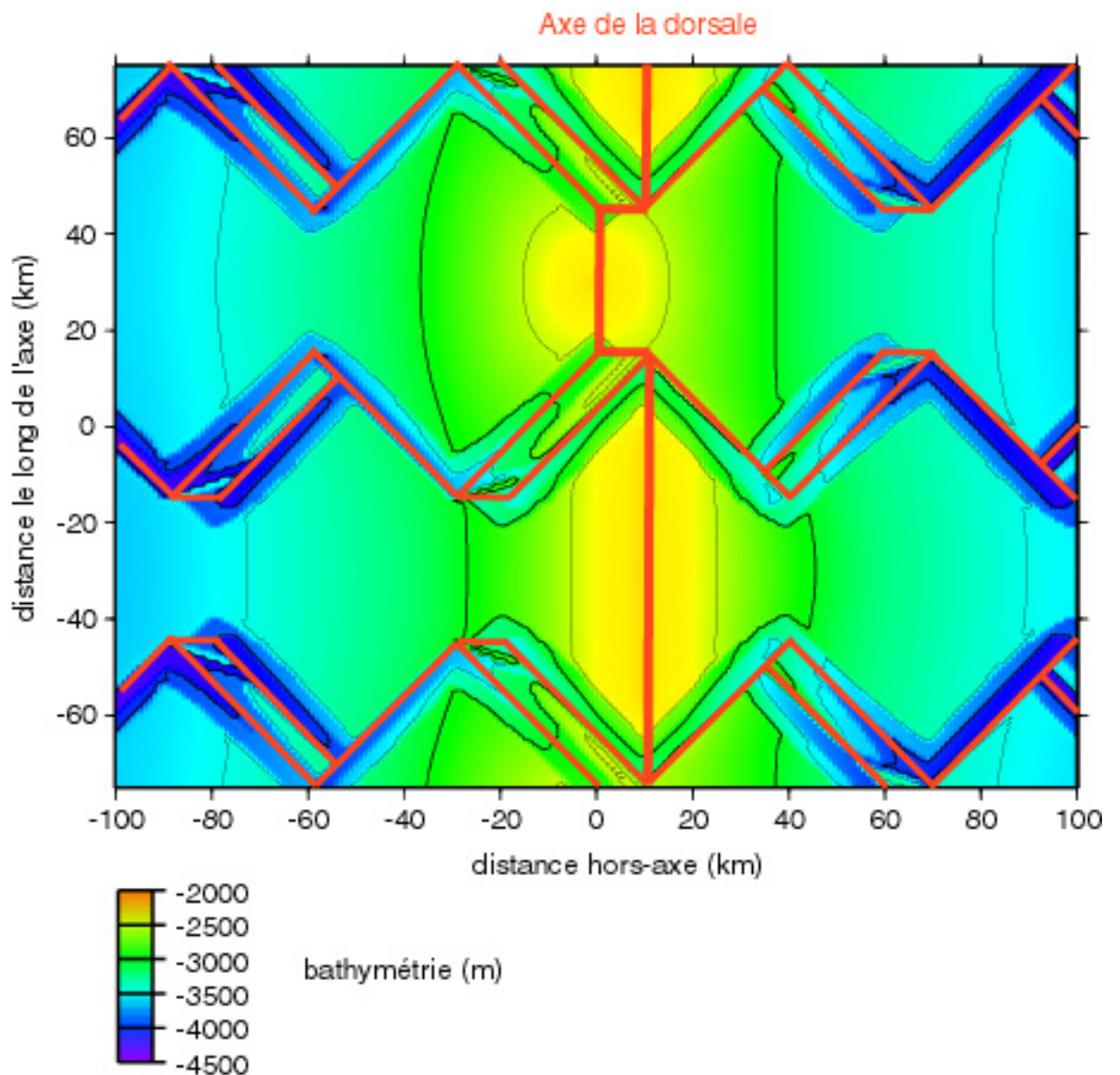
**Figure V.34:** La structure crustale dans la région hors-axe découlant de l'évolution en opposition de phase de deux segments décalés de 40 km. La structure crustale est montrée à la fin de l'évolution du segment 1 (situé à droite). L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

Au cours de la croissance du segment, le décalage parcourt une distance de 30 km le long de l'axe. Toute la croûte présente dans la région formant un rectangle dont la longueur est de 30 km et la largeur est celle du décalage de l'axe est alors transférée de l'autre côté du décalage pour former une zone déformée. La surface de cette zone déformée dépend alors de la longueur du décalage. Pour un décalage de 10 km, la surface de la zone déformée est de 300 km<sup>2</sup> et pour un décalage de 40 km, la surface est de 1200 km<sup>2</sup> (figures V.32 et 34).

### Bathymétrie

Les figures V.35 et V.36 représentent les bathymétrie simulées résultant de l'évolution des zones chaudes des deux segments 1 et 2 décalés de 10 km (figure V.35) et de 40 km (figure V.36) à la fin de l'évolution du segment 1 (situé en haut de chaque figure). Pour les mêmes raisons que pour le cas de segments alignés avec leurs voisins les traces des anciennes extrémités des segments apparaissent dans la bathymétrie. Le dénivelé entre le centre des domaines rhomboédriques simulés et leurs frontières est de l'ordre de 1000 m, valeurs similaires à celles observées dans la zone SEADMA. Mais le signal bathymétrique simulé est plus complexe au sein de la zone déformée.

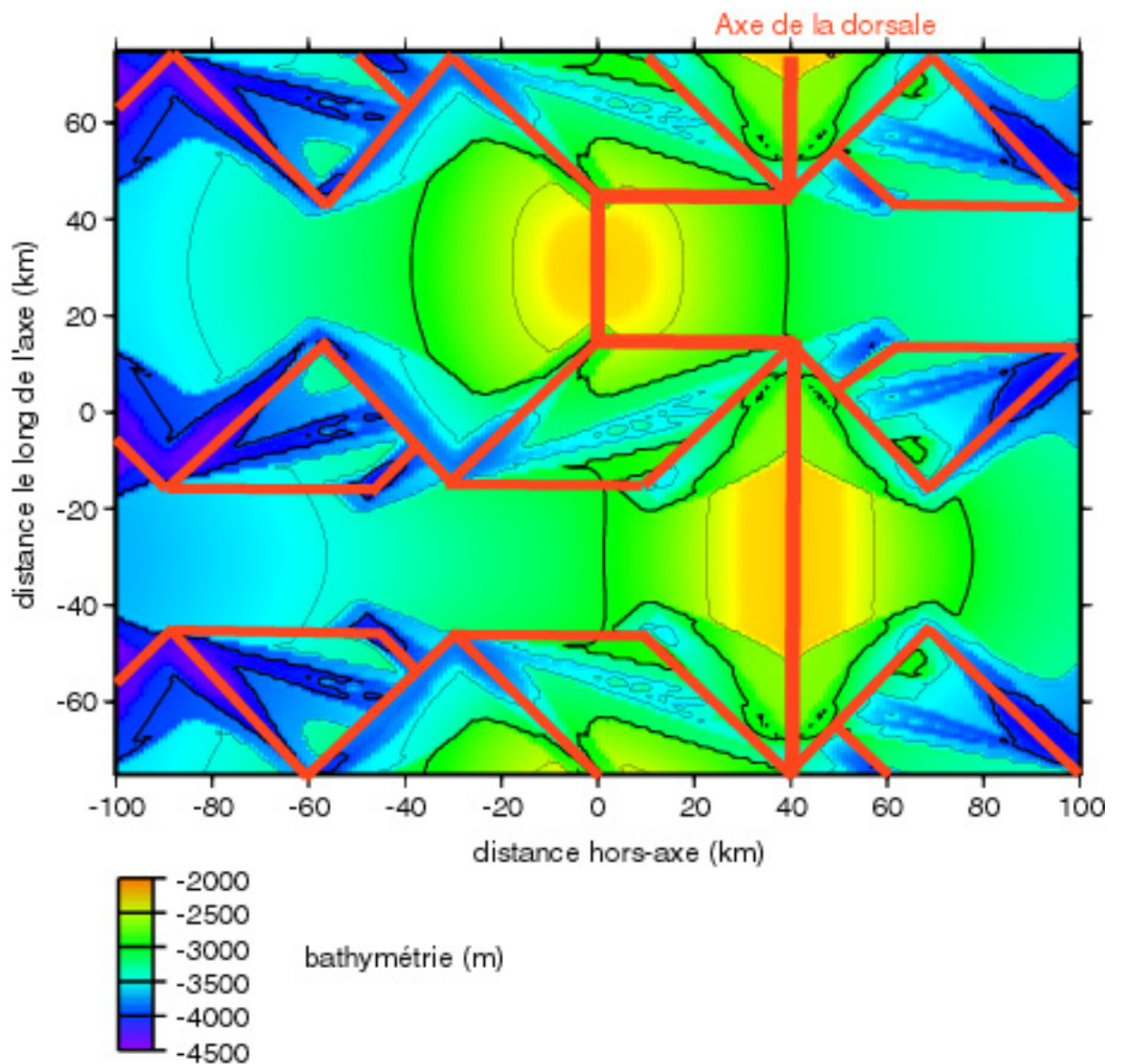
On a vu que la zone déformée est bordée de deux anciennes extrémités de segment où la croûte est plus mince. Dans le cas d'un décalage de 10 km, les deux anciennes extrémités présentent sensiblement la même épaisseur crustale et donc la même profondeur. Par contre dans le cas de décalages de l'axe plus importants les deux anciennes extrémités bordant la zone déformée ont des épaisseurs crustales différentes. Ainsi, dans le cas d'un décalage de 40 km, l'ancienne extrémité du segment 1 en décroissance a une épaisseur crustale moyenne plus forte (3-4 km) que celle du segment 2 en croissance (0,5-1,5 km). A ces profondeurs les péridotites serpentinisées ont des densités plus proches de celles du manteau que de celles de la croûte. La bathymétrie le long de ces deux anciennes extrémités de segment est alors contrôlée uniquement par l'épaisseur crustale. L'ancienne extrémité du segment 2 en cours de croissance est alors en moyenne plus profonde que celle du segment 1 en cours de décroissance. Quelque soit le décalage de l'axe, la zone déformée apparaît donc comme un haut bathymétrique entouré de deux couloirs de plus grande profondeur (figures V.35 et 36), le dénivelé entre le centre de la zone déformée et ses frontières atteint 500 à 1000 m. De l'autre côté de l'axe, la pseudo-faille externe, zone où la croûte s'amincit apparaît comme un approfondissement de la bathymétrie (de l'ordre de 1000 m).



**Figure V.35:** Bathymétrie simulée résultant de l'évolution de deux segments décalés de 10 km. Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

On observe une telle zone déformée dans la bathymétrie au sud du segment TAMMAR (figure V.24), conséquence de la propagation du segment vers le sud. Mais au sein de la zone déformée observée il ne peut y avoir de croûte "recapturée". En effet le segment TAMMAR a entamé sa propagation vers le sud il y a 4,5 Ma, la zone de fracture qui existait à l'époque étant alors abandonnée (figure V.2). La croûte existant au sein de cette zone déformée est alors uniquement de la croûte qui avait été mise en place au sein du segment situé au sud de TAMMAR. Le modèle qui se rapproche le plus de cette observation est donc celui où le

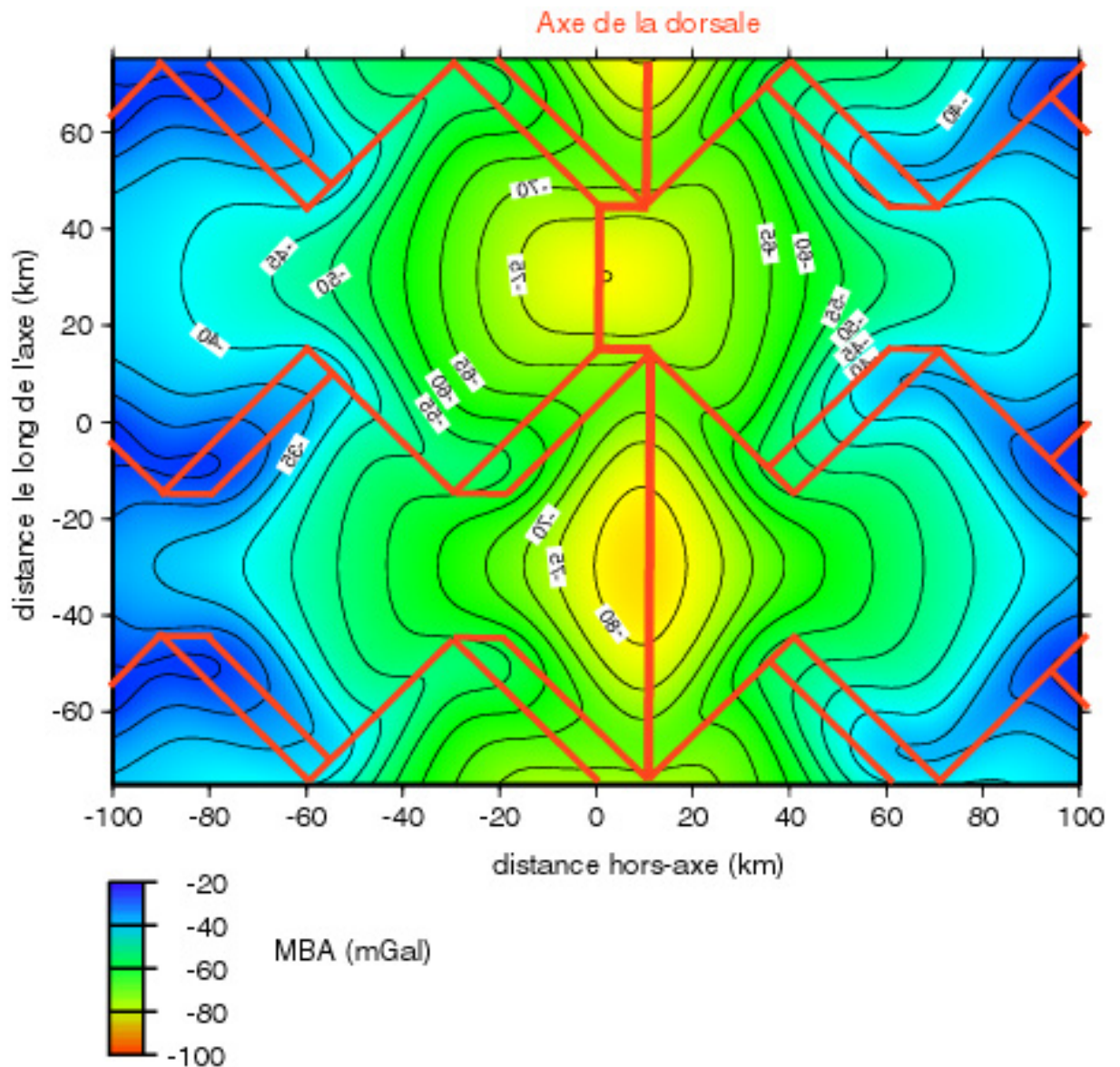
décalage de l'axe est de 10 km, la part de la croûte "recapturée" au sein de la zone déformée y étant négligeable. Mais la bathymétrie simulée au sein de cette déformée est peu comparable avec celle observée. En effet lors de la propagation et de la capture de la croûte, des phénomènes tectoniques affectent cette zone déformée et la topographie observée résulte probablement beaucoup de cette tectonique.



**Figure V.36:** Bathymétrie simulée résultant de l'évolution de deux segments décalés de 40 km. Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

## Gravimétrie

Les figures V.37 et V.38 représentent l'anomalie gravimétrique résultant de l'évolution des zones chaudes de deux segments 1 et 2 décalés de 10 km (figure V.37) et de 40 km (figure V.38).



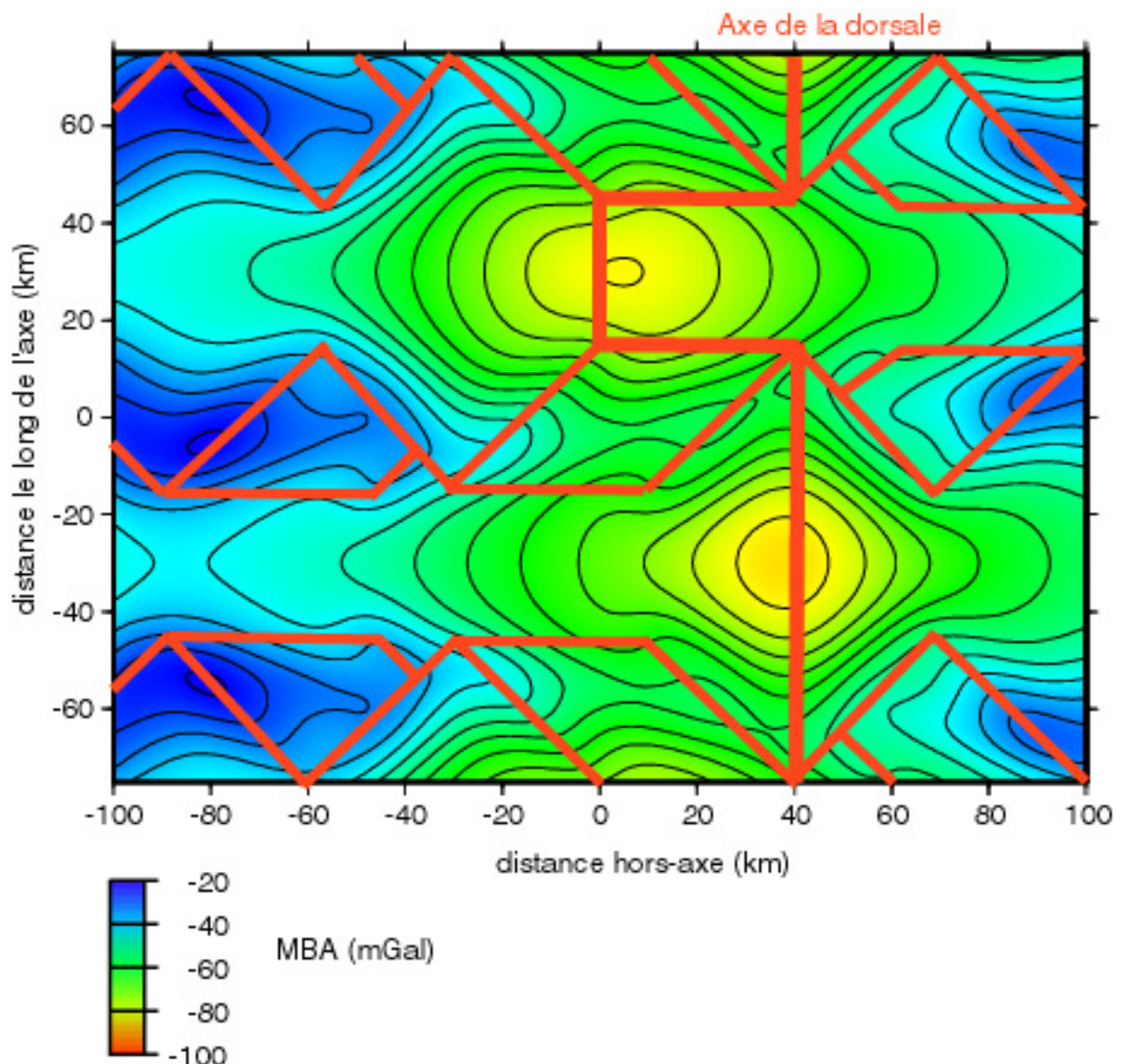
**Figure V.37:** MBA modélisée résultant de l'évolution de deux segments décalés de 10 km.

Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

Pour les mêmes raisons que dans le cas de segments alignés, les traces des anciennes extrémités des segments apparaissent dans la gravimétrie. Du centre des domaines rhomboédriques simulés vers leurs frontières la MBA augmente de 10 mGal environ dans le



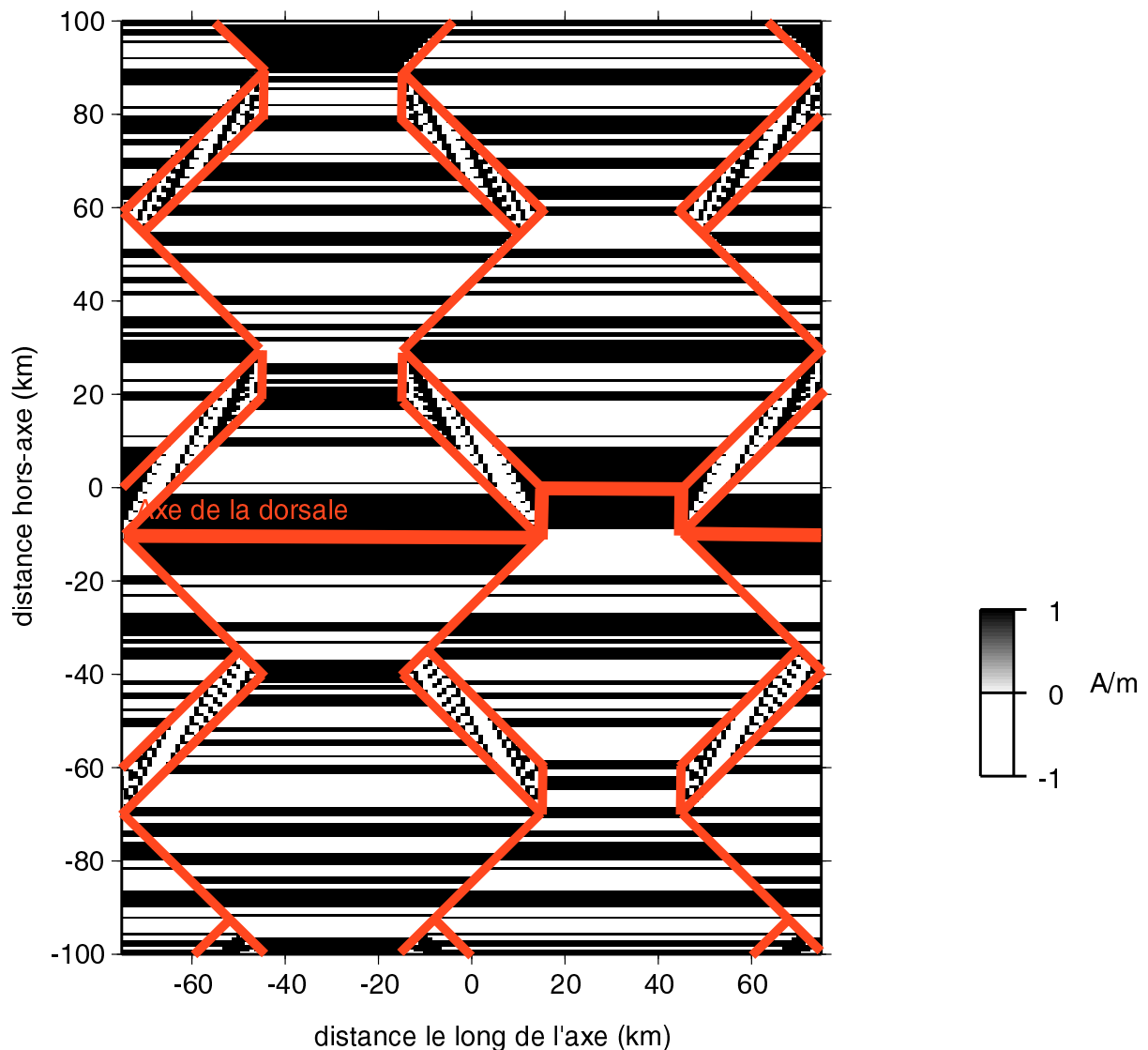
cas d'un décalage de 10 km et de 20 mGal environ dans le cas d'un décalage de 40 km, valeurs comparables à celles effectivement observées au sein de la zone SEADMA. Comme la partie centrale de la zone déformée est formée d'une croûte épaisse, le signal gravimétrique associé augmente localement des extrémités vers le centre de la zone (de l'ordre de quelques mGals pour un décalage de 10 km et 10 mGal pour un décalage de 40 km). Les caractéristiques gravimétriques de cette zone déformée sont similaires à celles observées et résultant de la propagation d'un décalage de l'axe, comme la zone située au sud du segment TAMMAR (figure V.26).



**Figure V.38:** MBA modélisée résultant de l'évolution de deux segments décalés de 40 km. Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

## Les anomalies magnétiques.

L'expansion océanique déplace dans la région hors-axe les aimantations acquises à l'axe. Mais la propagation du décalage de l'axe modifie la disposition des aimantations acquises à la même époque.



**Figure V.39:** Distribution des aimantations à l'Actuel dans la région hors-axe résultant de l'évolution en opposition de phase de deux segments décalés de 10 km.

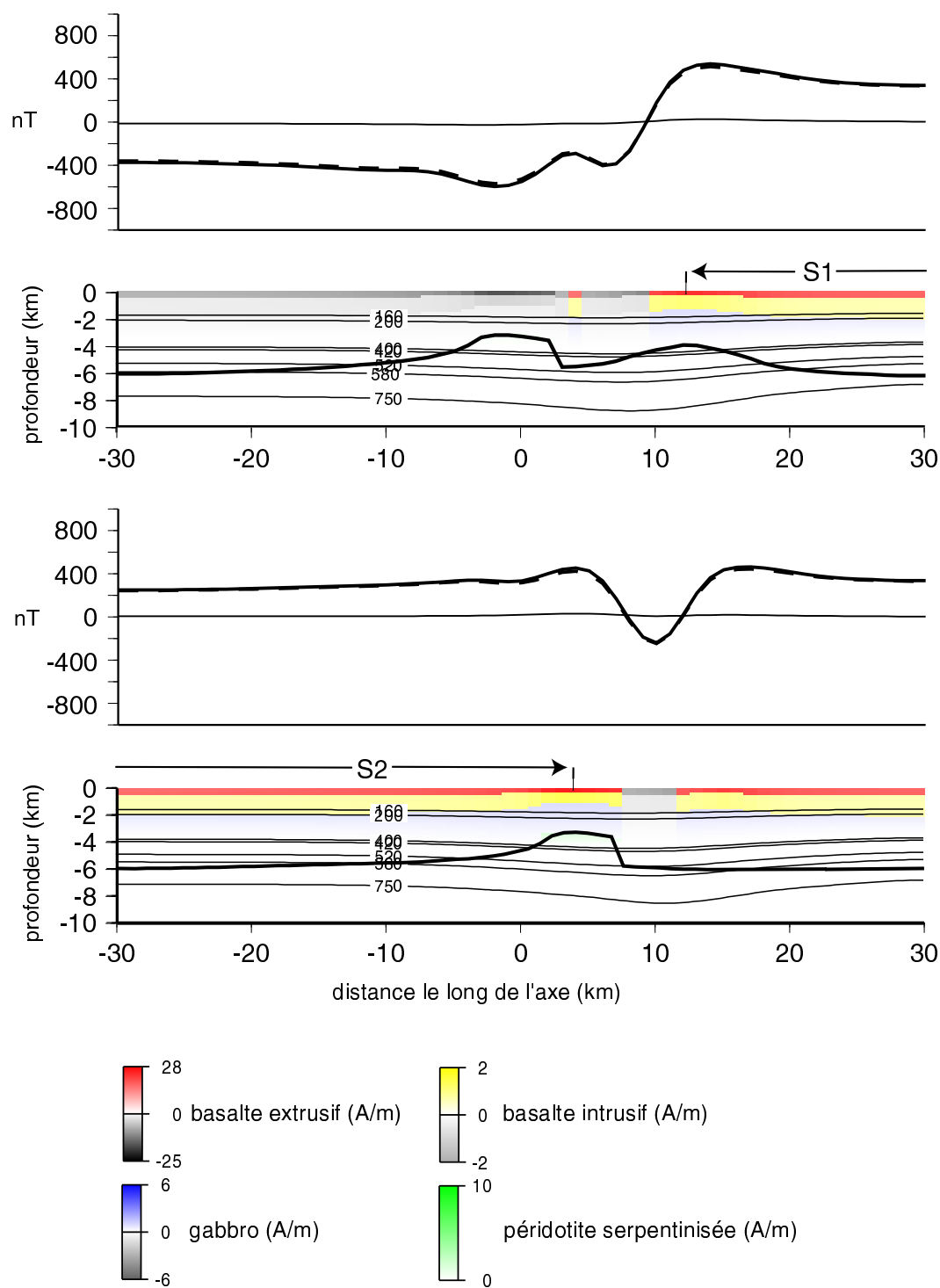
Le segment 1 est situé à droite et le segment 2 à gauche. Les aimantations sont normalisées à 1 A/m. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

Les traces des anciennes extrémités de segment séparent deux domaines aimantés différents. Le premier domaine correspond aux roches aimantées qui ont été mis en place au sein du segment 1 et que l'expansion océanique a éloigné de l'axe. Le second domaine

correspond aux roches aimantées mises en place au sein du segment 2. Les aimantations des deux domaines acquises à la même époque sont décalés d'une distance égale à la longueur du décalage de l'axe (figure V.39). Au sein de la zone déformée, les aimantations mises en places à la même époque se disposent de façon plus complexe (figure V.39). Pour les mêmes raisons exposées dans le paragraphe traitant de la structure crustale elles se disposent selon une direction oblique par rapport à l'axe de la dorsale.

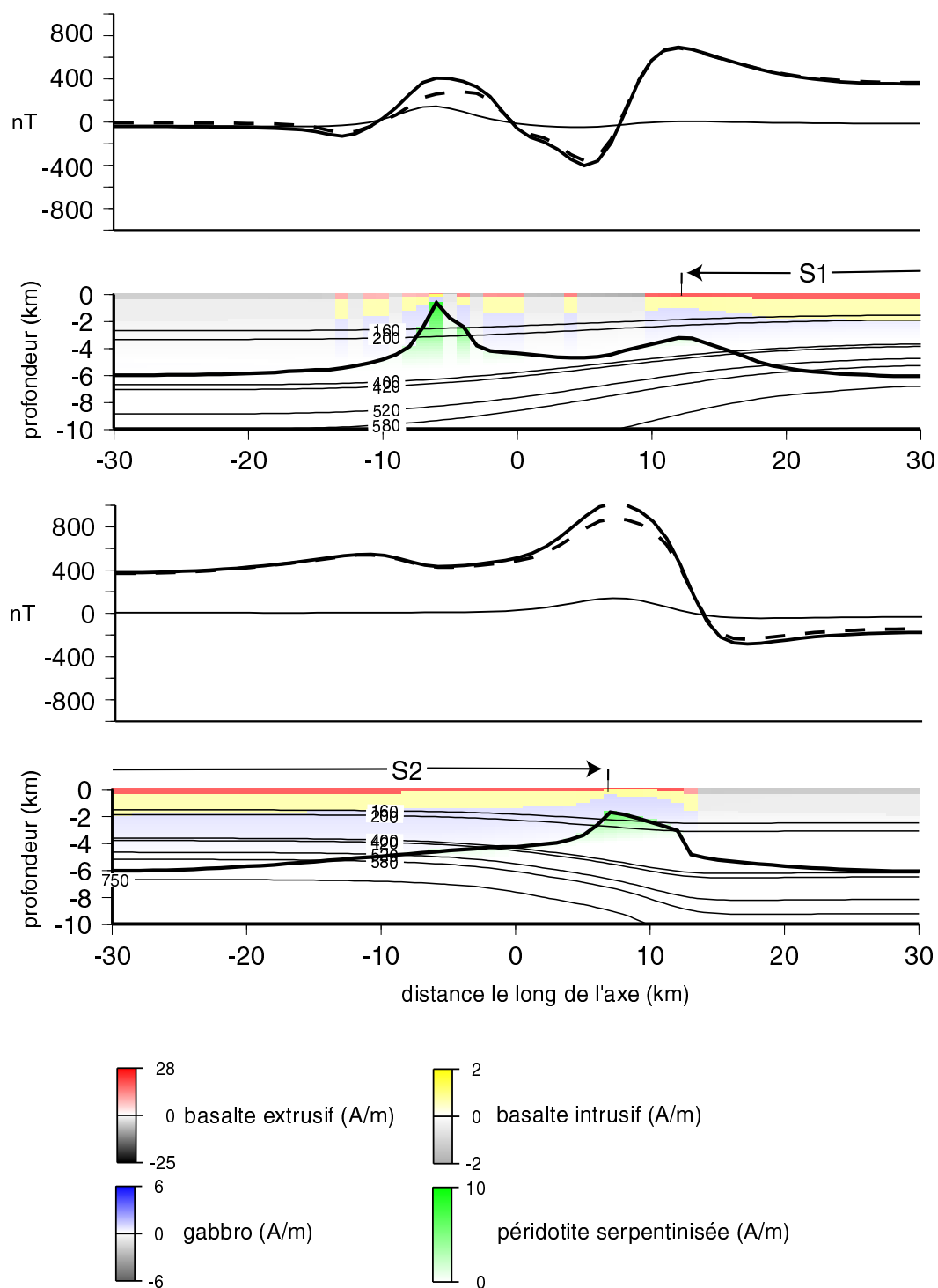
Le long de l'axe, pour les faibles décalages de l'axe, la croûte a sensiblement la même épaisseur aux extrémités du segment 2 en croissance et du segment 1 en décroissance (3-4 km). A ces profondeurs les péridotites serpentinisées sont très peu aimantées, elles ne contribuent donc pas au signal magnétique. Seuls les basaltes y contribuent. L'aimantation des basaltes qui est 2,5 fois plus forte en extrémités qu'en centre de segment produit une amplitude plus forte de l'anomalie magnétique aux extrémités (figure V.40). Dans le cas de plus forts décalages la croûte en extrémités des deux segments reste épaisse, bien qu'elle soit légèrement plus mince en extrémités du segment 2 en décroissance. Elle ne s'amincit toujours pas assez pour laisser apparaître les péridotites serpentinisées en grande quantité. Ces dernières contribuent alors toujours peu au signal magnétique de surface au contraire des roches basaltiques. Les fortes amplitudes de l'anomalie magnétique en extrémités des deux segments sont encore une fois essentiellement dues à l'augmentation de l'aimantation des basaltes du centre vers les extrémités du segment, due à la variation de concentration en Fe-Ti (figure V.41).

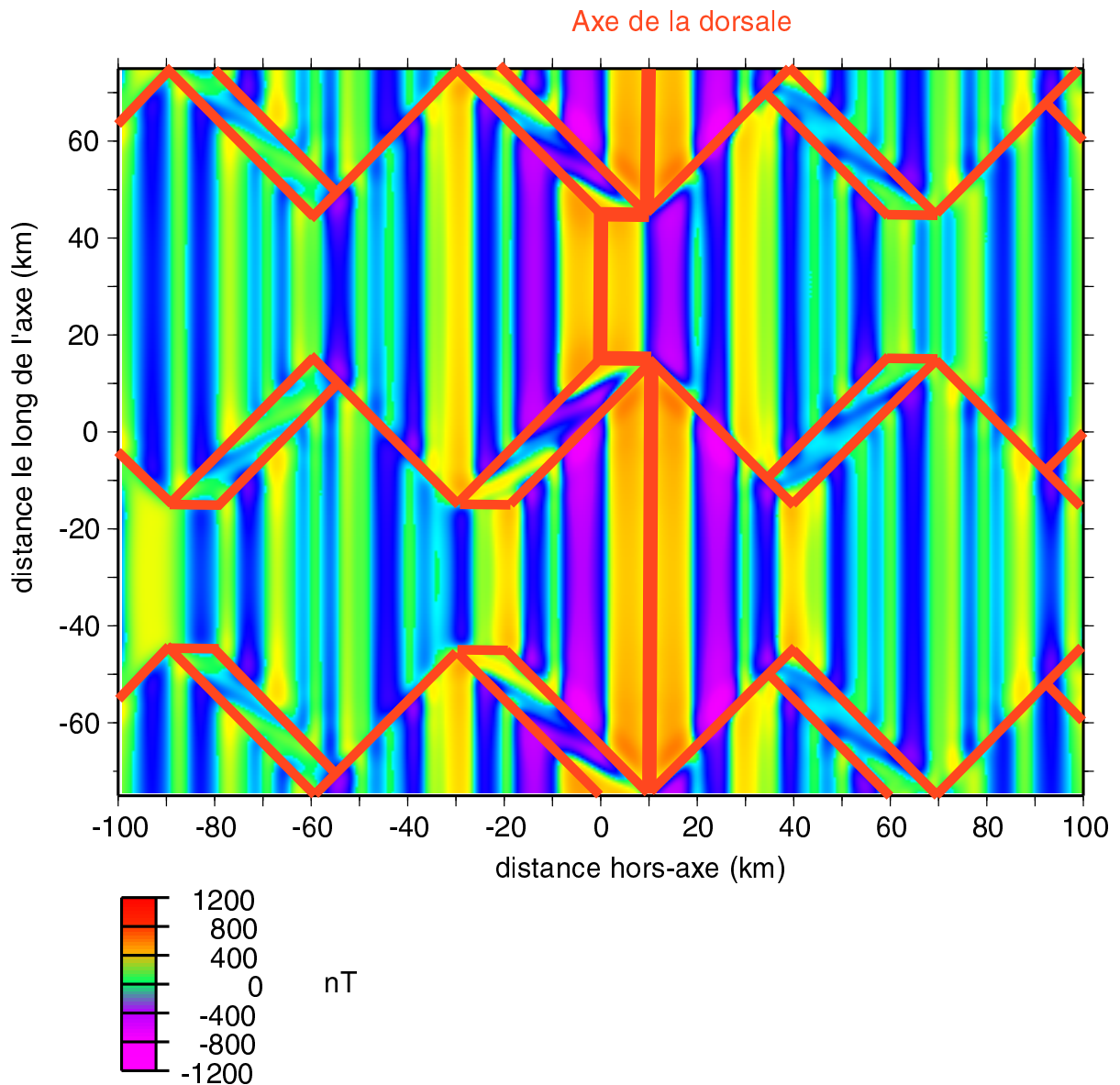
Dans la région hors-axe, dans le cas de faibles décalages de l'axe, la croûte a une épaisseur minimale de 1,5 km au sein des anciennes extrémités de segment (figure V.32). A ces profondeurs les péridotites serpentinisées sont faiblement aimantées. Les anomalies magnétiques découlent donc essentiellement de l'aimantation rémanente des basaltes (figure V.42). Dans le cas de plus forts décalages de l'axe, la croûte au sein des anciennes extrémités du segment 1 en décroissance est trop épaisse pour que les péridotites serpentinisées contribuent au signal magnétique de surface, seuls les basaltes y contribuent. Par contre au sein des anciennes extrémités du segment 2 en croissance les épaisseurs crustales sont quasiment nulles (figure V.43). Dans ce cas les péridotites serpentinisées affleurent pratiquement à la surface et apportent une contribution importante au signal magnétique de surface. Au sein des péridotites serpentinisées l'aimantation induite, qui a la même direction que le champ magnétique actuel, a la même intensité que l'aimantation rémanente (voir chapitre III).



**Figure V.40:** Distribution verticale des aimantations à l'axe résultant de l'évolution en opposition de phase de deux segments décalés de 10 km et les anomalies magnétiques axiales qui en résultent.

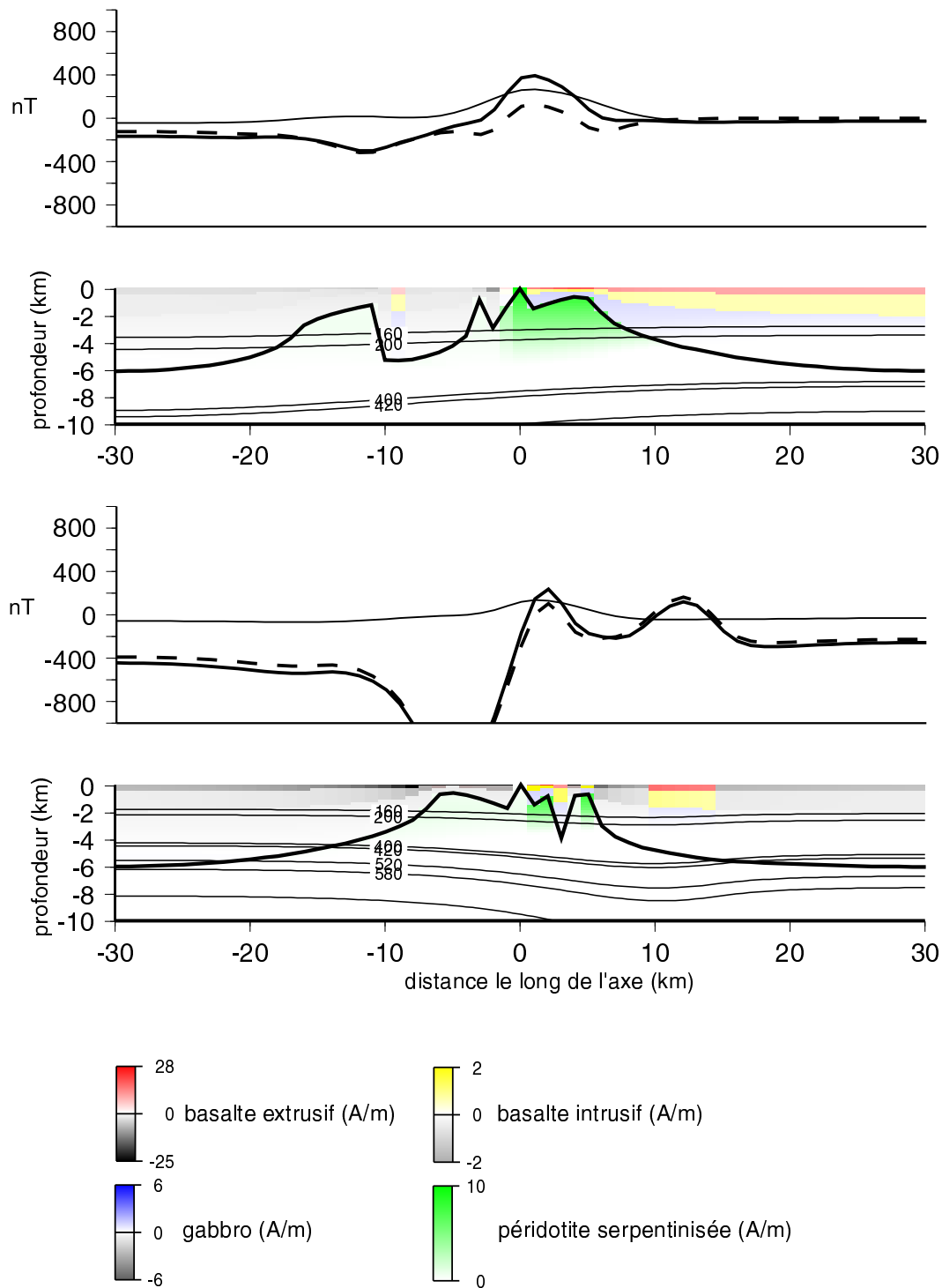
La distribution des aimantations est représentée, en haut, entre le centre du segment 1 (situé à droite: S1) et l'ancien centre du segment 2 (à gauche) et, en bas, entre le centre du segment 2 (situé à gauche: S2) et l'ancien centre du segment 1. Les aimantations positives des basaltes extrusifs sont représentées en rouge, celles des basaltes intrusifs en jaune, celles des gabbros en bleu et celles des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celles contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentées en trait fin. Les épaisseurs crustales sont figurées en trait gras.



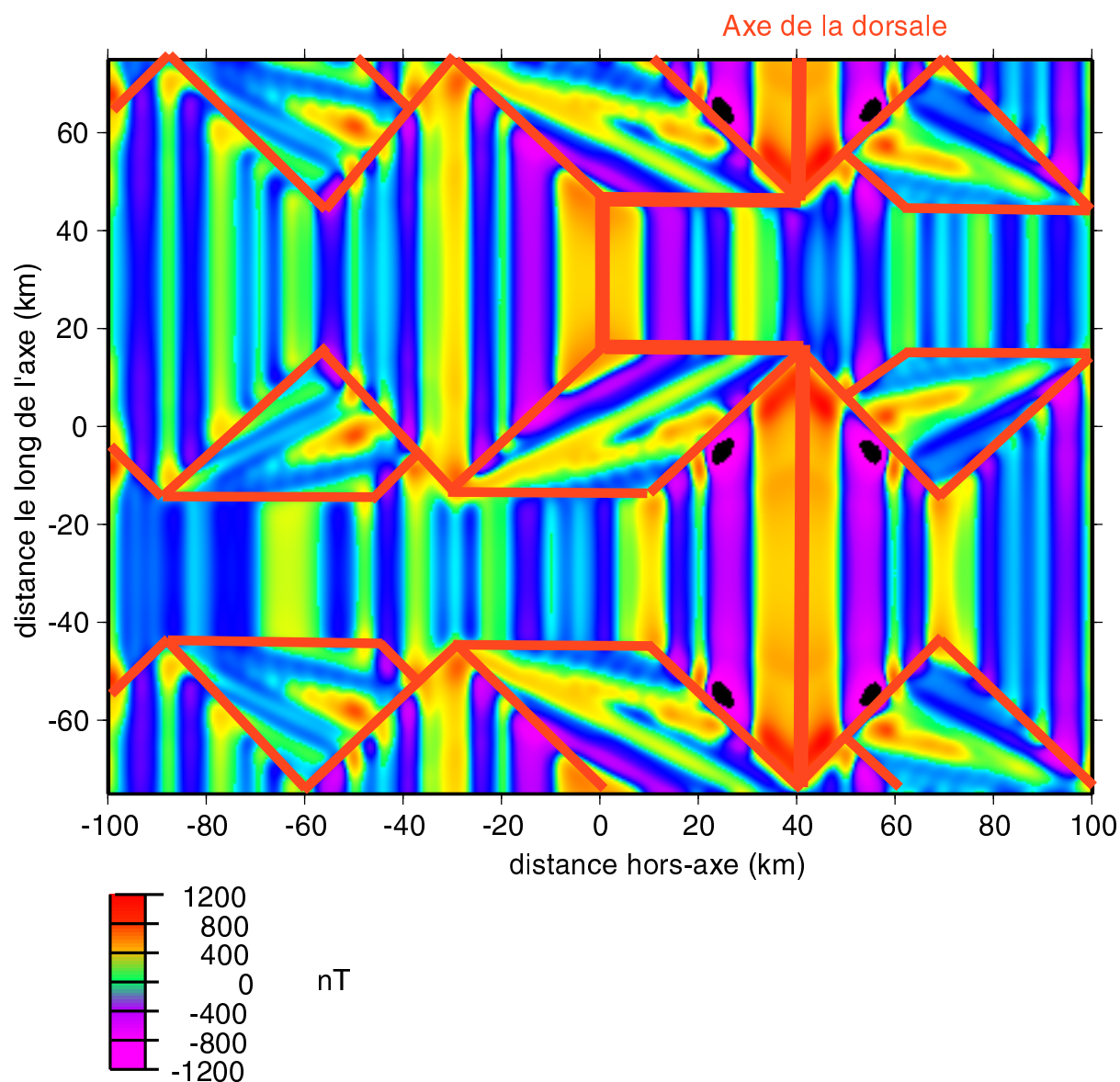


**Figure V.42:** Anomalies magnétiques modélisées résultant de l'évolution de deux segments décalés de 10 km. Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

Par conséquent si les péridotites serpentinisées ont été mises en place lors d'une période inverse, leur aimantation rémanente est négative et l'aimantation des péridotites est quasiment nulle. La seule contribution aux anomalies magnétiques provient alors des basaltes et dans ce cas l'amplitude de l'anomalie magnétique est plus négative à l'ancienne extrémité de segment qu'à l'ancienne partie centrale (figures V.43 et 44). Par contre si les péridotites serpentinisées ont été mises en place en période normale, leur aimantation rémanente est positive et l'aimantation totale des péridotites vaut le double.



**Figure V.43:** Distribution verticale des aimantations le long de l'anomalie 3, soit à 45 km du segment 2 situé à gauche (en haut), et le long de l'anomalie 2A, soit à 25 km du segment 2 (en bas), et les anomalies magnétiques axiales qui en résultent. Les aimantations positives des basaltes extrusifs sont représentées en rouge, celles des basaltes intrusifs en jaune, celles des gabbros en bleu et celles des péridotites serpentinisées en vert. Les aimantations négatives sont représentées en gris. Les isothermes de Curie de la titanomagnétite (160-420°C), de la magnétite (520-580°C) et celles contrôlant la serpentinisation (200-400°C) sont représentées en trait fin. Les épaisseurs crustales sont figurées en trait gras. Les anomalies magnétiques totales sont représentées en trait gras, la contribution des basaltes en pointillés et celle des péridotites serpentinisées en trait fin.



**Figure V.44:** Anomalies magnétiques modélisées résultant de l'évolution temporelle des zones chaudes de deux segments décalés de 40 km.

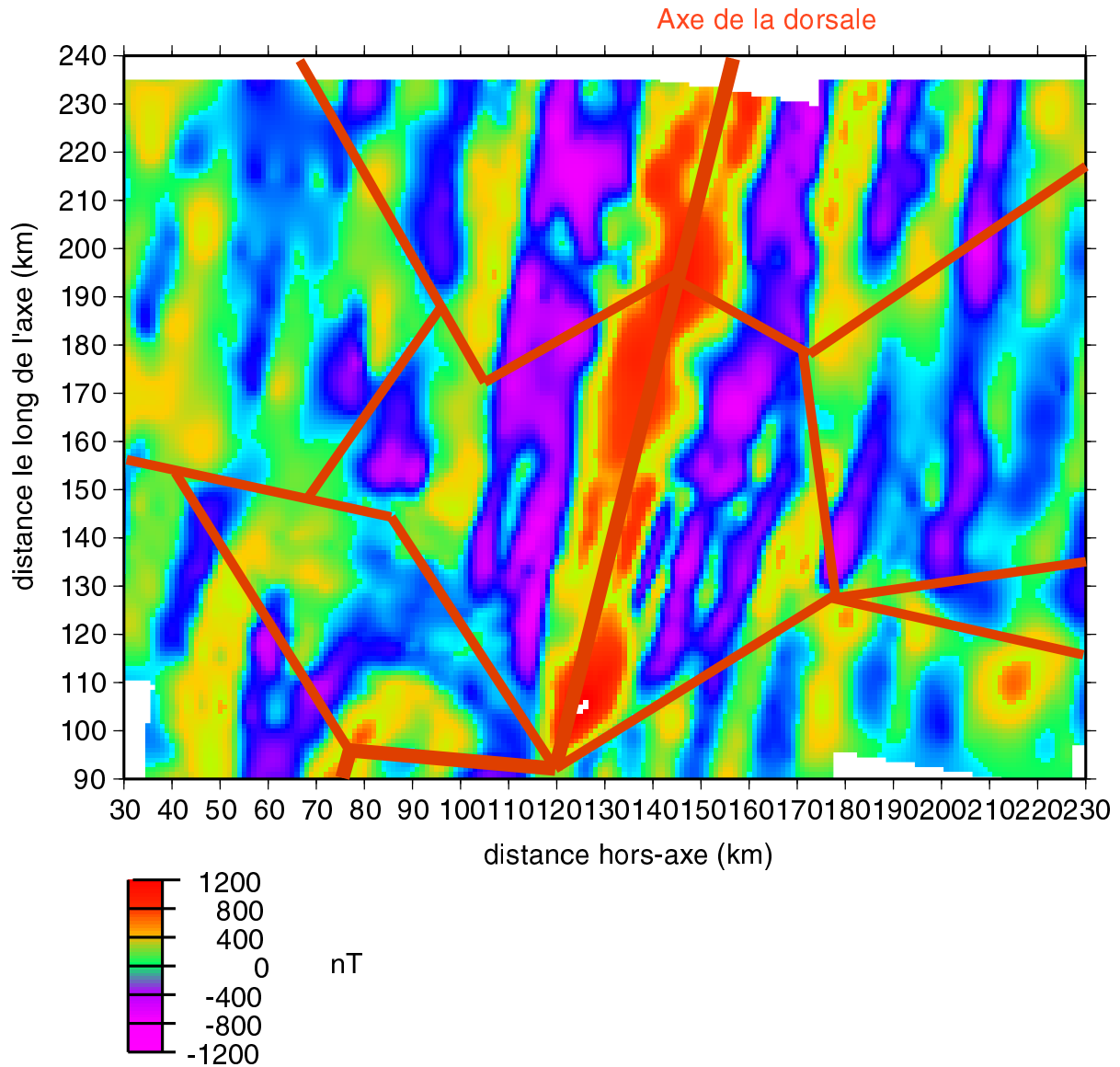
Le segment 1 (situé en haut de la figure) possède sa longueur minimale et le segment 2 sa longueur maximale. L'axe de la dorsale et les traces des anciennes extrémités de segment sont représentées en rouge.

L'amplitude de l'anomalie magnétique est alors bien plus forte à l'ancienne extrémité du segment qu'à l'ancienne partie centrale (figures V.43 et 44).

Au sein de la zone déformée la croûte a une épaisseur moyenne de 4 km, les péridotites serpentinisées n'y apparaissent pas. Seuls les basaltes et les gabbros à olivine sont porteurs d'aimantation. Comme dans ces roches l'aimantation induite est très faible par rapport à l'aimantation rémanente, c'est essentiellement cette dernière qui contribue au signal magnétique. Les anomalies magnétiques forment des bandes parallèles obliques par rapport à



l'axe de la dorsale (figures V.42 et 44) similaires à celles observées et résultant de la propagation d'un décalage de l'axe, comme la zone située au sud du segment TAMMAR (figure V.45).



**Figure V.45:** Anomalies magnétiques, réduites au pôle, observées dans la zone SEADMA au sud de la zone de fracture KANE. L'axe de la dorsale et les structures rhomboédriques, observées dans la bathymétrie et dans la gravimétrie, sont représentées en rouge.

## 5.4 Conclusion

Les résultats présentés dans ce chapitre montrent qu'un modèle simple d'évolution de la structure thermique peut rendre compte non seulement de l'ensemble des observations axiales réalisés sur les différents types de segment de la dorsale Médio-Atlantique mais également des observations hors-axe.

La modélisation de l'évolution de la zone chaude montre qu'un simple allongement de la zone chaude puis son raccourcissement, sans autre changement de dimensions ni changement de température en son sein, rend compte des caractéristiques de surface (variation de la MBA le long du segment, structure crustale et profondeurs maximales des séismes) des différents types de segment rencontrés le long de la dorsale Médio-Atlantique. Quelque soit le décalage de l'axe considéré, on obtient les meilleures corrélations avec les observations sur les différents types de segment pour une durée de décroissance de la zone chaude égale à celle de sa croissance et pour un demi-taux de propagation de 1 cm/an. L'évolution de la  $\Delta$ MBA modélisée résultant de l'évolution de la zone chaude est légèrement différente selon le décalage de l'axe. Plus le décalage est important et plus les amplitudes de la  $\Delta$ MBA du segment aux différentes étapes de son évolution sont fortes.

Pour chaque décalage de l'axe considéré, l'évolution de la zone chaude laisse apparaître dans la région hors-axe les traces des anciennes extrémités de segment dans les trois observables modélisées (gravimétrie, bathymétrie et anomalies magnétiques). Au sein de la gravimétrie et de la bathymétrie simulées, ces traces forment des structures rhomboédriques similaires à celles observées au sein de la bathymétrie et de la gravimétrie observées dans la région hors-axe de la zone SEADMA et interprétées comme découlant de l'évolution de la segmentation. Ces structures rhomboédriques apparaissent également au sein des anomalies magnétiques modélisées mais elles sont difficilement comparables avec les observations magnétiques effectuées dans la région hors-axe de la zone SEADMA. En effet les levés magnétiques effectués dans la zone SEADMA sont serrés le long de l'axe de la dorsale et au sein de la zone déformée mais dans la région hors-axe ils sont insuffisants pour laisser apparaître la signature magnétique des structures rhomboédriques. La présence d'un décalage de l'axe induit la présence d'une zone déformée visible dans les trois observables modélisés. La signature géophysique de cette zone déformée est similaire à celle observée dans la zone située au sud du segment TAMMAR. Cette zone déformée regroupe la croûte mise en place

au sein du segment en cours de décroissance et capturée par le segment en cours de croissance.

Notre modèle thermique suggère que la propagation des segments résulterait principalement de l'allongement et du raccourcissement de la zone chaude le long de l'axe. L'aspect mécanique de la propagation (rupture, propagation des cracks dans la partie supérieure fragile de la lithosphère) n'est pas modélisé néanmoins notre modèle suggère que ceci serait la conséquence mécanique de la propagation et non la cause.

## CONCLUSION GENERALE

### Bilan

Au cours de ce travail, j'ai développé un modèle thermique intégré de segment de dorsale lente basé sur l'hypothèse de la présence d'une zone chaude située sous le centre du segment et simulant la remontée de matériel mantellique chaud. Les calculs numériques tridimensionnels effectués montrent qu'un tel modèle parvient à reproduire les observations géophysiques axiales et hors-axe des segments de dorsale lente. La mise au point de ce modèle s'est déroulée en trois étapes.

Lors de la première étape nous avons montré, dans le cas d'un segment long de 50 km typique de la dorsale Médio-Atlantique, que la structure thermique résultant de la présence d'une zone chaude parvenait à rendre compte de la variation des caractères géophysiques suivants le long du segment: la MBA (l'anomalie gravimétrique de Bouguer réduite au manteau), la structure crustale, les profondeurs maximales des microséismes et l'amplitude de l'anomalie magnétique axiale. L'accord avec les observations est réalisé au mieux avec une zone chaude présentant un toit de profondeur constante le long de la majeure partie du segment, le toit étant profond de  $10\pm 2$  km et s'approfondissant rapidement aux extrémités jusqu'à une profondeur de  $15\pm 2$  km. Cette géométrie simule l'espace occupé par une remontée du manteau répartie le long de la partie centrale du segment. Une autre géométrie de la zone chaude, dont la partie supérieure est constituée d'une paraboloïde s'approfondissant du centre vers les extrémités de segment afin de simuler l'espace occupée par une remontée plus focalisée au centre du segment, ne rend pas aussi bien compte de la variation des caractères géophysiques entre centre et extrémité.

La structure thermique rend compte des variations d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale observées sous certaines conditions contraignant les paramètres magnétiques des roches constitutives de la croûte et du manteau supérieur. Les résultats des différents modèles de distribution des aimantations testés montrent clairement que l'amplitude plus élevée de l'anomalie magnétique axiale en extrémités de segment ne peut pas être expliquée par une couche basaltique aimantée amincie en centre de segment générée par la

remontée des isothermes de Curie, comme cela a été souvent proposé. La présence des péridotites serpentinisées est suffisante pour expliquer les observations dans le cas de segments voisins fortement décalés, mais ce processus doit être combiné avec la variation de la concentration en Fe-Ti dans la couche basaltique pour rendre compte des amplitudes dans le cas de segments alignés ou faiblement décalés.

Lors de la seconde étape nous avons montré que la zone chaude simulant l'espace occupé par une remontée du manteau répartie le long de l'axe permet de rendre compte, à travers son simple allongement, du passage des caractéristiques géophysiques axiales (variation de MBA entre centre et extrémités de segment, structure crustale, profondeurs maximales des microséismes et variation d'amplitude de l'anomalie magnétique axiale) des segments les plus courts à celles des segments les plus longs de la dorsale Médio-Atlantique. Le toit se maintient à une profondeur de  $10 \pm 2$  km le long de la majeure partie des segments et s'approfondit aux extrémités jusqu'à une profondeur de  $15 \pm 2$  km quelque soit la longueur du segment. Par contre, la zone chaude simulant l'espace occupé par une remontée du manteau focalisée au centre du segment échoue à rendre compte du passage des segments les plus courts aux plus longs, cette zone chaude ne pouvant rendre compte simultanément de toutes les observables pour les segments les plus longs.

Le simple allongement de la zone chaude résulte des contraintes que l'on s'est imposé sur les profondeurs maximales des microséismes. On a en effet supposé, compte tenu des observations de microsismicité effectuées sur un nombre très limité de segments, que les profondeurs maximales des microséismes en centre et en extrémités de segment restent les mêmes quelque soit la longueur du segment. La conséquence en est que les profondeurs du toit de l'intrusion au centre et aux extrémités du segment restent inchangées quelque soit la longueur du segment. Cet allongement suffit à induire un épaissement de la croûte au centre du segment, des segments les plus courts aux plus longs la croûte s'épaissit d'un peu plus de 1 km. L'augmentation requise par les observations de l'amplitude de la  $\Delta$ MBA en passant des segments les plus courts aux plus longs ne provient pas de ce trop faible épaissement crustal mais surtout du simple allongement de la zone chaude, les extrémités plus denses du segment contribuant de moins en moins à la MBA au centre. Les mêmes processus que ceux invoqués pour le segment de 50 km rendent compte de la variation des amplitudes de l'anomalie magnétique axiale quelle que soit la longueur du segment. Les contributions respectives de chacun des deux processus (péridotites serpentinisées et variation

de la concentration en Fe-Ti) expliquant les observations magnétiques axiales ne varient donc pas en fonction de la longueur du segment, comme cela avait été proposé par Ravilly et al. (1998) à partir de l'étude de la forme de l'anomalie magnétique le long d'une vingtaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique situés entre 20° et 40°N. C'est le décalage de l'axe qui est le paramètre déterminant.

Quand on passe du segment le plus court au plus long, il n'y a pas de variation de profondeur de la zone chaude et il n'y a pas de changement de température. L'état thermique au centre reste donc le même quelque soit la longueur du segment. On ne peut alors pas distinguer les segments en fonction de leur état thermique au centre. Cependant l'allongement de la zone chaude en fonction de la longueur du segment implique que les segments les plus longs sont plus fortement alimentés en matériel mantellique chaud que les segments les plus courts. Les segments les plus longs apportent alors plus de chaleur que les segments les plus courts. Il n'y a pas de segments plus "froids" ni de segments plus "chauds" en terme de température, mais plutôt en terme de quantité de chaleur totale diffusée.

Cette similitude entre les différents types de segment, qui ne diffèrent que par l'allongement de la zone chaude, suggère que chaque segment de la dorsale Médio-Atlantique constitue une étape particulière dans l'évolution d'un unique type de segment, comme cela a été par ailleurs proposé à partir de l'observation de domaines rhomboédriques hors-axe dans la zone SEADMA (Gente et al., 1995). Lors de la croissance du segment, l'intrusion s'allongerait le long de l'axe. Les caractéristiques géophysiques axiales du segment ( $\Delta$ MBA, épaisseur crustale, profondeurs maximales des microséismes, anomalie magnétique axiale) évolueraient alors progressivement de celles des segments les plus courts à celles des segments les plus longs. Inversement, lors de la décroissance du segment le raccourcissement de l'intrusion le long de l'axe ferait passer les caractéristiques du segment de celles des segments les plus longs à celles des segments les plus courts. Une telle évolution se déroulerait sur une durée de 3 à 9 Ma (Gente et al., 1995).

Lors de la troisième étape l'évolution de la zone chaude a été simulée dans le cas de segments alignés ou décalés en imposant la succession dans le temps des zones chaudes correspondant aux segments de différentes longueurs (du plus court au plus long, et inversement). Les résultats issus de la simulation montrent que notre modèle d'évolution de la zone chaude rend effectivement compte des caractéristiques géophysiques axiales de chaque segment de la dorsale Médio-Atlantique et reproduit l'existence des domaines

rhomboédriques, tels que ceux observés dans la région hors-axe de la zone SEADMA, qui résultent de l'évolution de la segmentation.

Quelque soit le décalage de l'axe considéré, on obtient un meilleur ajustement avec les caractéristiques géophysiques axiales des segments de différentes longueurs pour une durée de décroissance de la zone chaude égale à celle de sa croissance et pour un demi-taux de propagation égal au demi-taux d'expansion (soit 1 cm/an).

Pour chaque décalage de l'axe considéré, l'évolution de la zone chaude laisse clairement apparaître les traces des anciennes extrémités de segment dans la structure crustale de la région hors-axe, comme le montrent les trois observables modélisées (gravimétrie, bathymétrie et anomalies magnétiques). Dans la gravimétrie et la bathymétrie simulées, ces traces délimitent des domaines rhomboédriques similaires à ceux résultant de l'évolution de la segmentation tels qu'observés dans le domaine hors-axe de la zone SEADMA. Ces structures rhomboédriques apparaissent également au sein des anomalies magnétiques simulées mais elles sont difficilement comparables avec les observations magnétiques effectuées dans la région hors-axe de la zone SEADMA étant donné la faible couverture des levés magnétiques. L'existence d'un décalage de l'axe induit la présence d'une zone déformée dans la structure crustale visible dans les trois observables modélisées de la région hors-axe. La signature géophysique modélisée de cette zone déformée est similaire à celles observées et résultant de la propagation d'un décalage de l'axe, comme la zone située au sud du segment TAMMAR. Cette zone déformée regroupe la croûte mise en place au sein du segment en cours de décroissance et capturée par le segment voisin en cours de croissance.

Notre modèle suggère une origine thermique à la propagation. La propagation des segments résulterait des variations de longueur de la zone chaude. L'aspect mécanique de la propagation (rupture, propagation des cracks dans la partie supérieure fragile de la lithosphère) n'est pas modélisé néanmoins notre modèle suggère que ceci serait la conséquence mécanique de la propagation et non la cause.

## **Discussion**

L'un de nos résultats principaux est que le simple allongement et raccourcissement de la zone chaude le long de l'axe réussit à rendre compte de l'évolution de la segmentation. Bien

que les mécanismes physiques pouvant expliquer ce comportement temporel de la remontée ne soient pas modélisés, cet allongement et ce raccourcissement pourraient refléter des variations d'apport de matériel mantellique au sein de la zone chaude. En cas de fort apport de matériel mantellique, l'expansion océanique ne serait pas assez rapide pour accréter ce matériel supplémentaire de part et d'autre de l'axe de la dorsale. Le matériel s'accumulerait alors au sommet de la zone chaude puis s'étalerait dans la direction où il rencontre le moins de résistance mécanique c'est à dire le long de l'axe. Ensuite, si l'apport de matériel mantellique se réduit, il ne pourrait plus assurer le maintien d'une telle zone chaude, et celle-ci entamerait alors son raccourcissement le long de l'axe. De telles variations d'apport de matériel mantellique au sein de la zone chaude auraient pour origine des variations de la vitesse de remontée du manteau.

Les trois observables (variation de la MBA le long du segment, structure crustale et profondeurs maximales des microséismes) utilisées pour contraindre la géométrie de la zone chaude dépendent essentiellement de la structure thermique proche de la surface (dans les 20 premiers km de profondeur). Ainsi les profondeurs maximales des microséismes, correspondant aux isothermes 500°C et 750°C au sein des basaltes et au sein des péridotites serpentinisées respectivement, atteignent au maximum 10 km. Les variations d'épaisseur crustale le long de l'axe sont essentiellement contrôlées par la variation de la profondeur du toit de la zone chaude le long de l'axe, c'est à dire par la géométrie de la zone chaude dans les 20 premiers km de profondeur. La variation de la MBA le long du segment, dépendant essentiellement des variations de l'épaisseur crustale le long de l'axe, est donc également contrôlée en grande partie par la géométrie de la zone chaude dans les 20 premiers km de profondeur. Ces trois observables permettent donc de contraindre la géométrie de la zone chaude surtout dans les 20 premiers km de profondeur. La géométrie de la zone chaude est de moins en moins bien contrainte pour des profondeurs croissantes.

Les observations gravimétriques effectuées le long d'une cinquantaine de segments de la dorsale Médio-Atlantique ont permis d'établir précisément la valeur de la  $\Delta$ MBA en fonction de la longueur des segments (Thibaud et al., 1998). Par conséquent, pour les segments de différentes longueurs, la  $\Delta$ MBA constitue une bonne contrainte de la géométrie de la zone chaude. Par contre les contraintes issues de la surveillance de la microsismicité ne sont pas aussi fortes car, d'une part, celle-ci a été effectuée sur un nombre beaucoup plus limité de segments et, d'autre part, l'incertitude sur les profondeurs des microséismes est importante. Les OBS (Ocean Bottom Survey), disposés sur le plancher océanique afin d'enregistrer les événements sismiques, sont relativement espacés entre eux si bien que l'incertitude sur la



profondeur de chaque microséisme enregistré reste importante (de l'ordre de 1 km). De plus la surveillance a été effectuée sur des durées assez courtes (de l'ordre de 1 mois) si bien que le nombre d'événements enregistrés (de l'ordre de 200) est trop faible pour préciser les profondeurs maximales moyennes des séismes avec une incertitude inférieure à 3 km. Il serait utile d'étudier la microsismicité à l'aide d'OBS suffisamment proches les uns des autres et sur une durée assez grande, pour pouvoir préciser les profondeurs maximales moyennes des microséismes le long de segments de longueurs différentes afin de mieux contraindre les profondeurs du toit de la zone chaude au centre et aux extrémités des segments les plus courts aux plus longs. Les structures crustales issues des expériences de sismique réfraction ne constituent pas non plus d'aussi bonnes contraintes que la  $\Delta$ MBA car ces expériences ont été effectuées sur un nombre limité de segments. Etendre ces expériences de sismique réfraction à un plus grand nombre de segments de différentes longueurs devrait permettre de mieux quantifier la relation entre épaisseur crustale en centre de segment et longueur de segment, et donc les profondeurs du toit de la zone chaude en centre et aux extrémités de segment.

La forme de la zone chaude simulant l'espace occupé par une remontée du manteau répartie le long du segment que nous avons obtenue devrait toujours rendre compte des observations axiales si, d'une part, les profondeurs maximales des microséismes mieux contraintes par de nouvelles études ne s'écartent pas de plus de 1 km de celles utilisées dans ce travail et si, d'autre part, l'épaisseur crustale en centre de segment déduite de nouvelles expériences de sismique réfraction ne varie pas de plus de 3 km quand on passe des segments les plus courts aux plus longs.

La modélisation de la distribution des aimantations montre indubitablement que l'amplitude plus faible de l'anomalie magnétique axiale en centre de segment ne peut être expliquée par la remontée de l'isotherme de Curie. Pour que ce processus puisse expliquer les observations magnétiques axiales, il faudrait en effet que les isothermes de Curie des basaltes intrusifs (520-580°C) remontent à moins de 2 km de profondeur sous le centre. Dans ce cas la profondeur de la transition mécanique fragile/ductile au sein des basaltes (correspondant à l'isotherme 500°C) serait bien moins profonde que celle suggérée par la surveillance de la microsismicité. La structure thermique ne serait alors plus réaliste car elle ne rendrait plus compte des profondeurs maximales des séismes en centre de segment.

Quand le décalage de l'axe augmente, notre modèle prédit clairement une contribution croissante de l'aimantation des péridotites serpentinisées aux amplitudes de l'anomalie magnétique axiale en extrémités de segment, au détriment de la variation de concentration en

Fe-Ti. Ce résultat découle directement du fait que, quand le décalage de l'axe augmente, les extrémités de segment sont en contact avec une lithosphère plus froide. L'approfondissement des isothermes aux extrémités et l'amincissement de la croûte sont alors plus marqués, entraînant l'apparition en plus grande quantité des péridotites serpentinisées.

Pour les plus faibles décalages de l'axe, notre modèle ne permet pas d'apporter de réponse définitive en ce qui concerne les contributions respectives des péridotites serpentinisées et de la variation de concentration en Fe-Ti au signal magnétique axial. Nous avons en effet utilisé un modèle probablement simpliste de distribution des aimantations au sein des péridotites serpentinisées, les travaux concernant l'acquisition d'une aimantation par les péridotites serpentinisées - sur lesquels repose notre modèle - restant encore peu nombreux et limités. L'acquisition d'une aimantation par les péridotites serpentinisées est un phénomène complexe qui dépend d'un grand nombre de facteurs. L'aimantation acquise dépend avant tout du degré de serpentinsation, dont la distribution en fonction de la profondeur est encore mal connue. Les expériences de sismique réfraction réalisées aux extrémités du segment situé à 35°N sur la dorsale Médio-Atlantique suggèrent une diminution progressive des taux de serpentinsation en fonction de la profondeur. L'examen des échantillons de péridotites serpentinisées provenant des puits ODP 670 et 920 situés au sud de la zone de fracture Kane (24°N) ne permettent pas de confirmer ces résultats, les échantillons prélevés étant beaucoup trop proches de la surface. Pour un même degré de serpentinsation, l'aimantation des péridotites serpentinisées peut présenter une grande variabilité. Cette grande variabilité est attribuée, d'une part, au processus de maghématisation et, d'autre part, à la dynamique de la serpentinsation (Oufi, 2002). Suite à leur oxydation à basse température, la magnétite des péridotites serpentinisées peut se transformer en maghémite. Mais on ne sait pas si cette altération ne concerne que les péridotites serpentinisées présentes sur le plancher océanique ou si elle touche également celles situées en profondeur. L'aimantation des péridotites serpentinisées dépend également de la taille des grains de magnétite qui est contrôlée par la dynamique de serpentinsation. Ainsi les échantillons de péridotites serpentinisées présentant des grains de magnétite de grande taille présentent une aimantation faible tandis que ceux présentant des grains de magnétite plus petits présentent des aimantations plus fortes. L'examen des échantillons de péridotites provenant de différents sites ODP situés sur la dorsale Médio-Atlantique montre que la taille de ces grains varie fortement d'un site à l'autre voire même au sein d'un même site (Oufi, 2002) suggérant ainsi que la dynamique de la serpentinsation dépend fortement de paramètres locaux.

Dans le domaine hors-axe, le long des anomalies négatives, notre modèle prévoit une augmentation en valeur absolue de l'amplitude de l'anomalie magnétique vers les extrémités pour les plus faibles décalages de l'axe. Par contre, pour les plus forts décalages de l'axe, l'amplitude de l'anomalie magnétique devient plus faible en valeur absolue vers les extrémités. La variation de l'amplitude des anomalies magnétiques positives et, surtout, négatives le long des isochrones est mal connue, et aucune étude systématique n'a été effectuée sur le sujet. Il est donc difficile de comparer les variations d'amplitude prédites par les modèles à des données fiables. La seule étude, limitée géographiquement à la zone SEADMA au sud de la zone de fracture Kane (Pockalny et al., 1995), semble en accord avec le modèle. Ces observations montrent que, le long des anomalies négatives, l'amplitude en valeur absolue devient plus faible à l'approche des discontinuités de premier et de second ordre (qui correspondent à des décalages de l'axe assez importants, de l'ordre de quelques dizaines de km), alors qu'à l'approche des discontinuités du troisième ordre (faible décalage de l'axe) cette amplitude semble devenir plus forte. Ces observations ne concernent qu'une part limitée de la dorsale Médio-Atlantique et demandent à être confirmées.

Dans le domaine hors-axe également notre modèle prévoit une signature magnétique aux limites des domaines rhomboédriques. De nouveau, ces résultats sont difficilement comparables aux observations car les levés magnétiques effectués jusqu'ici ne sont pas assez fins pour permettre de distinguer clairement cette signature magnétique.

## **Perspectives**

Le modèle thermique, basé sur l'existence d'une zone chaude sous le centre du segment, rend compte avec succès des observations axiales et hors-axe des segments de dorsale lente sous certaines conditions concernant la géométrie et le comportement temporel de la remontée du manteau et donc sur les mécanismes physiques qui sont à l'origine de la remontée. Les modèles de remontée du manteau les plus récents attribuent cette remontée à un flux mantellique passif, dû à l'écartement des plaques, et à un flux mantellique actif, dû à des variations de densité de plusieurs origines au sein du manteau. Le travail que j'ai effectué au cours de ma thèse permet de contraindre, d'une part, les contributions respectives des flux

actif et passif et, d'autre part, les paramètres physiques contrôlant la remontée afin de reproduire les caractéristiques géométriques et temporelles de la remontée.

Par la suite on pourra appliquer notre modèle thermique à d'autres types de dorsale allant des dorsales ultra-lentes à intermédiaires. Un exemple intéressant est celui de la dorsale Sud-Ouest indienne où les levés bathymétriques ont montré l'existence de segments. Des travaux préliminaires effectués au cours d'un stage de maîtrise (Le Coz, 2002) ont montré que le modèle thermique pouvait être adapté sans problème à cette dorsale. En supposant l'existence d'une zone chaude sous les centres de segment, on pourrait contraindre pour chacune de ces dorsales les caractéristiques géométriques de la zone chaude de façon à satisfaire les observations géophysiques. Ceci permettrait d'évaluer la relation entre la géométrie de la zone chaude et le taux d'expansion et donc d'apporter des éléments de réponse concernant la dynamique du manteau en fonction du taux d'expansion.

Au cours de ma thèse je me suis limité à modéliser l'évolution de la segmentation sans prendre en compte les influences extérieures (telle que l'existence d'un point chaud) susceptibles de l'affecter. Les observations montrent que le point chaud des Açores influence l'évolution de la segmentation en provoquant la migration vers le sud des segments situés entre  $26^{\circ}30'N$  et  $40^{\circ}N$ . Mais le mécanisme par lequel la présence du point chaud entraîne cette migration reste obscur: s'agit-il de l'expression de forces gravitaires suffisamment fortes à cause du fort gradient bathymétriques régnant au sud du point chaud des Açores, ou de la manifestation de surface d'un flux mantellique provenant du point chaud et s'étendant vers le sud? La simulation des effets thermiques d'un tel flux mantellique permettrait d'apporter des éléments de réponse.



## BIBLIOGRAPHIE

- Agrinier, P., Hekinian, R., Bideau, D. & Javoy, M., 1995. O and H stable isotope compositions of oceanic crust and upper mantle rocks exposed in the Hess Deep near the Galapagos Triple Junction, *Earth planet. Sci. Lett.*, **136**, 183-196.
- Anderson, R.N., McKenzie, D.P. & Sclater, J.G., 1973. Gravity, bathymetry and convection in the earth: *Earth planet. Sci. Lett.*, **18**, 391-407.
- Arkani-Hamed, J., 1988. Remanent magnetization of the oceanic upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, **15**, 48-51.
- Arkani-Hamed, J., 1989. Thermoviscous remanent magnetization of oceanic lithosphere inferred from its thermal evolution, *J. geophys. Res.*, **94**, 17421-17436.
- Auzende, J.M., Bideau, D., Bonatti, E., Cannat, M., Honnorez, J., Lagabrielle, Y., Malavieille, J., Mammaloukas-Frangoulis, V. & Mével, C., 1989. Direct observation of a section through slow spreading oceanic crust (Vema fracture zone, Atlantis), *Nature*, **337**, 726-729.
- Barclay, A.H., Toomey, D.R., Purdy, G.M. & Solomon, S.C., 1993. FARA microearthquakes experiments III: results from the Mid-Atlantic Ridge at 35°N, *AGU Fall meeting*, **74**, 601.
- Becker, K., Langseth, M.G., Von Herzen, R.P., Anderson, R.N. & Hobart, M.A., 1985. Deep crustal geothermal measurements, hole 504B, deep sea drilling project eastern legs 69, 70, 83 and 92, *Init. Rep. Deep Sea Drill. Proj. Sci. Results*, **83**, 405-418.
- Becker, K. et al., 1989. Ground-truth from the young oceanic crust at hole 504B, summary of results from DSDP/ODP Legs 69, 70, 83, 92 and 111, *Rev. geophys.*, **27**, 79-102.
- Bideau, D., Hébert, R., Hekinian, R. & Cannat, M., 1991. Metamorphism of deep-seated rocks from the Garrett ultrafast transform (East Pacific Rise near 13°25'S), *J. geophys. Res.*, **96**, 10079-10099.
- Bina, M.M. & Henry, B., 1990. Magnetic properties, opaque mineralogy and magnetic anisotropies of serpentized peridotites from ODP Hole 670A near the Mid-Atlantic Ridge, *Phys. Earth planet. Inter.*, **65**, 88-103.
- Blakely, R.J., 1996. Fourier-domain modeling, in *Potential theory in gravity and magnetic applications*, pp 258-311, Cambridge University Press.
- Bleil, U. & Petersen, N., 1983. Variation in magnetization intensity and low temperature titanomagnetite oxidation of oceanic floor basalts, *Nature*, **301**, 384-388.
- Bonatti, E. & Honnorez, J., 1976. Sections of the Earth's crust in the Equatorial Atlantic, *J. geophys. Res.*, **81**, 4104-4116.

- Bottinga, Y. & Allègre, C.J., 1973. Thermal aspects of sea-floor spreading and the nature of the oceanic crust, *Tectonophysics*, **18**, 1-17.
- Bougault, H. & Treuil, M., 1980. Mid-Atlantic Ridge: zero-age geochemical variations between Azores and 22°N, *Nature*, **286**, 209-212.
- Buck, W.R. & Su, W., 1989. Focused mantle upwelling below mid-ocean ridges due to feedback between viscosity and melting, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 641-644.
- Calvert, A.J., 1995. Seismic evidence for a magma chamber beneath the slow-spreading Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **377**, 410-414.
- Canales, J.P., Detrick, R.S., Lin, J. & Collins, J.A., 2000. Crustal and upper mantle seismic structure beneath the rift mountains and across a nontransform offset at the Mid-Atlantic Ridge, *J. geophys. Res.*, **105**, 2699-2719.
- Cannat, M., Mével, C., Maia, M., Deplus, C., Durand, C., Gente, P., Agrinier, P., Belarouchi, A., Dubuisson, G., Humler, E. & Reynolds, J., 1995. Thin crust, ultramafic rocks exposures, and rugged faulting pattern at the Mid-Atlantic Ridge (22°-24°N), *Geology*, **23**, 49-52.
- Carbotte, S.M. & Macdonald, K.C., 1992. East Pacific Rise 8°-10°30'N: evolution of ridge segments and discontinuities from SeaMARC II and three-dimensional magnetic studies, *J. geophys. Res.*, **97**, 6959-6982.
- Caruso, L.J. & Chernosky, J.V., 1979. The stability of lizardite, *Can. Min.*, **17**, 757-769.
- Cawthorn, R.G., 1975. Degrees of melting in mantle diapirs and the origin of ultrabasic liquids, *Earth planet. Sci. Lett.*, **27**, 113-120.
- Chen, W.P. & Molnar, P., 1983. Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere, *J. geophys. Res.*, **88**, 4183-4214.
- Christensen, N.I., 1966. Elasticity of ultrabasic rocks, *J. geophys. Res.*, **71**, 5921-5931.
- Clauser, C. & Huenges, E., 1995. Thermal conductivity of rocks and minerals, in *Rock Physics & Phase Relations: A Handbook of Physical Constants*, pp 105-126, Ahrens, T.J., (ed.), Am.Geophys.Union, Washington.
- Crane, K. & Ballard, R.D., 1981. Volcanics and structure of the FAMOUS narrowgate rift: evidence for cyclic evolution: AMAR 1, *J. geophys. Res.*, **86**, 5112-5124.
- Crank, J. & Nicholson, P., 1947. A practical method for numerical integration of solutions of partial differential equations of the heat-conduction type, *Proc. Camb. Phil. Soc.*, **43**, 50-67.
- Davis, E.E. & Lister, C.R.B., 1974. Fundamentals of ridge crest topography, *Earth planet. Sci. Lett.*, **21**, 405-413.

- Detrick, R.S., Needham, H.D. & Renard, V., 1995. Gravity anomalies and crustal thickness variations along the Mid-Atlantic Ridge between 33°N and 40°N, *J. geophys. Res.*, **100**, 3767-3787.
- Durand, C., Gente, P. & Dauteuil, O., 1995. Caractéristiques morphologiques des segments axiaux de la dorsale Médio-Atlantique entre 20°N et 24°N, *C. R. Acad. Sci.*, **320**, 411-418.
- Durand, C., 1996. *Segmentation d'une dorsale à faible taux d'expansion: Evolution de la dorsale médio-atlantique au sud de la zone de fracture Kane (20°N-24°N) depuis 10 millions d'années*, Thèse nouveau régime, Université de Bretagne Occidentale, Brest.
- Dyment, J. & Arkani-Hamed, J., 1995. Spreading-rate-dependent magnetization of the oceanic lithosphere inferred from the anomalous skewness of marine magnetic anomalies, *Geophys. J. Int.*, **121**, 789-804.
- Dyment, J., Arkani-Hamed, J. & Ghods, A., 1997. Contribution of serpentinized ultramafics to marine magnetic anomalies at slow and intermediate spreading centres: insights from the shape of the anomalies, *Geophys. J. Int.*, **129**, 691-701.
- Falloon, T.J., Grenn, H., Hatton, C.J. & Harris, K.L., 1988. Anhydrous partial melting of a fertile and depleted peridotite from 2 to 30 kb and application to basalt petrogenesis, *J. Petro.*, **29**, 1257-1282.
- Fisher, A.T.K., Becker, T.N., Narasimhan, M.G. & Mottl, M.J., 1990. Passive off-axis convection on the southern flank of the Costa Rica Rift, *J. geophys. Res.*, **95**, 9343-9370.
- Fisher, A.T., Becker, K. & Narasimhan, T.N., 1994. Off-axis hydrothermal circulation: parametric tests of a refined model of processes at Deep Sea Drilling Project/Ocean Drilling Program site 504, *J. geophys. Res.*, **99**, 3097-3121.
- Forsyth, D.W., Scheirer, D.S., Webb, S.C., Dorman, L.M., Orcutt, J.A., Harding, A.J., Blackman, D.K., Phipps Morgan, J., Detrick, R.S., Shen, Y., Wolfe, C.J., Canales, J.P., Toomey, D.R., Sheehan, A.F., Solomon, S.C. & Wilcock, W.S.D., 1998. Imaging the deep seismic structure beneath a mid-ocean ridge: the MELT experiment, *Science*, **280**, 1215-1218.
- Francis, T.J.G., 1981. Serpentinization faults and their role in the tectonics of slow spreading ridges, *J. geophys. Res.*, **86**, 11616-11622.
- Fukao, Y., 1969. On the radiative heat transfer and the thermal conductivity in the upper mantle, *Bull. Earthquake Res. Inst. Tokyo Univ.*, **47**, 549.
- Gee, J.S., Lawrence, R.M. & Hurst, S.D., 1997. Remanence characteristics of gabbros from the MARK area: implications for crustal magnetization, *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, **153**, 429-436.



- Gente, P., 1987. *Etude morphostructurale comparative de dorsales océaniques à taux d'expansion variés*, Thèse de doctorat, Université de Bretagne Occidentale, Brest.
- Gente, P., Aslanian, D., Campan, A., Cannat, M., Ceuleneer, G., Deplus, C., Durand, C., Laverne, C., Leau, H., Maia, M., Marion, E., Mével, C., Pockalny, R. & Seyler, M., 1991. Geometry of the past and present day segmentation of the Mid-Atlantic Ridge south of Kane fracture zone (preliminary results of SEADMA cruise), *AGU Fall meeting*, **72**, 477.
- Gente, P., Durand, C., Pockalny, R., Maia, M., Deplus, C., Mével, C., Ceuleneer, G., Cannat, M., Laverne, M., Aslanian, D., Campan, A., Leau, H., Marion, E. & Seyler, M., 1994. Structures obliques sur les flancs de la dorsale Médio-Atlantique: traces fossiles de la propagation le long de l'axe de segments d'accrétion, *C. R. Acad. Sci.*, **318**, 1239-1246.
- Gente, P., Pockalny, R.A., Durand, C., Deplus, C., Maia, M., Ceuleneer, G., Mével, C., Cannat, M. & Laverne, C., 1995. Characteristics and evolution of the segmentation of the Mid-Atlantic Ridge between 20°N and 24°N during the last 10 million years, *Earth planet. Sci. Lett.*, **129**, 55-71.
- Grindlay, N.R., Fox, P.J. & Vogt, P.R., 1992. Morphology and tectonics of the Mid-Atlantic Ridge (25°S-27°30'S) from SeaBeam and magnetic data, *J. geophys. Res.*, **97**, 6983-7010.
- Harper, G.D., 1985. Tectonics of slow-spreading mid-ocean ridges and consequences of a variable depth to the brittle/ductile transition, *Tectonics*, **4**, 395-409.
- Hess, P.C., 1992. Phase equilibria constraints on the origin of ocean floor basalts, in *Mantle flow and melt generation at mid-ocean ridges*, pp 67-102, American Geophysical Union.
- Hooft, E.E.E., Detrick, R.S., Toomey, D.R., Collins, J.A. & Lin, J., 2000. Crustal thickness and structure along three contrasting spreading segments of the Mid-Atlantic Ridge, 33.5°-35°N, *J. geophys. Res.*, **105**, 8205-8226.
- Horen, H., Zamora, M. & Dubuisson, G., 1996. Seismic waves velocities and anisotropy in serpentinitized peridotites from Xigaze ophiolite: abundance of serpentinite in slow spreading ridge, *Geophys. Res. Lett.*, **23**, 9-12.
- Horen, H. & Fleutelot, C., 1998. Highly magnetized and differentiated basalts at the 18-19°S propagating spreading centre in the North Fiji Basin, *Mar. geophys. Res.*, **20**, 129-137.
- Irving, E., 1970. The Mid-Atlantic Ridge at 45°N, XIV, oxidation and magnetic properties of basalts: review and discussion, *Can. J. Earth Sci.*, **7**, 1528-1538.
- Jaques, A.L. & Green, D.H., 1980. Anhydrous melting of peridotite at 0-15 kb pressure and the genesis of tholeiitic basalts, *Contrib. Mineral. Petrol.*, **73**, 287-310.
- Jha, K., Parmentier, E.M. & Phipps Morgan, J., 1994. The role of mantle depletion and melt-retention in spreading-center segmentation, *Earth planet. Sci. Lett.*, **125**, 221-234 .

- Johnson, H.P. & Pariso, J.E., 1993. Variations in oceanic crustal magnetization; systematic changes in the last 160 million years, *J. geophys. Res.*, **98**, 435-445.
- Johnson, T. & Vogt, P.R., 1973. Mid-Atlantic Ridge from 47°N to 51°N, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **84**, 3443-3462.
- Juteau, T., Cannat, M. & Lagabrielle, Y., 1990. Serpentinized peridotites in the upper oceanic crust away from transform zones: A comparison of the results of previous DSDP and ODP legs, *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, **106-109**, 303-308.
- Kent, D.V., Honnorez, B.M., Opdyke, N.D. & Fox, P.J., 1978. Magnetic properties of dredged oceanic gabbros and the source of marine magnetic anomalies, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, **55**, 513-537.
- Kirby, S.H., 1983. Rheology of the lithosphere, *Rev. geophys.*, **21**, 1458-1487.
- Klein, E.M. & Langmuir, C.H., 1987. Global correlations of ocean ridge basalts chemistry with axial depth and crustal thickness, *J. geophys. Res.*, **92**, 8089-8115.
- Kong, L.S.L., Solomon, S.C. & Purdy, G.M., 1992. Microearthquake characteristics of a Mid-Ocean Ridge along-axis high, *J. geophys. Res.*, **97**, 1659-1685.
- Kuo, B.Y. & Forsyth, D.W., 1988. Gravity Anomaly of the Ridge Transform System in the South Atlantic between 31 and 34.5°S: upwelling centers and variation in crustal thickness, *Mar. geophys. Res.*, **10**, 205-232.
- LeDouaran, S., 1979. *Caractéristiques structurales et géophysiques de la dorsale Médio-Atlantique de 10 à 50°N*, Thèse de 3<sup>ème</sup> cycle d'ingénieur, Université de Nancy I, Nancy.
- Le Douaran, S. & Francheteau, J., 1981. Axial depth anomalies from 10 to 50° North along the Mid-Atlantic Ridge : Correlation with other mantle properties, *Earth planet Sci. Lett.*, **54**, 29-47.
- Langmuir, C.H., Klein, E.M. & Plank, T., 1992. Petrological systematics of mid-ocean ridge basalts: Constraints on melt generation beneath ocean ridges, in *Mantle flow and melt generation at mid-ocean ridges*, pp 183-280, American Geophysical Union.
- Le Coz, M., 2002. *Modélisation numérique 3D des caractéristiques physiques d'une dorsale océanique*, rapport de maîtrise, Université de Bretagne Occidentale, Brest.
- Le Pourhiet, A., 1988. Résolution numérique des équations aux dérivées partielles. Une première approche, Cepadues-editions, 394 pp.
- Lin, J., Purdy, G.M., Schouten, H., Sempéré, J.C. & Zervas, C., 1990. Evidence from gravity data for focused magmatic accretion along the Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **344**, 627-632.
- Lin, J. & Phipps Morgan, J., 1992. The spreading rate dependence of three-dimension mid-ocean ridge gravity structure, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 13-16.

- Macdonald, K.C., 1977. Near-bottom magnetic anomalies, asymmetric spreading, oblique spreading, and tectonics of the Mid-Atlantic Ridge near lat 37°N, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **88**, 541-555.
- Macdonald, A.H. & Fyfe, W.S., 1984. Rate of serpentinization in seafloor environments, *Tectonophysics*, **116**, 123-135.
- Marshall, M. & Cox, A., 1972. Magnetic changes in pillow basalt due to sea-floor weathering, *J. geophys. Res.*, **77**, 6459-6469.
- Mckenzie, D., 1967. Some remarks on heat flow and gravity anomalies, *J. geophys. Res.*, **72**, 6261-6273.
- McKenzie, D., 1984. The generation and compaction of partially molten rock, *J. Petro.*, **25**, 713-765.
- Mckenzie, D. & Bickle, M.J., 1988. The volume and composition of melt generated by extension of the lithosphere, *J. Petro.*, **29**, 625-679.
- Menard, H.W., Leroy, M. & Dorman, M., 1977. Dependence of depth anomalies upon latitude and plate motion, *J. geophys. Res.*, **82**, 5329-5335.
- Miller, D.J. & Christensen, N.I., 1997. Seismic velocities of lower crustal and upper mantle rocks from the slow spreading Mid-Atlantic Ridge, south of the Kane transform zone (MARK), *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, **153**, 437-454.
- Mysen, B. & Kushiro, I., 1977. Compositional variations of coexisting phases with degree of melting of peridotite in the upper mantle, *Amer. Mineral.*, **62**, 843-851.
- Nazarova, K.A., 1994. Serpentinized peridotites as a possible source for oceanic magnetic anomalies, *Mar. geophys. Res.*, **16**, 455-462.
- Nicolas, A., 1989. *Structure of ophiolites and dynamics of oceanic lithosphere*, 367 pp., Kluwer Academic Press, Dordrecht, The Netherlands.
- Niu, Y. & Batiza, R., 1991. An empirical method for calculating melt compositions produced beneath Mid-Ocean Ridges: application for axis and off-axis (seamounts) melting, *J. geophys. Res.*, **96**, 21753-21777.
- Niu, Y. & Batiza, R., 1994. Magmatic processes at a slow spreading ridge segment: 26°S Mid-Atlantic Ridge, *J. geophys. Res.*, **99**, 19719-19740.
- Noye, J., 1984. Finite difference techniques for partial differential equations, in *Computational techniques for differential equations*, pp. 95-353, ed. Noyes, J., North Holland mathematic studies.
- Oufi, O., Cannat, M. & Horen, H., 2002. Magnetic properties of variably serpentinized abyssal peridotites, *J. geophys. Res.*, **107**, 1-20.

- Pariso, J.E. & Johnson, H.P., 1993. Do lower crustal rocks record reversals of the Earth's magnetic field? Magnetic petrology of oceanic gabbros from Ocean Drilling Program Hole 735B, *J. geophys. Res.*, **98**, 16013-16032.
- Pariso, J.E., Rommevaux, C. & Sempéré, J.C., 1996. Three-dimensional inversion of marine magnetic anomalies: implications for crustal accretion along the Mid-Atlantic Ridge (28°-31°30'N), *Mar. geophys. Res.*, **18**, 85-101.
- Parmentier, E.M. & Phipps Morgan, J., 1990. Spreading rate dependence of three-dimensional structure in oceanic spreading centers, *Nature*, **248**, 325-328.
- Parsons, B. E. & Sclater, J.G., 1977. An analysis of the variation of ocean floor bathymetry with age, *J. geophys. Res.*, **82**, 803-827.
- Phipps Morgan, J. & Parmentier, E.M., 1985. Causes and rate-limiting mechanisms of ridge propagation: a fracture mechanism model, *J. geophys. Res.*, **90**, 8603-8612.
- Phipps Morgan, J. & Forsyth, D.W., 1988. 3-D flow and temperature perturbations due to a transform offset: effects on oceanic crustal and upper mantle structure, *J. geophys. Res.*, **93**, 2955-2966.
- Phipps Morgan, J. & Chen, Y.J., 1993. Dependence of ridge-axis morphology on magma supply and spreading rate, *Nature*, **364**, 706-708.
- Pockalny, R.A., Detrick, R.S. & Fox, P.J., 1988. Morphology and tectonics of the Kane Transform from Sea Beam bathymetry data, *J. geophys. Res.*, **93**, 3179-3193.
- Pockalny, R.A., Smith, A. & Gente, P., 1995. Spatial and temporal variability of crustal magnetization of a slowly spreading ridge: Mid-Atlantic Ridge (20°-24°N), *Mar. geophys. Res.*, **17**, 301-320.
- Pozzi, J.P. & Dubuisson, G., 1992. High temperature viscous magnetization of oceanic deep crustal and mantle rocks as a partial source for Magsat magnetic anomalies, *Geophys. Res. Lett.*, **19**, 21-24.
- Purdy, G.M., Sempéré, J.C., Schouten, H., Dubois, D. & Goldsmith, R., 1990. Bathymetry of the Mid-Atlantic Ridge, 24°-31°N: a map series, *Mar. geophys. Res.*, **12**, 247-252.
- Rabinowicz, M.S., Rouzo, S., Sempéré, J.C. & Rosenberg, C., 1993. Three-dimensional mantle flow beneath mid-ocean ridges, *J. geophys. Res.*, **98**, 7851-7869.
- Ravilly, M., Dyment, J., Gente, P. & Thibaud, R., 1998. Axial magnetic anomaly amplitude along the Mid-Atlantic Ridge between 20°N and 40°N, *J. geophys. Res.*, **103**, 24201-24221.
- Raymond, C.A. & Labrecque, J.L., 1987. Magnetization of the oceanic crust: thermoremanent magnetization or chemical remanent magnetization?, *J. geophys. Res.*, **92**, 8077-8088.
- Reid, I. & Jackson, H.R., 1981. Oceanic spreading rate and crustal thickness, *Mar. geophys. Res.*, **5**, 165-172.

- Rona, P.A., 1971. Depth distribution in ocean basins and plate tectonics, *Nature*, **231**, 179.
- Rona, P.A., Harrison, R.N., Bassinger, B.G., Scott, R.B. & Nalwalk, A.J., 1976. Tectonic fabric and hydrothermal activity of Mid-Atlantic Ridge crest (lat 26°N), *Geol. Soc. Am. Bull.*, **87**, 661-674.
- Rona, P.A., 1977. Paleobathymetry of the crest of spreading ridges related to the age of the ocean basins, *Earth planet. Sci. Lett.*, **35**, 454.
- Rona, P.A., 1978. Magnetic signatures of hydrothermal alteration and volcanogenic mineral deposits in oceanic crust, *J. volcanol. geotherm. Res.*, **3**, 219-225.
- Rona, P.A. & Gray, D.F., 1980. Structural behavior of fracture zone symmetric and asymmetric about a spreading axis: Mid-Atlantic Ridge (latitude 23°N to 27°N), *Geol. Soc. Am. Bull.*, **91**, 485-494.
- Schatz, J.F. & Simmons, G., 1972. Thermal conductivity of Earth materials at high temperature, *J. geophys. Res.*, **77**, 6966-6983.
- Schilling, J.G., Thompson, G., Kingsley, R. & Humphris, S., 1985. Hot spot migrating ridge interaction in the South Atlantic, *Nature*, **313**, 187-191.
- Scott, D.R. & Stevenson, D.J., 1989. A self-consistent model of melting, magma migration and buoyancy-driven circulation beneath mid-ocean ridges, *J. geophys. Res.*, **94**, 2973-2988.
- Sempéré, J.C., Purdy, G.M. & Schouten, H., 1990. Segmentation of the Mid-Atlantic Ridge between 24°N and 30°40'N, *Nature*, **344**, 427-431.
- Sempéré, J.C., Lin, J., Brown, H.S., Schouten, H. & Purdy, G.M., 1993. Segmentation and morphotectonic variations along a slow-spreading center: The Mid-Atlantic Ridge (24°00'N-30°40'N), *Mar. geophys. Res.*, **15**, 153-200.
- Shaw, P.R., 1992. Ridge segmentation, faulting and crustal thickness in the Atlantic Ocean, *Nature*, **358**, 490-493.
- Shaw, P.R. & Lin, J., 1996. Model of ocean ridge lithospheric deformation: dependence on crustal thickness, spreading rate and segmentation, *J. geophys. Res.*, **101**, 17977-17993.
- Sinton, J.M. & Detrick, R.S., 1992. Mid-ocean ridge magma chambers, *J. geophys. Res.*, **97**, 197-216.
- Smith, D.K. & Cann, J.R., 1993. Building the crust at the Mid-Atlantic Ridge, *Nature*, **365**, 707-715.
- Sotin, C.J. & Parmentier, E.M., 1989. Dynamical consequences of compositional and thermal density stratification beneath spreading centers, *Geophys. Res. Lett.*, **16**, 835-838.

- Sparks, D.W. & Parmentier, E.M., 1991. Melt extraction from the mantle beneath spreading centers, *Earth planet. Sci. Lett.*, **105**, 368-377.
- Sparks, D.W., Parmentier, E.M. & Phipps Morgan, J., 1993. Three-dimensional mantle convection beneath a segmented spreading center: implications for along axis variations in crustal thickness and gravity, *J. geophys. Res.*, **98**, 21977-21995.
- Sparks, D.W. & Parmentier, E.M., 1993. The structure of three-dimensional convection beneath oceanic spreading centers, *Geophys. J. Int.*, **112**, 81-91.
- Stakes, D., Mevel, C., Cannat, M. & Chaput, T., 1991. Metamorphic stratigraphy of Hole 735B, *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, **118**.
- Stein, C.A. & Stein, S., 1992. A model for the global variation in oceanic depth and heat flow with lithospheric age, *Nature*, **359**, 123-129.
- Su, W. & Buck, W.R., 1993. Buoyancy effects on mantle flow under mid-ocean ridges, *J. geophys. Res.*, **98**, 12191-12205.
- Takahashi, E., 1986. Melting of a dry peridotite KLB-1 up to 14 Gpa: implication on the origin of peridotite upper mantle, *J. geophys. Res.*, **91**, 9367-9382.
- Thibaud, R., Gente, P. & Maia, M., 1998. A systematic analysis of the Mid-Atlantic Ridge morphology and gravity between 15°N and 40°N: constraints of the thermal structure, *J. geophys. Res.*, **103**, 24223-24243.
- Tisseau, C. & Tonnerre, T., 1995. Non steady-state thermal model of spreading ridges: implication for melt generation and mantle outcrops, in *Mantle and lower Crust Exposed in Ridges and Ophiolites*, pp. 181-214, ed. Vissers, R.L.M. & Nicolas, A., Kluwer Academic Publishers, Netherlands.
- Tolstoy, M., Harding, A.J. & Orcutt, J.A., 1993. Crustal thickness on the Mid-Atlantic Ridge: bull's eye gravity anomalies and focused accretion, *Science*, **262**, 726-729.
- Toomey, D.R., Solomon, S.C., Purdy, G.M. & Murray, M.H., 1985. Microearthquakes beneath the median valley of the Mid-Atlantic Ridge near 23°N: hypocenters and focal mechanisms, *J. geophys. Res.*, **90**, 5443-5458.
- Toomey, D.R., Solomon, S.C. & Purdy, G.M., 1988. Microearthquakes beneath the median valley of the Mid-Atlantic Ridge near 23°N: tomography and tectonics, *J. geophys. Res.*, **93**, 9093-9112.
- Trutin, F., 1995. *Modélisation 3D de l'évolution dans le temps de la structure thermique de l'axe d'une dorsale océanique*, Rapport de DEA, Université de Bretagne Occidentale, Brest.
- Tucholke, B.E. & Schouten, H., 1988. Kane Fracture zone, *Mar. geophys. Res.*, **10**, 1-39.

- Turcotte, D. L. & Phipps Morgan, J., 1992. Mantle flow and magma migration beneath an ocean ridge, in *Mantle Flow and Melt Generation at Mid-Ocean Ridges*, pp 155-182, AGU Geophysical Monograph 71.
- Vanko, D. & Stakes, D., 1991. Fluids in oceanic layer 3: Evidence from veined rocks, Hole 735B, Southwest Indian Ridge, *Proc. Ocean Drill. Program Sci. Results*, **118**, 181-215.
- Vine, F.J. & Matthews, D.H., 1963. Magnetic anomalies over oceanic ridges, *Nature*, **199**, 947-949.
- Weiland, C.M., Macdonald, K.C. & Grindlay, N.R., 1996. Ridge segmentation and the magnetic structure of the southern Mid-Atlantic Ridge 26°S and 31°-35°S: implications for magmatic processes at slow spreading centers, *J. geophys. Res.*, **101**, 8055-8073.
- Whitehead, J.A., Dick, H.J.B. & Schouten, H., 1984. A mechanism for magmatic accretion under spreading centers, *Nature*, **312**, 146-147.
- Wolfe, C.J., Purdy, G.M., Toomey, D.R. & Solomon, S.C., 1995. Microearthquake characteristics and crustal velocity structure at 29°N on the Mid-Atlantic Ridge: the architecture of a slow spreading ridge, *J. geophys. Res.*, **100**, 24449-24472.
- Wooldridge, A.L., Haggerty, S.E., Rona, P.A. & Harrison, C.G.A., 1990. Magnetic properties and opaque mineralogy of rocks from selected seafloor hydrothermal sites at oceanic ridges, *J. geophys. Res.*, **95**, 12351-12374.
- Wooldridge, A.L., Harrison, C.G.A., Tivey, M.A. & Rona, P.A., 1992. Magnetic modeling near selected areas of hydrothermal activity on the Mid-Atlantic Ridge and Gorda Ridge, *J. geophys. Res.*, **97**, 10911-10926.
- Yanenko, N.N., 1968. Méthode à pas fractionnaire in *Résolution des problèmes polydimensionnels de physique mathématique*, 205 pp., ed. Colin A..

## RESOLUTION NUMERIQUE DE L'EQUATION DE LA CHALEUR

Le code de calcul permettant de résoudre numériquement l'équation de la chaleur a été développé par Frédéric Trutin au cours de son stage de DEA (1995). La résolution numérique est basée sur la méthode des différences finies.

Pour résoudre les problèmes multidimensionnels en différences finies, trois familles de méthode peuvent être utilisées:

- méthodes explicites: elles sont directes et extrêmement simples à mettre en œuvre mais les conditions qui assurent leur stabilité sont trop restrictives (le pas de temps doit être très petit); c'est pourquoi elles n'ont pas été choisies.

- méthodes implicites: appliquées aux équations multidimensionnelles, elles font appel à une résolution matricielle extrêmement lourde qui nécessite des calculs très longs, prix à payer pour leur stabilité inconditionnelle. Compte tenu de la taille des matrices que le problème suscite, les temps de calcul auraient été tels que cette méthode n'a pas été retenue.

- méthodes à pas fractionnaires (Yanenko, 1968): ce terme générique regroupe des techniques dont le but est de simplifier le système matriciel auquel on aboutit, dès lors que l'on utilise un schéma de discrétisation exprimé implicitement. Son principe est de scinder plusieurs fois l'équation à discrétiser sur un intervalle de temps. On définit donc des pas de temps intermédiaires appelés aussi pas "fractionnaires". Parmi les nombreuses méthodes à pas fractionnaires, la méthode de désintégration (Noye, 1984) a été choisie car elle est très efficace pour résoudre les équations aux dérivées partielles multidimensionnelles.

### Résolution numérique de l'équation de la chaleur

L'équation de la chaleur, qui s'exprime ici sous la forme:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = K \left( \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \right) T - U_x \frac{\partial T}{\partial x} \quad (1)$$

est remplacé par le système de 3 équations suivant:

$$\frac{1}{3} \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - U_x \frac{\partial T}{\partial x} \quad (2.1)$$



$$\frac{1}{3} \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} \quad (2.2)$$

$$\frac{1}{3} \frac{\partial T}{\partial t} = K \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \quad (2.3)$$

Ces trois équations sont résolues par la méthode des différences finies. Chacune de ces équations est monodimensionnelle, ce qui en facilite la résolution. Les équations (2) prises séparément n'ont rien à voir avec l'équation (1), ce qui traduit l'absence de signification temporelle des pas intermédiaires. Ainsi, l'état réel du système n'est résolu qu'au terme de la résolution de l'équation (2.3).

Pour résoudre ces équations, il faut choisir une discrétisation du domaine physique (maillage) et un schéma en différences finies.

### Maillage

Le maillage consiste à remplacer le domaine physique continu par un ensemble discret de points qui sont disposés au nœud d'une grille. C'est en ces points que sera recherchée une approximation de la solution. Etant donné la géométrie du problème, nous avons élaboré un maillage rectangulaire qui présente les caractéristiques suivantes :

- suivant la direction Ox, les nœuds sont répartis par subdivision de l'axe Ox en (n-1) parties égales.
- suivant la direction Oy, les nœuds sont répartis par subdivision de l'axe Oy en (m-1) parties égales.
- suivant la direction verticale Oz, on a utilisé une grille irrégulière. Pour ce faire, on s'est donné une fonction  $z$  ( $z=f(k)$ ,  $k=1, l$ ) qui permet de passer de l'espace physique où les points de la grille sont espacés de façon irrégulière à l'espace de calcul où les nœuds  $k$  sont équidistants. La fonction retenue ( $z=k^2/10$ ) pour construire cette grille irrégulière conduit à un maillage serré près de la surface et de plus en plus lâche en profondeur.

Les pas  $\Delta x$ ,  $\Delta y$  ainsi que le pas de temps  $\Delta t$  sont définis par l'utilisateur. Quant à  $\Delta z$  il est calculé par la relation :

$$\Delta z_k = (k^2 - (k-1)^2) / 10$$

Les points de la grille sont alors repérés par leurs coordonnées :

$$x_i = i \Delta x, \quad i = 1, m$$

$$y_j = j\Delta z, j=1, n$$

$$z_k = k^2/10, k=1, l$$

### Schéma en différences finies

Les trois équations (2) s'expriment sous la forme d'un schéma en différences finies. On a choisi un schéma implicite, le schéma de Cranck-Nicholson (1947), modifié pour introduire le terme advectif.

Les dérivées partielles des équations (2) sont approchées par des développements de Taylor. Selon la direction Ox en utilisant un développement de Taylor on exprime la fonction T aux nœuds i+1 et i-1:

$$T(i+1) = T(i) + \Delta x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\Delta x^3}{6} \frac{\partial^3 T}{\partial x^3} + O(\Delta x^4) \quad (3.1)$$

$$T(i-1) = T(i) - \Delta x \frac{\partial T}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} - \frac{\Delta x^3}{6} \frac{\partial^3 T}{\partial x^3} + O(\Delta x^4) \quad (3.2)$$

En soustrayant (3.1) à (3.2) on obtient une approximation selon la direction Ox de la dérivée première au nœud i:

$$\frac{\partial T}{\partial x}(i) = \frac{T(i+1) - T(i-1)}{2\Delta x} + O(\Delta x)$$

où  $O(\Delta x)$  est l'erreur de troncature d'ordre 1.

En ajoutant (3.1) et (3.2) on obtient une approximation de la dérivée seconde au nœud i:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}(i) = \frac{T(i-1) - 2T(i) + T(i+1)}{(\Delta x)^2} + O(\Delta x^2)$$

où  $O(\Delta x^2)$  est l'erreur de troncature d'ordre 2.

De la même façon selon la direction Oy la dérivée spatiale seconde au nœud j est approximée:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2}(j) = \frac{T(j-1) - 2T(j) + T(j+1)}{(\Delta y)^2} + O(\Delta y^2)$$

où  $O(\Delta y^2)$  est l'erreur de troncature d'ordre 2.

Selon la direction Oz la grille est irrégulière. Le pas  $\Delta z(k)$  est fonction du nœud k. On exprime la fonction T aux nœuds k+1 et k-1 à l'aide de développements de Taylor:

$$T(k+1) = T(k) + \Delta z(k) \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\Delta z^2(k)}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{\Delta z^3(k)}{6} \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} + O(\Delta z^4(k)) \quad (4.1)$$

$$T(k-1) = T(k) - \Delta z(k-1) \frac{\partial T}{\partial z} + \frac{\Delta z^2(k-1)}{2} \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} - \frac{\Delta z^3(k-1)}{6} \frac{\partial^3 T}{\partial z^3} + O(\Delta z^4(k-1)) \quad (4.2)$$

Le calcul de la dérivée première en soustrayant (4.1) et (4.2) laisse apparaître une erreur de troncature plus importante que précédemment car, du fait de l'existence de pas irréguliers, les termes des développements de Taylor ne s'annulent pas exactement. Il en va de même pour le calcul de la dérivée seconde en ajoutant (4.1) et (4.2). Pour réduire ces erreurs de troncature la dérivée seconde au nœud k est directement calculée à partir des dérivées premières exprimées aux nœuds virtuels k-1/2 et k+1/2:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(k) \approx \left[ \frac{\partial T}{\partial z}(k+1/2) - \frac{\partial T}{\partial z}(k-1/2) \right] \cdot \frac{2}{(\Delta z(k) + \Delta z(k+1))}$$

$$\frac{\partial^2 T}{\partial z^2}(k) \approx \left[ \left( \frac{T(k+1) - T(k)}{z(k+1) - z(k)} \right) - \left( \frac{T(k) - T(k-1)}{z(k) - z(k-1)} \right) \right] \cdot \frac{2}{z(k+1) - z(k-1)}$$

$\Delta z(k)$  étant le pas spatial entre les nœuds k et k+1 et  $\Delta z(k-1)$  le pas entre les nœuds k-1 et k.

Finalement le système d'équation (2) s'écrit en différences finies:

- équation (2.1) (premier pas de temps):

$$\frac{1/3(T_{i,j,k}^{n+1/3} - T_{i,j,k}^n)}{\Delta t / 3} = \frac{K}{2}(Q_x^{n+1/3} + Q_x^n) - \frac{U_x}{2}(P_x^{n+1/3} + P_x^n) \quad (5.1)$$

avec:

$$Q_x^n = \frac{T_{i-1,j,k}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i+1,j,k}^n}{(\Delta x)^2} \quad \text{et} \quad P_x^n = \frac{T_{i+1,j,k}^n - T_{i-1,j,k}^n}{2\Delta x}$$

- équation (2.2) (second pas de temps):

$$\frac{1/3(T_{i,j,k}^{n+2/3} - T_{i,j,k}^{n+1/3})}{\Delta t / 3} = \frac{K}{2}(Q_y^{n+2/3} + Q_y^{n+1/3}) \quad (5.2)$$

avec:

$$Q_y^n = \frac{T_{i,j-1,k}^n - 2T_{i,j,k}^n + T_{i,j+1,k}^n}{(\Delta y)^2}$$

- équation (2.3) (troisième pas de temps):

$$\frac{1/3(T_{i,j,k}^{n+1} - T_{i,j,k}^{n+2/3})}{\Delta t / 3} = \frac{K}{2}(Q_z^{n+1} + Q_z^{n+2/3}) \quad (5.3)$$

avec :

$$Q_z^n = \left[ \left( \frac{T_{i,j,k+1}^n - T_{i,j,k}^n}{z_{k+1} - z_k} \right) - \left( \frac{T_{i,j,k}^n - T_{i,j,k-1}^n}{z_k - z_{k-1}} \right) \right] \frac{2}{z_{k+1} - z_{k-1}}$$

Les conditions aux limites de Neumann sont elles aussi remplacées par un schéma en différences finies. Il est important que sa précision soit du même ordre que celle du schéma général. En effet, la précision de la méthode numérique dans l'ensemble du domaine est gouverné par le schéma d'ordre le plus faible, c'est à dire le moins précis. A titre d'exemple la condition d'adiabacité sur le plan  $x=0$  a été exprimée par une approximation d'ordre 2:

$$\frac{T_{-1,j,k} - T_{1,j,k}}{\Delta x} = 0$$

En organisant le système (5) on aboutit au système d'équations 6:

- premier pas de temps:

$$-A_x T_{i,j,k}^{n+1/3} + B_x T_{i,j,k}^{n+1/3} - C_x T_{i+1,j,k}^{n+1/3} = D_x \quad (6.1)$$

avec:

$$A_x = \frac{1}{2} S_x + \frac{1}{4} R_x$$

$$B_x = 1 + S_x$$

$$C_x = \frac{1}{2} S_x - \frac{1}{4} R_x$$

$$D_x = A_x T_{i-1,j,k}^n + (1 - S_x) T_{i,j,k}^n + C_x T_{i+1,j,k}^n$$

$$S_x = K \frac{\Delta T}{(\Delta x)^2}$$

$$R_x = U_x \frac{\Delta T}{\Delta x}$$

- second pas de temps:

$$-A_y T_{i,j-1,k}^{n+2/3} + B_y T_{i,j,k}^{n+2/3} - C_y T_{i,j+1,k}^{n+2/3} = D_y \quad (6.2)$$

avec:

$$A_y = \frac{1}{2} S_y$$

$$B_y = 1 + S_y$$

$$C_y = \frac{1}{2} S_y$$

$$D_y = A_y T_{i,j-1,k}^{n+1/3} + (1 - S_y) T_{i,j,k}^{n+1/3} + C_y T_{i,j+1,k}^{n+1/3}$$

$$S_y = K \frac{\Delta T}{(\Delta y)^2}$$

- troisième pas de temps:

$$-A_z T_{i,j,k-1}^{n+1} + B_z T_{i,j,k}^{n+1} - C_z T_{i,j,k+1}^{n+1} = D_z \quad (6.3)$$

avec:

$$A_z = S_{z-}$$

$$B_z = 1 + S_{z+} + S_{z-}$$

$$C_z = S_{z+}$$

$$D_z = A_z T_{i,j,k-1}^{n+2/3} + (1 - S_{z+} - S_{z-}) T_{i,j,k}^{n+2/3} + C_z T_{i,j,k+1}^{n+2/3}$$

$$S_{z-} = \frac{K\Delta t}{(z_{k+1} - z_k)(z_k - z_{k-1})} \quad \text{et} \quad S_{z+} = \frac{K\Delta t}{(z_{k+1} - z_k)(z_{k+1} - z_k)}$$

Les équations (6) mènent à des systèmes matriciels tridiagonaux dont la résolution a été effectuée à l'aide de l'algorithme de Thomas dont le principe est décrit par Le Pourhiet (1988).

### Critères de stabilité

Le pas de temps  $\Delta t$  et le pas spatial  $\Delta x$  doivent être choisis suffisamment petits de façon à ce que la solution numérique converge vers la solution exacte. Pour cela le pas spatial  $\Delta x$  doit être choisi de façon à ce que le nombre de Peclet  $Pe$  soit inférieur à 2:

$$Pe = \frac{U_x \Delta x}{K} \leq 2$$

Le pas de temps  $\Delta t$  doit être choisi de façon à ce que le nombre de Courant  $Cr$  soit inférieur à 1:

$$Cr = \frac{U_x \Delta t}{\Delta x} \leq 1$$

