N°d'ordre:15/2010-M/PH

République Algérienne Démocratique et Populaire
Ministère de l'Enseignement Supérieur et de la Recherche Scientifique
Université des Sciences et de la Technologie Houari Boumèdienne

Faculté de Physique

Mémoire

présenté pour l'obtention du diplôme de

Magister

En PHYSIQUE

Spécialité « Physique Théorique des Basses et Moyennes Energies »

par

Khaled KHELFI

Propagation des modes P dans une structure magnétique avec écoulement.

Mémoire soutenu publiquement le 15 Décembre 2010 devant le jury composé de :

Mme F.MEKIDECHE-CHAFA	Professeur, à l'USTHB	Président
Mr M.TRIBECHE	Professeur, à l'USTHB	Examinateur
Mme D.BENNACEUR-DOUMAZ	Maitre de Recherche A, au CDTA	Examinatrice
Mr A.MEZAOUI	Maitre Assistant A, à l'USTHB	Invité
Mr T.ABDELATIF	Directeur de Recherche, au CRAAG	Directeur de thèse

Mémoire préparé au Centre de Recherche en Astronomie, Astrophysique et Géophysique

À mes parents...

Remerciements

Je tiens particulièrement à remercier mon Directeur de thèse, Dr. ABDELATIF Toufik.E, qui m'a accueilli au sein de son équipe et de m'avoir transmis l'esprit de recherche, de rigueur et de critique. Je suis très reconnaissant envers les Professeurs TRIBECHE Mouloude et MEZAOUI Abderahmane d'avoir bien voulu accepter de participer au jury et j'exprime mes sincères remerciements au professeur MEKIDECHE-CHAFA Fazia d'avoir bien voulu présider ce jury. Ce travail m'a permis de bénéficier de nombreux échanges avec mes collègues du CRAAG particulièrement : le chef de département Dr N.SEGHOUANI, Dr R.MECHERI, Mlle Z.SAHNOUNE, Mr M.FOUKA, Mr M.AKSOUH, Mr K. DAIFALLAH, Mr M.HEDJARRA, Melle A.ZAATRI, ainsi que l'ensemble du département d'Astronomie et Astrophysique, je leur suis vivement reconnaissant pour leur soutien indéfectible tout au long de la réalisation de ce travail.

Je conclurai en remerciant de tout cœur mon père, ma mère et mon épouse sans oublier mes frères et sœurs .

Alger, le 15 Décembre 2010

Titre Propagation des modes P dans une structure magnétique avec écoulement.

Résumé La zone sub-photosphérique du Soleil est un immense réservoir d'énergie mécanique qui est produite par les mouvements convectifs prenant place dans la zone de convection. Les perturbations causées par ce mouvement de convection sur la surface du Soleil (la photosphère) génèrent un large spectre d'ondes acoustiques (modes P) qui sont observées depuis des années. De nouvelles observations faites à partir de l'espace ont révélé l'existence de ces modes P dans l'atmosphère solaire dominés par le champ magnétique. En effet, ces modes se manifestant comme des ondes magnéto-acoustiques lentes se propageant le long structures magnétiques de la couronne solaire telles que les boucles magnétiques solaires. Les extrémités de ses boucles magnétiques sont ancrées dans la photosphère au niveau des taches solaires. Par conséquent, afin de montrer théoriquement que les modes P photosphérique se manifestent comme des modes magnéto-acoustiques lents dans les structures magnétiques coronales, nous présentons dans ce travail une analyse détaillée de l'interaction des modes P avec une tache solaire dans les conditions typiques de la photosphère. Pour cela, nous considérons une configuration simple faite d'une interface plane séparant deux régions, une non-magnétisée et l'autre magnétisée (taches solaires) avec la présence d'un écoulement fluide au niveau de l'interface. Les conditions dans lesquelles une onde acoustique est transmise dans la région magnétisée comme une onde magnéto-acoustique sont étudiés en détail. Les angles de réflexion et de transmission ainsi que la transmission et la réflexion des ondes magnéto-acoustiques sont calculés et examinés. Ils révèlent effectivement que l'onde transmise est une onde magnéto-acoustique lente guidée par les lignes de champ magnétique, ce qui confirme les observations récentes. En outre, nous avons également examiné l'instabilité de Kelvin-Helmholtz à l'interface entre les régions non-magnétisée et magnétisée. Nous avons montré que la transmission des ondes magnéto-acoustiques lentes est stable pour les paramètres typiques de la photosphère et pour des vitesses d'écoulement subsonique.

Mots-clés Tâche solaire - Magnétohydrodynamique - Boucles magnétiques - Couronne solaire - Modes P - Instabilité de Kelvin Helmohtz.

Title Propagation of P modes in a magnetic structure with flow.

Abstract The solar sub-photospheric zone is a huge reservoir of a mechanical energy generated by the convective motion which takes place in the convective zone. The perturbations induced by this motion generate a wide spectrum of acoustic waves (P modes) which have been observed at a photospheric level. Recent space based observations suggest that these P modes can manifest themselves as slow magneto-acoustic waves while propagating in coronal magnetic structures such as coronal loops which are anchored in the solar photosphere into sunspot regions. Consequently, in order to show theoretically the possible occurrence of this scenario, we present in this work a detailed analysis of the interaction of a P mode with a sunspot under typical photospheric conditions. For this we consider a simple slab configuration made of a non-magnetized and a magnetized (sunspot) region with presence of a flow at the interface. The conditions under which an acoustic wave is transmitted into the magnetized region as a magneto-acoustic wave are studied in details. The transmission and reflection angles and the transmittance and reflectance of the magneto-acoustic wave are calculated and examined. They reveal that the transmitted wave is a slow magneto-acoustic wave which propagates upwards guided by the magnetic field which confirms the recent observations. Furthermore, we have also examined the Kelvin-Helmholtz instability at the interface between the non-magnetic and magnetic regions and showed that the transmission of the slow magneto-acoustic wave is stable for typical solar photospheric parameters and for a subsonic fluid flow velocity.

Keywords Sunspots - Magnetohydrodynamics - Coronal loops - Solar corona - P Modes - Kelvin Helmholtz Instability.

Table des matières

Table des matières ix

Liste des figures x

Introduction 1

1 Description du Soleil 3
1.1 La structure interne du Soleil . . . 5
1.2 La structure de l'atmosphère solaire . . . 5
1.3 Les tâches solaires . . . 6
1.4 L'activité magnétique solaire . . . 8

2 La Magnétohydrodynamique 13
2.1 Description cinétique du plasma . . . 15
2.1.1 Les paramètres caractéristiques . . . 16
2.2 La magnétohydrodynamique (MHD) . . . 16
2.2.1 Les équations de Maxwell . . . 16
2.2.2 Les équations de Navier-Stokes . . . 17
2.2.3 La Loi d'Ohm, MHD idéale . . . 18
2.3 Ondes magnéto-atmosphériques . . . 19
2.3.1 Equations générales de la MHD . . . 19
2.3.2 Equilibre magnétostatique . . . 19
2.3.3 Linéarisation des équations magnéto-atmosphérique . . . 20

3 Etude des ondes Magnéto-Acoustiques 23
3.1 Ondes magnéto-acoustiques . . . 25
3.2 Relation de dispersion . . . 25
3.2.1 Région magnétisée . . . 25
3.2.2 Vitesse de phase . . . 27
3.2.3 Vitesse de Groupe . . . 27
3.2.4 Les formes analytiques des perturbations . . . 29
3.2.5 Région non magnétisée . . . 31
3.3 Propagation d'onde à travers une tâche solaire . . . 31
3.4 Analyse des ondes transmises et réfléchies . . . 33
3.4.1 Propagation dans le plan *xoz* . . . 34
3.4.2 La Propagation à trois dimensions . . . 35
3.5 Les angles de transmission . . . 37
3.6 Les coefficients de transmission et de réflexion . . . 46
3.7 Discussion des résultats . . . 53
3.8 Résumé . . . 54

4 Ondes magnéto-Acoustiques avec écoulement 55
4.1 Région magnétisée avec écoulement . . . 57
4.1.1 Relation de dispersion . . . 57
4.1.2 Vitesse de phase . . . 58
4.1.3 Vitesse de Groupe . . . 58
4.1.4 La forme analytique des perturbations . . . 60
4.2 Région non magnétisée . . . 61
4.3 Analyse des ondes magnéto-acoustiques . . . 62
4.3.1 Propagation dans le plan *xoz* . . . 62
4.4 Les angles de transmissions . . . 63
4.4.1 Les coefficients de transmission et de réflexion . . . 73
4.5 Discussion des résultats . . . 81
4.6 Résumé . . . 82

5 L'étude de la stabilité de l'interface 83
5.1 L'instabilité de Kelvin-Helmholtz . . . 85
5.1.1 Région magnétisée . . . 86
5.1.2 Région non-magnétisée . . . 86
5.1.3 Continuité à travers l'interface . . . 87
5.2 Résolution de l'équation de Dispersion . . . 87
5.3 Etude de l'instabilité suivant les valeurs de α . . . 88
5.3.1 Le cas hydrodynamique . . . 88
5.4 Discussion des résultats . . . 91
5.5 Résumé . . . 91

Conclusion générale 93

Bibliographie 95

Notations et Abréviations 99

Liste des figures

1.1 Structure du Soleil . . . 5
1.2 la photosphère solaire prise par le SDO le 01/09/2010 http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/ . . . 6
1.3 Une tâche solaire (à partir du SVST).http://www.lesia.obspm.fr/perso/jean-marie-malherbe/Soleil/images/index-spot.htm . . . 6
1.4 La Chromosphère prise par le SDO le 01/09/2010 http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/ . 7
1.5 La couronne solaire prise par le SDO le 11/07/2010 http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/ 7
1.6 Le profile de la température et de la densité de l'atmosphère solaire en fonction de l'altitude. 7
1.7 Le Diagramme " papillon " en haut illustrant la variation de latitude de la formation des tâches solaires avec la variation de l'activité du Soleil de 1870 à 2000 en bas © NASA/MSFC 8
1.8 Trois images montrant l'activité solaire sur une période de 3 ans http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images/large/tricomp) . . . 9

1.9 Boucles coronale prise par TRACE le dimanche 14 août 2005 http://apod.nasa.gov/apod/ap050814.html 10

3.1 Diagrammes des vitesses de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de la direction de l'angle θ en coordonnées polaires, pour $\beta = 0.9$ 28
3.2 Diagrammes des vitesses de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de la direction de l'angle θ en coordonnées polaires, pour $\beta = 1$ 29
3.3 Tracé polaire des vitesses de groupe des modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de l'angle θ, pour $\beta = 0.9$ 30
3.4 Schéma de la Géométrie de base du problème 32
3.5 Schéma de l'interface étudiée 32
3.6 Schématisation du modèle utilisé en trois dimensions 34
3.7 Tracé paramétrique du vecteur d'onde k_z en fonction de k_x 36
3.8 Tracé paramétrique de la vitesse de groupe c_{g_z} en fonction de c_{g_x} 37
3.9 Tracé du contour des régions de transmission et de la non transmission 38
3.10 Tracé des différentes régions pour les angles de transmissions 39
3.11 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.30$, $\beta = 0.77$, point D1 sur la figure (3.10) 41
3.12 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.13$, $\beta = 0.88$, point D2 sur la figure (3.10) 42
3.13 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.95$, $\beta = 0.90$, point D3 sur la figure (3.10) 43
3.14 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.83$, $\beta = 1.12$, point D4 sur la figure (3.10) 44
3.15 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.77$, $\beta = 1.30$, point D5 sur la figure (3.10) 45
3.16 fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.30$, $\beta = 0.77$, point D1 sur la figure (3.10) 48
3.17 fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.13$, $\beta = 0.88$, point D2 sur la figure (3.10) 49
3.18 fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.95$, $\beta = 0.90$, point D3 sur la figure (3.10) 50
3.19 fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.83$, $\beta = 1.12$, point D4 sur la figure (3.10) 51

3.20 fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.77$, $\beta = 1.30$, point D5 sur la figure (3.10) 52

4.1 Diagrammes des vitesse de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_-, (pointillés) en fonction de la direction de l'angle, θ, en coordonnées polaires, pour $\beta = 0.9$ (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$) 59
4.2 Diagrammes des vitesse de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_-, (pointillés) en fonction de la direction de l'angle, θ, en coordonnées polaires, pour $\beta = 1$, (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$) 60
4.3 Trace polaire des vitesses de groupe des modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de l'angle θ, pour $\beta = 0.9$ (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$) 61
4.4 Schéma la Géométrie de base du problème 62
4.5 Schéma de l'interface étudiée 63
4.6 Tracé paramétrique du vecteur d'onde k_z en fonction de k_x, pour $M = 0.4$ 64
4.7 Tracé paramétrique de la vitesse de groupe c_{g_z} en fonction de c_{g_x} 65
4.8 Tracé délimitant les Propriétés des différentes régions de transmission et de réflexion 66
4.9 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 2.50$, $\beta = 1.40$, $M = 0.4$, point D1 sur la figure (4.8) 67
4.10 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.50$, $\beta = 0.95$, $M = 0.4$, point D2 sur la figure (4.8) 68
4.11 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.56$, $\beta = 1.11$, $M = 0.4$, point D3 sur la figure (4.8) 69
4.12 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.10$, $\beta = 0.88$, $M = 0.4$, point D4 sur la figure (4.8) 70
4.13 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.26$, $\beta = 1.01$,$M = 0.4$, point D5 sur la figure (4.8) 71
4.14 fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.41$, $\beta = 1.83$,$M = 0.4$, point D6 sur la figure (4.8) 72
4.15 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 2.50$, $\beta = 1.40$,$M = 0.4$, point D1 sur la figure (4.8) 75

4.16 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.50$, $\beta = 0.95$,$M = 0.4$, point D2 sur la figure (4.8) 76
4.17 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c :Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.56$, $\beta = 1.11$,$M = 0.4$, point D3 sur la figure (4.8) 77
4.18 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.10$, $\beta = 0.88$,$M = 0.4$, point D4 sur la figure (4.8) 78
4.19 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.26$, $\beta = 1.01$,$M = 0.4$, point D4 sur la figure (4.8) 79
4.20 fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.41$, $\beta = 1.83$,$M = 0.4$, point D4 sur la figure (4.8) 80

5.1 Plan géométrique de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz 85
5.2 L'évolution des courbes marginales d'instabilité en fonction de α. fig a ($\alpha = 0.5$), fig b ($\alpha = 0.56$), fig c ($\alpha = 1$), fig d ($\alpha = 1.26$), fig e ($\alpha = 1.5$), fig f ($\alpha = 2.5$) 89
5.3 Tracé de paramètre α en fonction du nombre de Mach M 90

Introduction

Le Soleil est une boule de gaz dont la température et la densité varient significativement depuis le centre (15 millions de K) jusqu'à la surface (5800 K). Manifestement, la température de la couronne (la dernière couche de l'atmosphère solaire) atteint localement des valeurs surélevées de l'ordre des millions de kelvin. Il a été récemment découvert que la couronne solaire contient un ensemble impressionnant de grandes structures de plasma qui sont la résultante de l'interaction des ondes de pression (P modes) de la zone sub photosphérique et le champ magnétique coronal. Ces nouvelles découvertes créent une nouvelle discipline qui est la sismologie coronale. Les recherches dans ce nouveau domaine se concentrent sur des mesures de périodes d'oscillations, déplacements spatiaux, des temps d'amortissements et le diagnostic de température et la densité des structures oscillantes. Bien que les oscillations à l'intérieur du Soleil ont été découvertes il y a quatre décennies, l'existence de ces oscillations au niveau de la région de transition et de la couronne n'a été découverte que dans la dernière décennie. L'étude de la propagation des ondes magnéto-acoustiques dans les régions actives a connu une avancée majeure au début de cette décennie, grâce aux différentes images et données des sondes spatiales SoHO et TRACE. Les données de ces sondes, ont révélé que les ondes P (modes P) existent dans les boucles magnétiques coronales sous forme d'ondes magnéto-acoustiques lentes (De Moortel et al. 2002b), qui peuvent transporter de l'énergie mécanique depuis la zone sub photosphérique vers la couronne solaire (Tomczyk et McIntosh 2009), à travers les tâches solaires, qui constituent les points de connections des boucles magnétiques avec la photosphère.

L'interaction de ces ondes de pression (modes P) avec les structures magnétiques a fait l'objet d'intenses études. En l'occurrence la première étude expérimentale menée par Thomas et al. (1982), qui a suggéré l'utilisation des modes P pour sonder les profondeurs des tâches solaires, suivie de celle de Abdelatif et al. (1984), et d'autres études théoriques comme celle de Mahy (1980), Gough (1983), et plus récemment Gizon (2009). L'interaction des modes P avec les structures magnétiques est un élément important dans la compréhension des différences de phases dans l'analyse temps-distance en héliosismologie locale (Gizon et Birch 2005).

Un autre aspect de ces structures, est la nature stratifiée de l'atmosphère qui rend l'équation de propagation, malgré linéaire, très complexe à résoudre analytiquement. Les tâches solaires formées au niveau de la photosphère sont le lieu d'observation des modes P (Leighton et al. 1962), (Gizon et al. 2010). A ce niveau de l'atmosphère solaire, les forces de pression sont équivalentes aux forces magnétiques, ce qui élimine toute simplification (i.e., négliger le champ magnétique dans la zone de convection ou les forces de pression dans la couronne). Dans une structure magnétique stratifiée il y a un couplage de modes, lent et rapide. Les modes rapides sont transformés en modes lents, ces derniers peuvent atteindre la couronne solaire (Yelles Chaouch et Abdelatif 2005). Les tubes magnétiques peuvent être considérés comme des guides d'ondes, qui peuvent transmettre le flux et le spectre des oscillations observées au niveau de la couronne (Hindman et Jain 2008). Des simulations numériques sur les interactions des modes P et les tubes magnétiques devront résoudre

certains problèmes liés à la complexité des structures magnétiques et de la stratification de l'atmosphère solaire (Cameron et al. 2007).

Dans ce travail, nous présentons une étude détaillée sur la propagation des modes P à travers une interface magnétique discontinue en tenant compte de l'écoulement fluide à l'intérieur des tâches solaires, nous nous sommes limités à l'approximation d'une interface plane unique. La modélisation magnétohydrodynamique du bord de la tâche solaire, nous permettra d'étudier les variations de la direction de propagation des modes P, leurs directions de transmission, les facteurs de transmission et de réflexion, la nature des modes transmis vers la couronne (i.e., modes rapides ou modes lents) et l'analyse de la stabilité de cette interface.

Cette étude est présentée en cinq chapitres. Dans le premier chapitre, nous présentons le Soleil : sa structure interne, son atmosphère et ses structures magnétiques, nous présentons aussi dans ce chapitre notre problématique et les objectifs de ce travail. Dans le chapitre suivant, nous présentons une introduction à la Magnétohydrodynamique, nous décrivons les fondements théoriques qui ont servi à l'introduction aux idées de base de la MHD, l'approximation de la MHD et les hypothèses qui ont été adoptées pour le Soleil. Le chapitre trois présente une étude détaillée de la propagation des ondes compressives à travers une interface magnétique avec une discussion des résultats à la fin. Dans le chapitre quatre, nous examinons le cas d'une interface magnétique avec écoulement, nous calculons les directions et la nature des ondes transmises (rapides ou lents), ainsi que les facteurs de transmission et de réflexion. Ces ondes présentent un intérêt intrinsèque en vue de leurs rôles possibles dans le chauffage de la couronne. Les résultats sont discutés à la fin du chapitre. Pour finir, le chapitre cinq décrit, l'approche du phénomène d'instabilité de type Kelvin-Helmholtz dans la structure magnétique du bord d'une tâche solaire. Dans ce cadre, l'étude est développée du point de vue théorique par une résolution numérique et la modélisation de la discontinuité hydromagnétique de Kelvin-Helmholtz au bord d'une tâche solaire. Les conclusions sont récapitulées vers la fin du documents ...

Description du Soleil

1

Sommaire

1.1 La structure interne du Soleil 5
1.2 La structure de l'atmosphère solaire 5
1.3 Les tâches solaires 6
1.4 L'activité magnétique solaire 8

Le Soleil est, certainement, l'unique étoile que nous pouvons observer en détail. Grâce aux projets récents, spatiaux et au sol, de nouvelles données sont fournies, ouvrant ainsi plusieurs champs de recherches sur cet astre, en l'occurrence l'étude de la Magnéto-hydrodynamique des couches externes.

Les phénomènes violents issus du Soleil, particulièrement lors du maximum d'activité magnétique, telles que les éruptions solaires et les éjections de masse coronale (CME) (Lang 1997) ont des effets majeurs sur la Terre à la fois sur le climat et sur l'électronique des satellites (de télécommunication, GPS et ceux dédiés aux missions scientifiques) (Schwenn 2006), (Pulkkinen 2007) ...

1.1 La structure interne du Soleil

La figure (1.1) illustre la structure interne du Soleil, montrant trois régions principales : (i) le noyau, s'étendant jusqu'à environ un quart du rayon solaire, (ii) la zone radiative et (iii) la zone de convection. Le noyau est le site des réactions de fusion thermonucléaire ($T = 15 \times 10^6$K), où l'hydrogène se transforme en hélium à travers la chaine p-p. La zone radiative ($r \sim (0.25 - 0.7)R_S$) dans laquelle les photons gamma, issus des réactions nucléaires depuis le noyau, sont à plusieurs reprises absorbés et réémis avec des longueurs d'ondes plus importantes, produisant ainsi la lumière visible de la photosphère. La zone de convection s'étend jusqu'à 0,7 rayon solaire. Dans cette couche le transfert d'énergie est assuré par le mouvement convectif turbulent de la matière, causé par un fort gradient de température.

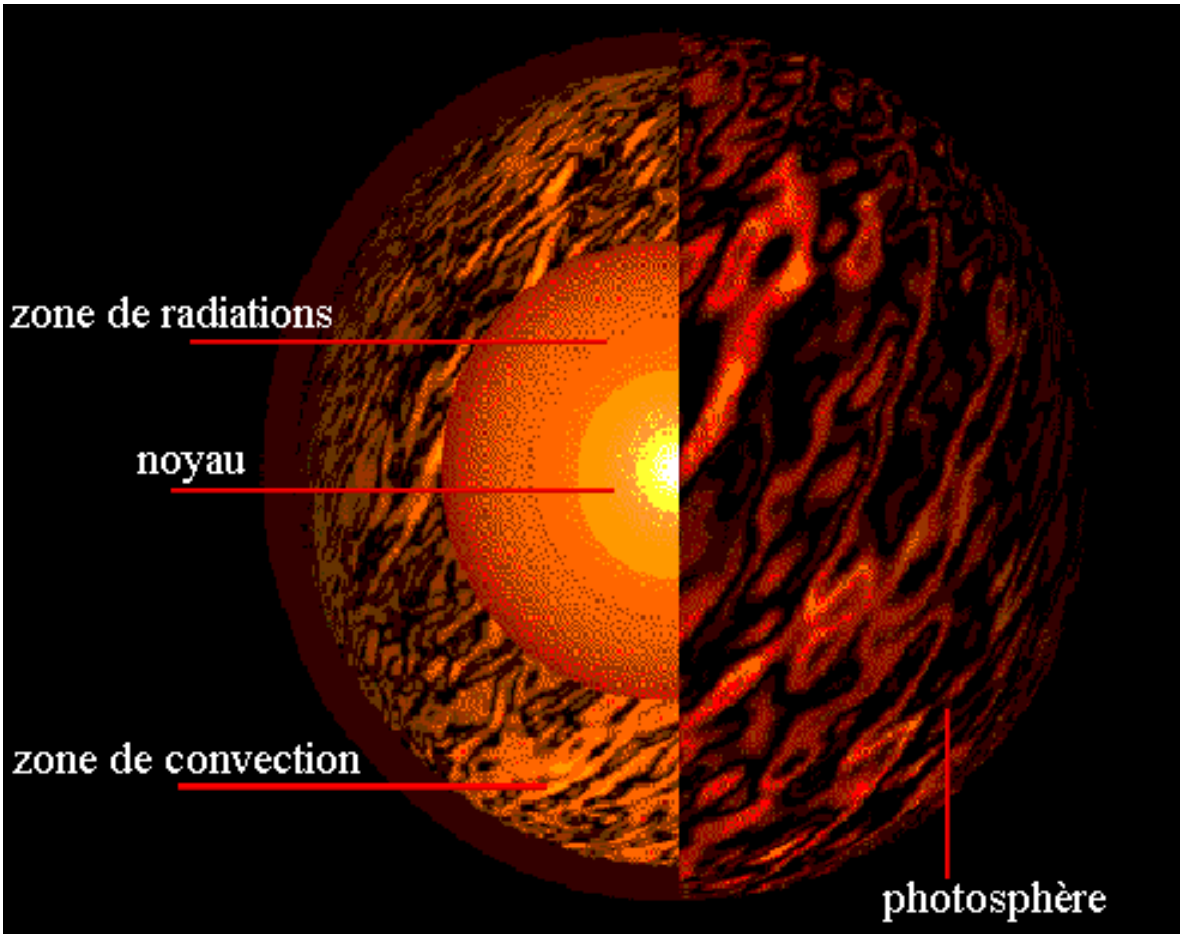


Figure 1.1 – *Structure du Soleil*

1.2 La structure de l'atmosphère solaire

L'observation de l'atmosphère solaire à différentes longueurs d'ondes met en évidence à la fois une stratification en température et densité (superposition de couches différentes, grossièrement sphériques), et une structuration par le champ magnétique solaire, qui introduit des inhomogénéités (telles que les spicules, les protubérances, ou les régions actives). L'Atmosphère solaire comprend trois zones principales : la photosphère, la chromosphère et la couronne.

La photosphère (i.e., figure 1.2) est la région située à un rayon ($1 \times R_S$) solaire du centre de l'étoile, à partir de laquelle le rayonnement peut parvenir jusqu'à nous. Cette surface représente une frontière " virtuelle " entre l'intérieur du Soleil (noyau, zone radiative et convective) et son atmosphère. La photosphère correspond à une couche de 500 km d'épaisseur et de température moyenne 5 800 K (i.e., figure 1.6). Elle est située juste au-dessus de la zone convective et constitue le disque solaire visible à l'œil nu. Elle émet un rayonnement dont le maximum de puissance est situé dans le vert (500 nm), mais elle émet aussi dans le bleu et le rouge et paraît ainsi blanc, car toutes les couleurs sont assez bien représentées pour que l'œil perçoive de la lumière blanche.

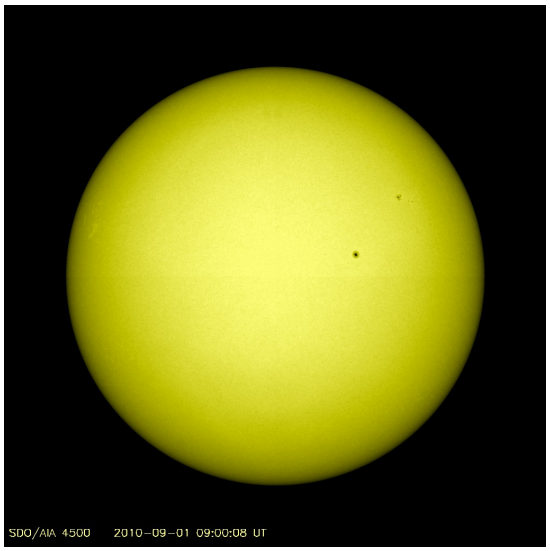


FIGURE 1.2 – *la photosphère solaire prise par le SDO le 01/09/2010* `http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/`

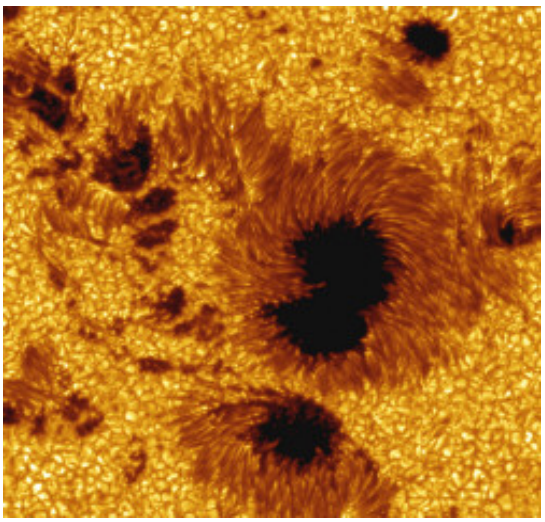


FIGURE 1.3 – *Une tâche solaire (à partir du SVST).*`http://www.lesia.obspm.fr/perso/jean-marie-malherbe/Soleil/images/index-spot.htm`

La chromosphère est la couche intérieure de l'atmosphère solaire, son rayonnement est dominé par des raies d'émission H α (656,3 nm), qui lui donne une couleur rouge (i.e., figure 1.4). C'est une région d'environ 1 500 km, dont la température varie de 4 000 à 8 000 K (i.e., figure 1.6). La couche extérieure de l'atmosphère solaire est la couronne (i.e., figure 1.5) qui auréole le Soleil durant les éclipses totales. Elle s'étend bien au-delà de la chromosphère et se fond dans le milieu interplanétaire. Sa température atteint par endroits 2 MK. La couronne est plus chaude que la surface du Soleil ($T \sim 10^6$K, i.e., figure 1.6). L'un des mécanismes responsables de ce chauffage est le chauffage par dissipation d'ondes. L'énergie cinétique de la zone de convection se traduit par des ondes mécaniques qui se propagent à travers les tâches solaires et montent vers les boucles magnétiques, leurs énergies se dissipent sous forme de chaleur dans la couronne solaire.

1.3 Les tâches solaires

Les tâches sont les manifestations les plus évidentes de l'activité solaire. Leurs nombres varient pendant un cycle d'activité solaire. Les observations systématiques de Schwabe à partir de 1826 et de Wolf à partir de 1847 ont permis de découvrir un cycle de 11 ans (cf., figure 1.7). Ce résultat faisait l'objet, par la suite, de nombreuses observations de la série des satellites OSO (Aschwanden et al. 2001). Il a été démontré, par l'observation de l'effet Zeeman, que les tâches solaires sont la résultante d'une intense activité magnétique au sein de la zone de convection. Leurs aspects sombres sont dûs à leurs températures, inférieure à

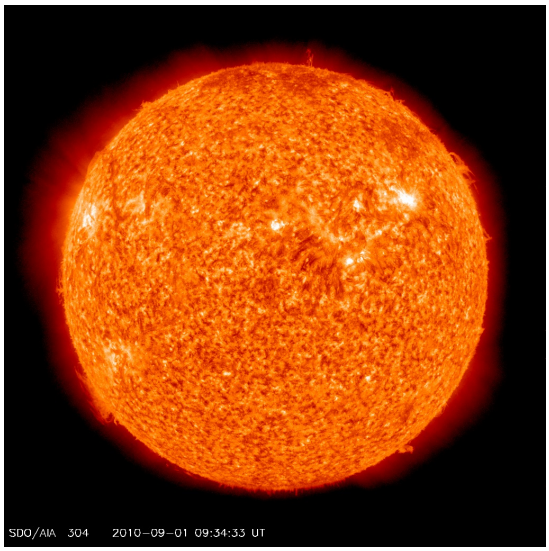


FIGURE 1.4 – *La Chromosphère prise par le SDO le 01/09/2010* `http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/`

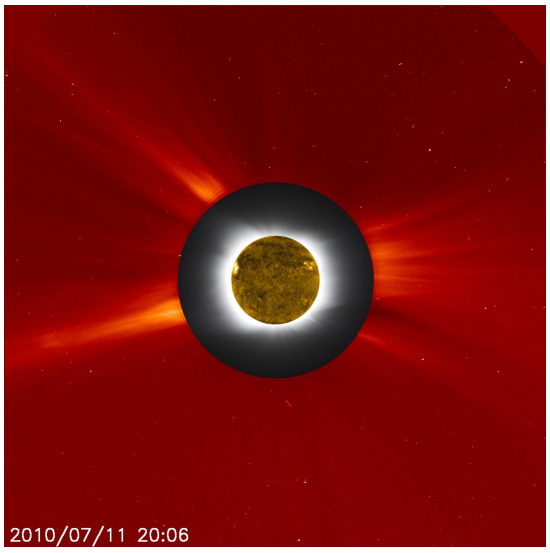


FIGURE 1.5 – *La couronne solaire prise par le SDO le 11/07/2010* `http://sdo.gsfc.nasa.gov/data/`

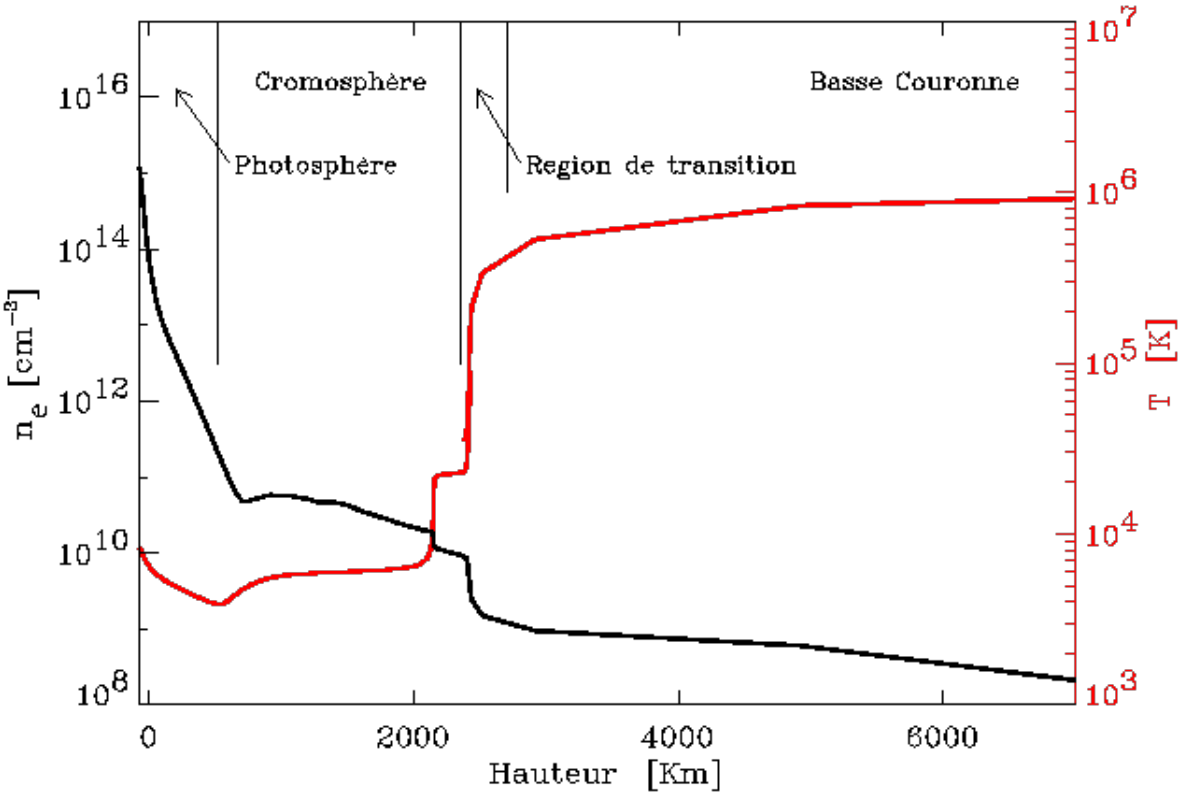


FIGURE 1.6 – *Le profile de la température et de la densité de l'atmosphère solaire en fonction de l'altitude.*

celle de la photosphère qui les entoure. On sait que cette température moins élevée provient du fait que le champ magnétique inhibe tout mouvement convectif dû à la tension magnétique et freine tous transport d'énergie. Les tâches apparaissent donc comme des régions dans lesquelles le plasma solaire subit davantage la loi du champ magnétique que celle de la convection habituelle de la photosphère. La figure (1.3) montre une image détaillée d'une tâche solaire : une ombre au centre avec un champ magnétique presque vertical et une pénombre environnante dont les lignes de champ magnétique sont horizontales.

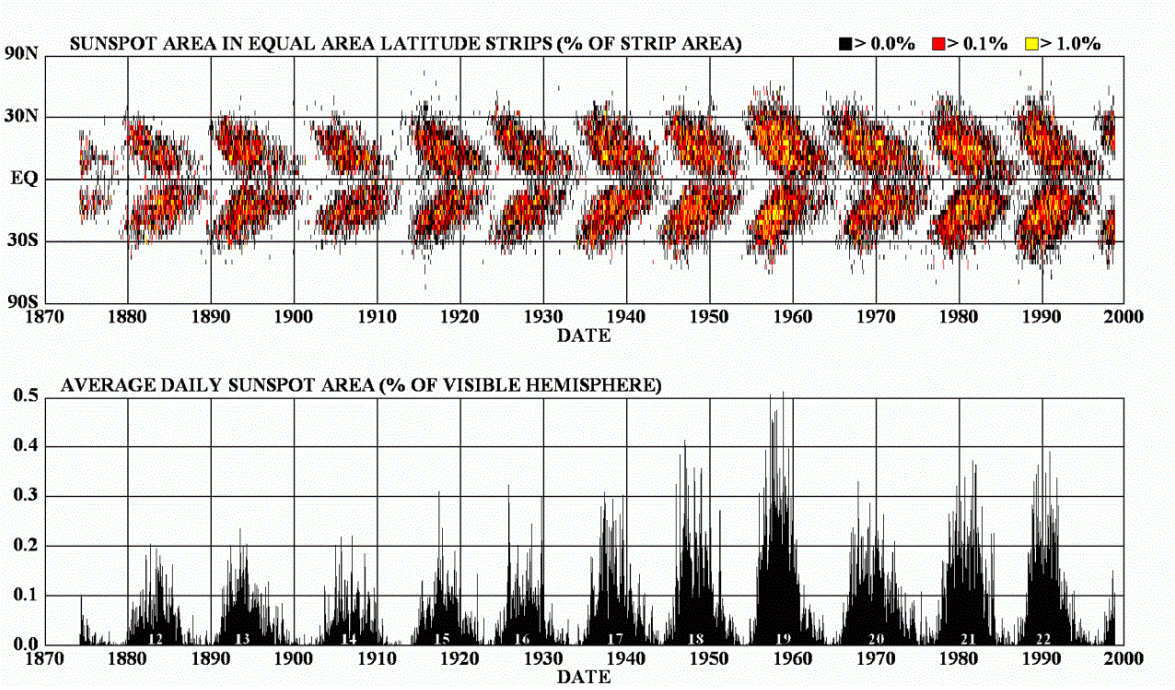


FIGURE 1.7 – *Le Diagramme " papillon " en haut illustrant la variation de latitude de la formation des tâches solaires avec la variation de l'activité du Soleil de 1870 à 2000 en bas © NASA/MSFC*

L'observation du déplacement des tâches solaires sur la photosphère a mis en évidence la rotation différentielle du Soleil, c.a.d qu'il ne tourne pas sur lui-même en bloc comme un corps rigide. Au contraire, chaque zone de latitude donnée tourne à une vitesse différente des autres. Par exemple, près des pôles, un tour complet s'effectue en 35 jours, alors qu'il ne dure que 25 jours près de l'équateur solaire (Gizon et al. 2008), (Howe 2009).

1.4 L'activité magnétique solaire

Les tâches ne sont pas isolées. Elles sont l'une des composantes des régions actives, qui peuvent posséder un grand nombre de tâches (cf., figure 1.3) et de protubérances. Des facules, plages brillantes bien visibles au niveau chromosphérique, sont aussi observées dans les régions actives. Les régions actives sont en évolution permanente, naissant et disparaissant à l'échelle de quelques jours ou de quelques mois. Apparaissant d'abord sous forme de petits pores sombres, les tâches peuvent ne jamais se développer complètement : c'est le cas des régions actives éphémères, petites régions bipolaires bien visibles sur les images en rayons X, où elles sont vues sous forme de points brillants. Ces derniers couvrent l'ensemble du Soleil, y compris les zones proches du pôle. Les tâches sont dues à l'émergence des boucles de champ magnétique transportées par la convection (cf., figure 1.9), au niveau de la photosphère. C'est l'apparition de nouveaux tubes de champ, ou au contraire la dispersion des structures existantes, qui détermine l'évolution de la région active. La rotation différentielle joue, à cet égard, un rôle destructeur, en dispersant lentement, après la disparition des tâches, les facules et les protubérances restantes. La figure (1.8) révèle un changement de l'aspect magnétique de la couronne au cours de trois ans du même cycle d'activité. Lors du minimum d'activité, cette figure montre un contraste faible, à l'exception des points brillants répartis sur la surface et des zones sombres, appelées trous coronaux, près des pôles. Lors du maximum d'activité, les trous coronaux peuvent atteindre l'équateur, et des régions actives très brillantes apparaissent dans les zones équatoriales (Lang

1997). Des structures en boucles sont visibles dans l'ultraviolet au-dessus des régions actives (cf., figure 1.9). Chacune est un tube de flux de champ magnétique dans la couronne solaire, dans lequel de la matière relativement chaude et dense est emprisonnée sous l'effet du « gel » de la matière dans le champ magnétique.

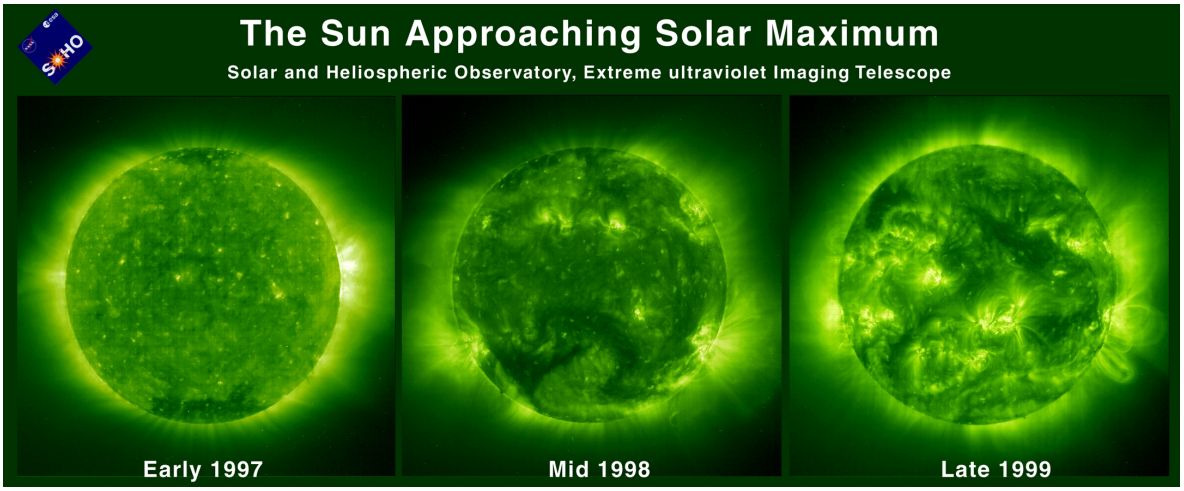


FIGURE 1.8 – *Trois images montrant l'activité solaire sur une période de 3 ans* `http://sohowww.nascom.nasa.gov/gallery/images/large/tricomp`)

En fait, des boucles existent à toutes les échelles, elles sont observées à des tailles qui correspond à la limite de résolution des instruments (moins de 1Mm) pour les plus petites, jusqu'à 150 Mm pour les plus grandes, (i.e., une part non négligeable d'un rayon solaire-voir, figures 1.9). Elles sont liées aux régions actives et aux endroits où le flux magnétique émerge dans le réseau chromosphérique des régions calmes. D'après le modèle de Dowdy et al. (1986), elles constituent avec les régions magnétiques ouvertes, les « tunnels », un « tapis magnétique » sur toute la surface du Soleil, y compris les régions calmes. Les pieds d'une boucle sont ancrés dans la photosphère, dans des régions de polarités magnétiques opposées. Les mouvements de la photosphère entraînent les pieds de la boucle, ce qui revient à de l'injection d'énergie dans la boucle. L'énergie est ensuite transférée dans le reste de la boucle par des ondes qui se propagent le long de la boucle. L'analyse des données du satellite TRACE confirme l'idée sur la propagation des ondes acoustiques depuis la zone sub photosphérique vers les boucles magnétiques coronales (De Moortel et al. 2000; 2002a;b). Des périodes d'oscillation $P = 172 \pm 32s$ ont été trouvées pour des boucles ancrées dans des tâches solaires, qui coïncident avec les oscillations des mode P de 3 minutes détectés dans les tâches solaires (Brynildsen et al. 2000, Aschwanden 2005). D'autre périodes d'oscillations $P = 321 \pm 74min$, ont été détectées pour des ondes se propagent dans des régions de transition, qui coïncident avec les oscillations des modes P de 5 minutes (Aschwanden 2005). Ce résultat confirme que des oscillations acoustiques subphotosphérique (mode P) pénètrent à travers la région de transition, la chromosphère et la couronne. Dans le tableau (1.1) nous présentons une série d'observations des modes lents dans des structures coronales (Deforest et Gurman 1998, Berghmans et Clette 1999, De Moortel et al. 2000; 2002b;a, Robbrecht et al. 2001, Marsh et al. 2003).

Observateur	N	Fréquence ou longueur d'onde	vitesse de l'onde $v\,[km/s]$	Instrument
Deforest et Gurman (1998)	1	171 A˚	$\approx 75-150$	SoHO/EIT
Berghmans et Clette (1999)	3	195 A˚	$\approx 75-200$	SoHO/EIT
De Moortel et al. (2000)	1	171 A˚	$\approx 75-165$	TRACE
De Moortel et al. (2002a)	38	171 A˚	122 ± 43	TRACE
De Moortel et al. (2002b)	4	195 A˚	150 ± 25	TRACE
Robbrecht et al. (2001)	1	171, 195 A˚	$\approx 65-150$	EIT, TRACE
Marsh et al. (2003)	1	171, 386 A˚	$\approx 50-195$	CDS, TRACE

TABLE 1.1 – *Observations du mode lent (acoustic) dans les boucles coronales.*

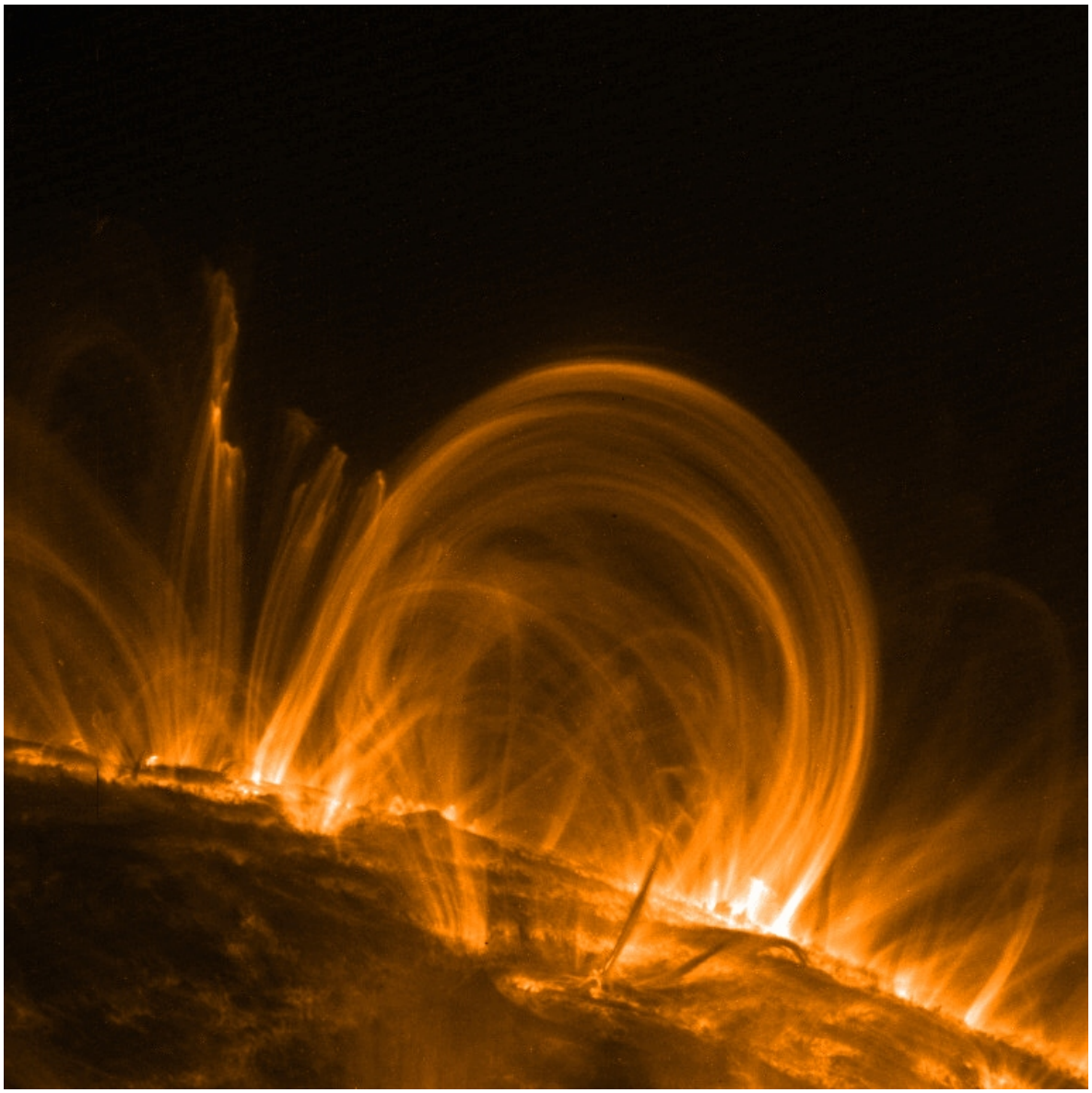


FIGURE 1.9 – *Boucles coronale prise par TRACE le dimanche 14 août 2005* `http://apod.nasa.gov/apod/ap050814.html`

Par conséquent, afin de montrer théoriquement que les modes P photosphérique se manifestent comme des modes magnéto-acoustiques lents dans les structures magnétiques coronales, nous nous sommes intéressés à la photosphère. L'existence des régions magné-

tisées et d'autre non magnétisées nous permettent d'étudier l'interaction des modes P avec des structures magnétiques et l'énergie mécanique dans de telles structures. Nous présentons dans ce travail une analyse détaillée de l'interaction des modes P avec une tâche solaire et leurs propagations dans les conditions typiques de la photosphère solaire.

La Magnétohydrodynamique 2

Sommaire

2.1 Description cinétique du plasma 15
2.1.1 Les paramètres caractéristiques 16
2.2 La magnétohydrodynamique (MHD) 16
2.2.1 Les équations de Maxwell 16
2.2.2 Les équations de Navier-Stokes 17
2.2.3 La Loi d'Ohm, MHD idéale 18
2.3 Ondes magnéto-atmosphériques 19
2.3.1 Equations générales de la MHD 19
2.3.2 Equilibre magnétostatique 19
2.3.3 Linéarisation des équations magnéto-atmosphérique 20

La Magnétohydrodynamique (MHD) est une théorie fluide, exprimée en termes des paramètres macroscopiques, comme la densité, de pression, de température et vitesse d'écoulement du plasma. Ce plasma est réagit (à l'échelle macroscopique) par des forces électriques et magnétiques décrites par les équations de Maxwell. Cependant, le mouvement des particules dans un plasma peut également être décrit par la physique microscopique, appelé la théorie cinétique (l'équation de Boltzmann, ou équation de Vlasov). L'approche fluide MHD peut être dérivée de la théorie cinétique en déterminant les statistiques moyennes des quantités misent en jeux. Dans ce chapitre nous présentons les fondements théoriques qui ont servi à l'introduction aux idées de base de la MHD, l'approximation de la MHD et les hypothèses qui ont été adoptées pour le Soleil ...

2.1 Description cinétique du plasma

Pour décrire un plasma ou un gaz, on peut soit utiliser les méthodes de l'hydrodynamique en considérant des grandeurs macroscopiques telles que la densité ou la vitesse du fluide, soit tenir compte de la nature des particules constituant le fluide à partir des fonctions de distribution des vitesses qui donnent une description microscopique classique du fluide. Dans cette partie, nous présentons les relations reliant les grandeurs macroscopiques et les fonctions de distribution.
Dans une description statistique, le nombre probable de particules dans un élément de volume à six dimensions (trois dimensions de position, trois dimensions de vitesse ou de quantité de mouvement) est $d^2n(\vec{r},\vec{v},t)\ d\vec{r}\ d\vec{v} = f(\vec{r},\vec{v},t)\ d\vec{r}\ d\vec{v}$ où $f(\vec{r},\vec{v},t)$ est la fonction de distribution décrivant cette population de particules. Une équation cinétique est une équation permettant de déterminer la fonction de distribution en tenant compte des forces microscopiques dues aux collisions et des forces macroscopiques telles que les champs appliqués :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v}.\frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + \frac{\vec{F}}{m}.\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} = 0 \tag{2.1}$$

où $\vec{F}$ contient les forces macroscopiques ainsi que le champ électrique moyen, dû aux particules, donné de façon auto-consistante par l'équation de Poisson.

$$\Delta\vec{E} = \frac{1}{\varepsilon_0}\sum_i q_i \int f_i\left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v} \tag{2.2}$$

et éventuellement un champ magnétique $\vec{B}$ donné par :

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = \mu_0 \sum_i q_i \int f_i\left(\vec{r},\vec{v},t\right) \vec{v} d\vec{v} \tag{2.3}$$

Le second membre rend compte des collisions entre particules.

Pour obtenir les grandeurs macroscopiques, on calcule les différents moments de la fonction de distribution :

– la densité de particules :

$$n_i\left(\vec{r},t\right) = \int f_i\left(\vec{r},\vec{v},t\right) d\vec{v} \tag{2.4}$$

– la vitesse moyenne des particules :

$$\vec{u}\left(\vec{r},t\right) = \frac{\int f\left(\vec{r},\vec{v},t\right)\vec{v}d\vec{v}}{\int f\left(\vec{r},\vec{v},t\right)d\vec{v}} = \frac{1}{n\left(\vec{r},t\right)}\int f\left(\vec{r},\vec{v},t\right)\vec{v}d\vec{v} \tag{2.5}$$

– l'énergie cinétique moyenne

$$\bar{E_c} = \frac{1}{n}\int \frac{1}{2}mv^2 \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{colli} d^3v \tag{2.6}$$

À partir de l'équation (2.1) de la fonction de distribution, on peut établir les équations de conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Par la suite, la détermination de la fonction de distribution permet de déduire toutes les grandeurs macroscopiques du fluide.

2.1.1 Les paramètres caractéristiques

Les plasmas sont constitués de populations d'électrons, d'ions et d'atomes neutres dont les interactions peuvent être décrites par les paramètres suivants :

- La température T : à chaque population de particules, on peut associer une fonction de distribution caractérisant la densité de probabilité de présence des particules dans un volume et dans l'espace des vitesses (cf., paragraphe précédent). La température est alors définie à partir d'un moment de la fonction de distribution suivant une équation d'état. Pour les plasmas composés d'atomes neutres, d'ions et d'électrons, la température électronique ($T_e \sim 30000$ K pour une pression de 1 Torr et une densité de 10^{-9} g.cm^{-3}) est plus élevée que la température des ions ou des neutres ($T_i \sim T_n \sim$ 300 K dans les mêmes conditions),
- les longueurs caractéristiques : (i) le libre parcours moyen, défini par la distance moyenne entre deux collisions, (ii) la longueur de Debye, définie comme étant la distance critique d'interaction collective (i.e., la distance au-delà de laquelle l'ion est totalement écranté par les électrons), (iii) le rayon de giration, défini par le rayon caractéristique du mouvement hélicoïdal des particules (électrons et ions) dans un champ magnétique,
- les fréquences caractéristiques : (i) la fréquence de collision, définie par la fréquence moyenne entre deux collisions successives. On distingue les collisions électrons-ions (ω_{ei}), électrons-neutres (ω_{en}) et ions-neutres (ω_{in}). Etant donner que La température des électrons est très supérieure à la température des ions et des neutres, l'on aura généralement $\tau_{ei} \sim \tau_{en} < \tau_{in}$ (τ étant la période associée à la fréquence ω), (ii) la fréquence plasma, définie par la fréquence d'oscillation d'un plasma soumis à une perturbation locale de la densité électronique,
- les vitesses caractéristiques : (i) la vitesse du son, c, (ii) la vitesse d'Alfvén, a,
- le paramètre β du plasma : pour un plasma magnétisé ce paramètre représente le rapport entre la pression cinétique, p, et la pression magnétique. Il nous informe si le plasma est dominé ou non par le champ magnétique. En particulier, dans le cas d'un $\beta \ll 1$, le champ magnétique prédomine sur la matière du plasma.
- la température est définit à l'équilibre.

2.2 La magnétohydrodynamique (MHD)

La magnétohydrodynamique [1](MHD) est une approche qui décrit le comportement d'un fluide conducteur (liquide ou gaz ionisé appelé plasma) en présence de champs électromagnétiques.

La MHD est une généralisation de l'hydrodynamique (appelée plus communément mécanique des fluides, décrite par les équations de Navier-Stokes) couplée à l'électromagnétisme (équations de Maxwell).

2.2.1 Les équations de Maxwell

Les équations de Maxwell représentent les bases de l'électromagnétisme. Elles permettent de décrire l'évolution spatio-temporelle du champ électromagnétique. Elles sont données par :

1. Hannes Olof Gösta Alfvén (30 mai 1908 à Norrköping, Suède - 2 avril 1995 à Djursholm, Suède) fut le premier à avoir employé le terme magnétohydrodynamique en 1942. Il fut lauréat du prix Nobel de physique en 1970 pour ses travaux à ce sujet (Alfvén 1942) et de la Médaille Franklin en 1971. L'astéroïde (1778) Alfvén a été nommé en son honneur

$$\begin{cases} \vec{\nabla}.\vec{D} = \rho & \text{équation de Maxwell-Gauss} \\ \vec{\nabla}.\vec{B} = 0 & \text{équation de conservation flux magnétique} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{E} = -\dfrac{\partial \vec{B}}{\partial t} & \text{équation de Maxwell-Faraday} \\ \vec{\nabla} \wedge \vec{H} = \vec{j} + \dfrac{\partial \vec{D}}{\partial t} & \text{équation de Maxwell-Ampère} \end{cases} , \tag{2.7}$$

en plus des relation décrivant le milieu, i.e., :

$$\begin{cases} \vec{B} = \mu_{0c}\vec{H} \\ \vec{D} = \varepsilon\vec{E} \end{cases} \tag{2.8}$$

ρ étant la densité de charge électrique, (μ, ε) étant respectivement, la perméabilité magnétique et la permittivité électrique, ($\vec{H}$,$\vec{D}$) étant respectivement, le vecteur champ magnétique et le vecteur déplacement électrique.

Notons par l_0, t_0 et $u_0 = l_0/t_0$ respectivement la longueur, le temps et la vitesse caractéristique du plasma. L'analyse dimensionnelle de l'équation de Maxwell-Faraday conduit à :

$$\frac{E}{l_0} \approx \frac{B}{t_0} . \tag{2.9}$$

Compte-tenu de cette relation et du fait que $u_0 \ll c_l$ (c_l étant la célérité de la lumière dans le vide), le second terme du membre de droit de l'équation de Maxwell-Ampère est négligeable devant le terme magnétique et devant la densité de courant, il vient ainsi :

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} . \tag{2.10}$$

La forme intégrale de l'équation du flux magnétique signifie que le flux magnétique est conservé. Cette équation permet aussi d'écrire :

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \wedge \vec{A} , \tag{2.11}$$

où $\vec{A}$ est le potentiel vecteur associé au champ magnétique.

2.2.2 Les équations de Navier-Stokes

Les mouvements d'un plasma de densité ρ sont gouvernés par des équations de conservation de masse, de la quantité de mouvement et de l'énergie. Ces relations sont déduites des différents moments de la fonction de distribution associée au plasma. Les plasmas non dégénérés, non relativistes sont décrits par une description de Maxwell-Boltzmann.

L'équation de conservation de masse (de continuité) s'écrit comme suit :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho\vec{u}) = 0, \tag{2.12}$$

indiquant que la masse est distribuée continument dans le plasma.

Pour un plasma électriquement neutre soumis aux forces de pression, de Lorentz, de gravité et de viscosité, l'équation de conservation de la quantité de mouvement s'écrit comme suit :

$$\rho\frac{\partial u}{\partial t}+\left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u}=-\vec{\nabla}p+\vec{j}\wedge\vec{B}+\vec{F}_{v}+\rho\vec{g}, \tag{2.13}$$

où p représente le champ de pression cinétique, $\vec{g}$ est le champ de gravité. La force de viscosité est donnée par :

$$F_{v}=\rho\nu(\Delta\vec{u}+\frac{1}{3}\vec{\nabla}(\nabla.\vec{u})), \tag{2.14}$$

ν étant le coefficient de viscosité cinématique.

L'équation de conservation de l'énergie interne U s'exprime par :

$$\frac{\partial U}{\partial t}+\vec{\nabla}.\left(\left(U+p\right)\vec{u}\right)=\vec{u}.\vec{\nabla}p. \tag{2.15}$$

En négligeant la viscosité et les pertes de chaleur, nous nous situons dans l'hypothèse adiabatique qui nous permet de réécrire l'équation (2.15) sous la forme :

$$\left(\frac{\partial}{\partial t}+\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\left(\frac{p}{\rho^{\gamma}}\right)=0, \tag{2.16}$$

avec $\gamma=c_{p}/c_{v}$ le coefficient adiabatique (c_{p} et c_{v} étant, respectivement, les chaleurs spécifiques à pression et à volume constant). L'équation de conservation de l'énergie totale est établie à partir de l'équation de conservation de l'énergie cinétique (2.13) et de l'équation de conservation de l'énergie interne (2.16).

2.2.3 La Loi d'Ohm, MHD idéale

La loi d'Ohm pour un conducteur en mouvement dans un champ magnétique est donnée par :

$$\vec{j}=\sigma\left(\vec{E}+\vec{u}\wedge\vec{B}\right)\ , \tag{2.17}$$

σ étant la conductivité électrique du plasma. A partir de l'équation (2.17) et des équations de Maxwell (2.7), on en déduit l'équation d'évolution du champ magnétique :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{u}\wedge\vec{B}\right)+\eta\Delta\vec{B}\ , \tag{2.18}$$

avec $\eta=1/\mu_{0}\sigma$ le coefficient de diffusion magnétique. Le premier et le second terme de l'équation (2.18) décrivent, respectivement, l'advection et la diffusion. Pour caractériser l'importance relative des deux termes, on définit le nombre adimensionnel, appelé le nombre de Reynolds magnétique :

$$R_{m}=\frac{U_{0}L_{0}}{\eta}\approx\left\|\frac{\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{u}\wedge\vec{B}\right)}{\eta\Delta\vec{B}}\right\| \tag{2.19}$$

Dans la limite où l'advection du champ magnétique est négligeable devant la diffusion, i.e., $R_{m}\ll 1$, l'équation (2.18) se réduit à une simple équation de type diffusion :

$$\frac{\partial\vec{B}}{\partial t}=\eta\Delta\vec{B} \tag{2.20}$$

Dans les conditions de la photosphère solaire, le comportement du plasma solaire est caractérisé par un nombre de Reynolds magnétique important ($R_{m}\gg 1$), on dit que le plasma est gelé dans le champ.

2.3 Ondes magnéto-atmosphériques

Nous dérivons les équations décrivant l'équilibre magnétostatique, ainsi que l'équation d'énergie. Ces dernières sont simplifies dans le cas des ondes magnéto-acoustique en présence d'un champ magnétique uniforme et en négligeant la stratification de la densité.

2.3.1 Equations générales de la MHD

Les équations de base de la MHD sont obtenues à partir des équations de Maxwell et celle de l'hydrodynamique. Elle sont données par :

$$\vec{\nabla}.\vec{B} = 0 \tag{2.21}$$

$$\vec{\nabla} \wedge \vec{B} = \mu_0 \vec{j} \tag{2.22}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{u} \wedge \vec{B}\right) \tag{2.23}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla}.(\rho \vec{u}) = 0 \tag{2.24}$$

$$\rho \frac{\partial u}{\partial t} + \left(\vec{u}.\vec{\nabla}\right)\vec{u} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \frac{1}{\mu}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B}\right) \wedge \vec{B} \tag{2.25}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla} p = \frac{\gamma p_0}{\rho_0}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\rho_0. \tag{2.26}$$

$$p = R_g T \rho \tag{2.27}$$

Ces équations sont valables sous les conditions suivantes :

1. Le plasma est traité globalement comme un unique fluide neutre.
2. Le plasma est considéré comme un milieu continu : les échelles de longueur caractérisant l'évolution des grandeurs considérées (pression, densité, ...etc) sont très grandes devant les échelles de longueur interne, e.g., le rayon de giration ionique et la longueur de Debye.
3. Le plasma est en équilibre thermodynamique décrit par une Maxwellienne. Les temps caractéristiques d'évolution du plasma sont plus grands que les temps de collision et les échelles de longueur sont plus grandes que le libre parcours moyen.
4. La viscosité est négligée
5. L'ordre des vitesses (vitesse d'Alfvén, vitesse du son) est loin de la limite relativiste.

2.3.2 Equilibre magnétostatique

L'équation (2.25) de l'équilibre statique peut être réécrite en fonction de pression d'équilibre, p_0, de densité, ρ_0 et du champ magnétique, $\vec{B}_0$, comme suit :

$$\vec{\nabla} p_0 - \rho_0 \vec{g} - \frac{1}{\mu}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B}_0\right) \wedge \vec{B}_0 = 0. \tag{2.28}$$

ce qui se simplifie dans le cas où $\vec{g} = \vec{0}$ et $\vec{B}_0 = B_0 \vec{e}_z$:

$$\vec{\nabla}\left(p_0 + \frac{B_0^2}{2\mu}\vec{e}_z\right) = 0. \tag{2.29}$$

L'équation d'état est donnée par :

$$p_0 = RT_0\rho_0, \tag{2.30}$$

avec T_0 est la température à l'équilibre.

2.3.3 Linéarisation des équations magnéto-atmosphérique

La description MHD linéaire de la dynamique d'un plasma uniforme, homogène et immergé dans un champ magnétique vertical et uniforme, permet d'appréhender le comportement physique du plasma dans l'hypothèse de petits écarts de la position d'équilibre. Elle consiste à décomposer les quantités physiques (Q) en deux termes : un terme constant (Q_0) et un terme de perturbation (q), i.e., :

$$Q = Q_0 + q, \tag{2.31}$$

Ces quantités, écrites sous cette forme, sont, par la suite, remplacées dans les équations MHD (cf., (2.21), (2.22), (2.23), , (2.24), (2.25), (2.26) et (2.27)) en négligeant les termes d'ordre supérieurs, i.e., $|q|^n \ll 1$ pour $n \geq 2$. On obtient, ainsi, un système d'équations linéaires décrivant l'évolution des quantités perturbées. Partant de l'état d'équilibre p_0, ρ_0 et $\vec{B_0}$, où p, ρ, $\vec{u}$, $\vec{b}$ sont ,respectivement, la pression, la densité, la vitesse et le champ magnétique :

$$\vec{u} = \vec{u}\left(\vec{r}, t\right), \tag{2.32}$$

$$p = p_0 + p\left(\vec{r}, t\right), \tag{2.33}$$

$$\rho = \rho_0 + \rho\left(\vec{r}, t\right), \tag{2.34}$$

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{b}\left(\vec{r}, t\right). \tag{2.35}$$

d'après (cf., § (2.3)), nous obtenons les équations linéaires suivantes :

$$\frac{\partial p}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}p_0 = c^2\left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u}.\vec{\nabla}\rho_0\right), \tag{2.36}$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0\vec{\nabla}.\vec{u}, \tag{2.37}$$

$$\frac{\partial \vec{b}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \left(\vec{u} \wedge \vec{B}_0\right), \tag{2.38}$$

$$\rho_0\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla}p + \rho\vec{g} + \frac{1}{\mu}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{B}_0\right) \wedge \vec{b} + \frac{1}{\mu}\left(\vec{\nabla} \wedge \vec{b}\right) \wedge \vec{B}_0, \tag{2.39}$$

c étant la vitesse du son donnée par :

$$c = \left(\frac{\gamma p_0}{\rho_0}\right)^{1/2} \tag{2.40}$$

Nous dérivons l'équation (2.39) par rapport au temps et nous remplaçons la pression, p, la densité, ρ, et le champ magnétique $\vec{B}$, respectivement, par leurs expressions, (2.36), (2.37) et (2.38), nous obtenons l'équation vectorielle suivante (Ferraro et Plumpton 1958), (Thomas 1975) :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\vec{u}}{\partial t^2} = & \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\left(\rho_0 c^2\vec{\nabla}.\vec{u}\right) - \left(\vec{\nabla}.\vec{u}\right)\vec{g} + \vec{\nabla}\left(\vec{u}.\vec{g}\right) - \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\left[\vec{u}.\left(\vec{\nabla}\left(\frac{B_0^2}{8\pi}\right) - \frac{1}{4\pi}\vec{B}_0.\vec{\nabla}\vec{B}_0\right)\right] \\ & + \frac{1}{4\pi\rho_0}\left[\left(\vec{\nabla}\wedge\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{u}\wedge\vec{B}_0\right)\right)\wedge\vec{B}_0 + \left(\vec{\nabla}\wedge\vec{B}_0\right)\wedge\left(\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{u}\wedge\vec{B}_0\right)\right)\right],\end{aligned} \tag{2.41}$$

c'est l'équation générale linéarisée pour des perturbations adiabatiques dans une magnéto-atmosphère. Cette dernière est simplifiée dans le cas d'un champ magnétique uniforme et dirigé dans l'axe oz (i.e., $\vec{B}_0 = B_0\vec{e}_z$) (Uchida et Sakurai 1975), (Scheuer et Thomas 1975), elle devient :

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2\vec{u}}{\partial t^2} = & \frac{1}{\rho_0}\vec{\nabla}\left(\rho_0 c^2\vec{\nabla}.\vec{u}\right) - \left(\vec{\nabla}.\vec{u}\right)\vec{g} + \vec{\nabla}\left(\vec{u}.\vec{g}\right) \\ & + a^2\left[\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{\nabla}\wedge\left(\vec{u}\wedge\vec{e}_z\right)\right)\right]\wedge\vec{e}_z,\end{aligned} \tag{2.42}$$

a étant la vitesse d'Alfvén donnée par :

$$a = \left(\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2}, \tag{2.43}$$

et $\vec{e}_z$ est le vecteur unitaire dans la direction du champ magnétique donné par :

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{B}_0}{\left|\vec{B}_0\right|}. \tag{2.44}$$

L'équation (2.42) représente l'équation de propagation d'onde dans une atmosphère magnétique. Elle va nous servir, par la suite, de décrier la propagation des ondes magnéto-acoustiques à travers les tâches solaires.

Etude des ondes Magnéto-Acoustiques

3

Sommaire

3.1 Ondes magnéto-acoustiques . . . 25
3.2 Relation de dispersion . . . 25
3.2.1 Région magnétisée . . . 25
3.2.2 Vitesse de phase . . . 27
3.2.3 Vitesse de Groupe . . . 27
3.2.4 Les formes analytiques des perturbations . . . 29
3.2.5 Région non magnétisée . . . 31
3.3 Propagation d'onde à travers une tâche solaire . . . 31
3.4 Analyse des ondes transmises et réfléchies . . . 33
3.4.1 Propagation dans le plan *xoz* . . . 34
3.4.2 La Propagation à trois dimensions . . . 35
3.5 Les angles de transmission . . . 37
3.6 Les coefficients de transmission et de réflexion . . . 46
3.7 Discussion des résultats . . . 53
3.8 Résumé . . . 54

Dans ce chapitre nous examinons la propagation des ondes magnéto-acoustiques à travers une interface magnétique, séparée de part et d'autre de deux régions, magnétisée et non-magnétisée. La linéarisation des équations de bases (cf., §(2.3)) nous permet de mener une étude détaillée du problème. Par la suite, nous discutons les aspects géométriques de la transmission et de la réflexion et nous calculons les coefficients de réflexion et de transmission. Les résultats sont illustrés par un ensemble de figures montrant la dépendance de l'angle de transmission et du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence pour différentes valeurs des paramètres physiques appropries. Les résultats obtenus sont discutés à la fin du chapitre ...

3.1 Ondes magnéto-acoustiques

Considérant un milieu non visqueux, parfaitement conducteur et isotherme émergé dans un champ magnétique uniforme, $\vec{B}_0$, dans la direction oz, et sans gravité. La densité, ρ, est uniforme, la vitesse du son, $\boldsymbol{c}$, et la vitesse d'Alfvén, $\boldsymbol{a}$, sont uniformes. Dans de telles conditions, l'équation des ondes magnéto-atmosphériques (2.42) devient :

$$\frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2} = c^2 \nabla^2 . \vec{u} + a^2 \left[\vec{\nabla} \wedge \left(\vec{\nabla} \wedge (\vec{u} \wedge \vec{e}_z) \right) \right] \wedge \vec{e}_z, \tag{3.1}$$

cette équation peut être simplifiée, en utilisant la divergence de la vitesse, Δ, la composante longitudinale de la vitesse, Λ, et la composante longitudinale de la vitesse de déformation, Γ, en tant que variables dépendantes, i.e., :

$$\begin{cases} \Delta = \vec{\nabla} . \vec{u} \\ \Lambda = \left(\vec{\nabla} \wedge \vec{u} \right) . \vec{e}_z \\ \Gamma = \dfrac{\partial u_z}{\partial z} \end{cases} . \tag{3.2}$$

A partir de l'équation vectorielle (3.1), on obtient les trois équations scalaires (Lighthill 1978), (Abdelatif et Thomas 1989), i.e., :

$$\frac{\partial^2 \Lambda}{\partial t^2} - a^2 \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial z^2} = 0. \tag{3.3}$$

$$\frac{\partial^2 \Delta}{\partial t^2} = \left(c^2 + a^2 \right) \nabla^2 \Delta + a^2 \nabla^2 \Gamma, \tag{3.4}$$

$$\frac{\partial^2 \Gamma}{\partial t^2} = c^2 \frac{\partial^2 \Delta}{\partial z^2}, \tag{3.5}$$

L'équation (3.3) est découplé des deux autre (3.4) et (3.5).

3.2 Relation de dispersion

La méthode la plus adoptée pour résoudre ce système d'équations, à savoir, l'analyse de petits mouvements et l'étude d'une quelconque perturbation (mouvement linéaire) d'un plasma magnétisé, est le principe de la décomposition en série de Fourier.

$$\begin{cases} \dfrac{\partial^2}{\partial t^2} \rightarrow -\omega^2 \\ \dfrac{\partial^2}{\partial z^2} \rightarrow -k_z^2 \\ \nabla^2 \rightarrow \nabla_\perp^2 - k_z^2 \end{cases} , \tag{3.6}$$

3.2.1 Région magnétisée

L'équation vectorielle linéarisée (3.1) admet deux types de solution : (i) ondes transverses d'Alfvén se propageant suivant les lignes de champ magnétique, décrite par l'équation (3.3) et (ii) ondes magnéto-acoustique, décrites par le couple d'équation (3.4) et (3.5).

1. De l'équation (3.3), nous aboutissons à une équation différentielle linaire à coefficients constant, pour la divergence de la vitesse perturbée, i.e., :

$$\frac{\partial^2 \Lambda}{\partial t^2} = a^2 \frac{\partial^2 \Lambda}{\partial z^2}, \tag{3.7}$$

menant à l'équation de dispersion suivante dans l'espace de Fourier :

$$\omega^2 - k_z^2 a^2 = 0. \tag{3.8}$$

Cette dernière correspond à l'équation d'onde décrivant la propagation d'une perturbation le long des torsions des lignes du champ magnétique, cette perturbation se déplace avec la vitesse d'Alfvén **a**.

2. La dérivée seconde par rapport au temps de l'équation (3.4), combinée avec l'équation (3.5), mène à une équation unique régissant la compression, donnée par :

$$\frac{\partial^4 \Delta}{\partial t^4} - \left(a^2 + c^2\right) \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\nabla^2 \Delta\right) - a^2 c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left(\nabla^2 \Delta\right) = 0, \tag{3.9}$$

L'équation (3.9) est l'équation générale décrivant les ondes magnéto-Acoustiques compressives (Lighthill 1978), (Abdelatif et Thomas 1989), (Massaglia et al. 2008), (Garcia et Ferreira (Eds.) 2010).

En remplaçant les transformées de Fourier (3.6) dans l'équation (3.9), nous obtenons :

$$\left(c^2 + a^2\right) . \left(\omega^2 - c_t^2 k_z^2\right) \nabla_\perp^2 \Delta + \left(\omega^4 - \left(c^2 + a^2\right) \omega^2 k_z^2 + c^2 a^2 k_z^4\right) \Delta = 0, \tag{3.10}$$

avec c_t est la vitesse de la propagation dans le tube (Defouw 1976), (Abdelatif 1988), (Rae et Roberts 1982), donnée par :

$$c_t = \left(\frac{c^2 a^2}{c^2 + a^2}\right)^{1/2}, \tag{3.11}$$

cette vitesse est importante, car elle présente les caractéristiques suivante : $c_t < a$, $c_t < c$ et donc $c_t < min\,(a, c)$ En introduisant la simplification suivante :

$$\left(\omega^4 - \left(c^2 + a^2\right) \omega^2 k_z^2 + c^2 a^2 k_z^4\right) = \left(\omega^2 - k_z^2 c^2\right) \left(\omega^2 - k_z^2 a^2\right), \tag{3.12}$$

l'équation (3.10) devient :

$$\nabla_\perp^2 \Delta + m^2 \Delta = 0, \tag{3.13}$$

avec

$$m^2 = \frac{\left(\omega^2 - k_z^2 c^2\right) \left(\omega^2 - k_z^2 a^2\right)}{\left(\omega^2 - k_z^2 c_t^2\right) \left(a^2 + c^2\right)}, \tag{3.14}$$

qui peut être réécrite en fonction de $v_z = \omega / k_z$, comme suit :

$$m^2 = \frac{\omega^2}{v_\perp^2} \frac{\left(v_z^2 - c^2\right) \left(v_z^2 - a^2\right)}{\left(v_z^2 - c_t^2\right) \left(a^2 + c^2\right)}. \tag{3.15}$$

L'équation (3.13) est la relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques (Abdelatif et Thomas 1989), (Somov 2006), pour ses solutions, deux cas sont distingués :

– 1^{er} cas, $m^2 > 0$: La solution est une onde plane, i.e., $\Delta \approx e^{imx}$. On note $m \equiv m_\perp = k_\perp$, il vient ainsi $\Delta \approx e^{ik_\perp x}$, décrivant la propagation d'une onde transversale progressive avec le nombre d'onde $k_\perp = \left(k_x^2 + k_y^2\right)^{1/2}$.

– 2^{eme}, cas $m^2 < 0$: La solution peut s'écrire sous la forme, $\Delta \approx e^{-k_\perp x}$ décrivant une onde transversale évanescente.

Dans ce travail nous nous sommes intéressés au cas $m^2 > 0$, pour lequel nous avons les deux types de modes des ondes Magnéto-Acoustique (Ferraro et Plumpton 1958) : (i) $v_z > max\,(c,a)$ pour le mode rapide et (ii) $c_t < v_z < min\,(c,a)$ pour le mode lent. Pour le cas $m^2 > 0$, l'équation (3.9) admet des solutions, Δ, supposées onde plane, s'écrivant sous la forme :

$$\Delta = i.Q.\exp\left\{-i\left(k_x x + k_y y + k_z z - \omega t\right)\right\}, \tag{3.16}$$

avec Q étant l'amplitude constante de l'onde plane. La relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques (3.9) devient :

$$\omega^4 - \left(c^2 + a^2\right)\omega^2 k^2 + c^2 a^2 k^2 k_z^2 = 0, \tag{3.17}$$

En cherchant les solutions annulant l'équation (3.17), on trouve les relations de dispersion des modes lent (ω_-) et rapide (ω_+), i.e., :

$$\omega_\pm^2 = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)k^2 \pm \frac{1}{2}\left[\left(c^2+a^2\right)^2 k^4 - 4c^2a^2k^2k_z^2\right]^{1/2} \tag{3.18}$$

3.2.2 Vitesse de phase

On déduit de la relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques (3.17), les expressions des vitesses de phase, v_+ et v_-, correspondant, respectivement, aux modes, rapide et lent, (Abdelatif et Thomas 1989), (Somov 2006), (Garcia et Ferreira (Eds.) 2010), données par :

$$v_\pm^2 = \frac{\omega_\pm^2}{k^2} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right) \pm \frac{1}{2}\left[\left(c^2+a^2\right)^2 - 4c^2a^2\,cos^2\theta\right]^{1/2}, \tag{3.19}$$

θ, étant l'angle entre le vecteur $\vec{v}_\pm$ et le vecteur du champ magnétique $\vec{B}_0$. Nous avons, pour le mode rapide :

$$\begin{cases} v_{+_{max}} = \left(a^2+c^2\right)^{1/2} = c_f, & \text{pour } \theta = \pi/2 \\ v_{+_{min}} = max\,(a,c), & \text{pour } \theta = 0 \end{cases}, \tag{3.20}$$

et pour le mode lent :

$$\begin{cases} v_{-_{min}} = 0, & \text{pour } \theta = \pi/2 \\ v_{-_{max}} = min\,(a,c), & \text{pour } \theta = 0 \end{cases}. \tag{3.21}$$

c_f est appelée la vitesse fast.

Les figures (3.1), (3.2) illustrent la variation du module des vitesses de phase rapide, v_+, et lente, v_-, en fonction de l'angle polaire, θ. Le module de la vitesse de phase rapide est plus important que celui de la vitesse de phase lente, pour toutes les valeurs de θ de o° à 360°. Uniquement pour le cas ou $\beta = 1$, nous obtenons des modules égaux pour les angles θ égaux, respectivement, à o° et 180°.

3.2.3 Vitesse de Groupe

La vitesse de groupe est définie comme suit :

$$\vec{c}_g = \vec{\nabla}_k\,\omega = \frac{\partial\omega}{\partial k_x}\vec{e}_x + \frac{\partial\omega}{\partial k_y}\vec{e}_y + \frac{\partial\omega}{\partial k_z}\vec{e}_z, \tag{3.22}$$

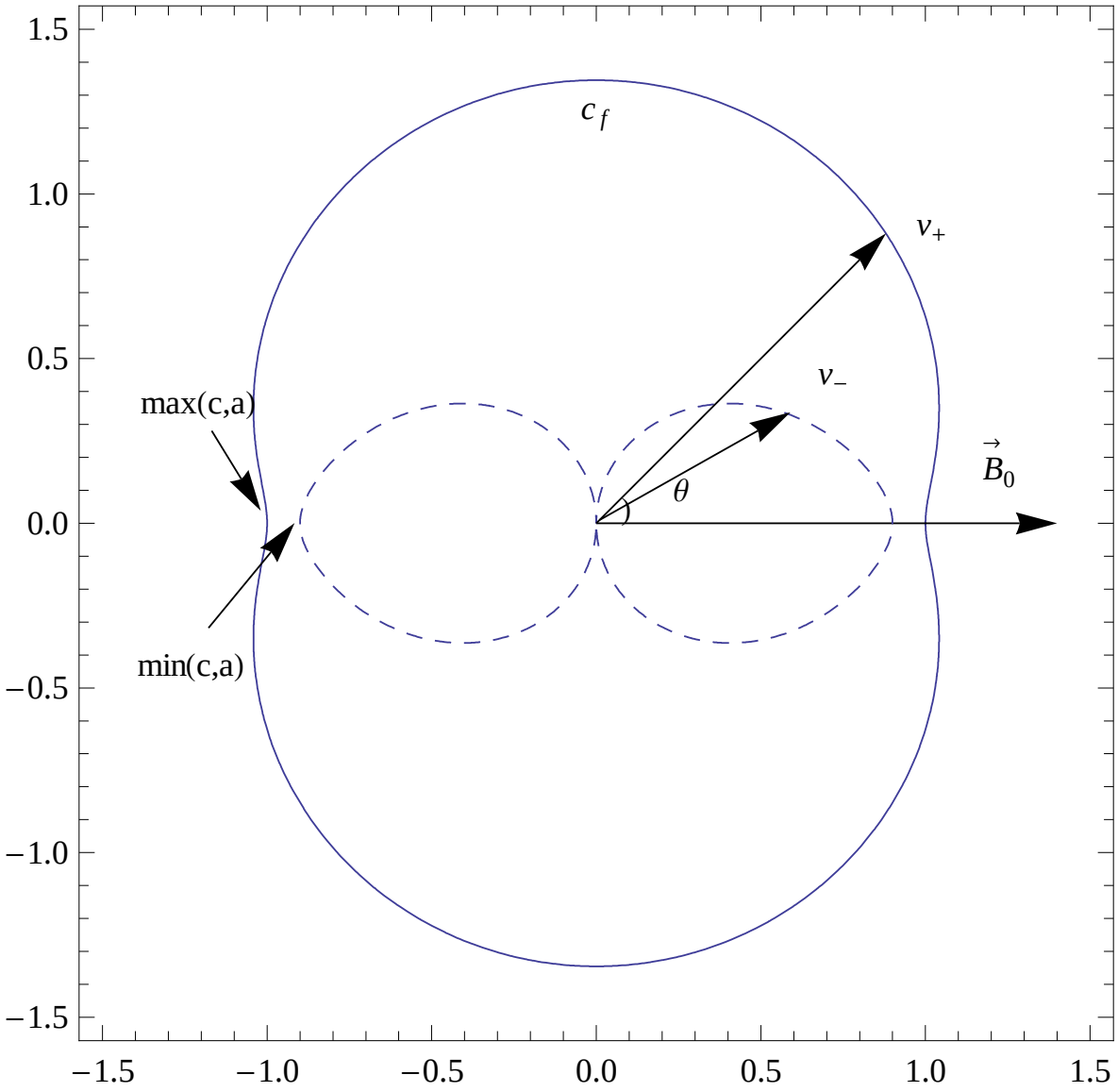


FIGURE 3.1 – *Diagrammes des vitesses de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de la direction de l'angle θ en coordonnées polaires, pour $\beta = 0.9$*

avec

$$\begin{cases} \vec{c}_{gx} = \dfrac{\partial \omega}{\partial k_x}\vec{e}_x \\ \vec{c}_{gy} = \dfrac{\partial \omega}{\partial k_y}\vec{e}_y \\ \vec{c}_{gz} = \dfrac{\partial \omega}{\partial k_z}\vec{e}_z \end{cases} . \tag{3.23}$$

A partir de l'équation (3.18), l'on obtient, les trois composantes de la vitesse de groupe (Abdelatif et Thomas 1989) :

$$c_{gx} = \frac{\partial \omega}{\partial k_{xt}} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)\frac{k_x}{\omega_\pm}\left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k_z^2\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k^2k_z^2\right\}^{1/2}}\right] \tag{3.24}$$

$$c_{gy} = \frac{\partial \omega}{\partial k_y} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)\frac{k_y}{\omega_\pm}\left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k_z^2\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k^2k_z^2\right\}^{1/2}}\right] \tag{3.25}$$

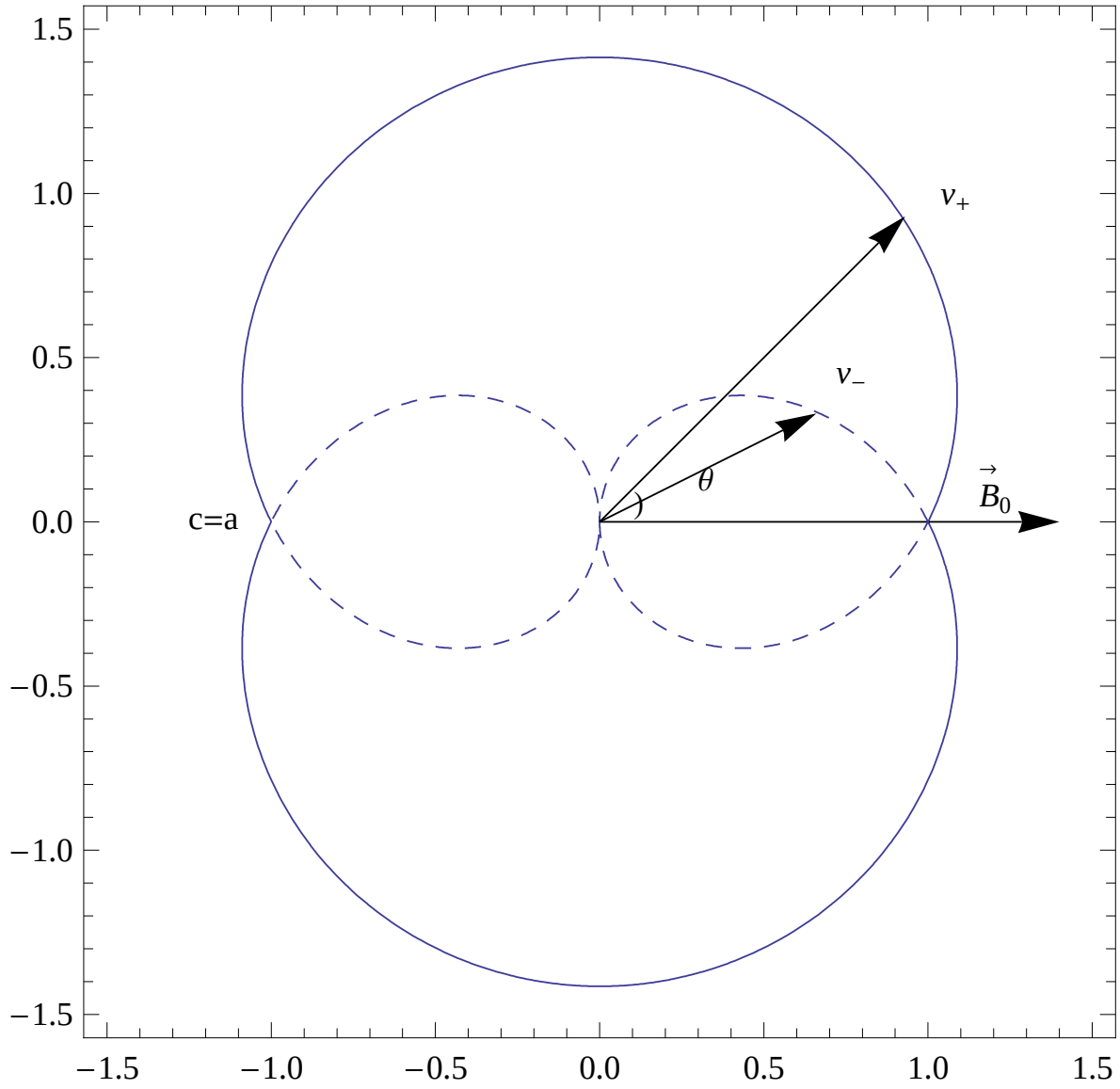


FIGURE 3.2 – *Diagrammes des vitesses de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de la direction de l'angle θ en coordonnées polaires, pour $\beta = 1$*

$$c_{gz} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = \left(\frac{c^2 + a^2}{2}\right) \frac{k_z}{\omega_\pm} \left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2 / \left(c^2 + a^2\right)\right]\left(k^2 + k_z^2\right)\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2 / \left(c^2 + a^2\right)\right] k^2 k_z^2\right\}^{1/2}}\right] \tag{3.26}$$

La figure (3.3) illustre l'évolution du module de la vitesse de groupe, c_g, en fonction de l'angle polaire, θ, pour les deux modes, respectivement, rapide et lent. Le module de la vitesse de groupe rapide, c_{g_+}, prend toutes les valeurs de 0° à 360° et varie entre les valeurs, max (c, a) et c_f, par contre, le module de la vitesse de groupe lent, c_{g_-}, ne prend que des valeurs au voisinage de 0° et de 180°, et varie entre c_t, et min (c, a). L'énergie des modes lents se propage uniquement suivant le tube de flux (Abdelatif et Thomas 1989).

3.2.4 Les formes analytiques des perturbations

Dans ce paragraphe nous présentons des expressions analytiques des quantités perturbées. Pour un fluide homogène, en absence de gravité, les équations linéarisées des

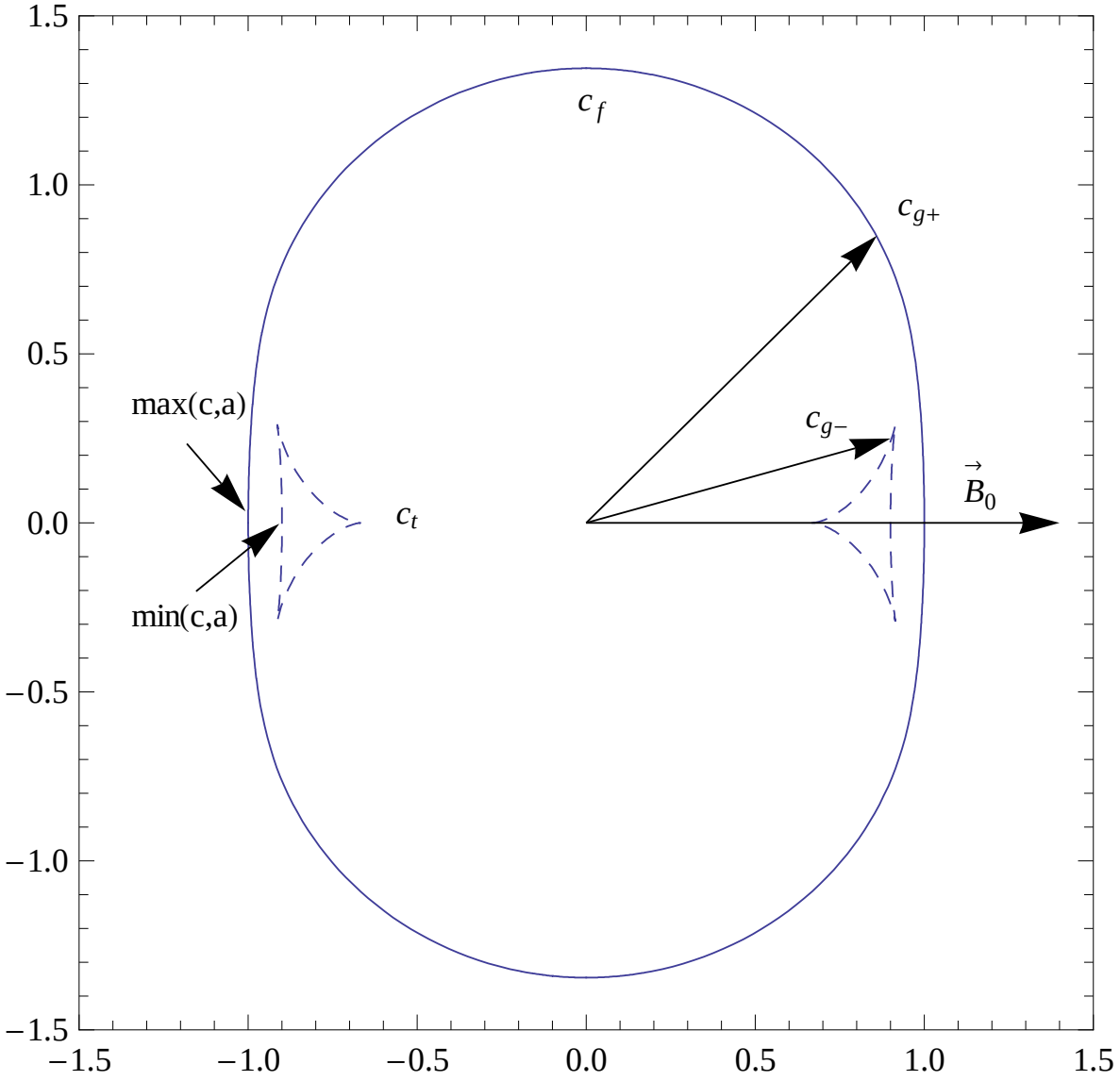


FIGURE 3.3 – *Tracé polaire des vitesses de groupe des modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de l'angle θ, pour $\beta = 0.9$*

perturbations sont données par :

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho_0 \vec{\nabla}.\vec{u}, \tag{3.27}$$

$$\rho_0 \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p + \frac{1}{4\pi} \vec{B}_0 \vec{\nabla} \vec{B} + \frac{1}{4\pi} \vec{\nabla} \left(\vec{B}_0.\vec{B} \right), \tag{3.28}$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \left(\vec{B}_0.\vec{\nabla} \right) \vec{u} - \vec{B}_0 \left(\vec{\nabla}.\vec{u} \right), \tag{3.29}$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = c^2 \frac{\partial \rho}{\partial t}, \tag{3.30}$$

avec p_0, ρ_0, B_0 sont des constantes :

A partir de ces quatre équations, l'équation (3.16) et les transformées de Fourier (3.6), nous aboutissons aux formules perturbées suivantes (Abdelatif et Thomas 1989) :

$$p = \frac{\rho_0 c^2}{\omega} QF \tag{3.31}$$

$$u_x = \frac{k_x}{\omega^2}\frac{\left(c^2+a^2\right)\left(\omega^2-c_T^2k_z^2\right)}{\left(\omega^2-a^2k_z^2\right)}QF \tag{3.32}$$

$$u_y = \frac{k_y}{\omega^2}\frac{\left(c^2+a^2\right)\left(\omega^2-c_T^2k_z^2\right)}{\left(\omega^2-a^2k_z^2\right)}QF \tag{3.33}$$

$$u_z = \frac{k_z}{\omega^2}c^2QF \tag{3.34}$$

$$B_x = \frac{k_xk_z}{\omega^3}\frac{\left(c^2+a^2\right)\left(\omega^2-c_T^2k_z^2\right)}{\left(\omega^2-a^2k_z^2\right)}B_0QF \tag{3.35}$$

$$B_y = \frac{k_yk_z}{\omega^3}\frac{\left(c^2+a^2\right)\left(\omega^2-c_T^2k_z^2\right)}{\left(\omega^2-a^2k_z^2\right)}B_0QF \tag{3.36}$$

$$B_z = \frac{\left(\omega^2-c^2k_z^2\right)}{\omega^3}B_0QF \tag{3.37}$$

Avec $F = \exp\left[i\left(k_xx+k_yy+k_zz\right)\right]$

3.2.5 Région non magnétisée

En négligeant le champ magnétique, $\vec{B}$ dans l'équation (3.9), et en remplaçant la vitesse c par la vitesse du son dans la région non magnétisée, c_e, (cf., §3.2.1), on aboutit à la relation de dispersion des ondes acoustiques dans la région non magnétisée (Abdelatif et Thomas 1989),(Lighthill 1978) :

$$\frac{\partial^2\Delta}{\partial t^2} = c_e^2\nabla\Delta \tag{3.38}$$

En assimilant Δ à une onde plane, i.e., :

$$\Delta = i.Q.\exp\left\{i\left(k_xx+k_yy+k_zz-\omega t\right)\right\}, \tag{3.39}$$

l'équation différentielle (3.38) conduit, pour la région non-magnétisée à la relation de dispersion suivante

$$\omega^2 = k^2c_e^2 \tag{3.40}$$

3.3 Propagation d'onde à travers une tâche solaire

Nous modélisons le bord d'une tâche solaire par une interface plane, séparant deux zones : (i) une zone fortement magnétisée qui est la tâche solaire et (ii) une zone faiblement magnétisée (prise nulle dans ce travail) qui est la photosphère.

On considère un paquet d'ondes incident de la zone de convection, une partie de ce dernier est transmise à travers l'interface séparatrice (cf., figure (3.5)), l'autre partie est réfléchie dans la zone subphotosphérique (cf., figure (3.4))

La figure (3.4) illustre un schéma de la géométrie de base adoptée dans cette étude contenant deux régions. On considère le paquet d'onde incident se propageant de la gauche vers la droite dans la région extérieure (Région I) (cf., figure (3.5)). Dans l'interface séparant les régions, respectivement, extérieure (Région I) et intérieure (Région II), nous décrivons trois paquets d'ondes : (i) les paquets d'ondes incident et réfléchis dans la région extérieure et (ii) le paquet d'onde transmis dans la région intérieure (cf., figure (3.5)). Les paquets d'ondes incident, réfléchis et transmis sont, respectivement, indicés par I, R et T. La direction de propagation du paquet d'onde est celle de la vitesse de groupe, pour les ondes magnéto-acoustiques dans la région intérieure, la direction de propagation du paquet d'onde n'est généralement pas celle de la propagation de la phase.

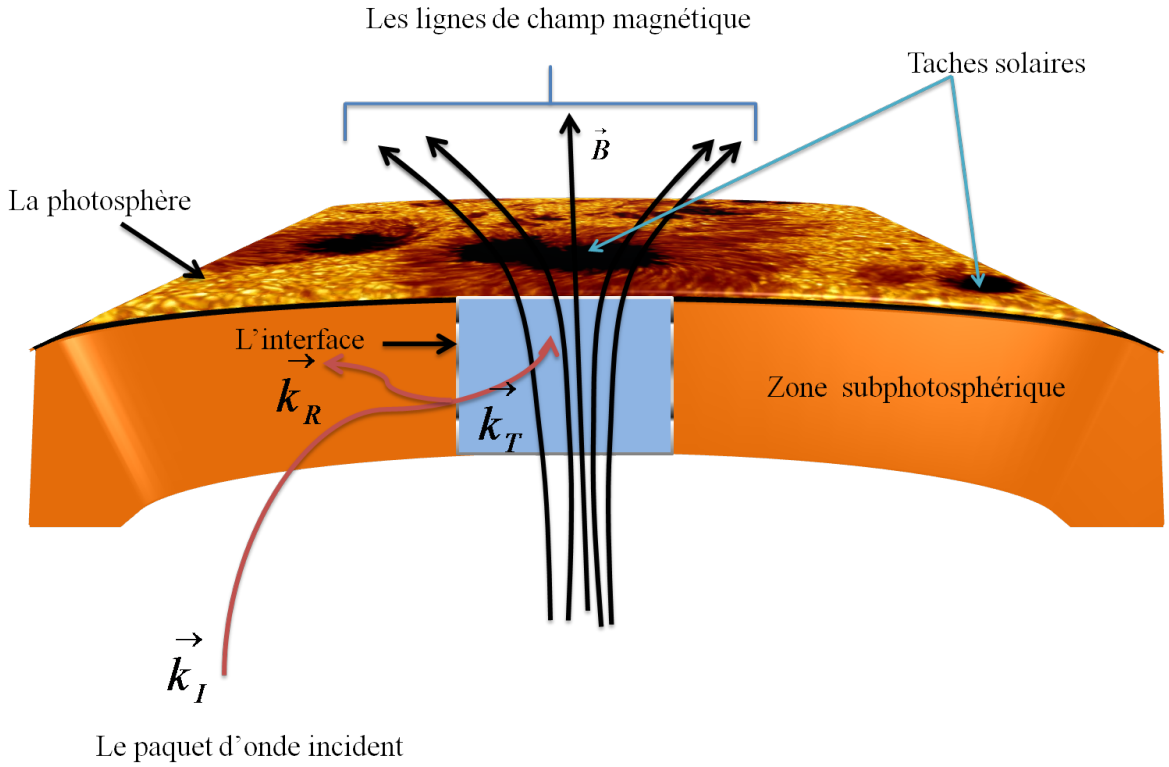


FIGURE 3.4 – *Schéma de la Géométrie de base du problème*

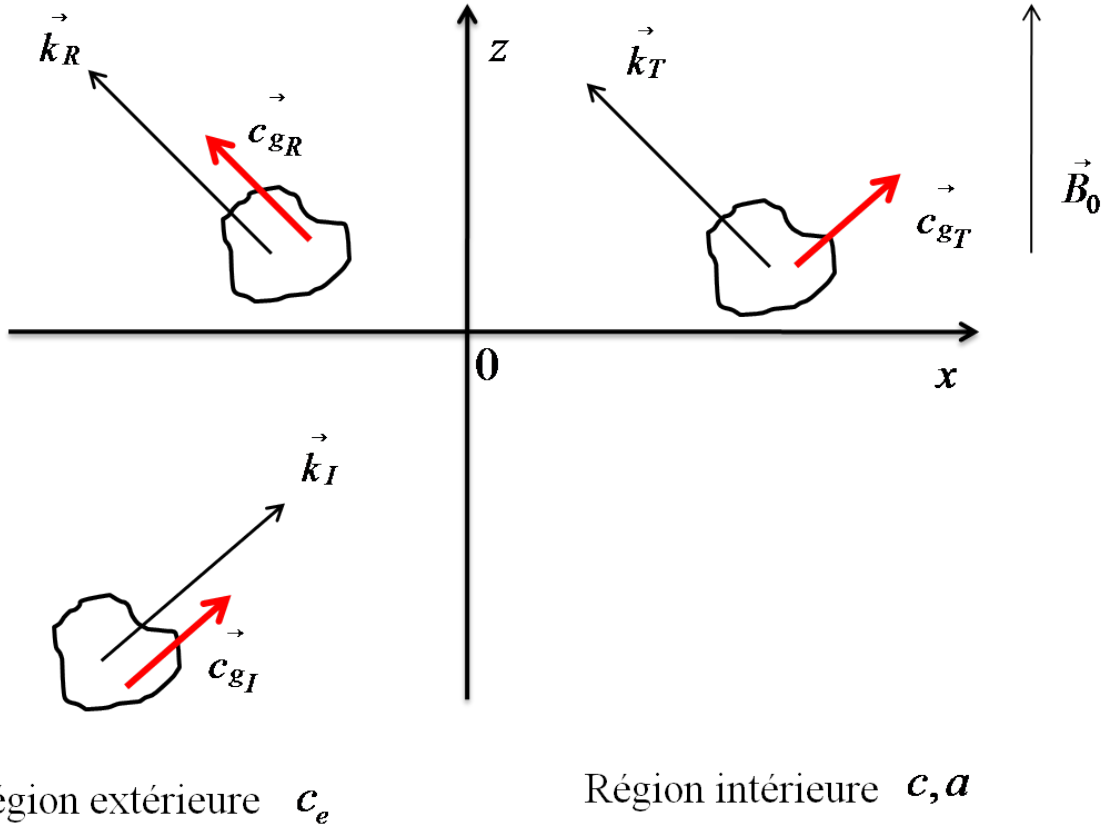


FIGURE 3.5 – *Schéma de l'interface étudiée*

- Région I, $(x < 0)$: appelée région extérieure, avec un champ magnétique nul, une pression p_{0e}, une densité ρ_{0e}, une température T_{0e} et une vitesse adiabatique du son, c_e.
- Région II, $(x > 0)$; appelée région intérieure, avec un champ magnétique uniforme $\vec{B}_0$ suivant la direction oz , une pression p_0, une densité ρ_0, la température T_0, et une vitesse adiabatique du son c . Dans ce cas, magnétostatique, le terme représentant la tension magnétique dans l'équation (2.28) est nul.

A partir des équations MHD, citées au § (2.3), l'équation de l'équilibre magnetostatique (2.29) se réécrit comme suit :

$$\vec{\nabla}\left(p + \frac{B^2}{8\pi}\right) = 0. \tag{3.41}$$

Ceci traduit l'équilibre des pressions des deux côtés, intérieur et extérieur, de la tâche solaire. Il vient, ainsi :

$$p_{0e} = p_0 + \frac{B_0^2}{8\pi}. \tag{3.42}$$

En divisant les deux membres de l'équation (3.42) par la densité ρ_0, on obtient :

$$\frac{p_{0e}}{\rho_0} = \frac{p_0}{\rho_0} + \frac{B_0^2}{8\pi\rho_0}. \tag{3.43}$$

En utilisant les équations d'état

$$\begin{cases} p_{0e} = \rho_{0e} R T_{0e} \\ p_0 = \rho_0 R T_0 \end{cases}, \tag{3.44}$$

l'on obtient le rapport des densités, des deux régions, intérieure et extérieure, i.e., :

$$\frac{\rho_0}{\rho_{0e}} = \frac{2\gamma R T_{0e}}{2\gamma R T_0 + \dfrac{\gamma B_0^2}{4\pi\rho_0}}, \tag{3.45}$$

qui peut se simplifier sous la forme :

$$\frac{\rho_0}{\rho_{0e}} = \frac{2c_e^2}{2c^2 + \gamma a^2}, \tag{3.46}$$

avec :

$$\begin{cases} c_e = (\gamma R T_{0e})^{1/2} \\ c = (\gamma R T_0)^{1/2} \\ a = \left(\dfrac{\gamma B_0^2}{4\pi\rho_0}\right)^{1/2} \end{cases}, \tag{3.47}$$

ces trois équations représentent les vitesses décrivant les deux milieux.

3.4 Analyse des ondes transmises et réfléchies

Dans le problème présent, une onde acoustique incidente donne lieu à une onde acoustique réfléchie et une onde magnéto-acoustique transmise. La divergence de la vitesse des ondes planes, transmises et réfléchies, peut être exprimée par :

$$\Delta_I = iQ_I.exp\left\{i\left(k_{I_x}x + k_{I_y}y + k_{I_z}z - \omega t\right)\right\}. \tag{3.48}$$

$$\Delta_R = iQ_R.exp\left\{i\left(k_{R_x}x + k_{R_y}y + k_{R_z}z - \omega t\right)\right\}. \tag{3.49}$$

$$\Delta_T = iQ_T.exp\left\{i\left(k_{T_x}x + k_{T_y}y + k_{T_z}z - \omega t\right)\right\}. \tag{3.50}$$

Les conditions de continuité doivent être satisfaites, pour la composante normale (à l'interface) de la vitesse, u_x, et pour la pression, p, en tout point de l'interface considérée. Ceci implique l'égalité des nombres d'ondes incidents, réfléchis et transmis, suivant les deux directions parallèles à l'interface, oy et oz, i.e., :

$$k_{I_y} \equiv k_{R_y} \equiv k_{T_y} \equiv k_y, \tag{3.51}$$

$$k_{I_z} \equiv k_{R_z} \equiv k_{T_z} \equiv k_z, \tag{3.52}$$

avec la condition, $k_R^2 = k_I^2$. A partir des équations (3.51) et (3.52) l'on a, $k_{R_x}^2 = k_{I_x}^2$, il vient ainsi $k_{R_x} = -k_{I_x}$.

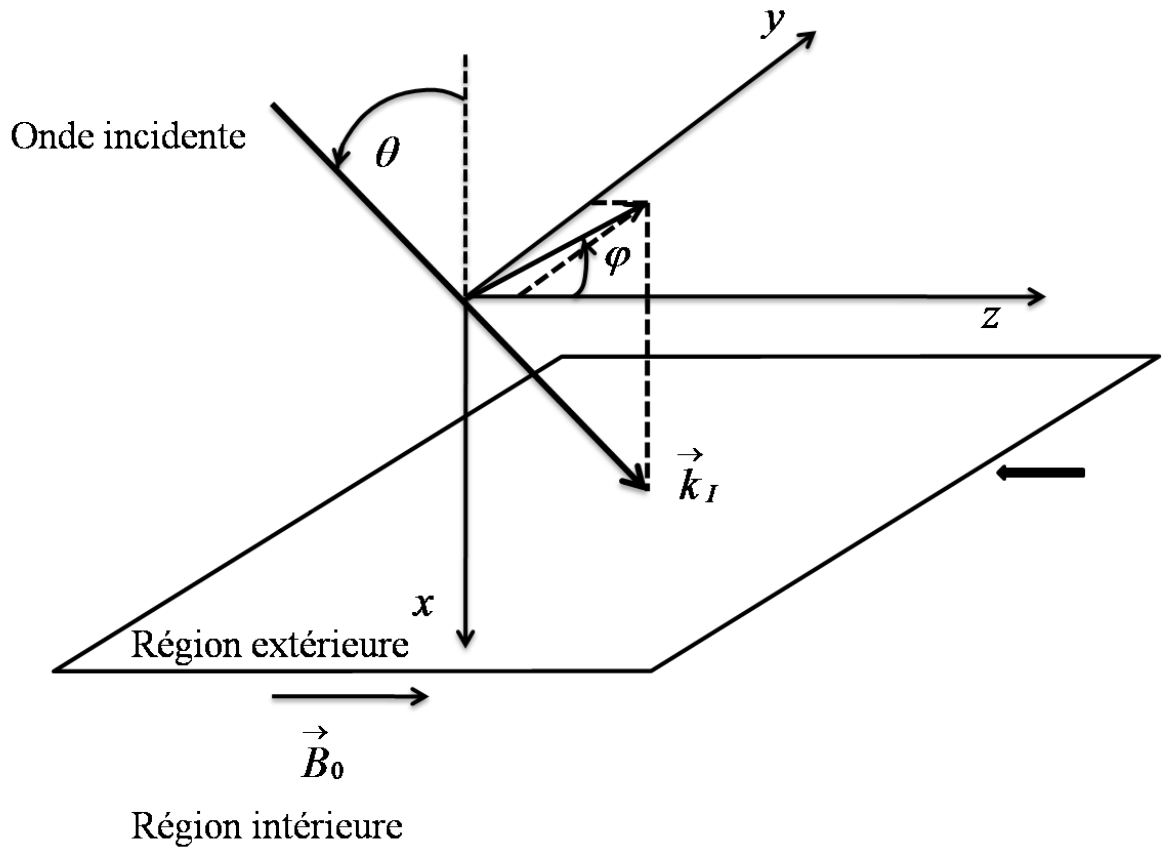


FIGURE 3.6 – *Schématisation du modèle utilisé en trois dimensions*

3.4.1 Propagation dans le plan xoz

Nous décrivons dans cette section, la procédure de détermination de la direction de propagation de l'onde transmise. Le diagramme du vecteur d'onde , sur la figure (3.7), représente le lieu de tous les vecteurs d'ondes satisfaisant la relation de dispersion pour le mode acoustique extérieur et la relation de dispersion pour les modes rapides et lents pour une fréquence ω donnée (Abdelatif et Thomas 1989).

On considère une onde acoustique incidente avec un vecteur d'onde k_i. L'axe oz du vecteur d'onde doit être le même pour les ondes incidentes, réfléchies et transmises. En traçant la droite $k_z = k_{z_I} = k_{z_T} = k_{z_R} = Cte$ sur la figure (3.7), nous obtenons toutes les solutions possibles. Les deux intersections de cette droite avec le cercle acoustique correspondent aux

ondes incidentes et réfléchies. Cette droite a des intersections avec la branche des modes lents et celle des modes rapides, comme elle peut, ne pas avoir d'intersection avec ces deux branches. Toutes les solutions sont exprimées dans § (cf., 3.4.2) (cf., diagramme explicatif (3.9)). Dans l'exemple présenté dans la figure (3.7), l'on à également deux intersections avec la branche du mode lent, dont une correspond à l'onde transmise. Afin de distinguer ces deux solutions, nous examinons la direction du vecteur de la vitesse de groupe pour chacune des deux solutions dans le diagramme des vitesses de groupes (cf., figure (3.8))

Les deux solutions, A et B, ont des vitesses de groupe différentes, avec des composantes opposées suivant l'axe ox, i.e., une positive et l'autre négative. La solution correspondant à l'onde transmise est celle avec une composante x positive (de la vitesse de groupe), avec une propagation d'énergie dans la même direction de l'onde incidente, le long de l'axe des abscisses. Dans l'exemple montré, la solution B est la solution physique, car elle a une composante x négative du vecteur d'onde et le mode lent transmis, a une composante x négative de la vitesse de phase, mais une composante positive de la vitesse de groupe. En conclusion, donner une valeur physique au vecteur d'onde transmis, nous permet de calculer la vitesse de groupe et de déterminer la direction de propagation du paquet d'onde transmis.

3.4.2 La Propagation à trois dimensions

La discussion présentée au § (3.4.1) pour le problème à deux dimensions, peut être étendue pour un problème tridimensionnel, en incluant la direction contenant la composante y (cf., figure 3.6) (Abdelatif 1988), (Abdelatif et Thomas 1989). Dans ce cas nous considérons une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k_I}$ se propageant, à travers d'un milieu extérieur (région I) à une vitesse c_e vers un milieu intérieur (région II) à une vitesse c, le mode d'Alfvén est également considéré avec une vitesse a. Nous utilisons les angles, polaire, θ, et azimutal, ϕ, pour une bonne description de cette propagation. Ces angles sont définis comme suit (cf., voir schéma (3.6)) :

$$\begin{cases} \theta_I = \theta_R \\ \phi_I = \phi_R + 180^\circ \end{cases} \tag{3.53}$$

Les résultats sont illustrés par la figure (3.9). Dans cette dernière sont représentées toutes les zones, de transmission et de non-transmissions :

- L'intersection de la droite avec le cercle acoustique correspond aux ondes incidentes et réfléchies (cf., figure (3.7)). Cette droite a des intersections avec la branche des modes lents ou des modes rapides. En faisant varier l'angle azimutal ϕ nous aurons des solutions mathématiques, parmi lesquelles on sélectionne les solutions physiques acceptables.
- La droite peut, aussi, ne pas avoir d'intersection avec ces deux branches. Dans ce cas nous n'aurons pas de solution, i.e., aucun mode ne sera transmis. Cette situation peut avoir lieu dans les deux cas suivant :
  1. Si la droite est située entre les deux courbes des modes lent et rapide.
  2. Si la droite est située en dehors du cercle acoustique.

Les points particuliers sur la figure (3.9) sont désignés par des lettres, de A à F. les coordonnées de ces points sont donnés par :

$$A : \theta = sin^{-1}\left[\frac{c_e}{(c^2+a^2)^{1/2}}\right] \quad , \quad \phi = 90^\circ \tag{3.54}$$

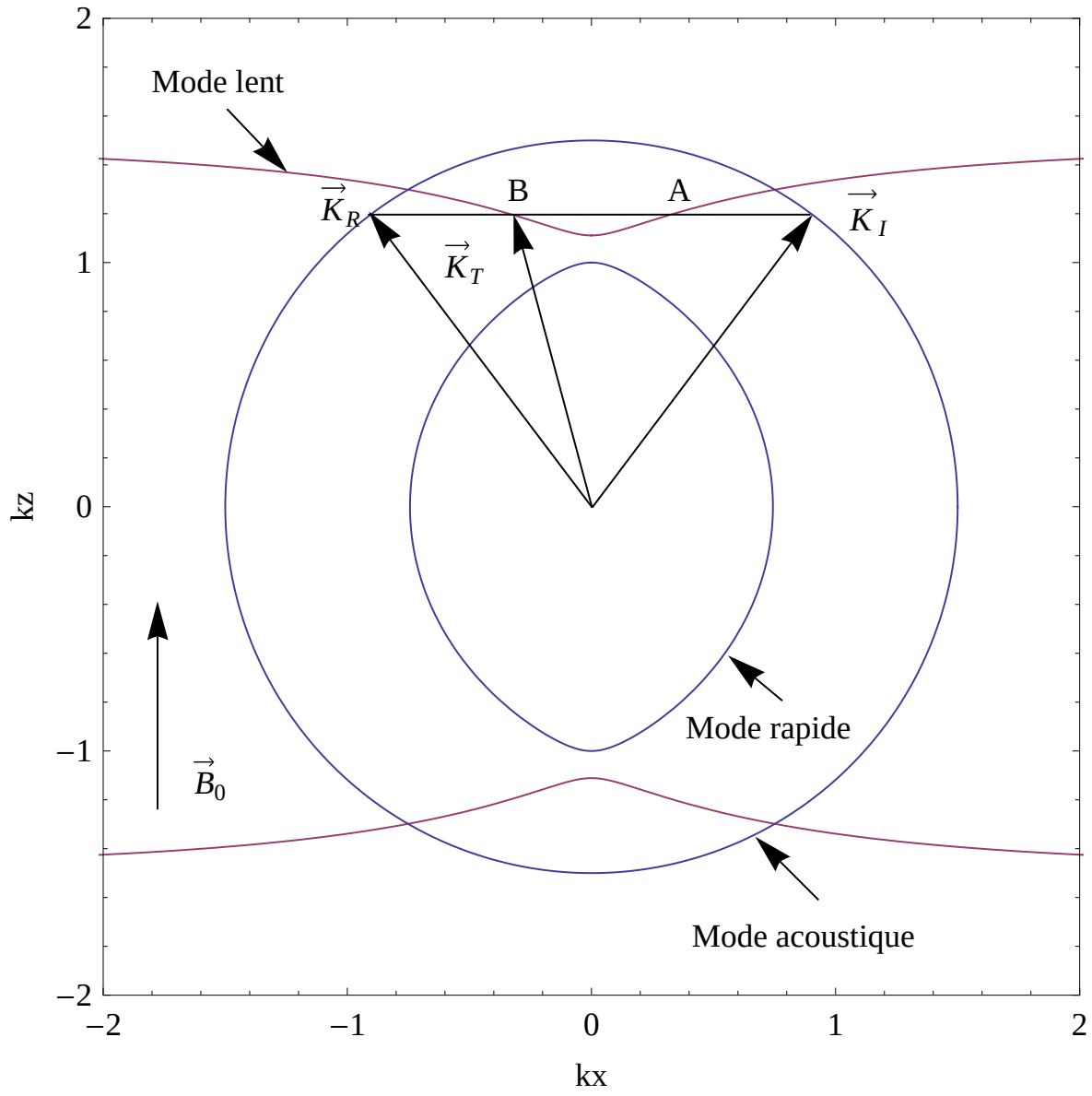


FIGURE 3.7 – *Tracé paramétrique du vecteur d'onde k_z en fonction de k_x*

$$B : \theta = sin^{-1}\left[\frac{c_e}{max\,(c,a)^{1/2}}\right] \quad , \quad \phi = 0^{\circ} \tag{3.55}$$

$$C : \theta = sin^{-1}\left[\frac{c_e}{min\,(c,a)^{1/2}}\right] \quad , \quad \phi = 0^{\circ} \tag{3.56}$$

$$D : \theta = sin^{-1}\left(\frac{c_e}{c_t}\right) \quad , \quad \phi = 0^{\circ} \tag{3.57}$$

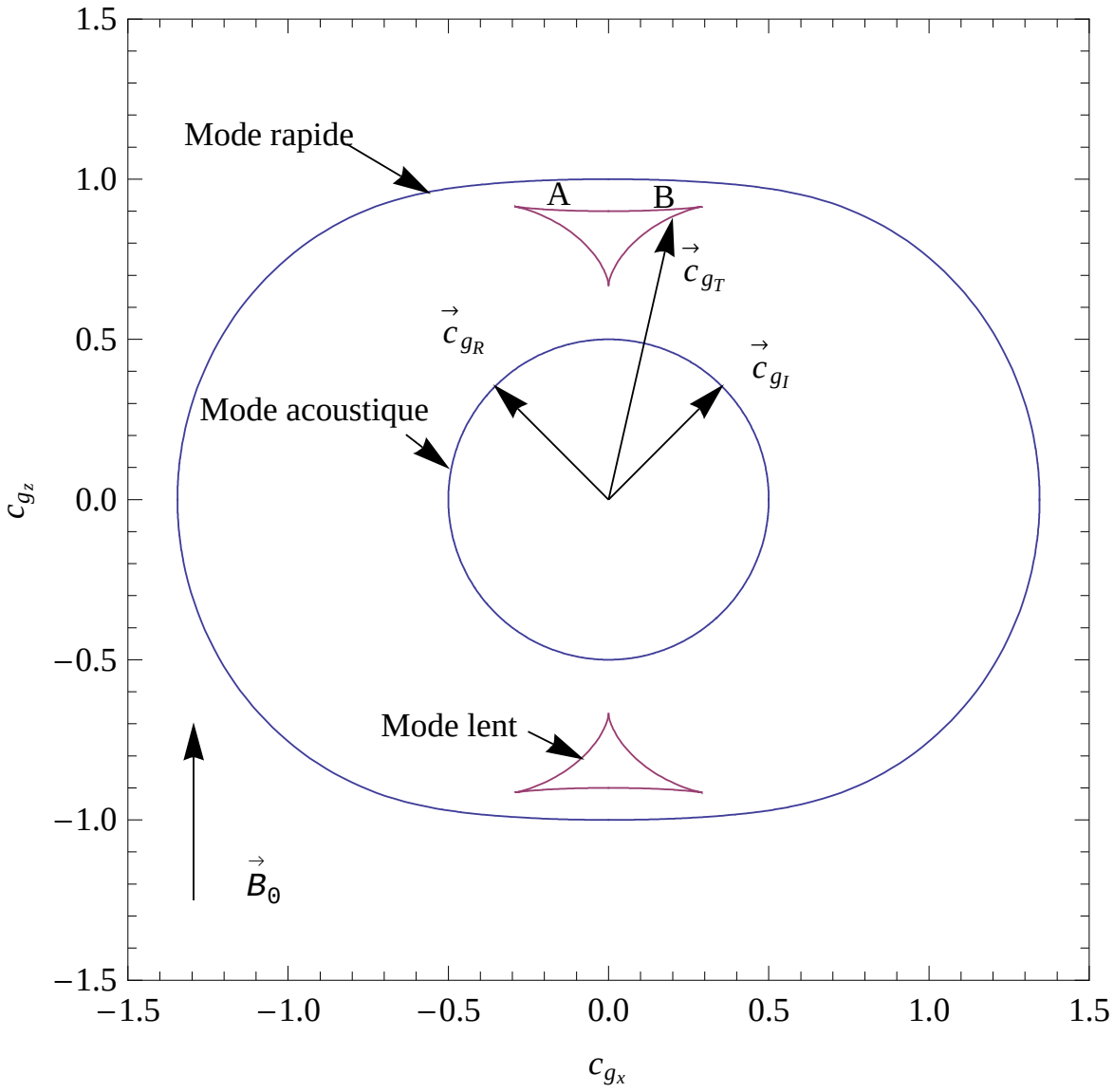


FIGURE 3.8 – *Tracé paramétrique de la vitesse de groupe c_{g_z} en fonction de c_{g_x}*

$$E : \theta = 90^\circ \quad , \quad \phi = cos^{-1}\left(\frac{c_e}{c_t}\right) \tag{3.58}$$

$$F : \theta = 90^\circ \quad , \quad \phi = cos^{-1}\left(\frac{c_e^2}{c^2} - \frac{c_e^4}{c^2 a^2}\right)^{1/2} = \phi_c \tag{3.59}$$

3.5 Les angles de transmission

Les angles polaires et azimutaux de l'onde transmise peuvent être calculés en fonction des angles polaires et azimutaux incidents, en utilisant les expressions des composantes

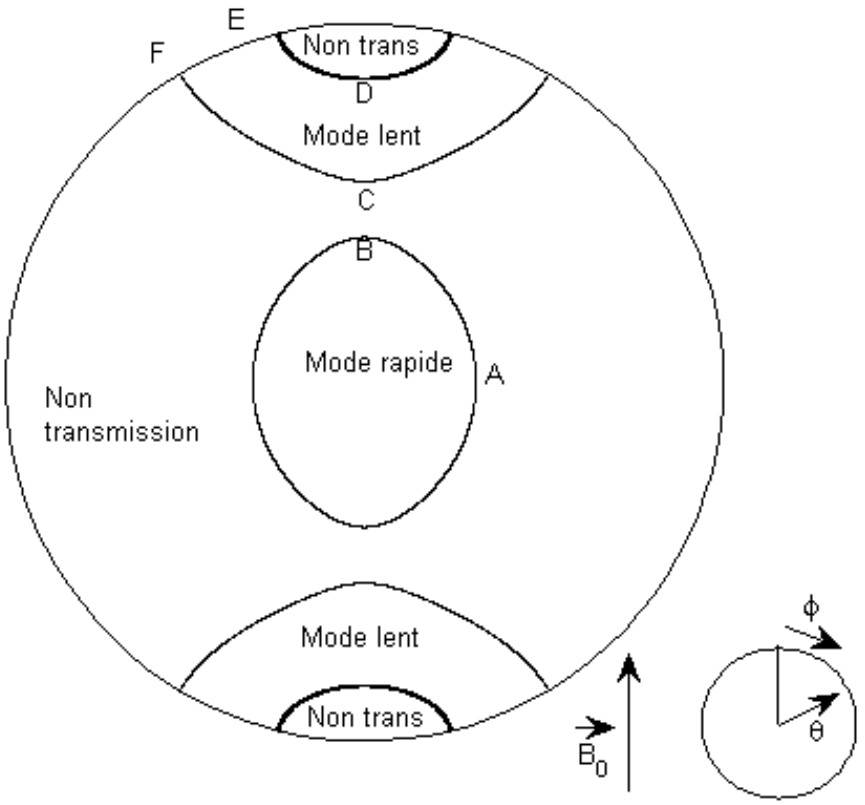


FIGURE 3.9 – *Tracé du contour des régions de transmission et de la non transmission*

des vitesses de groupe, calculées précédemment (3.24), (3.25) et (3.26), i.e., :

$$\theta_T = tan^{-1}\left[\frac{\sqrt{\left(c_{g_y}^2 + c_{g_z}^2\right)}}{c_{g_x}}\right] = f_1\left(\theta_i, \phi_i\right) \tag{3.60}$$

$$\phi_T = tan^{-1}\left[\frac{c_{g_y}}{c_{g_z}}\right] = f_2\left(\theta_i, \phi_i\right) \tag{3.61}$$

Nous avons aussi les projections suivantes des trois vecteurs d'ondes dans le plan tridimensionnel :

$$\begin{cases} k_{xi} = k cos\ \theta_i \\ k_y = k sin\ \theta_i sin\ \phi_i \\ k_z = k sin\ \theta_i cos\ \phi_i \end{cases}, \tag{3.62}$$

et d'après l'équation (3.14), l'on obtient :

$$k_{xt}^2 = \frac{\left(\omega^2 - k_z^2 c^2\right)\left(\omega^2 - k_z^2 a^2\right)}{\left(\omega^2 - k_z^2 c_T^2\right)\left(a^2 + c^2\right)} - k_y^2, \tag{3.63}$$

et étant donné que :

$$k = \sqrt{k_{xt}^2 + k_y^2 + k_z^2} \tag{3.64}$$

on obtient finalement :

$$\begin{cases} \dfrac{k_z}{\omega} = \sqrt{\dfrac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}} \\ \dfrac{k_y}{\omega} = \sqrt{\dfrac{sin^2\theta_i sin^2\phi_i}{\alpha^2}} \\ \dfrac{k_{xt}}{\omega} = \sqrt{\dfrac{\left(1-\dfrac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)\left(1-\dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)}{(1+\beta^2)\left(1-\dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2(1+\beta^2)}\right)} - \dfrac{sin^2\theta_i sin^2\phi_i}{\alpha^2}} \end{cases} , \quad (3.65)$$

On peut, pour des raisons de simplification, définir les vitesses adimensionnelles (α, β), en divisant, respectivement, la vitesse du son dans la zone extérieure, c_e, et la vitesse d'Alfvén, a, sur la vitesse du son dans la zone intérieure, c. Les propriétés de propagation dépendent finalement de ces deux paramètres, α et β. Les différents cas étudiés sont montrés en fonctions de ces deux paramètres, sur la figure (3.5). Afin d'inclure la gamme complète des valeurs de (α, β), de zéro à l'infini, nous traçons $\tan^{-1}\alpha$ vs $\tan^{-1}\beta$. A partir de la figure (3.10), six régions dans le plan (α, β) peuvent être distinguées, chacune possédant différentes propriétés de propagation (Abdelatif et Thomas 1989) :

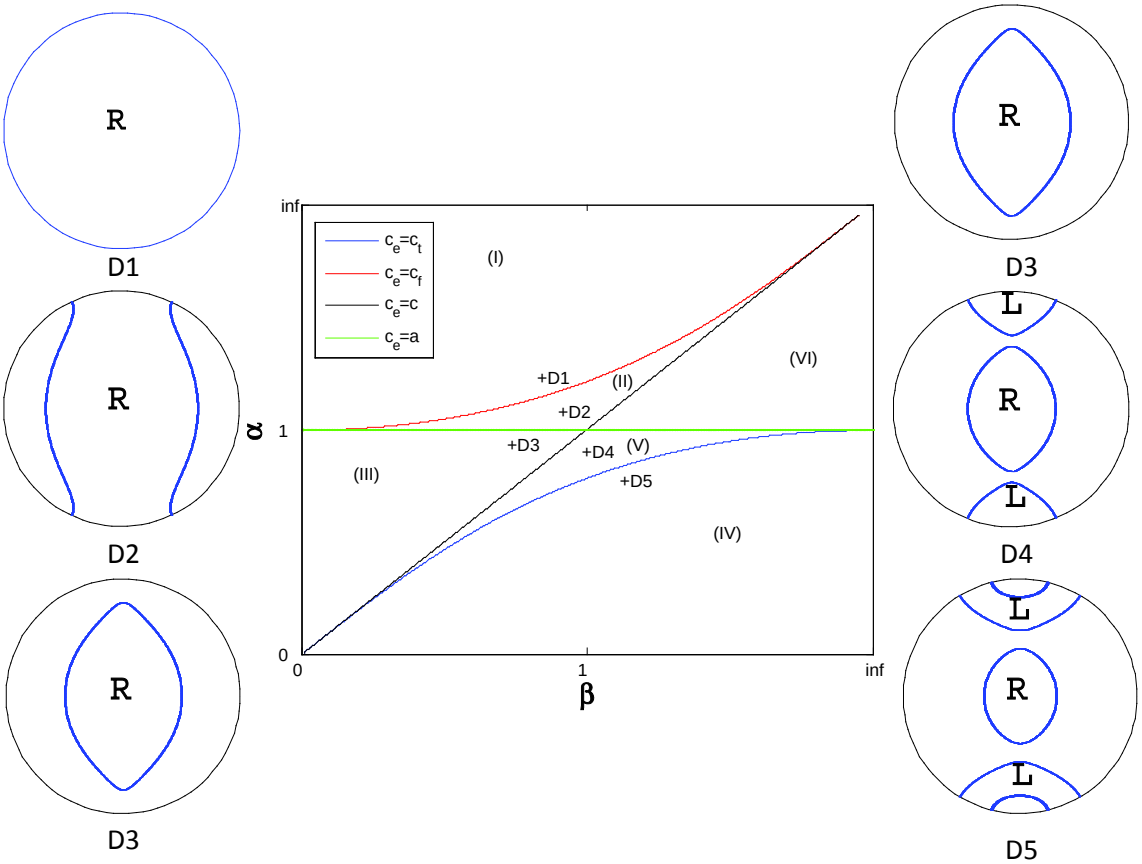


FIGURE 3.10 – *Tracé des différentes régions pour les angles de transmissions*

1. Région (I) : le mode transmis est un mode rapide avec une transmission total suivant les deux directions, point D1 sur la figure (3.10)).

2. Région (II) : le mode transmis est un mode rapide avec une transmission partielle suivant la direction perpendiculaire au champ magnétique, point D2 sur la figure (3.10)).
3. Régions (III, IV) : le mode transmis est un mode rapide avec une transmission partielle les deux directions parallèle et perpendiculaire au champ magnétique, point D4 sur la figure (3.10)).
4. Régions (V, VI) : les modes transmis sont un mode rapide suivant les deux directions perpendiculaire et parallèle au champ magnétique et deux modes lents se propageant suivant la direction parallèle au champ magnétique, points D4, D5, sur la figure (3.10)).

Pour tracer les graphe des angles transmis en fonctions des angles incidents, nous remplaçons les expressions (3.65) des nombres d'ondes, k_z, k_y et k_{xt}, dans les expressions des vitesses de groupe (3.24), (3.25) et (3.26). Par suite, pour un couple (α, β) correspondant à l'une de ces régions, on peut tracer l'angle de transmission , θ_T, en fonction de l'angle d'incidence , θ_I (cf., figures (3.11), (3.12), (3.13), (3.14), (3.15)). Les régions, (III) et (IV), sont identiques et représentées par la figure (3.13).

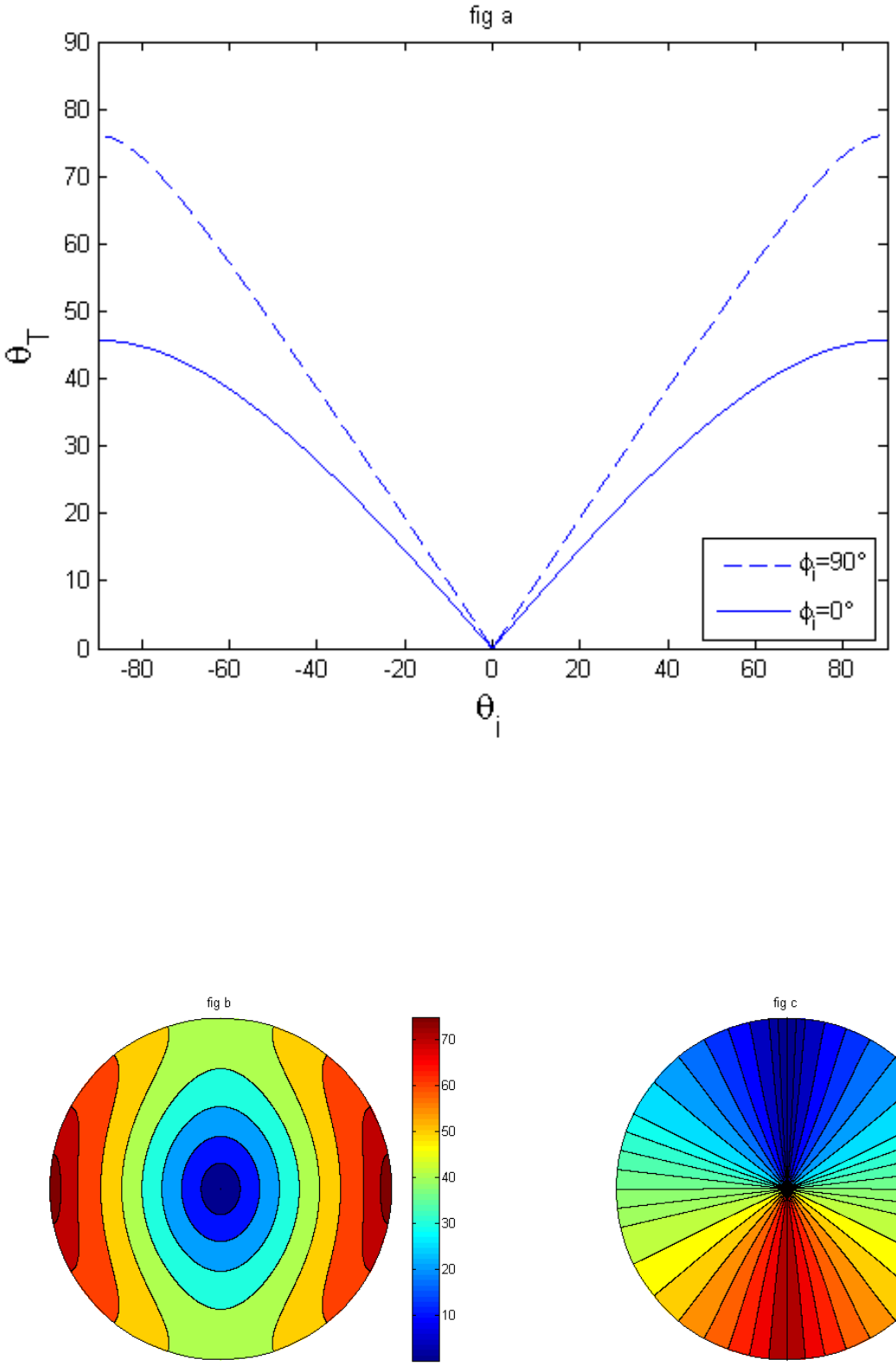


FIGURE 3.11 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.30$, $\beta = 0.77$, *point D1 sur la figure (3.10)*

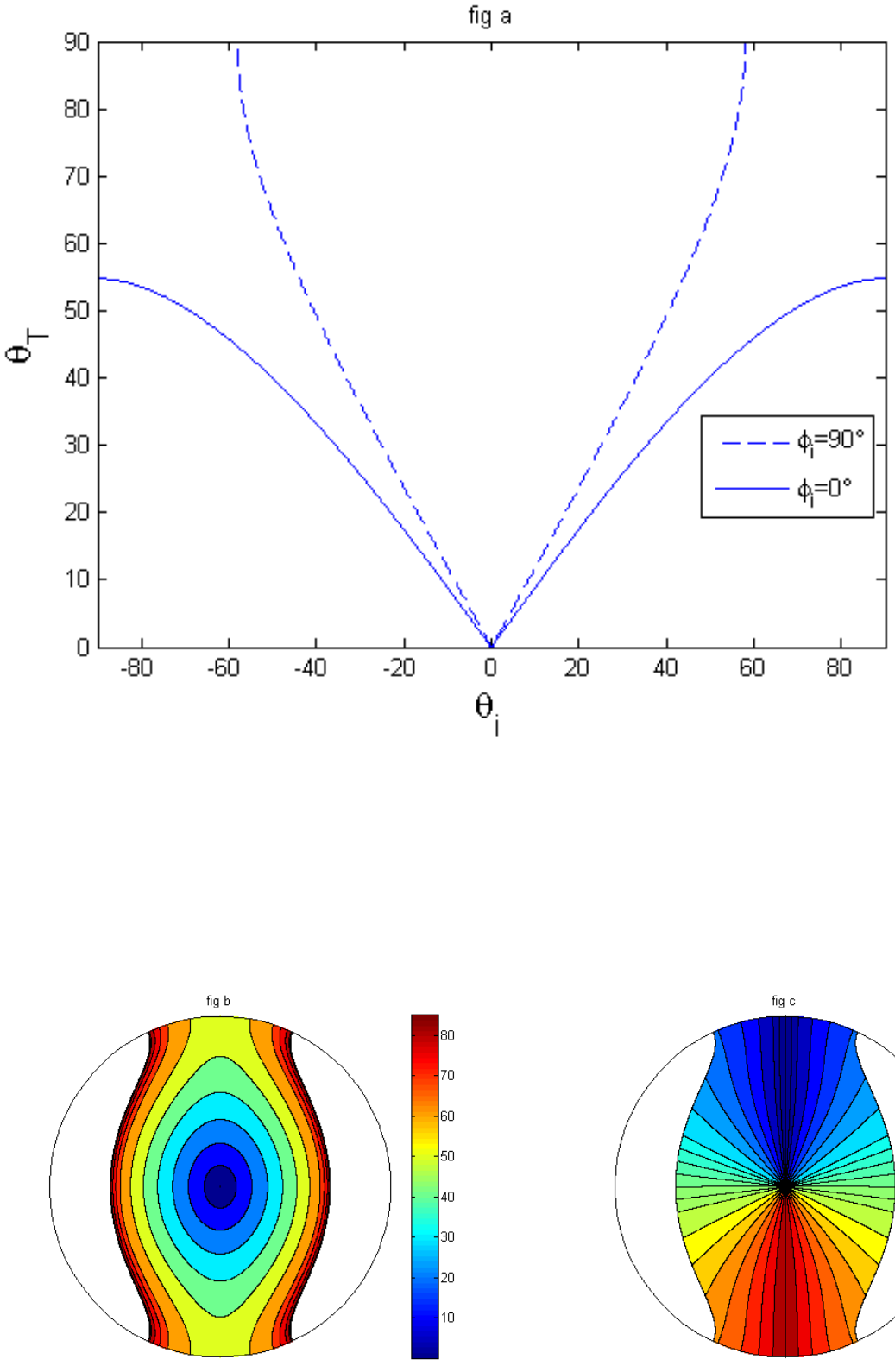


FIGURE 3.12 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.13$, $\beta = 0.88$, *point D2 sur la figure (3.10)*

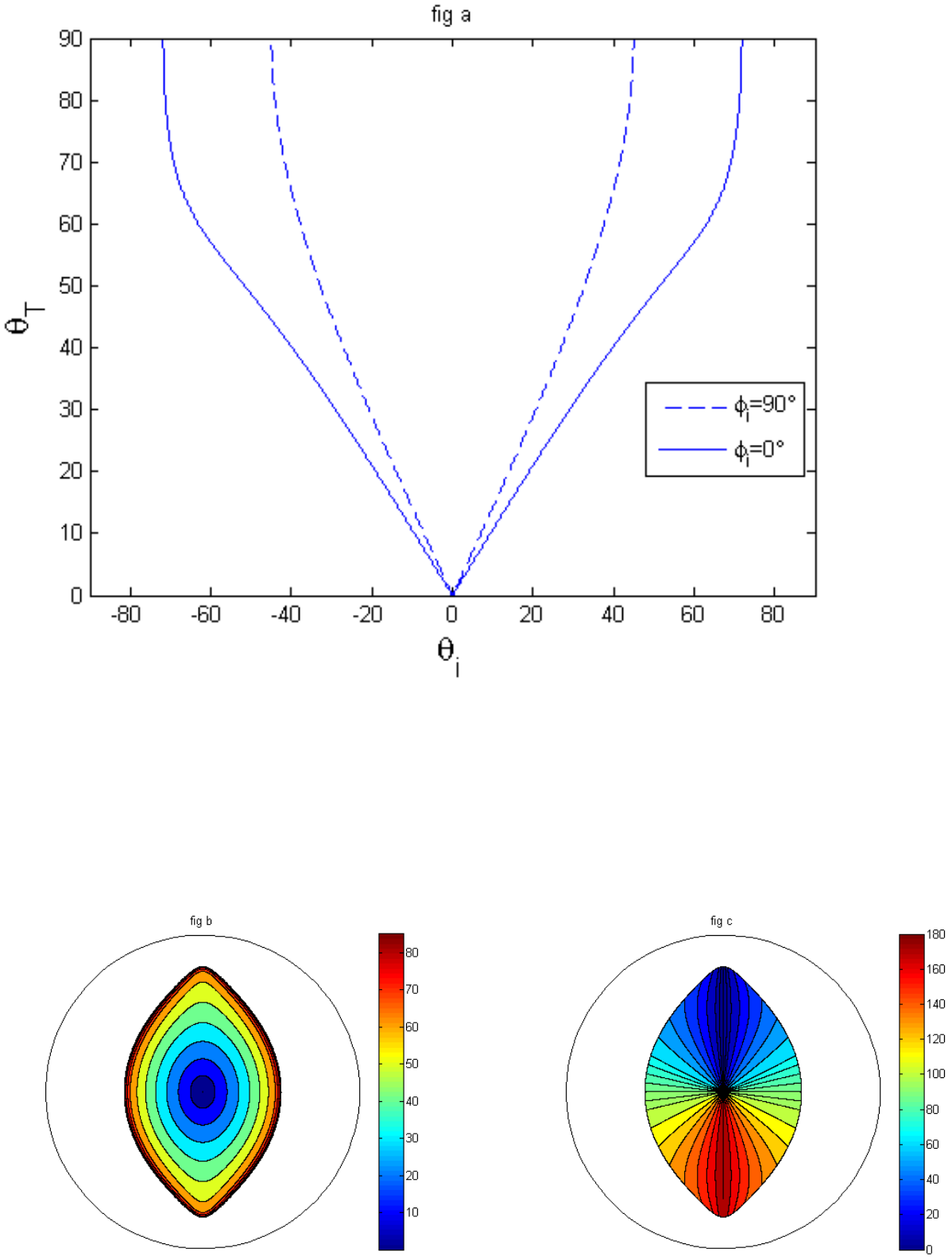


FIGURE 3.13 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.95$, $\beta = 0.90$, *point D3 sur la figure (3.10)*

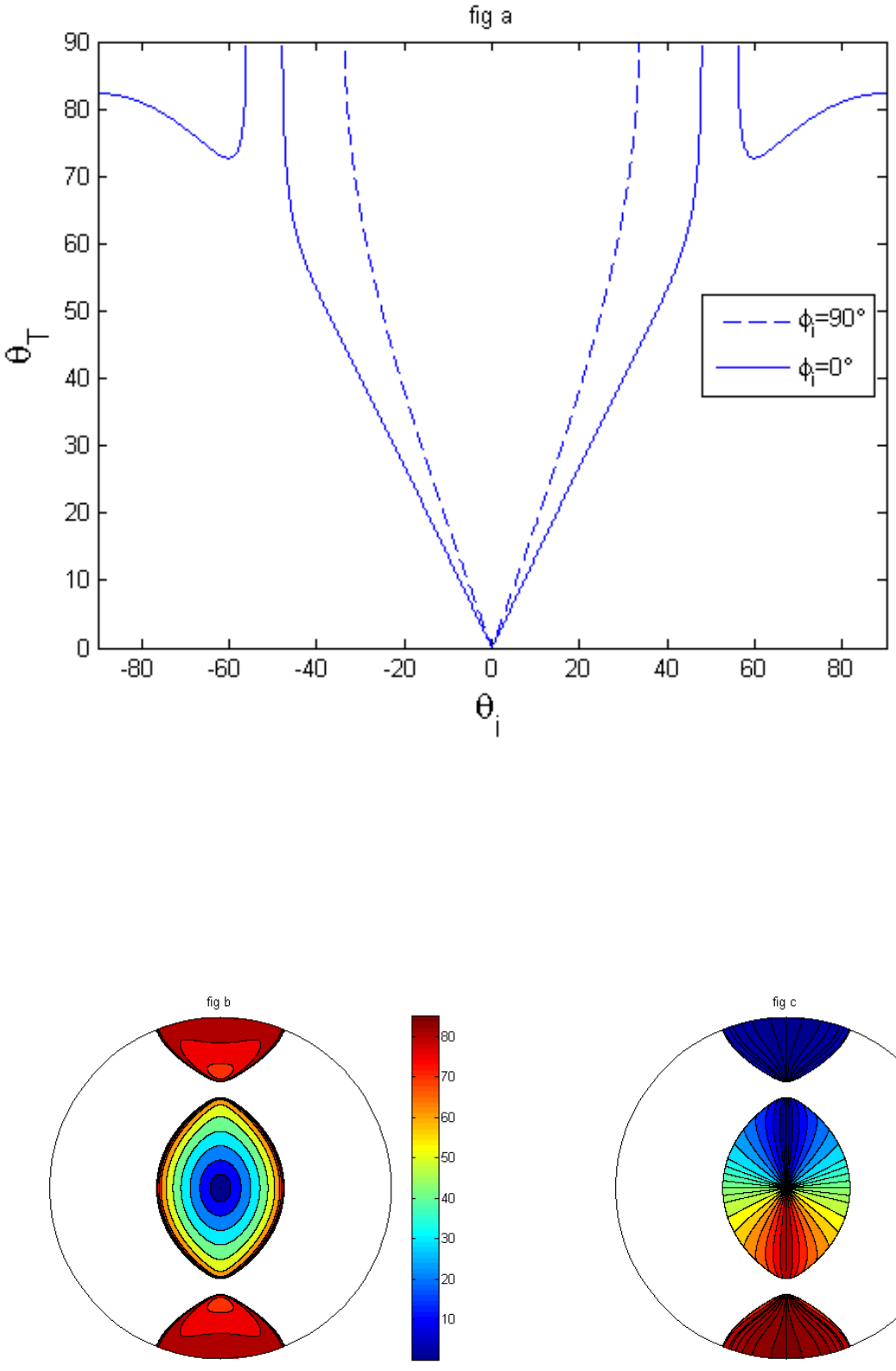


FIGURE 3.14 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.83$, $\beta = 1.12$, *point D4 sur la figure (3.10)*

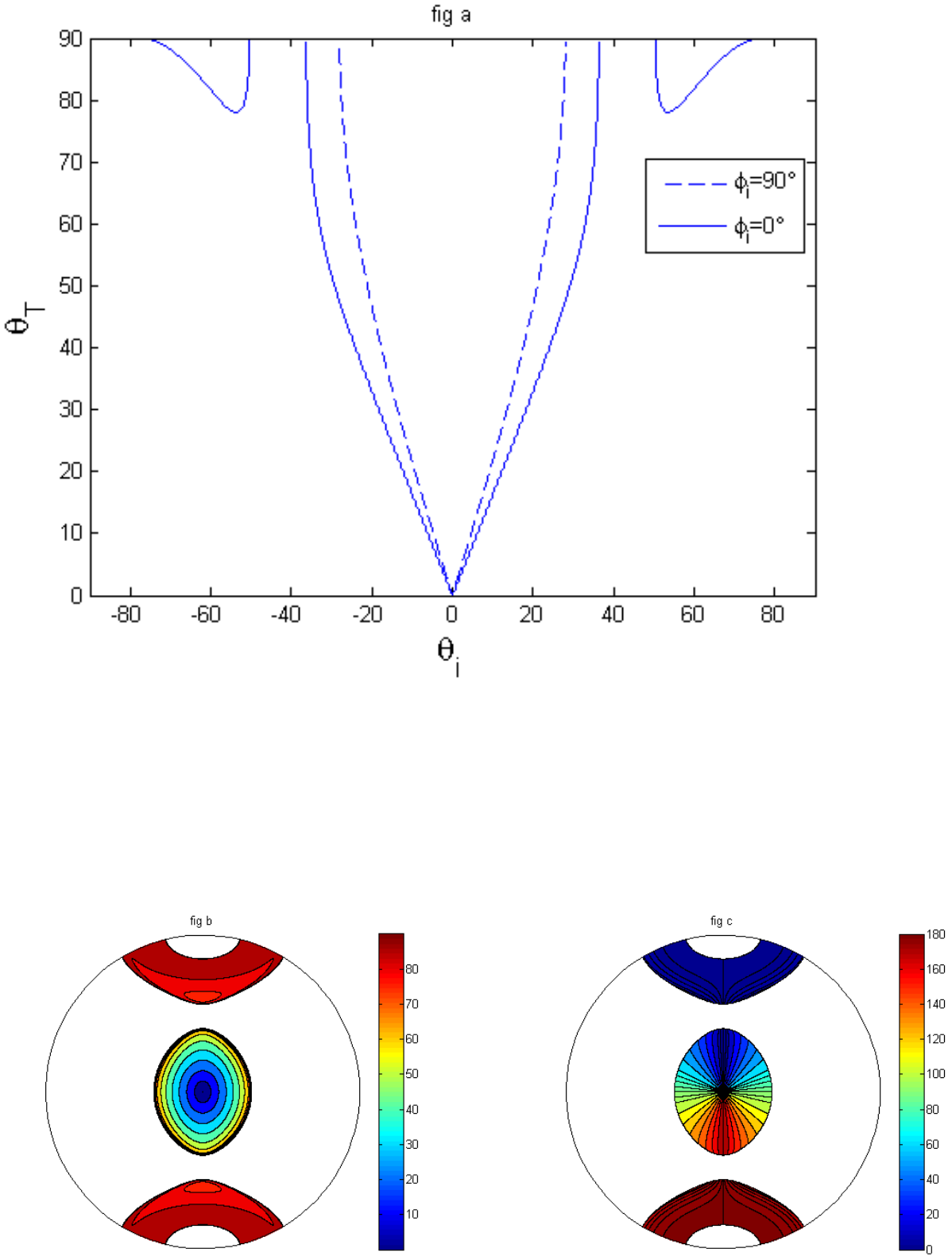


FIGURE 3.15 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.77$, $\beta = 1.30$, *point D5 sur la figure (3.10)*

3.6 Les coefficients de transmission et de réflexion

Jusqu'ici, nous avons, seulement, discuté les conditions de transmission et de réflexion des ondes rapides et lentes sans calculer leurs amplitudes. Dans cette section nous calculons ces amplitudes et les coefficients relatifs correspondants.

À l'interface magnétique considérée, deux conditions essentielles sont à satisfaire : (i) la continuité de la pression et (ii) la continuité de la composante normal de la vitesse, u_x. Ces deux conditions sont traduites par :

$$p_i + p_R = p_T + \frac{B_z B_0}{4\pi}, \tag{3.66}$$

$$u_{ix} + u_{rx} = u_{Tx}. \tag{3.67}$$

Afin de donner une définition appropriée aux coefficients de réflexion et de transmission, il est nécessaire de considérer l'équation de conservation d'énergie pour les ondes magnéto-acoustiques dispersives, i.e., :

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \vec{\nabla}.\vec{F} = 0, \tag{3.68}$$

où l'énergie totale, E, et le vecteur flux d'énergie, $\vec{F}$, sont donnés, respectivement, par :

$$E = \frac{1}{2} + \rho_0 |u|^2 + \frac{p^2}{2\rho_0 c^2} + \frac{B^2}{4\pi}, \tag{3.69}$$

$$\vec{F} = p\vec{u} - \frac{1}{4\pi}\left(\vec{u} \times \vec{B_0}\right) \times \vec{B} \tag{3.70}$$

Le coefficient de réflexion, R, est défini par le rapport des flux des énergies, réfléchie et incidente, respectivement, suivant la direction ox. A partir de l'équation (3.70), ce dernier s'exprime comme suit :

$$R = -\frac{p_{R_x} u_{R_x}}{p_{I_x} u_{I_x}}, \tag{3.71}$$

le signe (-) étant inclus pour avoir un coefficient positif.

Le coefficient de transmission, T, est défini d'une manière semblable, et il est donné par :

$$T = \frac{u_{T_x}\left[p_T + (B_z B_0/4\pi)\right]}{p_{I_x} u_{I_x}} \tag{3.72}$$

Les deux coefficients sont reliés par :

$$T = 1 - R \tag{3.73}$$

A partir des équations (3.31) et (3.32), on peut tirer l'expression du coefficient de réflexion, R, en fonction des angles d'incidences (θ_i, ϕ_i) et des coefficients (α, β), i.e.,

$$R = \left(\frac{Q_R}{Q_I}\right)^2, \tag{3.74}$$

où Q_I et Q_R sont les amplitudes des ondes incidente et réfléchie (cf., équations (3.48) et (3.49)). Le rapport Q_R/Q_I peut être calculé à partir des deux conditions de continuité (3.66), (3.67) ainsi que les expressions, (3.31), (3.32), et (3.37) décrivant les quantités perturbées. L'on peut, ainsi, écrire :

$$Q_R + Q_I = AQ_T, \tag{3.75}$$

$$Q_R - Q_I = BQ_T, \tag{3.76}$$

avec

$$A = \frac{c^2 + a^2}{\left[c^2 + (\gamma/2)\, a^2\right] v_z^2} \left(v_z^2 - c_t^2\right). \tag{3.77}$$

$$B = \frac{v_{Ix}}{v_x} \frac{c^2 + a^2}{c_e^2} \frac{\left(v_z^2 - c_t^2\right)}{\left(v_z^2 - a^2\right)}. \tag{3.78}$$

Etant donné que $\omega = kc_e$ et d'après les projections sphériques (Abdelatif et Thomas 1989) :

$$\begin{cases} v_{Ix} = \dfrac{c_e}{cos\ \theta_i} \\ v_y = \dfrac{c_e}{sin\ \theta_i sin\ \phi_i} \\ v_z = \dfrac{c_e}{sin\ \theta_i cos\ \phi_i} \end{cases}, \tag{3.79}$$

ainsi que l'équation (3.63), on obtient :

$$v_x = \left[\frac{1}{v_z^2} \frac{\left(v_z^2 - c^2\right)\left(v_z^2 - a^2\right)}{\left(v_z^2 - c_t^2\right)\left(c^2 + a^2\right)} \frac{1}{v_y^2}\right]^{-1/2}. \tag{3.80}$$

Ainsi, à partir des équations (3.77), (3.78) et (3.80), l'on obtient :

$$A = \sqrt{\left(\frac{\left(1+\beta^2\right)\left(1 - \dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2\left(1+\beta^2\right)}\right)}{\left(1 + (\gamma/2)\,\beta^2\right)}\right)^2} \tag{3.81}$$

$$B = \sqrt{\left(\frac{\left(1+\beta^2\right)\left(1 - \dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2\left(1+\beta^2\right)}\right)}{v_x\left(1 - \dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)\alpha\ cos\theta_i}\right)^2}, \tag{3.82}$$

et pour la vitesse v_x, on a :

$$v_x = \left[\frac{\left(1 - \dfrac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)\left(1 - \dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)}{\left(1+\beta^2\right)\left(1 - \dfrac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2\left(1+\beta^2\right)}\right)} - \frac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right]^{-1/2} \tag{3.83}$$

A partir des équations (3.75), (3.76), le rapport Q_R/Q_I s'écrit comme suit :

$$\frac{Q_R}{Q_I} = \frac{A - B}{A + B}. \tag{3.84}$$

Le facteur de Réflexion, R, et que le coefficient de transmission, T, s'expriment, ainsi, par :

$$R = \left(\frac{A - B}{A + B}\right)^2 \tag{3.85}$$

$$T = \frac{4AB}{(A + B)^2} \tag{3.86}$$

Les coefficients de réflexion, pour des couples (α, β) correspondant aux six régions (cf., figure (3.10)), sont représentés en fonction de l'angle d'incidence, θ_i (cf., figures (3.16), (3.17), (3.18), (3.19), (3.20)). Les régions, III et IV, sont identiques, représentées par la figure (3.18).

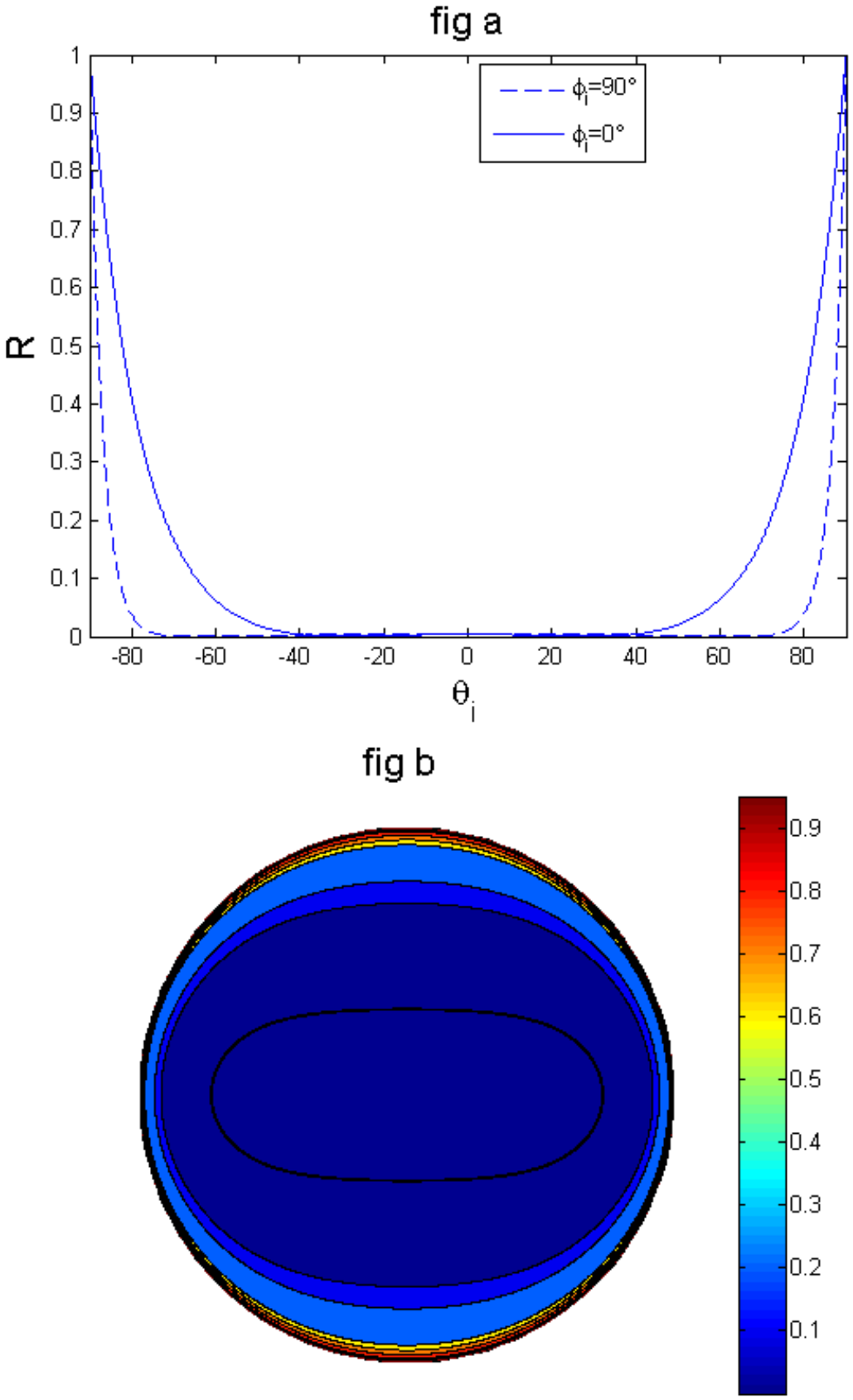


FIGURE 3.16 – *fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.30$, $\beta = 0.77$, *point D1 sur la figure (3.10)*

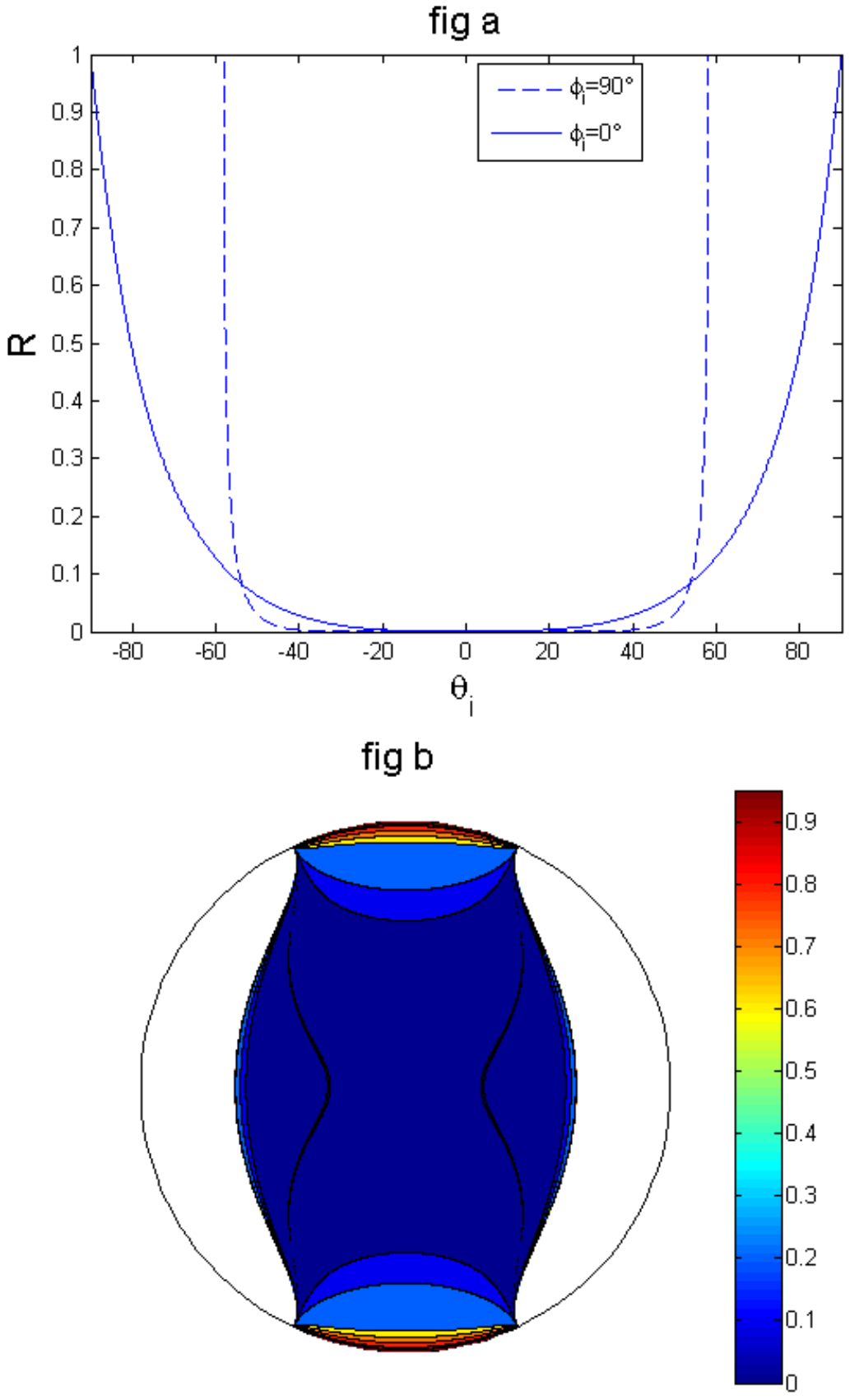


FIGURE 3.17 – *fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.13$, $\beta = 0.88$, *point D2 sur la figure (3.10)*

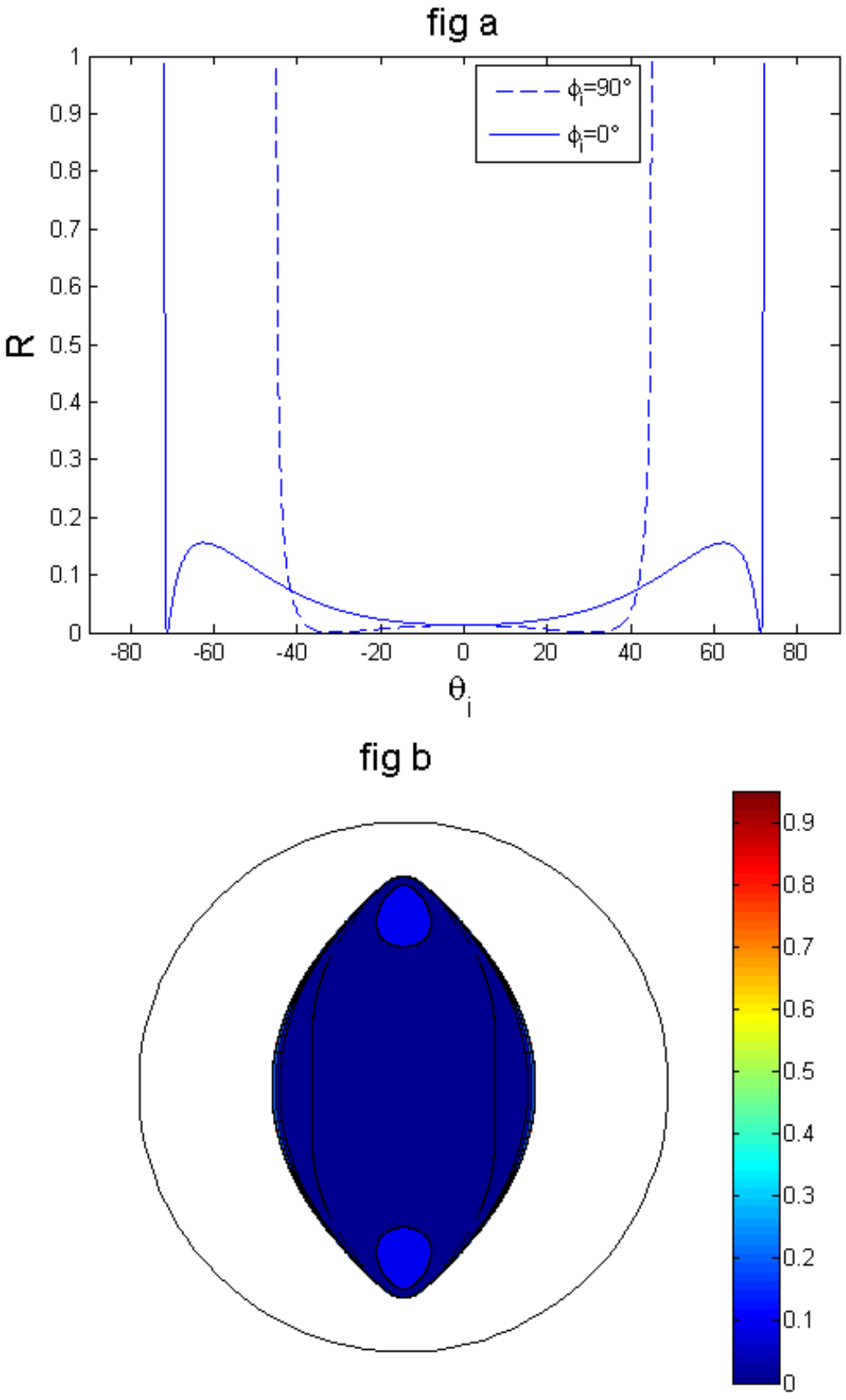


FIGURE 3.18 – *fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.95$, $\beta = 0.90$, *point D3 sur la figure (3.10)*

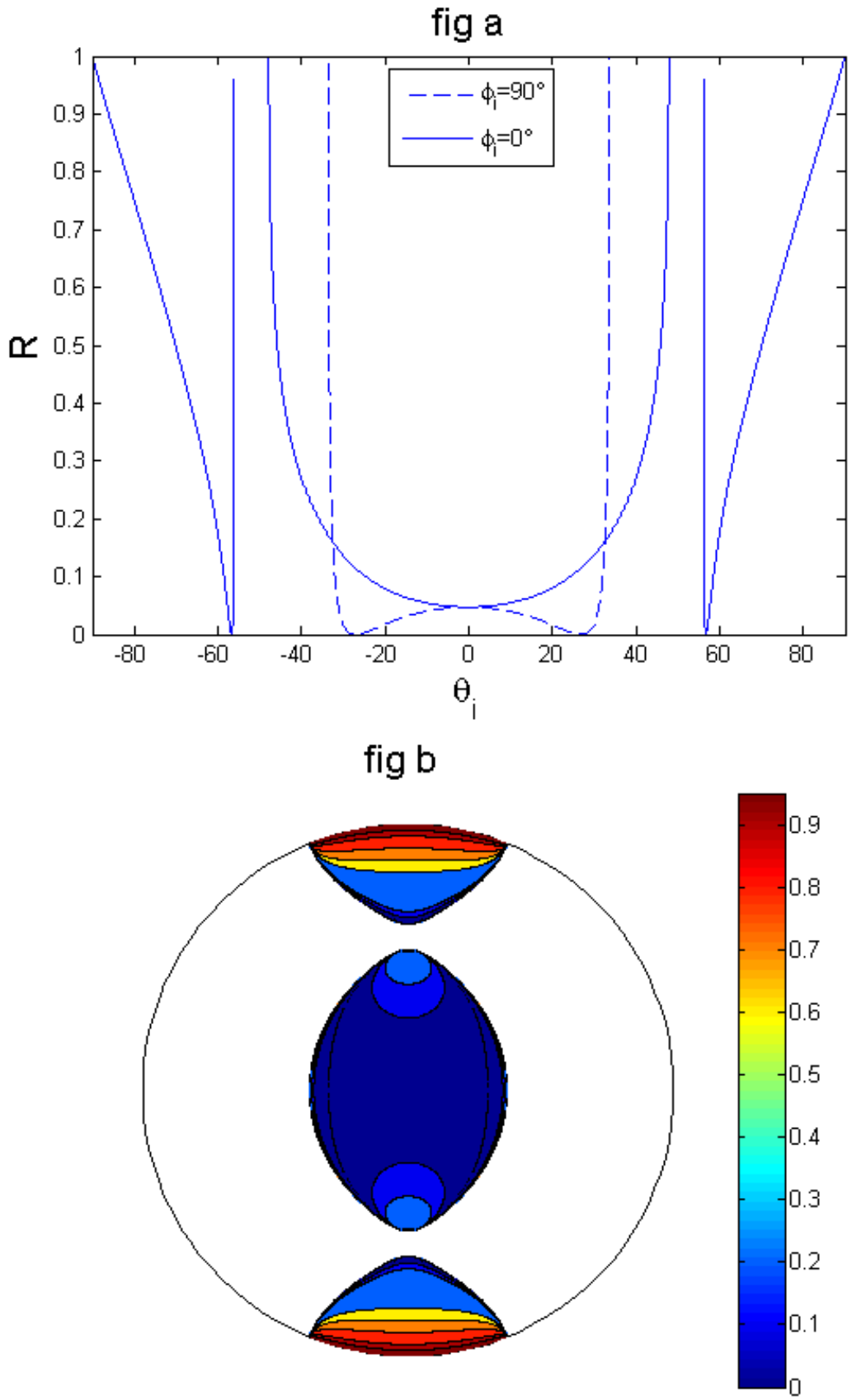


FIGURE 3.19 – *fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.83$, $\beta = 1.12$, *point D4 sur la figure (3.10)*

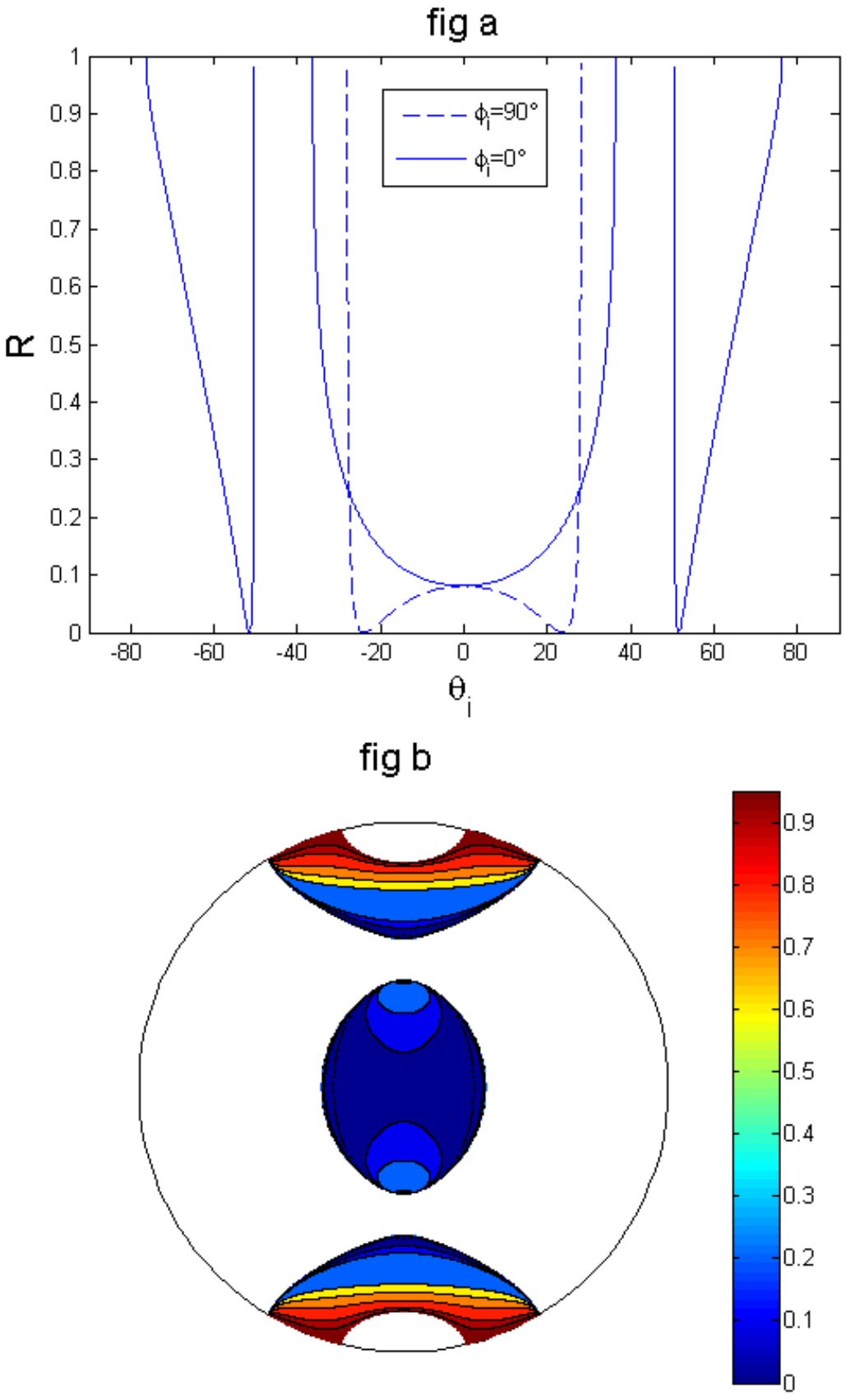


FIGURE 3.20 – *fig a : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 0.77$, $\beta = 1.30$, point D5 sur la figure (3.10)*

3.7 Discussion des résultats

Le diagramme α vs β (cf., figure (3.10)) représente les résultats clés de cette analyse. Il montre l'existence de six domaines des couples (α, β). Pour chaque domaine nous avons pris un couple (α, β), pour lequel nous avons tracé les diagrammes θ_T vs θ_i (l'angle de transmission vs l'angle d'incidence, cf., figures (3.11)-(3.15)), ainsi que les diagrammes R vs θ_i (le coefficient de réflexion vs l'angle d'incidence, cf., figures (3.16)-(3.20)), pour deux valeurs différentes de l'angle azimutal, ϕ (0° et 90°).

Les courbes (a, b, c) et (a, b) , respectivement, des figures (3.11) et (3.16), pour $\alpha = 1.30$ et $\beta = 0.77$, correspondent à la région (I) du diagramme (3.10). Dans cette région des couples (α, β), où $c_e > c_f$, il y a un mode rapide transmis pour toutes les directions de l'onde d'incidence, θ_i (cf., figures (3.11 a, b, c)) (i.e., pas de région de non transmission). L'angle polaire transmis, θ_T, du mode rapide est toujours inférieur à 90° (cf., figures (3.11 a), alors l'onde transmise est concentrée dans la direction normale. Pour cette région, on distingue deux cas : (i) ϕ_i = 0°, θ_T < 45°71 et (ii) ϕ_i =0°, θ_T <76°13, (cf.,(3.11 a, b)). Pour les contours de l'angle azimutal ϕ_T (cf., figures (3.11 c)), nous constatons, qu'à l'exception des deux valeurs de ϕ_i = 0° et ϕ_i = 90°, l'onde est transmise pratiquement suivant le plan principal (i.e., loin de la direction du champ magnétique, cf., figures (3.16) a, b). Pour le facteur de réflexion, R, il y'a une décroissance rapide de R =1 à R =0, pour toutes les valeurs de l'angle d'incidence, θ_i, de -90° à 0° (cf., figures (3.16) a).

Les courbes (a, b, c) et (a, b), respectivement, des figures (3.12) et (3.17), pour $\alpha = 1.13$ et $\beta = 0.88$, illustrent les caractéristiques de propagation dans la région (II) du diagramme (3.10). Dans cette région, il y a un mode rapide transmis (i.e., existence de région de non transmission). Pour n'importe quel angle d'incidence, θ_i, l'angle azimutal de transmission, ϕ_T, est principalement dans la direction du plan principal ϕ_i =0° ou ϕ_i =180° (i.e., $\theta_T \leq$ 54°57, cf., figures (3.12) a, b, c)). Pour un angle azimutal d'incidence, ϕ_i = 0°, le facteur de réflexion, R, pend deux valeurs : (i) R = 0 pour $\theta_i \leq$ 0° et (ii) R = 1, pour 0° $\leq \theta_i \leq$ 58°83 (cf., (3.17) a, b), dans l'autre direction de l'angle azimutal ϕ_i = 0°, le facteur de réflexion, R, décroit de la valeur 1 à 0 pour toutes les valeurs de l'angle d'incidence -90° $\leq \theta_i \leq$ 0° (cf., (3.17) a).

Les courbes (a, b, c) et (a, b), respectivement, des figures (3.13) et (3.18), pour $\alpha = 0.95$ et $\beta = 0.90$, illustrent les caractéristiques de propagation dans les régions (III) et (VI) du diagramme (3.10). Il y a un mode rapide transmis pour des ondes d'incidences se propageant dans la direction normale θ_i =0° et sur une aire limitée par la non transmission (i.e., existence des régions de non transmission) (cf., figure (3.13) a), (cf., figure (3.13 b), (3.18 b)). Près de l'incidence perpendiculaire, θ_i =0°, il y a une réflexion totale (cf., figure (3.18) a, b) quelle que soit la direction azimutale.

Les courbes (a, b, c) et (a, b), respectivement, des figures (3.14) et (3.19), pour $\alpha = 0.83$ et $\beta = 1.12$, correspondent à la région (V) du diagramme (3.10). Dans cette région des couples (α, β), deux types de modes de transmission, rapide et lent, sont possibles. Pour une incidence avec 0°$\leq \theta_i \leq$ 47°.82, l'angle de transmission, θ_T, peut prendre toutes les valeurs de 0° à 90° (cf., figures (3.11a). Pour les contours de l'angle de transmission, θ_T, (cf., figure (3.14 b)), on remarque que le paquet d'onde transmis est loin de la direction normale. Les contours de l'angle azimutal de transmission, ϕ_T montrent que le paquet d'onde est transmis en dehors du plan d'incidence (cf., figure (3.14 c)), i.e., $\phi_I \neq \phi_T$, à l'exception de ϕ_I =0° et ϕ_I =90° (i.e., existence de région de non transmission).

De plus, d'après la figure (3.14), la transmission du mode lent ne peut avoir lieu que pour les valeurs de l'angle d'incidence, 56°.12 $\leq \theta_i \leq$ 90° (cf., figures (3.11 a). Cette transmission est proche du plan de l'interface. L'angle polaire de transmission est généralement proche de 0°, passant par un minimum, θ_T = 72°.71 pour θ_i = 60°.33 (cf., figure 3.14 a). On

en déduit que le mode lent se propage, pratiquement, parallèlement au champ magnétique. L'angle azimutal de transmission, ϕ_T, étant à 180° prêt de l'angle azimutal d'incidence, ϕ_i (cf., figure 3.14 c), l'onde incidente et le paquet d'onde transmis du mode lent se propagent dans deux directions opposées. Le facteur de réflexion, R, du mode rapide varie de 0.05 à 1 pour les deux directions ϕ_i = 0°, ϕ_T = 0°, contrairement au mode lent qui varie de 0 à 1, uniquement dans la direction du champ magnétique (cf., figure 3.19 a, b) Les courbes (a, b, c) et (a, b), respectivement, des figures (3.15) et (3.20), montrent un exemple des caractéristiques de propagation dans la région (VI) du diagramme (3.10), pour $\alpha = 0.77$ et $\beta = 1.30$. Le comportement est très semblable à celui de la région (V). la seule différence est marquée par l'existence d'une région de non transmission supplémentaires pour les ondes incidentes à proximité de l'incidence perpendiculaire, $\theta_i = 90°$, et du plan principal $\phi_i = 0°$ ou $\phi_i = 180°$ (cf., figures (3.14) a, b, c, figures (3.19) a, b).

Lorsque la vitesse du son extérieur, c_e, est supérieure à la vitesse du mode rapide, c_f, dans la région magnétique (i.e., $c_e > c_f$, ou $\alpha > [1 + \beta^2]^{1/2}$), il existe un mode rapide à une quelconque direction du vecteur d'onde incident. Ce dernier est transmis pour toutes les valeurs de α et β. Le mode lent est transmis, seulement, dans les cas où les deux vitesses, respectivement, la vitesse de son, **c**, et la vitesse d'Alfvén, **a**, sont supérieures à la vitesse du son dans la région non magnétisée, c_e (i.e., $c_e < min[c, a]$, ou $\alpha < \min[1, \beta]$).

3.8 Résumé

L'étude du modèle de la tâche solaire sans écoulement se résume comme suit :

- La présence des modes magnéto-acoustiques lents se propageant suivant la direction du champ magnétique.
- La transmission des modes lents avec ce modèle, est pour des valeurs de $\alpha < 1$, c'est-à-dire que la température la photosphère inférieure à celle de la tâche solaire ce qui est impossible vu que l'observation révèle que les tâches sont froides par rapport au reste de la surface solaire
- Il faudra alors revoir nos hypothèses et choisir un modèle plus réaliste en ajoutant un écoulement à l'intérieur de la tâche solaire.

Ondes magnéto-Acoustiques avec écoulement

4

Sommaire

4.1 Région magnétisée avec écoulement 57
4.1.1 Relation de dispersion 57
4.1.2 Vitesse de phase 58
4.1.3 Vitesse de Groupe 58
4.1.4 La forme analytique des perturbations 60
4.2 Région non magnétisée 61
4.3 Analyse des ondes magnéto-acoustiques 62
4.3.1 Propagation dans le plan *xoz* 62
4.4 Les angles de transmissions 63
4.4.1 Les coefficients de transmission et de réflexion 73
4.5 Discussion des résultats 81
4.6 Résumé 82

Dans ce chapitre, nous examinons en détail la même structure précédente, mais en ajoutant un écoulement fluide subsurfacique (uniforme de vitesse $\vec{U}$) dans la région magnétisée. En suivant les mêmes étapes et en utilisant les calcules du chapitre précédent, nous calculons les relations de dispersions, les angles de transmissions et les facteurs de réflexion et de transmission dans les deux repaires, fixe et celui du fluide. Cet écoulement va entrainer des changements importants dans la nature, la direction et l'énergie des ondes étudiées. Les différents résultats obtenus sont discutés à la fin du chapitre ...

4.1 Région magnétisée avec écoulement

Le nouveau système supposé (cf., figure (4.4)), en tenant compte de l'écoulement, est décrit par l'ensemble des équations (3.3), et (3.9), couplées avec les transformées de Fourier (3.6) (Abdelatif et Thomas 1989), (Lighthill 1978).

4.1.1 Relation de dispersion

En suivant la même procédure détaillée au § (3.2), nous obtenons des équations similaires avec une fréquence ω dans le référentiel fixe, donnée par :

$$\frac{\omega}{k} = \frac{\omega_m}{k} + U \tag{4.1}$$

Pour les ondes d'Alfvén, l'équation (3.8) se réécrit en fonction de ω_m, i.e., dans le référentiel du fluide :

$$\omega_m^2 - k_z^2 a^2 = 0, \tag{4.2}$$

correspondant aux ondes transversales se propageant suivant les torsions des lignes de champ magnétique (Somov 2006) sans aucune compression dans le plasma.

Pour les ondes magnéto-acoustiques rapide et lente, l'équation de dispersion dans le référentiel du fluide (3.9) devient :

$$\left(c^2 + a^2\right) . \left(\omega_m^2 - c_t^2 k_z^2\right) \nabla_\perp^2 \Delta + \left(\omega_m^4 - \left(c^2 + a^2\right) \omega_m^2 k_z^2 + c^2 a^2 k_z^4\right) \Delta = 0, \tag{4.3}$$

avec, $c_t^2 = c^2 a^2 / c^2 + a^2$ étant la vitesse du tube (Defouw 1976).

Dans ce cas, on peut faire la décomposition suivante :

$$\omega_m^4 - \left(c^2 + a^2\right) \omega_m^2 k_z^2 + c^2 a^2 k_z^4 = \left(\omega_m^2 - k_z^2 c^2\right) \left(\omega_m^2 - k_z^2 a^2\right). \tag{4.4}$$

Ainsi, l'équation (4.3) devient :

$$\nabla_\perp^2 \Delta + m^2 \Delta = 0, \tag{4.5}$$

avec

$$m^2 = \frac{\left(\omega_m^2 - k_z^2 c^2\right) \left(\omega_m^2 - k_z^2 a^2\right)}{\left(\omega_m^2 - k_z^2 c_t^2\right) \left(a^2 + c^2\right)} \tag{4.6}$$

L'équation (4.5) est la relation de dispersion des ondes magnéto-acoustiques (Somov 2006), (Abdelatif et Thomas 1989). Pour ces solutions, nous distinguons les deux cas suivant :

- $m^2 > 0$, correspondant à une onde plane transversale, i.e., $\Delta \approx e^{imx}$, caractérisée par le nombre d'onde $k_\perp = \left(k_x^2 + k_y^2\right)^{1/2}$. Cette dernière correspond aux modes magnéto-acoustiques, rapide et lent, qui nous intéressent dans cette étude.
- $m^2 < 0$, dont la solution est une onde transversale évanescente s'écrivant sous la forme, $\Delta \approx e^{-k_\perp x}$. Cette dernière ne nous intéresse pas dans cette étude.

Pour $m^2 > 0$, l'équation quadratique de dispersion (3.9) admet une solution, Δ, (cf., équation (3.16)), cette dernière s'écrit (Abdelatif et Thomas 1989) :

$$\omega_m^4 - \left(c^2 + a^2\right) \omega_m^2 k^2 + c^2 a^2 k^2 k_z^2 = 0. \tag{4.7}$$

En résolvant cette dernière, nous obtenons les deux solutions, (ω_{m_+}) et (ω_{m_-}), correspondant, respectivement, aux modes rapide et lent dans le référentiel du fluide(Abdelatif et Thomas 1989), i.e., :

$$\omega_{m_\pm}^2 = \left(\frac{c^2 + a^2}{2}\right) k^2 \pm \frac{1}{2} \left[\left(c^2 + a^2\right)^2 k^4 - 4 c^2 a^2 k^2 k_z^2\right]^{1/2} \tag{4.8}$$

En tenant compte de l'équation (4.1), les fréquences propres, ω_+ et ω_-, respectivement, des modes rapide et lent, dans le référentiel fixe, sont données par :

$$\omega_\pm = \sqrt{\left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)k^2 \pm \frac{1}{2}\left[\left(c^2+a^2\right)^2 k^4 - 4c^2a^2k^2k_z^2\right]^{1/2}} + k_z U \tag{4.9}$$

4.1.2 Vitesse de phase

Les vitesses de phase, v_+ et v_-, respectivement, des modes rapide et lent dans le référentiel fixe, sont simplement déduites, i.e., :

$$\begin{aligned} v_\pm &= \frac{\omega_\pm}{k} \\ &= \sqrt{\left(\frac{c^2+a^2}{2}\right) \pm \frac{1}{2}\left[\left(c^2+a^2\right)^2 - 4c^2a^2\,cos^2\theta\right]^{1/2}} + U cos\,\theta \end{aligned} \tag{4.10}$$

Pour le mode rapide, nous avons les vitesses limites suivantes :

$$\begin{cases} v_+ = \left(a^2+c^2\right)^{1/2} & \theta = \pi/2 \\ v_+ = max\left(a,c\right) + U & \theta = 0 \end{cases}, \tag{4.11}$$

et celles du mode lent sont données par :

$$\begin{cases} v_{-_{max}} = max\left(a,c\right) + U & \theta = 0 \\ v_{-_{min}} = 0 & \theta = \pi/2 \end{cases}. \tag{4.12}$$

Le diagramme des vitesses de phase (cf., (4.1)) montre un déplacement des modes rapide et lent vers la direction de l'écoulement, cela peut être constaté pour une incidence normale à l'interface, $\theta = 0^\circ$, où les modes lents sont déplacés à la vitesse d'écoulement, U et les modes rapides sont déplacés avec la vitesse d'écoulement plus la vitesse fast $U + c_f$. Dans le cas d'une incidence parallèle au champ magnétique, θ =90°, les modes rapides et lents sont déplacés aussi vers la direction de l'écoulement avec des vitesses différentes : (i) le mode rapide $max\left(a,c\right) + U$, (ii) et le mode lent $\min(a,c) + U$. Le module de la vitesse de phase pour le mode rapide est plus important que celui du mode lent pour tous les angles d'incidence, θ_i, variant de 0° à 90°, pour les différentes valeurs de $\beta \neq 1$ (cf., figure (4.2)).

4.1.3 Vitesse de Groupe

En tenant compte de l'équation (4.1), la vitesse de groupe dans un référentiel fixe est donnée par :

$$\begin{aligned} \vec{c_g} &= \vec{\nabla}_k\,\omega \\ &= \vec{\nabla}_k\left(\omega_m + k_z U\right) \\ &= \frac{\partial\omega_m}{\partial k_x}\vec{e}_x + \frac{\partial\omega_m}{\partial k_y}\vec{e}_y + \left(\frac{\partial\omega_m}{\partial k_z} + U\right)\vec{e}_z \end{aligned}. \tag{4.13}$$

A partir de cette dernière et de l'équation (4.8), nous obtenons les vitesses de groupe suivant les trois directions dans le référentiel fixe, i.e., :

$$c_{gx} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)\frac{k_{xt}}{\omega_{m_\pm}}\left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k_z^2\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k^2k_z^2\right\}^{1/2}}\right] \tag{4.14}$$

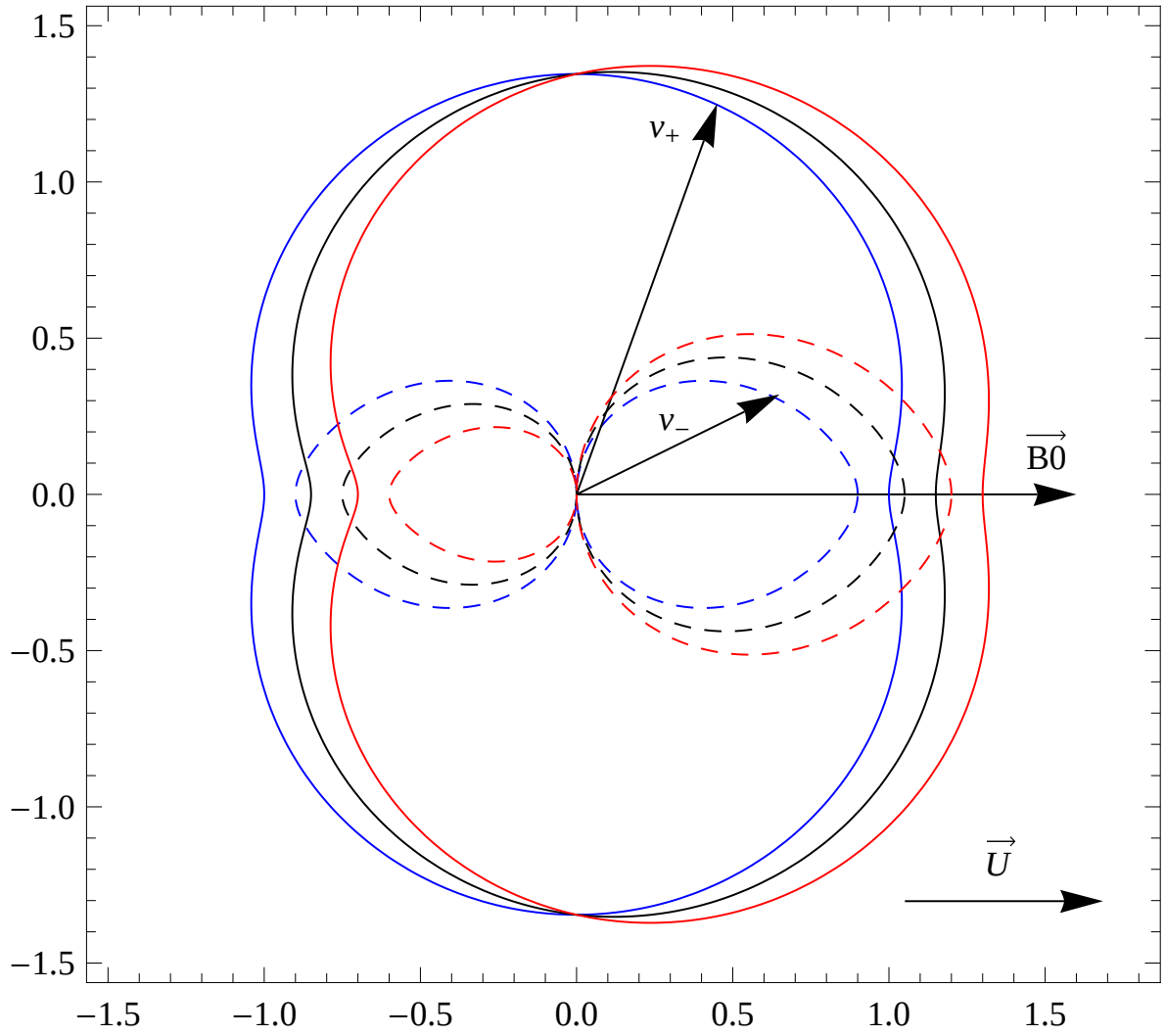


FIGURE 4.1 – *Diagrammes des vitesse de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_-, (pointillés) en fonction de la direction de l'angle, θ, en coordonnées polaires, pour $\beta = 0.9$ (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$)*

$$c_{gy} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)\frac{k_y}{\omega_{m_\pm}}\left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k_z^2\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k^2k_z^2\right\}^{1/2}}\right] \tag{4.15}$$

$$c_{gz} = \left(\frac{c^2+a^2}{2}\right)\frac{k_z}{\omega_{m_\pm}}\left[1 \pm \frac{\left\{k^2 - \left[2c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]\left(k^2+k_z^2\right)\right\}}{\left\{k^4 - \left[4c_t^2/\left(c^2+a^2\right)\right]k^2k_z^2\right\}^{1/2}}\right] + U \tag{4.16}$$

La figure (4.3) illustre l'un des résultats clés de cette étude, ce dernier montre : (i) un déplacement des modes, rapide et lent, vers la direction de l'écoulement (ii) et le module de la vitesse de groupe rapide, c_{g_+}, prend toutes les valeurs de 0° à 360° et varie entre les valeurs, max (c, a) et c_f, par contre, le module de la vitesse de groupe lent, c_{g_-}, ne prend que des valeurs au voisinage de 0° et au voisinage de 180°, et varie entre c_t, et min (c, a), i.,e, l'énergie des modes lents se propage uniquement suivant la direction du champ magnétique.

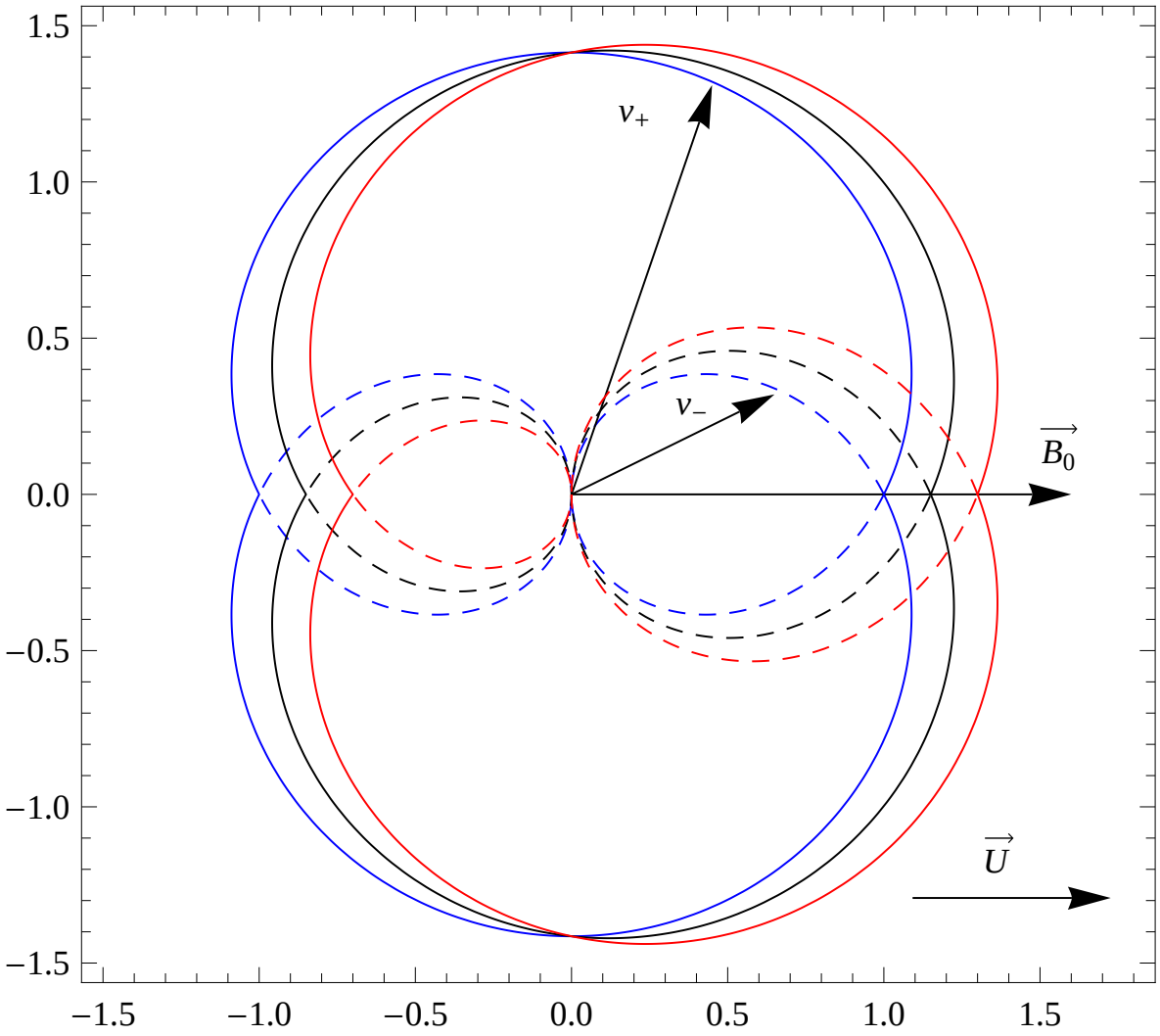


FIGURE 4.2 – *Diagrammes des vitesse de phase pour les modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_-, (pointillés) en fonction de la direction de l'angle, θ, en coordonnées polaires, pour $\beta = 1$, (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$)*

4.1.4 La forme analytique des perturbations

A partir des équations du § 3.2.4, et (4.1), l'on obtient les formes des perturbations dans le référentiel fixe :

$$p = \frac{\rho_0 c^2}{(\omega_m + k_z U)} QF \tag{4.17}$$

$$u_x = \frac{k_x}{(\omega_m + k_z U)^2} \frac{\left(c^2 + a^2\right)\left((\omega_m + k_z U)^2 - c_t^2 k_z^2\right)}{\left((\omega_m + k_z U)^2 - a^2 k_z^2\right)} QF \tag{4.18}$$

$$u_y = \frac{k_y}{(\omega_m + k_z U)^2} \frac{\left(c^2 + a^2\right)\left((\omega_m + k_z U)^2 - c_t^2 k_z^2\right)}{\left((\omega_m + k_z U)^2 - a^2 k_z^2\right)} QF \tag{4.19}$$

$$u_z = \frac{k_z}{(\omega_m + k_z U)^2} c^2 QF \tag{4.20}$$

$$B_x = \frac{k_x k_z}{(\omega_m + k_z U)^3} \frac{\left(c^2 + a^2\right)\left((\omega_m + k_z U)^2 - c_t^2 k_z^2\right)}{\left((\omega_m + k_z U)^2 - a^2 k_z^2\right)} B_0 QF \tag{4.21}$$

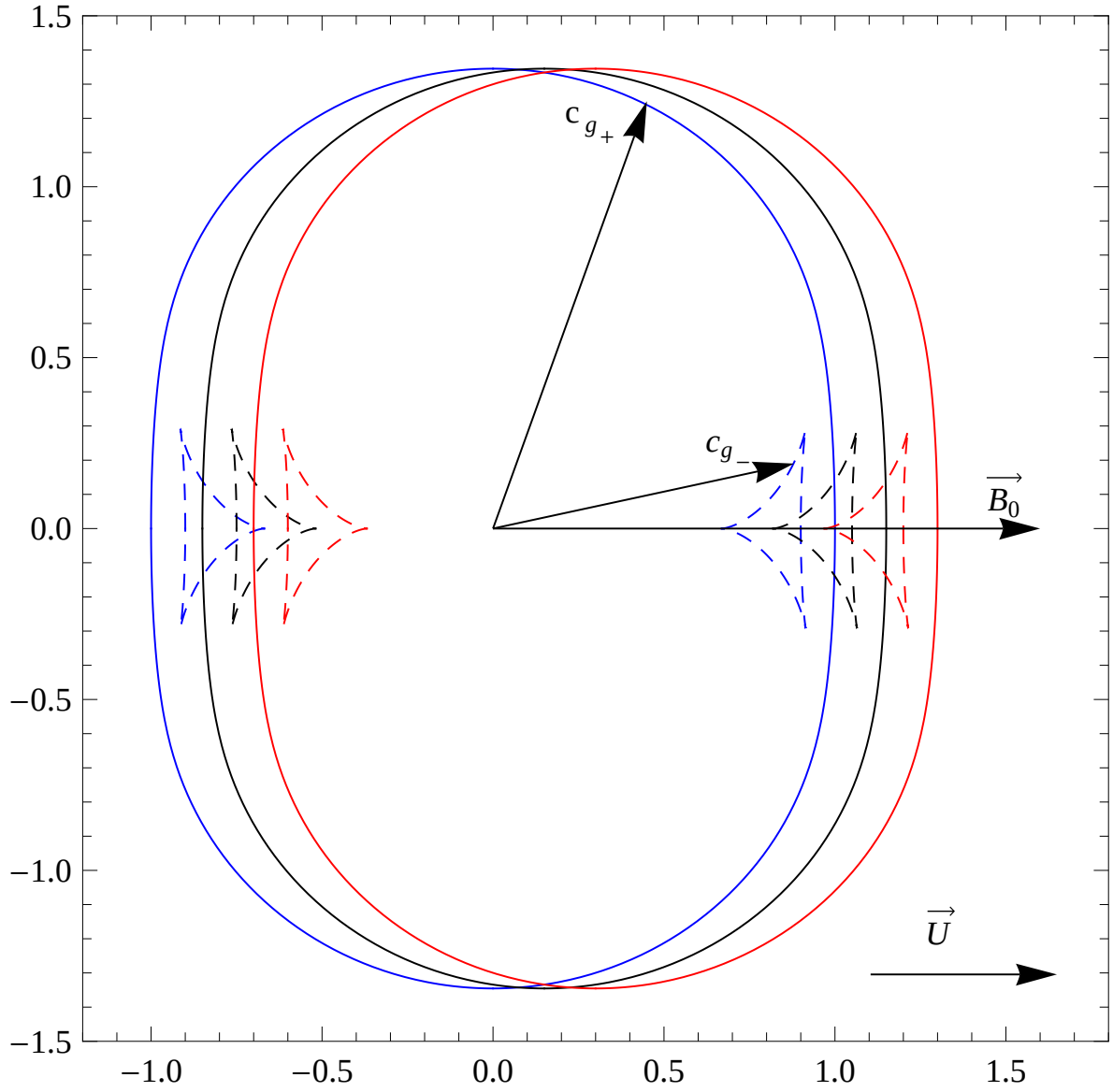


FIGURE 4.3 – *Trace polaire des vitesses de groupe des modes rapide, v_+, (solide) et lent, v_- (pointillés) en fonction de l'angle θ, pour $\beta = 0.9$ (bleu $M = 0$, noir $M = 0.15$ et rouge $M = 0.30$)*

$$B_y = \frac{k_y k_z}{(\omega_m + k_z U)^3} \frac{(c^2 + a^2)\left((\omega_m + k_z U)^2 - c_t^2 k_z^2\right)}{\left((\omega_m + k_z U)^2 - a^2 k_z^2\right)} B_0 QF \tag{4.22}$$

$$B_z = \frac{\left((\omega_m + k_z U)^2 - c^2 k_z^2\right)}{(\omega_m + k_z U)^3} B_0 QF \tag{4.23}$$

4.2 Région non magnétisée

Pour la région non magnétisée, l'écoulement est égale à zéro. A partir de l'équation différentielle (3.38)(cf., § (3.2.5)), la relation de dispersion dans le référentiel fixe s'exprime, comme suit :

$$\omega^2 \equiv \omega_m = k^2 c_e^2. \tag{4.24}$$

4.3 Analyse des ondes magnéto-acoustiques

En prenant en considération, l'écoulement fluide dans la région intérieure (Région II) (cf., figure (4.4)), nous pouvons expliquer la géométrie de base pour ce cas en se basant sur la configuration adoptée en § (3.3), i.e., :

Nous modélisons le bord d'une tâche solaire par une interface plane, séparant deux zones : (i) une zone fortement magnétisée qui est la tâche solaire et (ii) une zone faiblement magnétisée (pris nul dans ce travail) qui est la photosphère

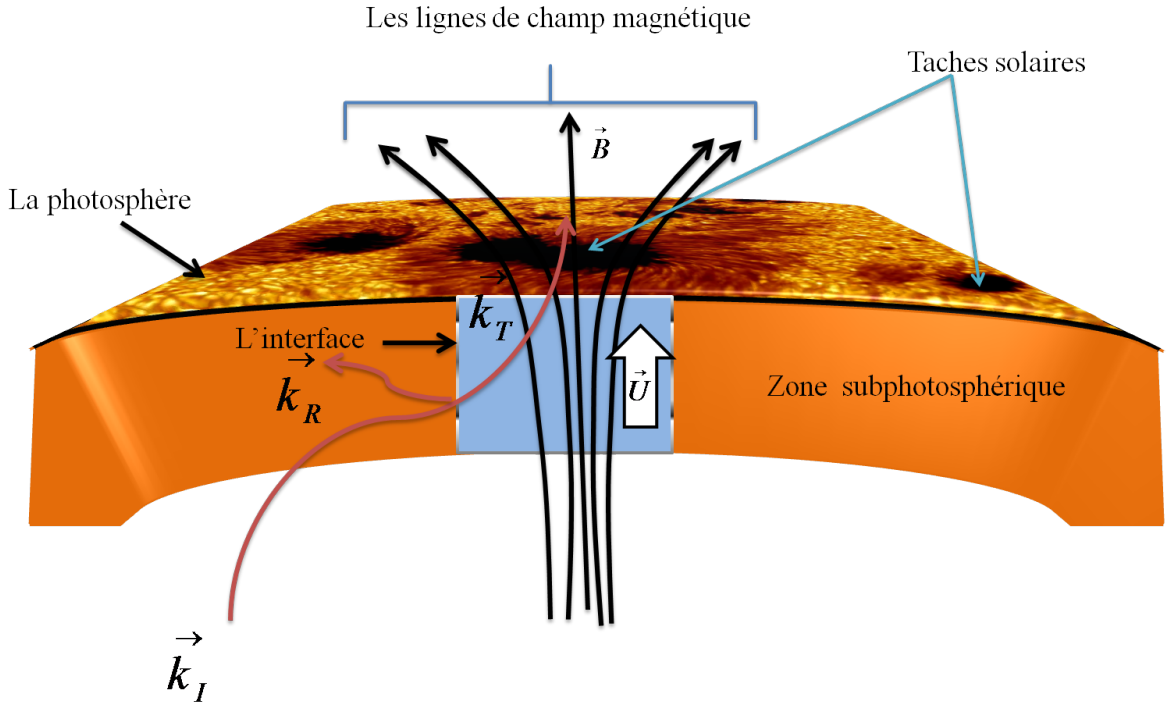


Figure 4.4 – *Schéma la Géométrie de base du problème*

Le paquet d'onde incident se propageant de la gauche vers la droite dans la région extérieure (Région I) (cf., figure (4.5)). Dans l'interface séparant les régions, respectivement, extérieure (Région I) et intérieure (Région II) (avec écoulement), nous décrivons trois paquets d'onde : (i) le paquet d'onde incident et réfléchi dans la région extérieure et (ii) le paquet d'onde transmis dans la région extérieure (cf., figures (4.4), (4.5)). Les paquets d'ondes incident, réfléchis et transmis sont, respectivement, indicés par I, R et T. La direction de propagation du paquet d'onde est celle de la vitesse de groupe, pour les ondes magnéto-acoustiques dans la région intérieure, la direction de propagation du paquet d'onde n'est généralement pas celle de la propagation de la phase. Les mêmes conditions de continuité de la composante normale de la vitesse, u_x, et de la pression, p, en tout point de l'interface, sont établies dans cette section, en tenant compte de l'écoulement (cf., figure (4.5)). Ainsi, les équations (3.48), (3.49), (3.50), (3.51), (3.52) et(3.53), demeurent toujours valables pour une analyse avec écoulement.

4.3.1 Propagation dans le plan *xoz*

Pour la détermination de la direction de propagation de l'onde transmise, nous suivons la même procédure du § (3.4.1), le vecteur d'onde acoustique considérée doit être le même

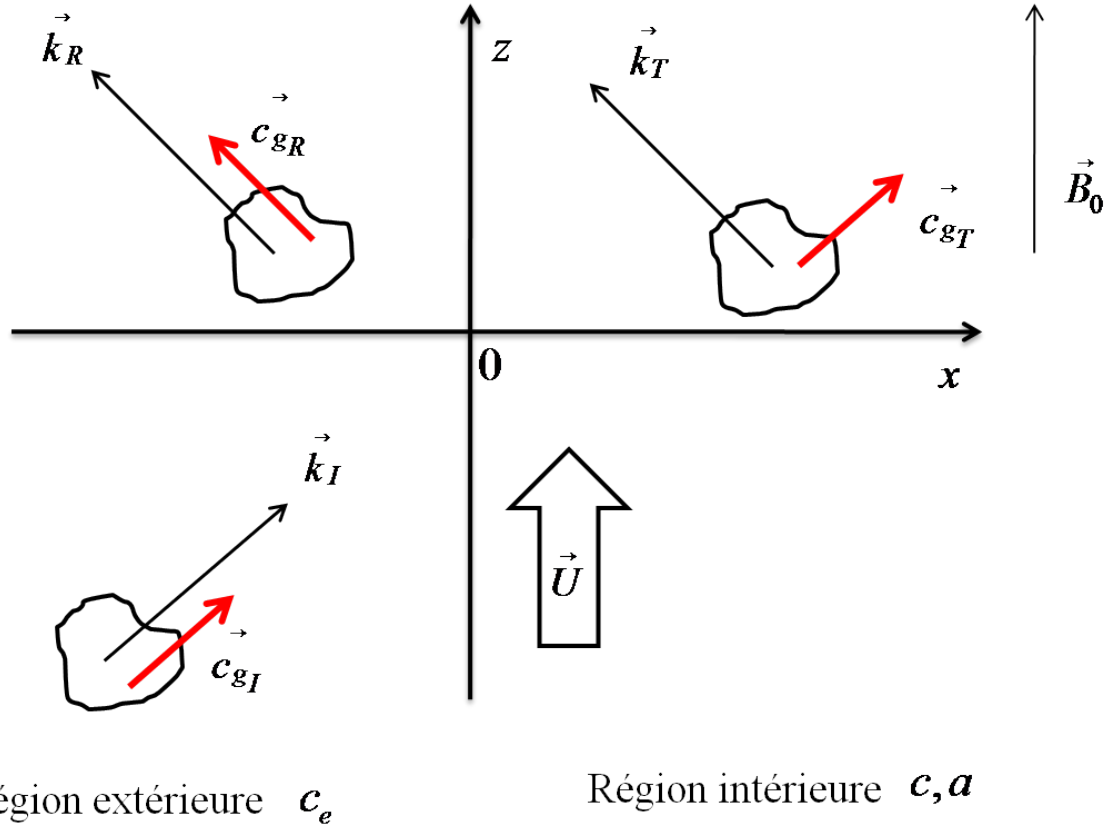


FIGURE 4.5 – *Schéma de l'interface étudiée*

pour les ondes incidentes, réfléchies et transmises. Dans l'exemple représenté par la figure (4.6), on à également deux intersections avec la branche du mode rapide, dont une correspond à l'onde transmise. Afin de distinguer ces deux solutions, nous examinons la direction du vecteur de la vitesse de groupe pour chacune des deux solutions dans le diagramme des vitesses de groupes (cf., figure (4.3))

Les deux solutions, A et B, ont des vitesses de groupes différentes, mais elles se déplacent dans la direction de l'écoulement (cf., figure (4.3)), la solution B est la solution physique (cf., § (3.4.1)), car elle a une composante x négative du vecteur d'onde et le mode lent transmis, a une composante x négative de la vitesse de phase, mais une composante positive de la vitesse de groupe. En conclusion, donner une valeur physique au vecteur d'onde transmis, nous permet de calculer la vitesse de groupe et de déterminer la direction de propagation du paquet d'onde transmis.

4.4 Les angles de transmissions

Dans ce cas nous considérons une onde plane de vecteur d'onde $\vec{k_I}$ se propageant, traversant un milieu extérieur (région I) à une vitesse c_e vers un milieu intérieur (avec écoulement fluide, i.,e : région II) a une vitesse c ; le mode d'Alfvén est également considéré avec une vitesse a. Nous utilisons les angles, polaire, θ, et azimutal, ϕ, pour une bonne description de cette propagation. En tenant compte de l'écoulement les angles, polaire, θ_T, et azimutal, ϕ_T, maintiennent les mêmes expressions (cf., équations (3.60), (3.61)) en fonction des angles d'incidences, θ_i et ϕ_i. D'après l'équation (4.6), l'on a dans le référentiel

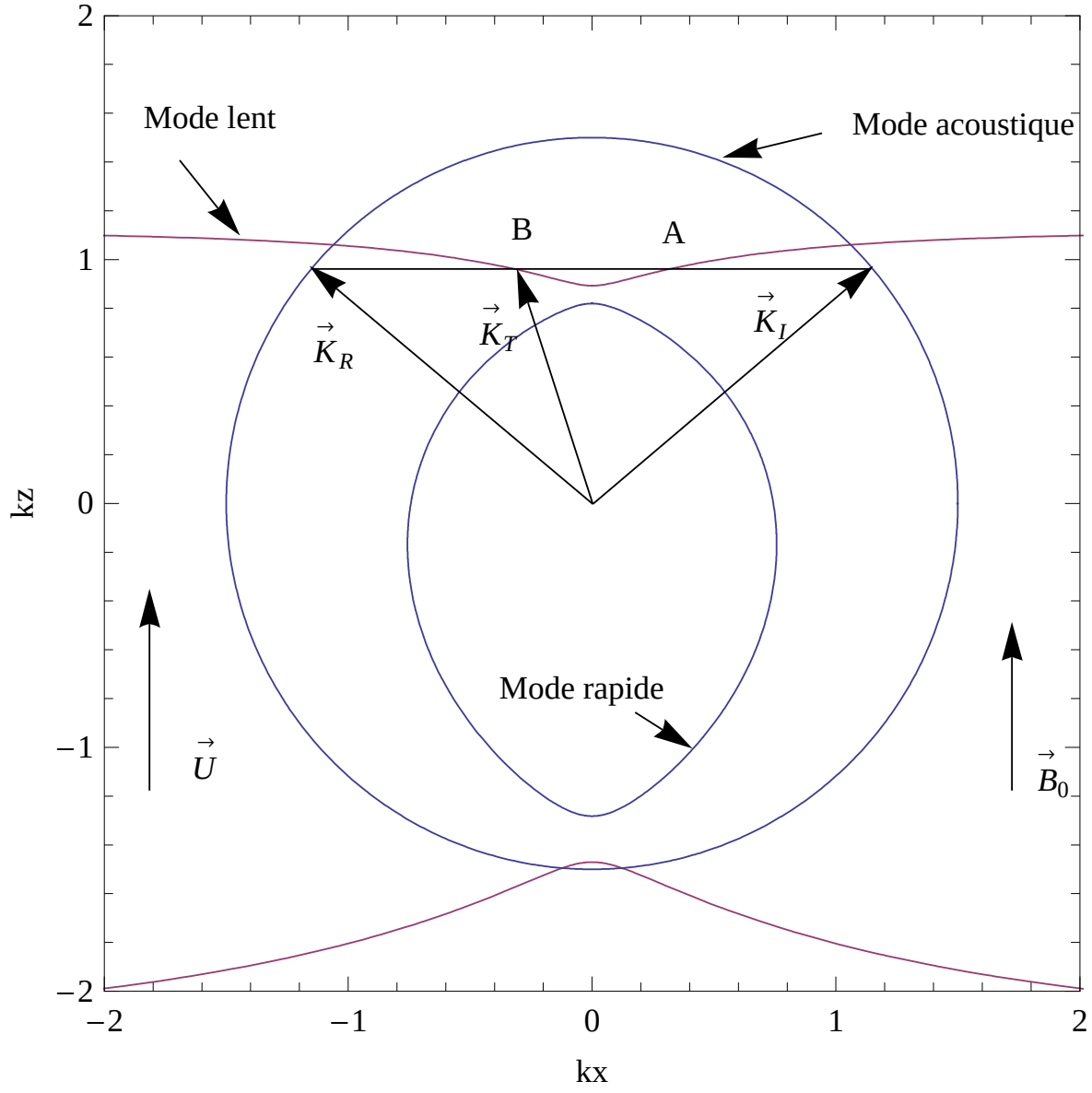


FIGURE 4.6 – *Tracé paramétrique du vecteur d'onde k_z en fonction de k_x, pour $M = 0.4$*

fixe :

$$k_{xt}^2 = \frac{\left((\omega_m + k_z U)^2 - k_z^2 c^2\right)\left((\omega_m + k_z U)^2 - k_z^2 a^2\right)}{\left((\omega_m + k_z U)^2 - k_z^2 c_t^2\right)(a^2 + c^2)} - k_y^2. \tag{4.25}$$

Cette dernière peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{k_{xt}^2}{\omega_m^2} = \frac{\left(\left(1 + \frac{k_z U}{\omega_m}\right)^2 - \frac{k_z^2 c^2}{\omega_m^2}\right)\left(\left(1 + \frac{k_z U}{\omega_m}\right)^2 - \frac{k_z^2 a^2}{\omega_m^2}\right)}{\left(\left(1 + \frac{k_z U}{\omega_m}\right)^2 - \frac{k_z^2 c_t^2}{\omega_m^2}\right)(a^2 + c^2)} - \frac{k_y^2}{\omega_m^2} \tag{4.26}$$

et étant donné que, $k = \dfrac{\omega_m}{c_e}$ dans la région non magnétisée, et introduisant le paramètre κ_M, définis par :

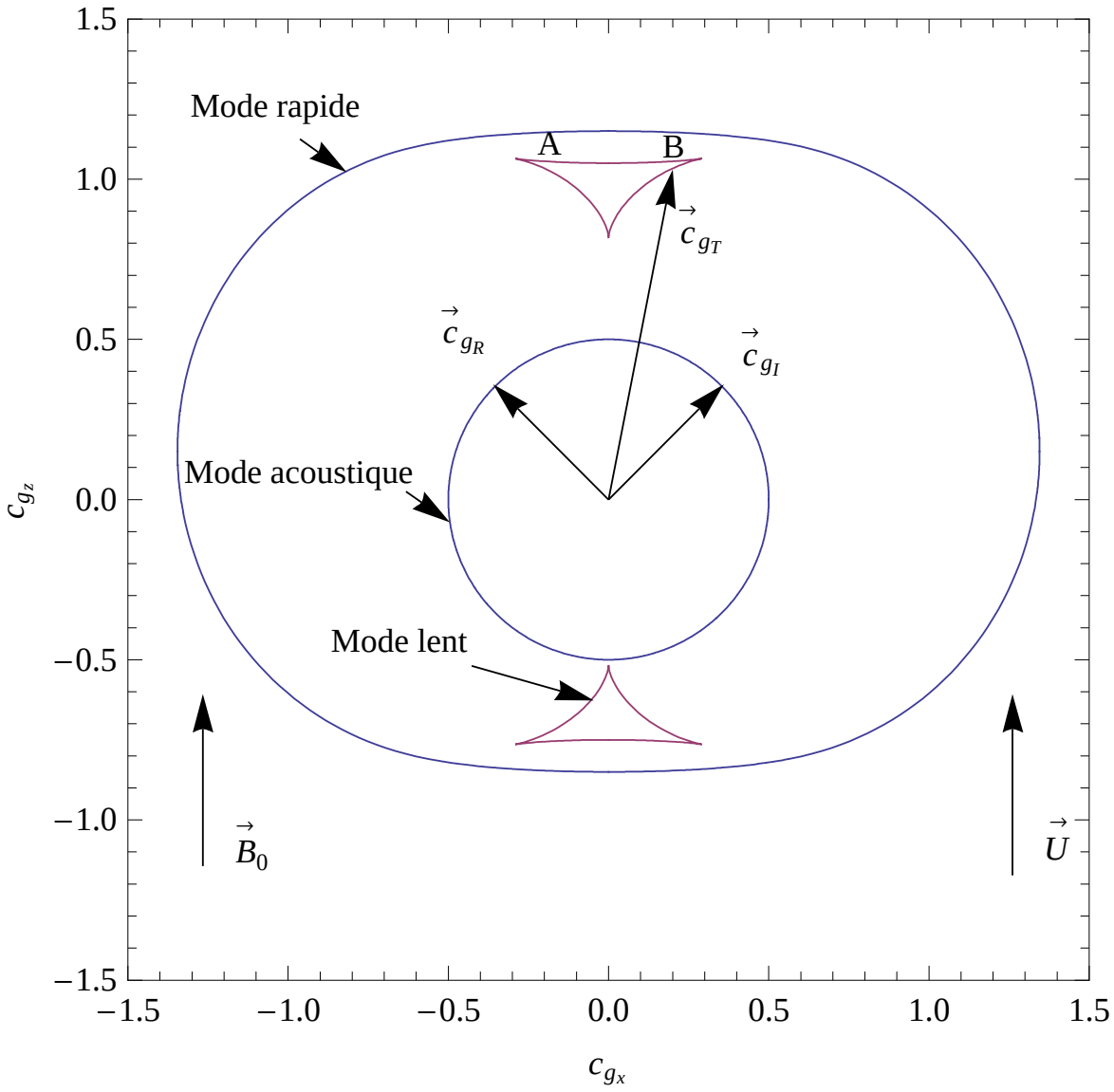


FIGURE 4.7 – *Tracé paramétrique de la vitesse de groupe c_{g_z} en fonction de c_{g_x}*

$$\begin{aligned} \kappa_M &= 1 + \frac{Mk_z c}{\omega_m} \\ &= 1 + M\frac{sin\theta_i cos\phi_i}{\alpha} \end{aligned}, \tag{4.27}$$

avec $M = U/c$ le nombre de Mach.
D'après l'équation (3.62), l'on obtient :

$$\frac{k_{xt}}{\omega_m} = \sqrt{\frac{\left(\kappa_M^2 - \frac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)}{(1+\beta^2)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2(1+\beta^2)}\right)} - \frac{sin^2\theta_i sin^2\phi_i}{\alpha^2}} \tag{4.28}$$

$$\frac{k_y}{\omega_m} = \sqrt{\frac{sin^2\theta_i sin^2\phi_i}{\alpha^2}} \tag{4.29}$$

$$\frac{k_z}{\omega_m} = \sqrt{\frac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}} \tag{4.30}$$

En remplaçant les expressions des nombres d'ondes, k_{xt}, k_y et k_z (cf., équations (4.28), (4.29) et (4.30)) dans les expressions des composantes, c_{g_x}, c_{g_y} et c_{g_z}, de la vitesse de groupe, l'on peut avoir les expressions des angles de transmissions, polaire, θ_T et azimutal, ϕ_T, en fonction des angles d'incidences, θ_i et ϕ_i et des paramètres α, β et M.

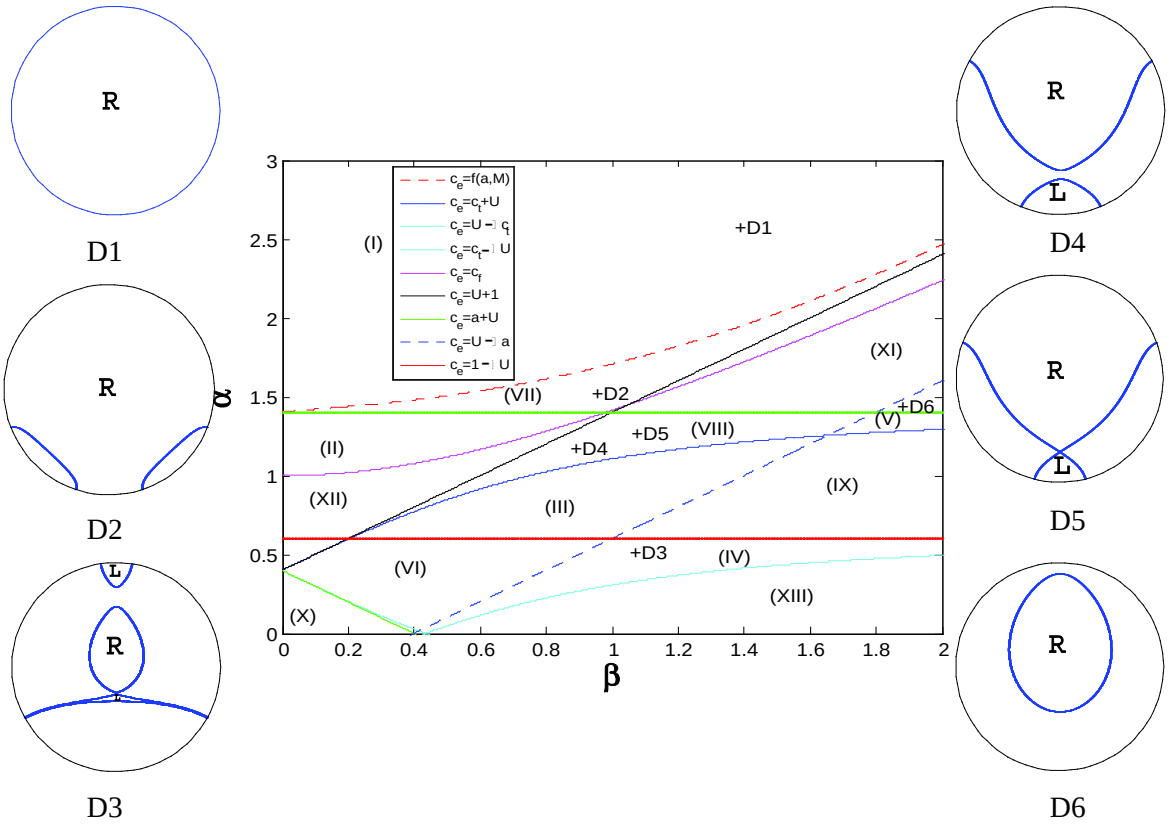
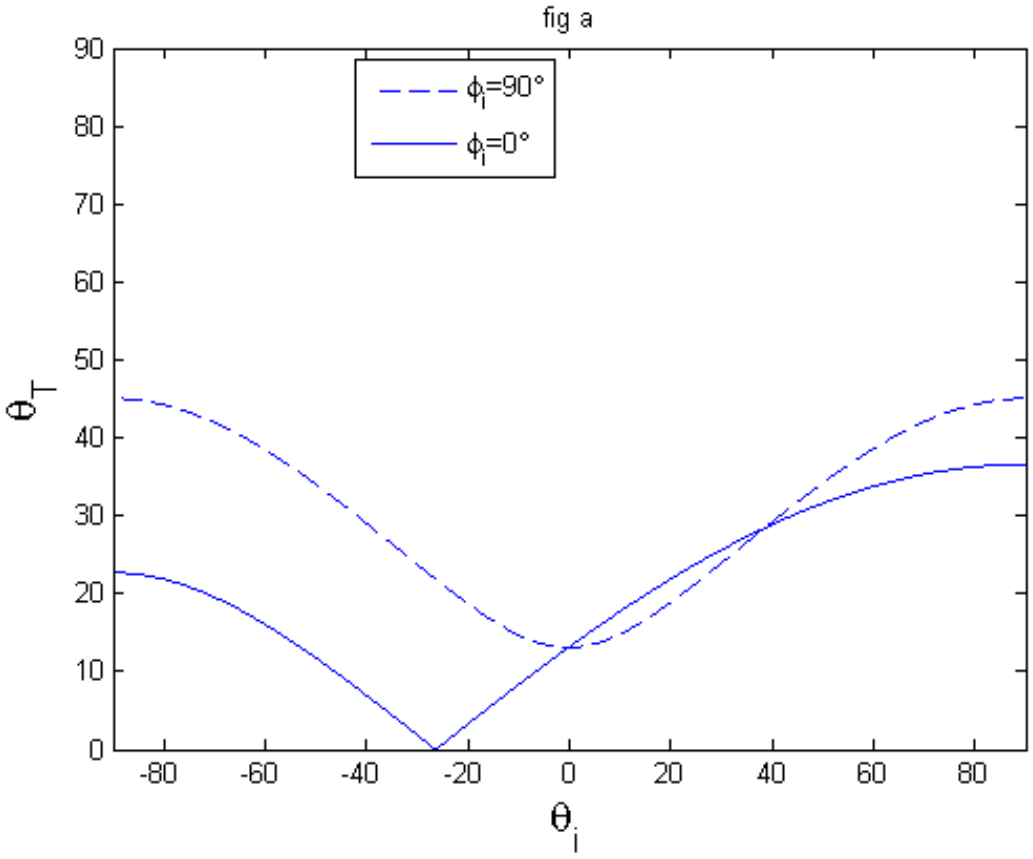
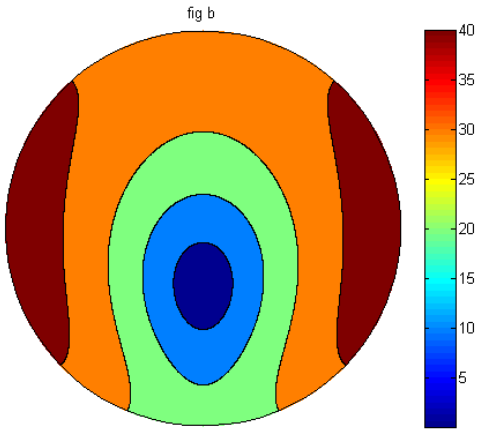


FIGURE 4.8 – *Tracé délimitant les Propriétés des différentes régions de transmission et de réflexion*

Le diagramme, α vs β, pour $M = 0.4$ (cf., figure (4.8)) illustre les différentes régions à différentes propriétés de propagations (transmission et réflexion). ces régions sont les suivantes :

- Région (I), le mode transmis : un mode rapide (pas de régions de non transmission, cf., point D1 sur la figure (4.8))
- Régions (II, VII, XI, XII), le mode transmis : un mode rapide (avec des régions de non transmission, cf., point D2 sur la figure (4.8)),
- Régions (X, IV, XIII), les modes transmis : un mode rapide et deux modes lents (avec des régions de non transmission, cf., point D3 sur la figure (4.8)).
- Régions (VI, III, VIII, IX), les modes transmis : un mode rapide et un mode lent (avec des régions de non transmission, cf., points D4, D5 sur la figure (4.8)).
- Régions (V) le mode transmis : un mode rapide (avec existence de régions de non transmission suivant les deux directions perpendiculaire et parallèle au champ magnétique, cf., point D6 sur la figure (4.8))





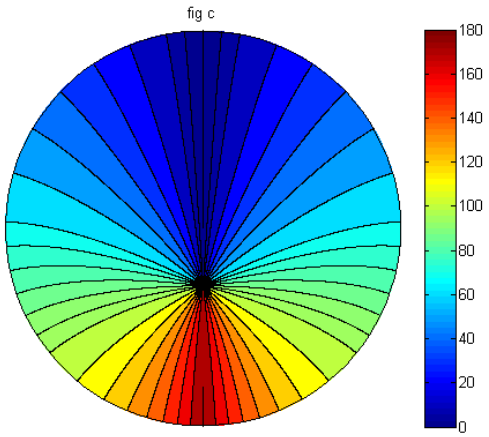


FIGURE 4.9 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 2.50$, $\beta = 1.40$, $M = 0.4$, *point D1 sur la figure (4.8)*

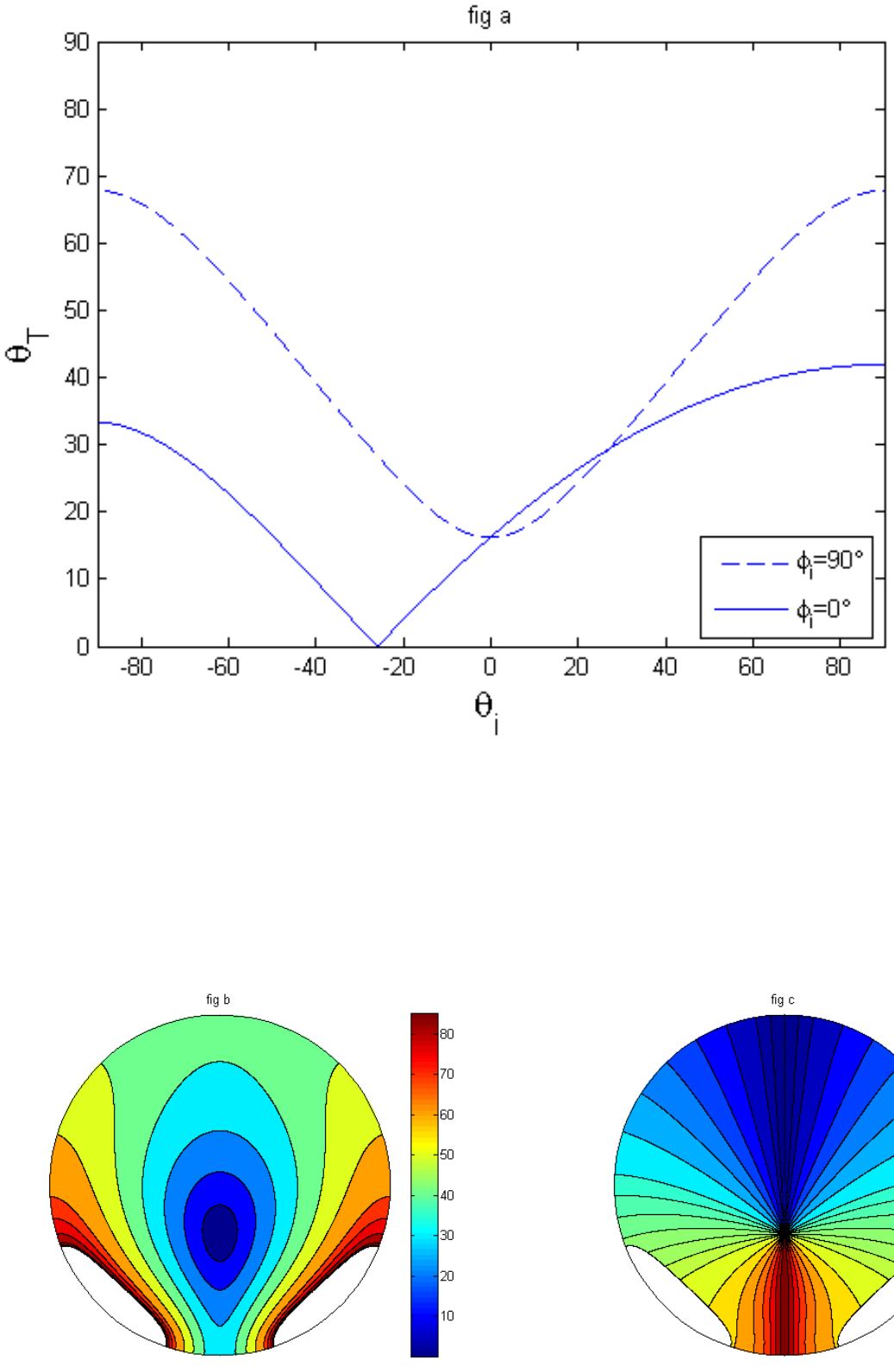
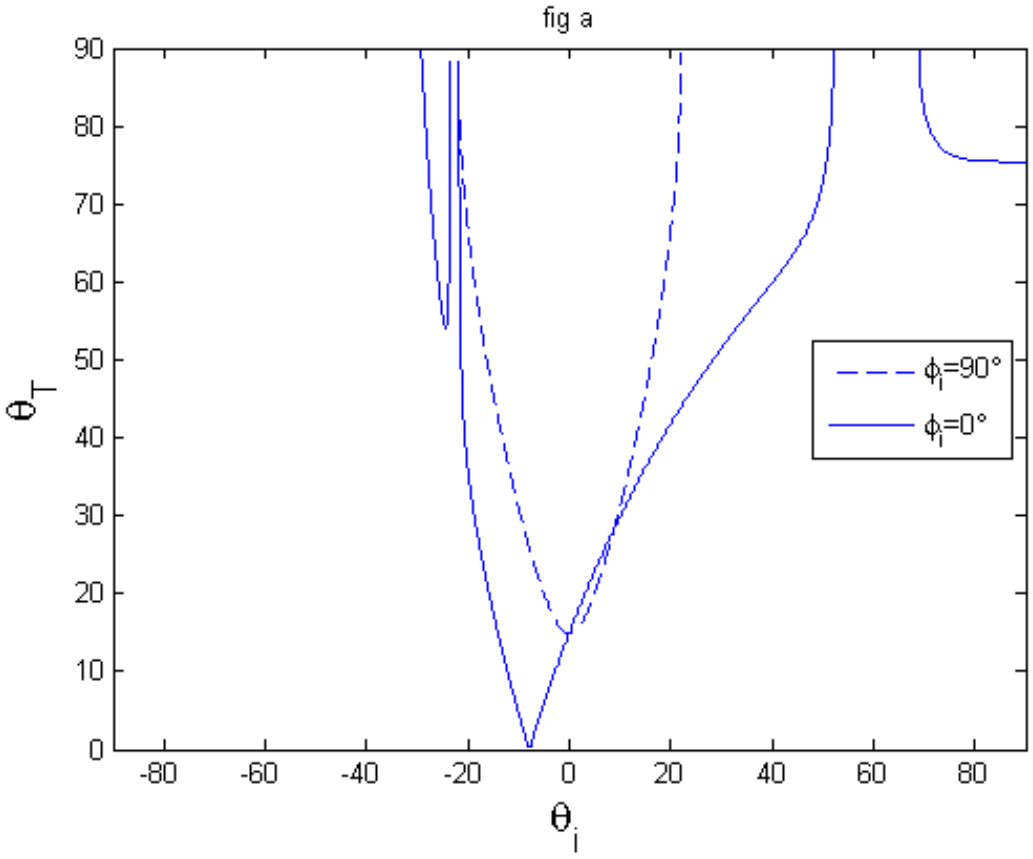
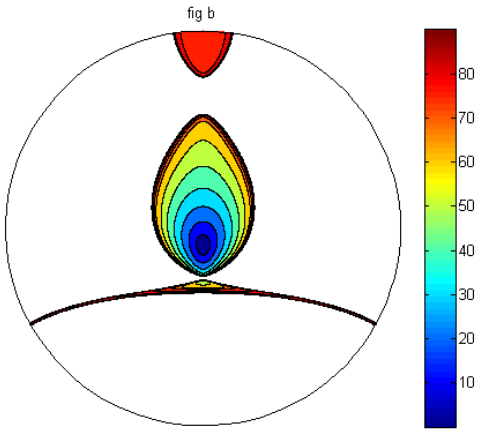


FIGURE 4.10 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.50$, $\beta = 0.95$, $M = 0.4$, *point D2 sur la figure (4.8)*





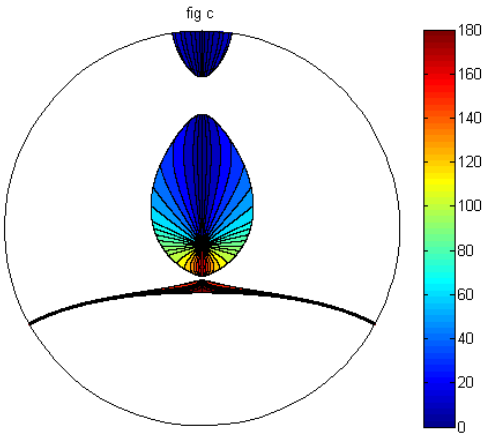


FIGURE 4.11 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.56$, $\beta = 1.11$, $M = 0.4$, *point D3 sur la figure (4.8)*

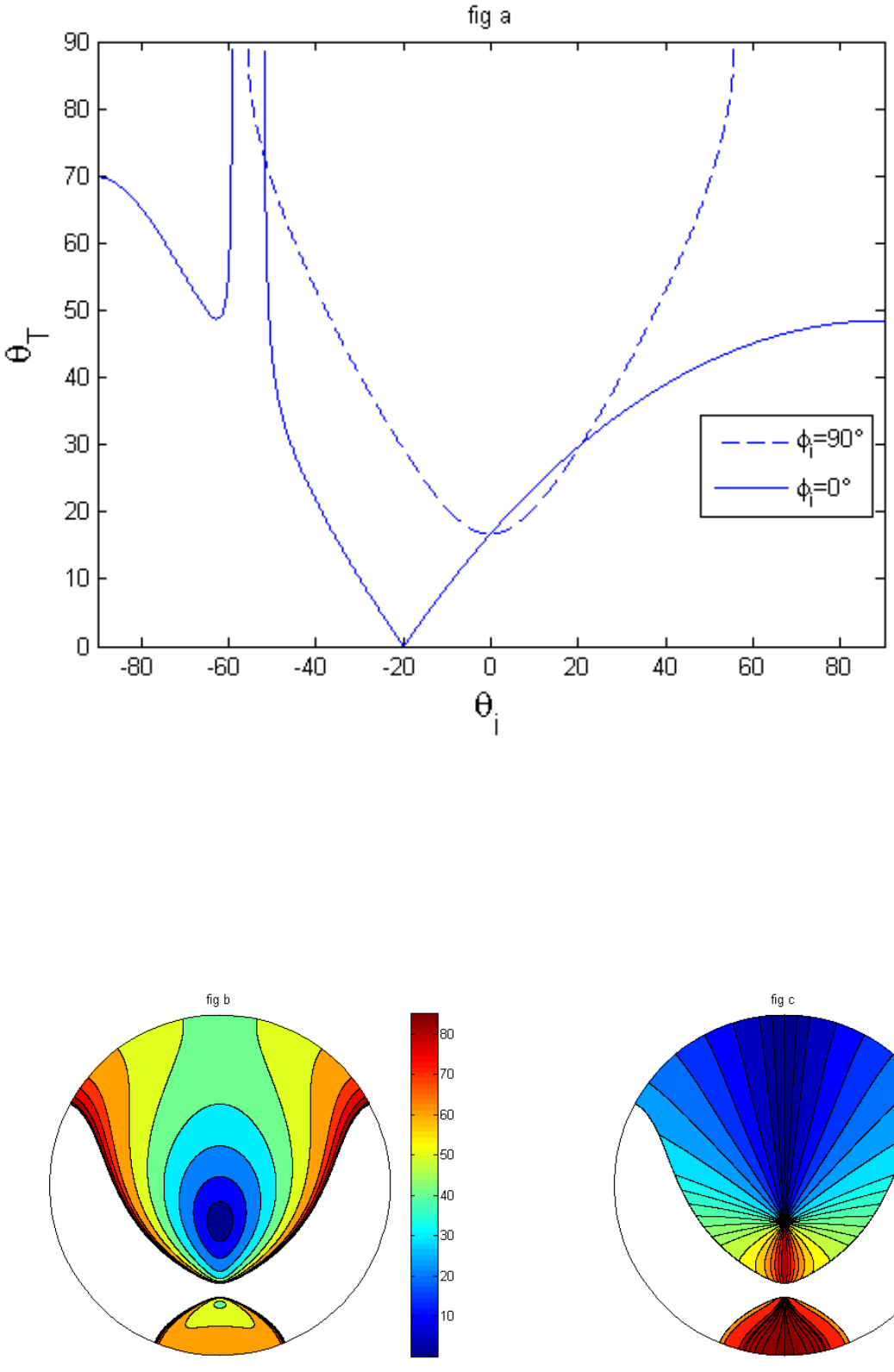
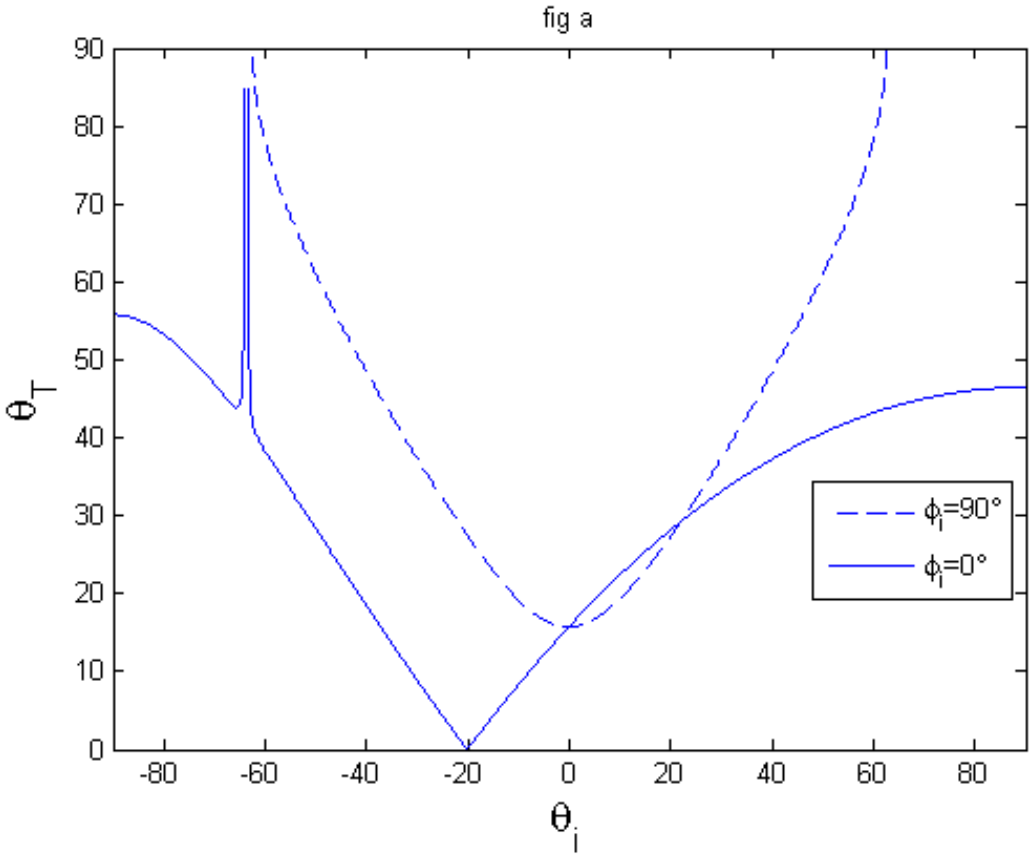
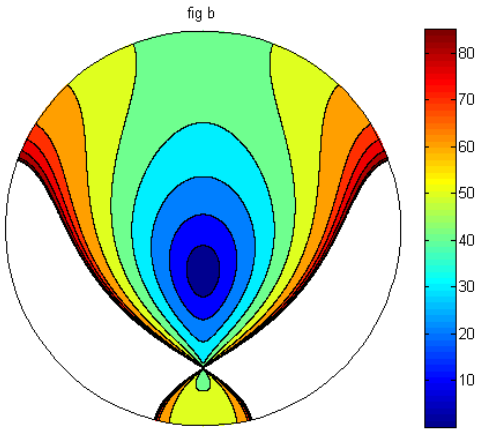


FIGURE 4.12 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.10$, $\beta = 0.88$, $M = 0.4$, *point* D_4 *sur la figure (4.8)*





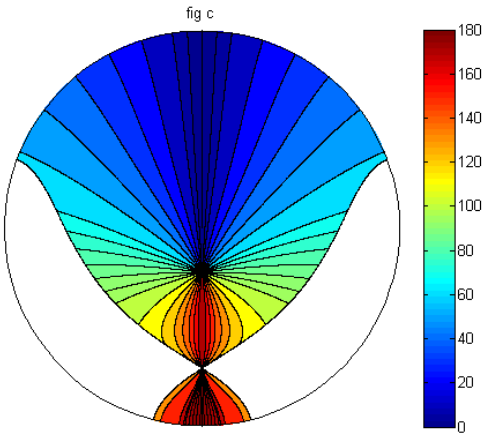


FIGURE 4.13 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.26$, $\beta = 1.01$,$M = 0.4$, *point* D_5 *sur la figure (4.8)*

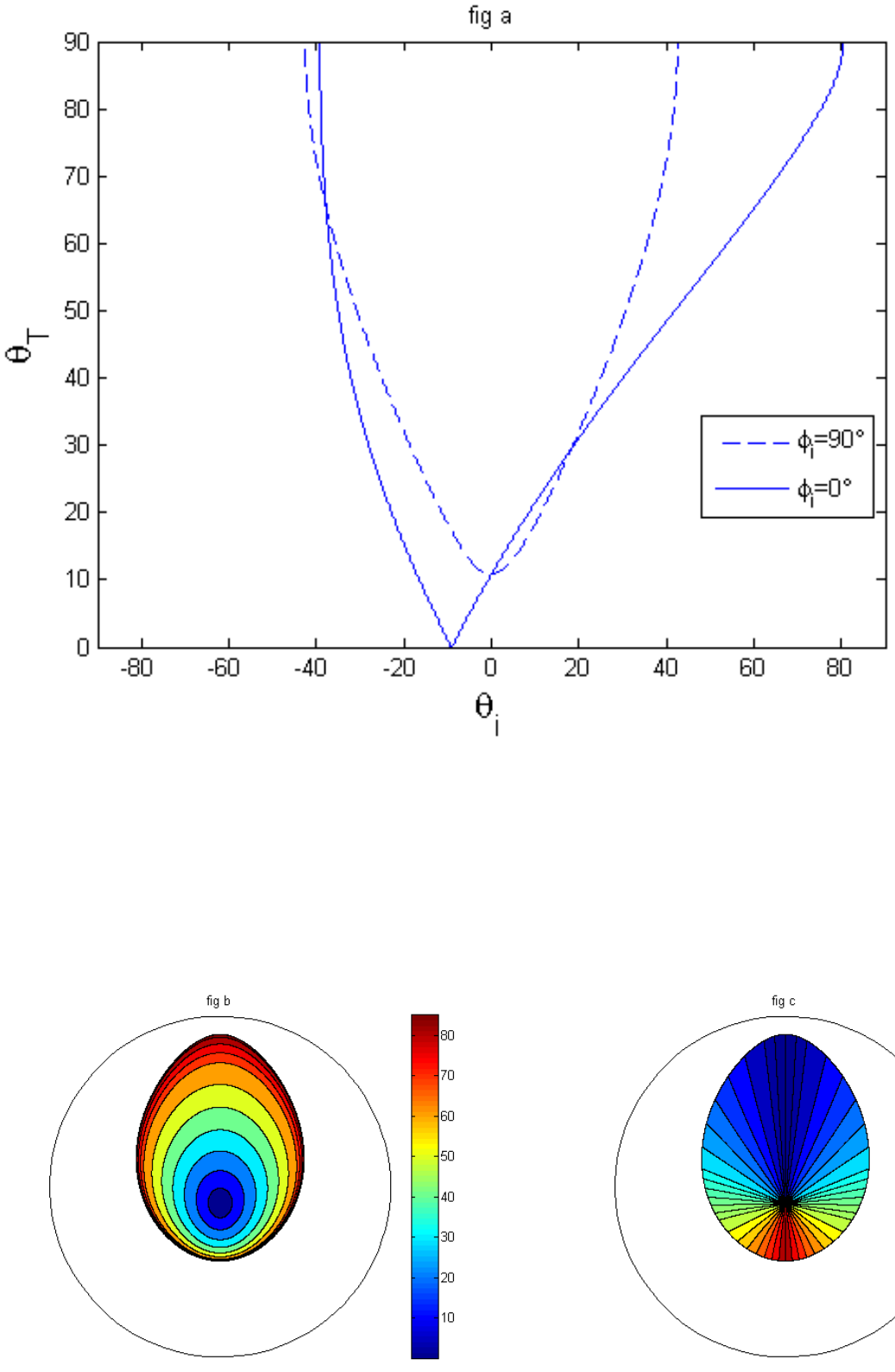


FIGURE 4.14 – *fig a : Tracé de l'angle de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Contour de l'angle polaire de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour de l'angle azimutal de transmission en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.41$, $\beta = 1.83$,$M = 0.4$, *point D6 sur la figure (4.8)*

4.4.1 Les coefficients de transmission et de réflexion

Les coefficients, de transmission T, et de réflexion, R, dans le référentiel fixe, sont obtenus à partir des conditions de continuée de la pression et de la composante normale de la vitesse, u_x, en tout point de l'interface. La continuité de la pression s'exprime par :

$$p_i + p_R = p_T + \frac{B_z B_0}{4\pi}. \tag{4.31}$$

La continuité de la composante normale de la vitesse, u_x, se traduit par :

$$\frac{u_{x_I}}{\omega_{m_I}} = \frac{u_{x_{II}}}{(\omega_{m_{II}} + U k_{z_{II}})} \tag{4.32}$$

Cette condition donne :

$$u_{ix} + u_{rx} = u_{Tx}\left(\frac{v_z}{v_z + U}\right) \tag{4.33}$$

Afin de donner une définition appropriée des coefficients de réflexion et de transmission, il est nécessaire de considérer l'équation de conservation d'énergie pour les ondes magnéto-acoustiques dispersives (cf., § (3.6)). Le coefficient de réflexion, R, est défini comme étant le rapport des flux d'énergie réfléchis et incident de la composante normale, x, et est donné par :

$$R = -\frac{p_{R_x} u_{R_x}}{p_{I_x} u_{I_x}}\,. \tag{4.34}$$

Le coefficient de transmission, T, est défini d'une manière semblable :

$$T = \frac{u_{T_x}\left[p_T + (B_z B_0/4\pi)\right]}{p_{I_x} u_{I_x}}. \tag{4.35}$$

A partir des conditions de continuité (cf., équations (4.31), (4.33)), on établit la relation suivante :

$$\begin{cases} T = (1 - R)\,\delta \\ \delta = \dfrac{v_z + U}{v_z} \end{cases}. \tag{4.36}$$

Le coefficient de réflexion, R, s'exprime toujours par l'équation (3.74). Les amplitudes ,Q_I, Q_R, sont reliées par les équations (3.75), (3.76), à travers les coefficients, A et B, donnés par :

$$A = \frac{(c^2 + a^2)}{[c^2 + (\gamma/2)\,a^2]} \frac{v_z}{(v_z + U)^3}\left((v_z + U)^2 - c_t^2\right). \tag{4.37}$$

$$B = \frac{v_{Ix}}{v_x}\frac{c^2 + a^2}{c_e^2}\frac{v_z^2\left((v_z + U)^2 - c_t^2\right)}{(v_z + U)^2\left((v_z + U)^2 - a^2\right)}\frac{1}{\delta}. \tag{4.38}$$

A partir de l'équation (4.25), l'on obtient :

$$v_x = \left[\frac{1}{v_z^2}\frac{\left((v_z + U)^2 - c^2\right)\left((v_z + U)^2 - a^2\right)}{(c^2 + a^2)\left((v_z + U)^2 - c_t^2\right)}\frac{1}{v_y^2}\right]^{-1/2}. \tag{4.39}$$

Les expressions des coefficients, A et B, s'obtiennent à partir des équations (3.79), (4.37) et (4.38), i.e., :

$$A = \sqrt{\left(\frac{(1+\beta^2)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2(1+\beta^2)}\right)}{\kappa_M^3(1+(\gamma/2)\beta^2)} \right)^2}, \tag{4.40}$$

$$B = \sqrt{\left(\frac{(1+\beta^2)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2(1+\beta^2)}\right)}{\kappa_M^2 \bar{v}_x \left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right) \alpha\ cos\theta_i} \frac{1}{\left(1 + M\frac{sin\theta_i cos\phi_i}{\alpha}\right)} \right)^2}, \tag{4.41}$$

avec $\bar{v}_x = v_x/c$, donnée, à partir de l'équation (4.39), par :

$$\bar{v}_x = \left[\frac{\left(\kappa_M^2 - \frac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2}\right)}{(1+\beta^2)\left(\kappa_M^2 - \frac{\beta^2 sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2(1+\beta^2)}\right)} - \frac{sin^2\theta_i cos^2\phi_i}{\alpha^2} \right]^{-1/2}. \tag{4.42}$$

L'expression du coefficient de transmission, T, s'obtient à partir des équations (3.84), (3.85) et (4.36), i.e., :

$$T = \frac{4AB}{(A+B)^2}\delta, \tag{4.43}$$

avec

$$\delta = 1 + \frac{M}{\alpha}\ sin\ \theta_i cos\ \phi_i. \tag{4.44}$$

Les coefficients, de transmission, T, et de réflexion, R, et le facteur δ (cf., équation (4.44)), pour des couples (α, β) correspondant aux différentes régions illustrées par la figure (4.8), avec $M = 0.4$, sont représentés en fonction de l'angle d'incidence, θ_i (cf., figures (4.15), (4.16), (4.17), (4.18)).

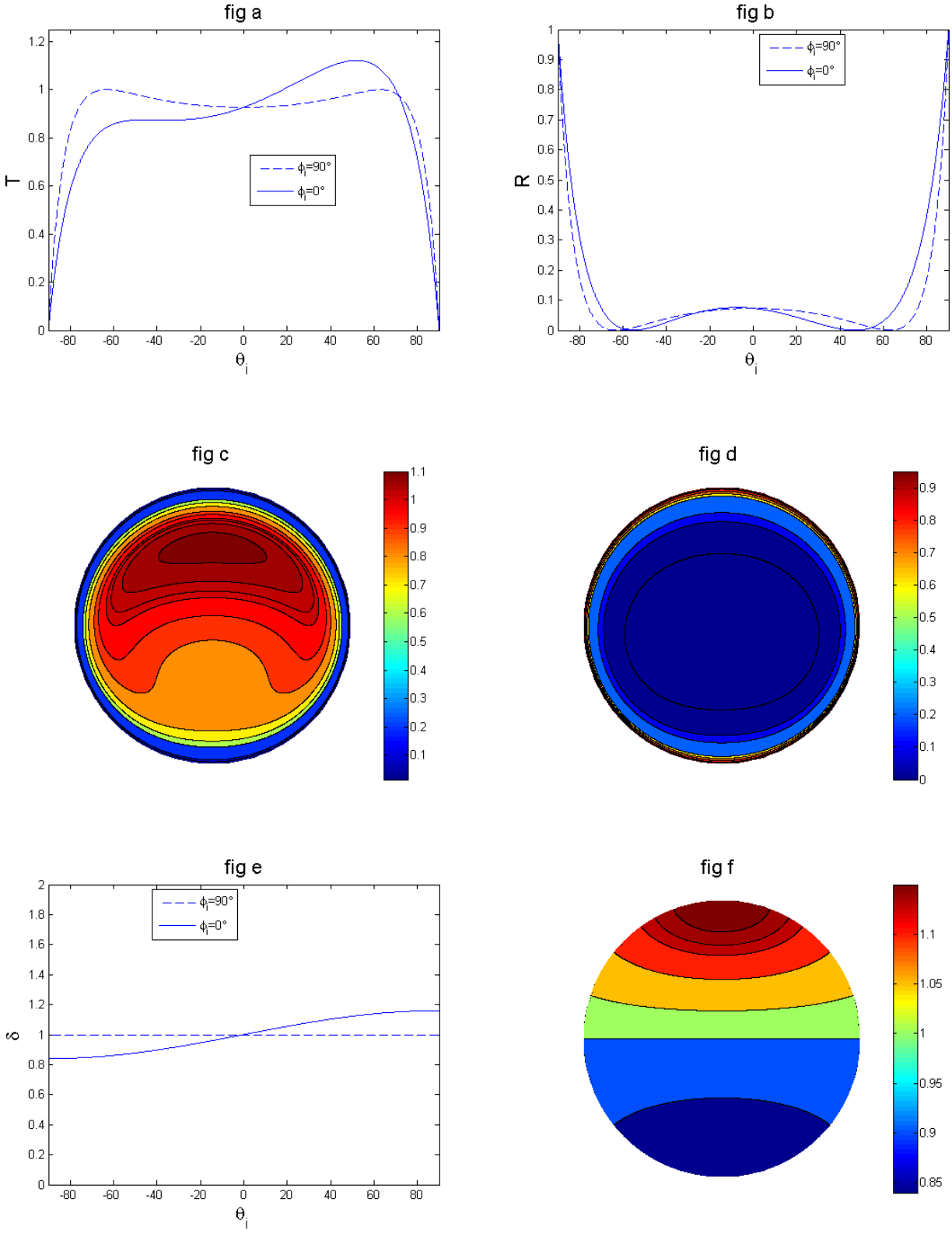


FIGURE 4.15 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 2.50$, $\beta = 1.40$,$M = 0.4$, *point D1 sur la figure (4.8)*

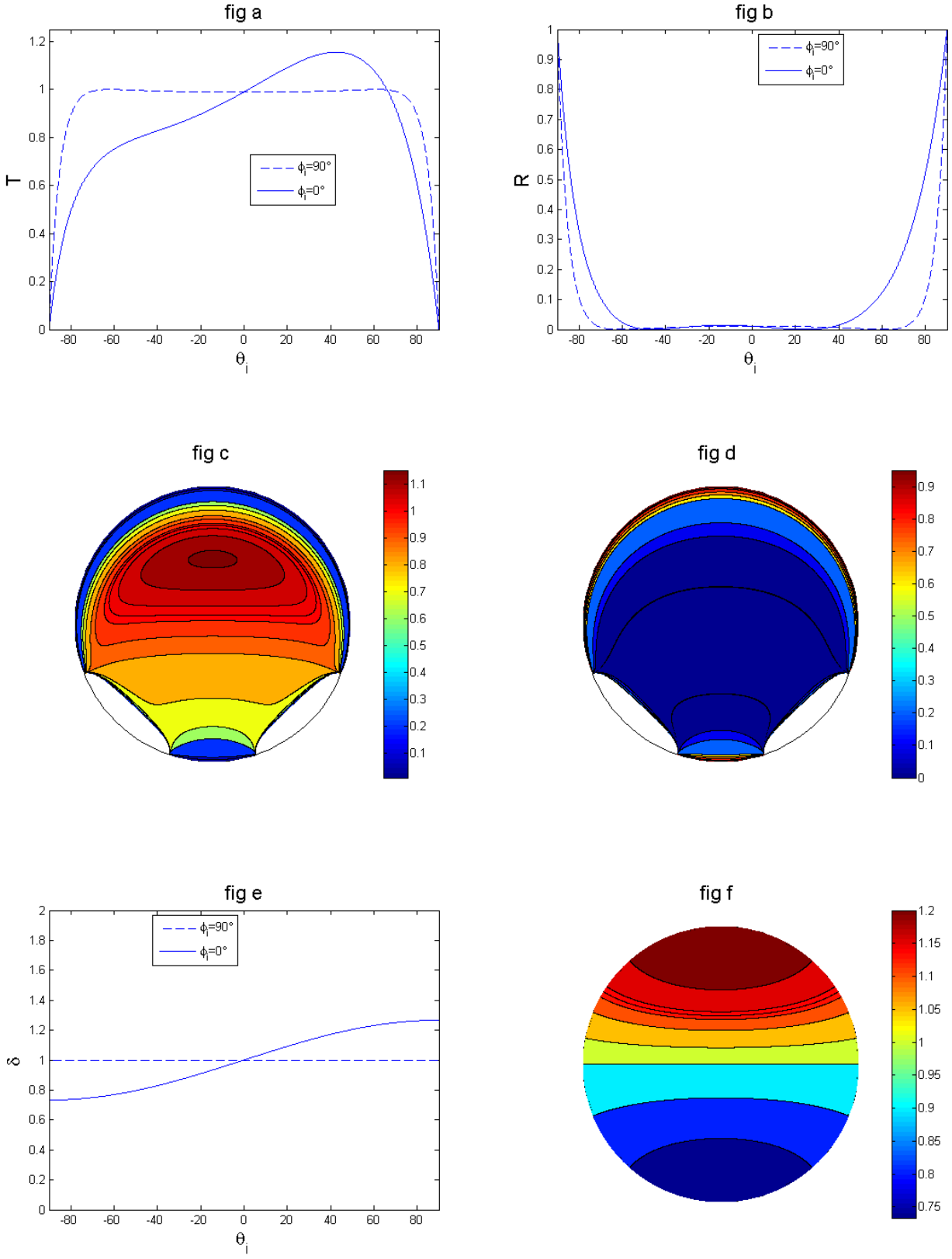


FIGURE 4.16 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.50$, $\beta = 0.95$,$M = 0.4$, *point D2 sur la figure (4.8)*

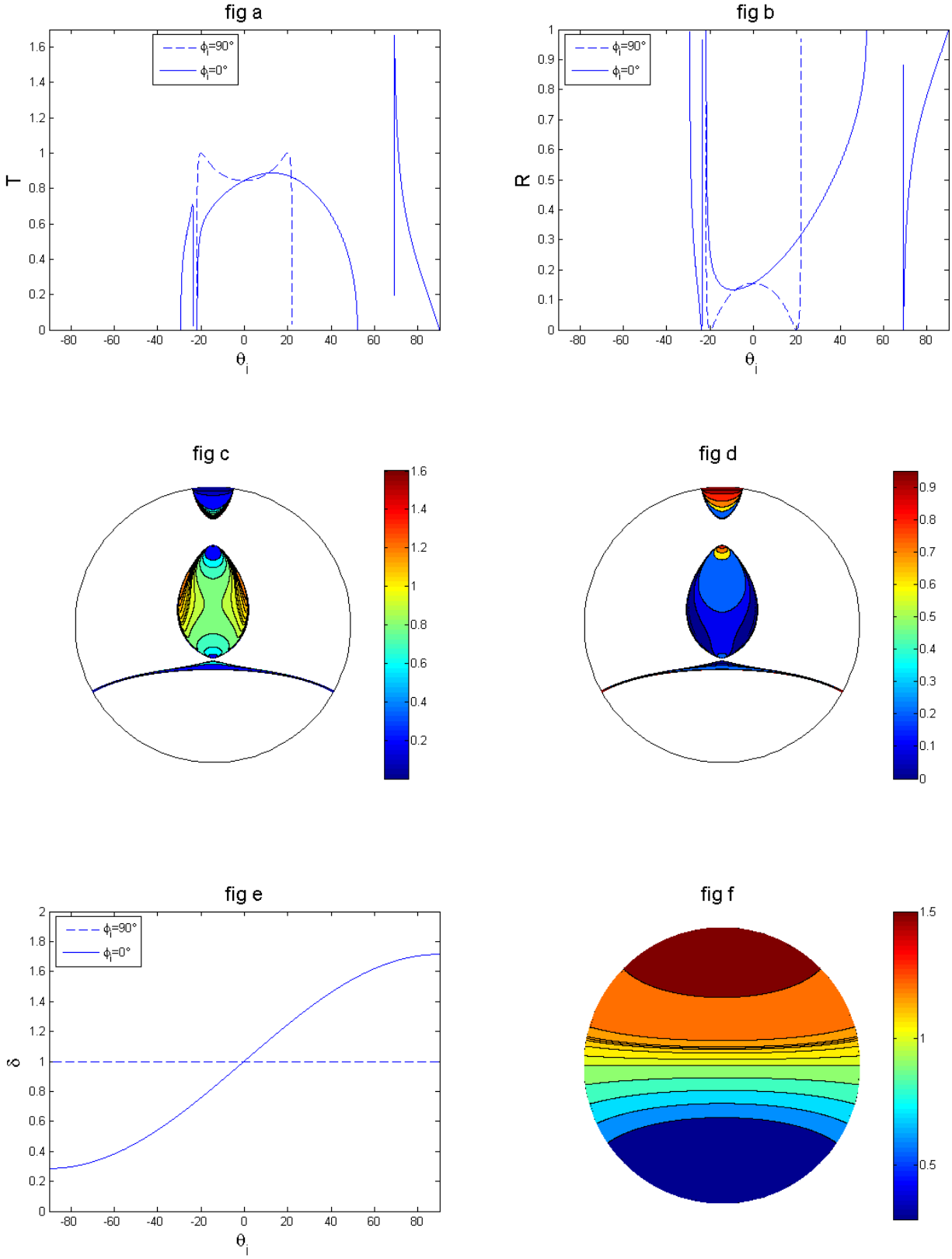


FIGURE 4.17 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c :Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 0.56$, $\beta = 1.11$,$M = 0.4$, *point D3 sur la figure (4.8)*

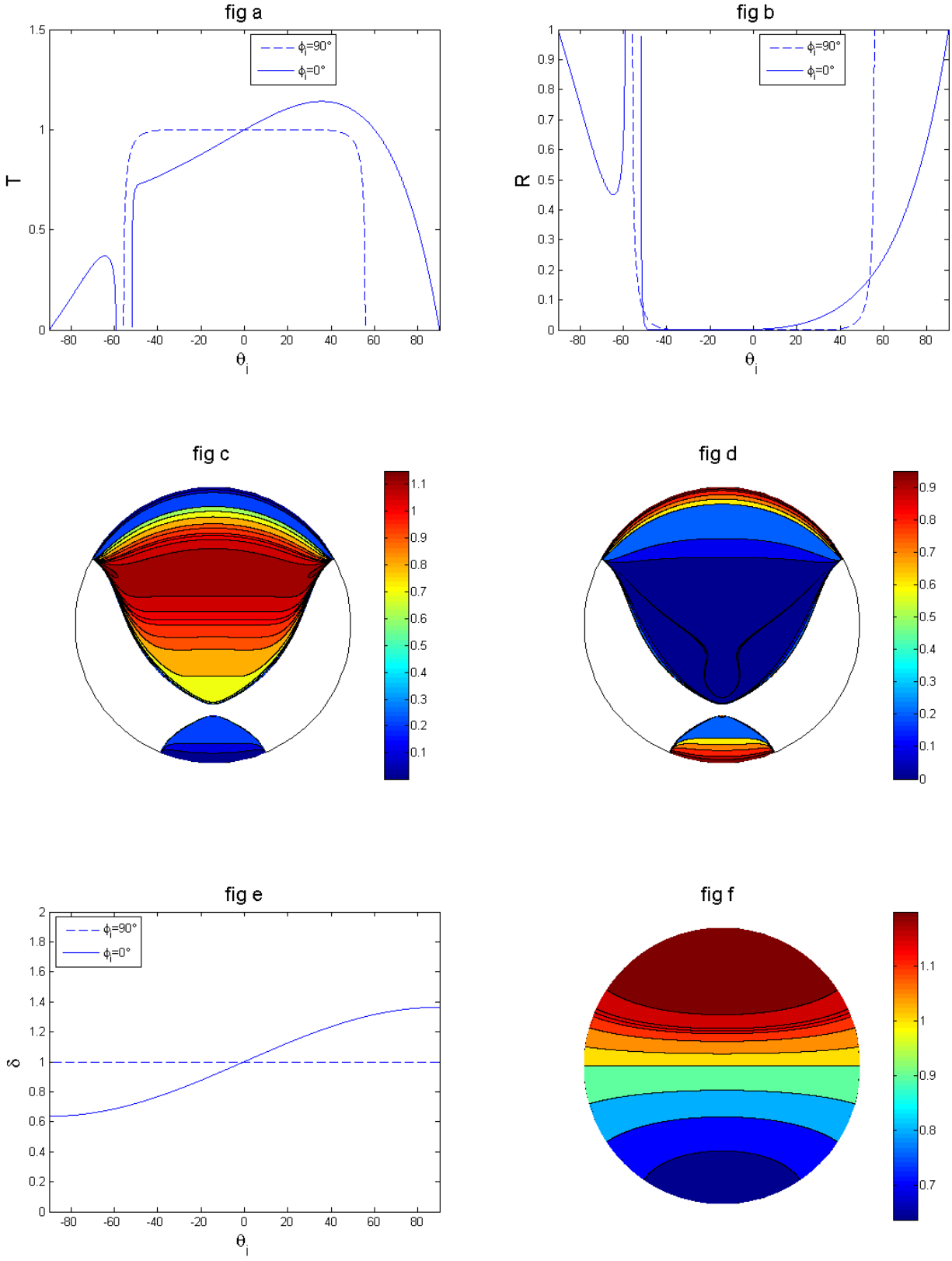


FIGURE 4.18 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.10$, $\beta = 0.88$,$M = 0.4$, *point D_4 sur la figure (4.8)*

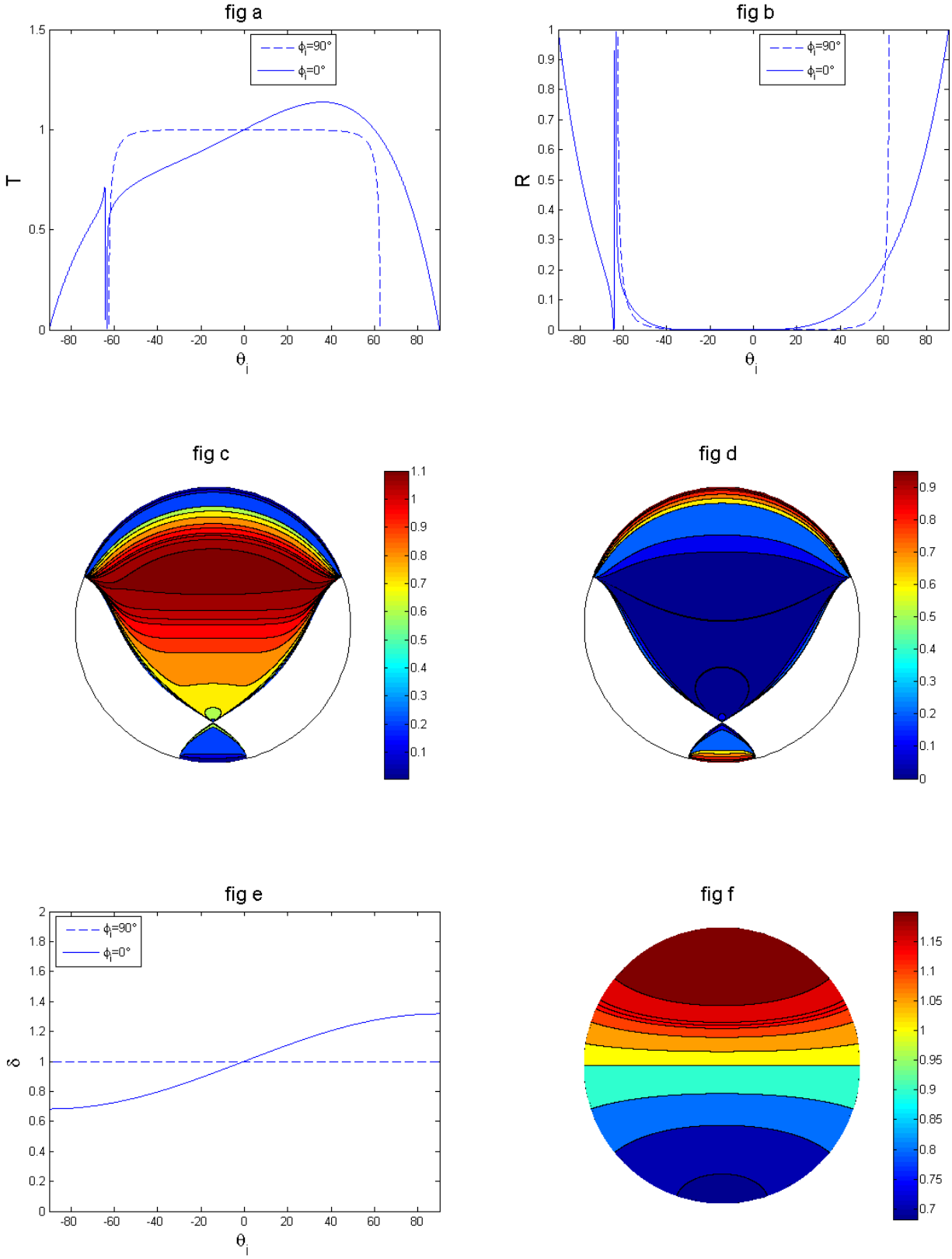


FIGURE 4.19 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs : $\alpha = 1.26$, $\beta = 1.01$,$M = 0.4$, point D_4 sur la figure (4.8)*

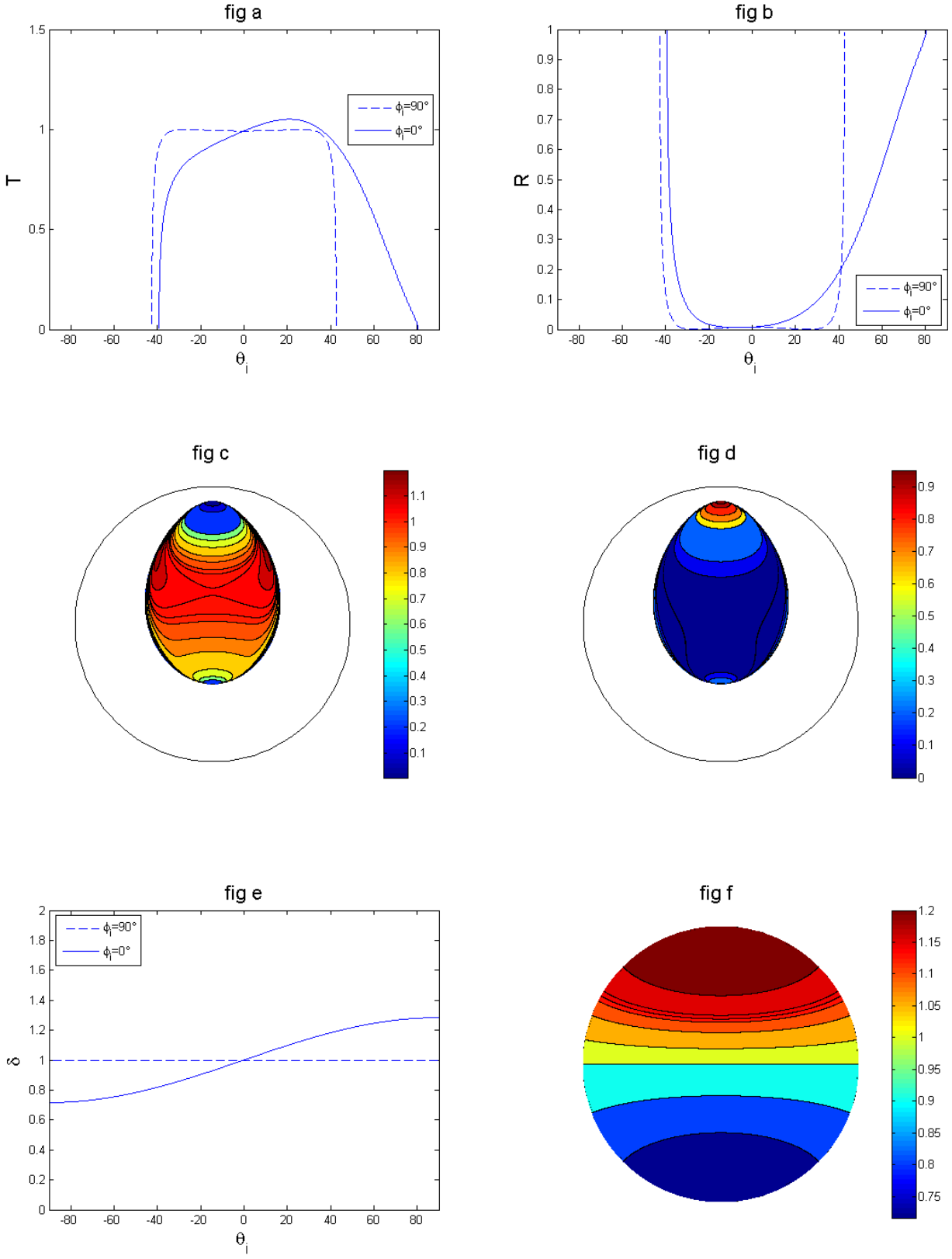


FIGURE 4.20 – *fig a : Tracé du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig b : Tracé du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig c : Contour du facteur de transmission en fonction de l'angle d'incidence. fig d : Contour du facteur de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. fig e : Tracé du facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. fig f : Contour facteur δ en fonction de l'angle d'incidence. Toutes ces figures correspondants aux valeurs :* $\alpha = 1.41$, $\beta = 1.83$,$M = 0.4$, *point D_4 sur la figure (4.8)*

4.5 Discussion des résultats

Le diagramme α vs β (cf., figure (4.8)) représente les résultats clés de cette analyse. Il montre l'existence de plusieurs domaines des triplets (α, β, M). Pour chaque domaine nous avons pris un couple (α, β) et $M = 0.4$, pour lequel nous avons tracé les diagrammes θ_T vs θ_i (l'angle de transmission vs l'angle d'incidence, cf., figures (4.9)-(4.12)), ainsi que les diagrammes T vs θ_i et R vs θ_i (le coefficient de transmission vs l'angle d'incidence et le coefficient de réflexion vs l'angle de transmission, cf., figures (4.15)-(4.18)), pour deux valeurs différentes de l'angle azimutal, ϕ (0° et 90°).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d, e, f) des figures, respectivement, (4.9), (4.15), pour $\alpha = 2.50$, $\beta = 1.40$ et $M = 0.4$, correspondent au point D1 de la région (I) dans le diagramme (3.10). Dans cette région des triplets (α, β, M), il y a un mode rapide transmis pour toutes les directions de l'onde d'incidence, θ_i (cf., figures (4.9 a, b, c)) (i.e., pas de région de non transmission). L'angle polaire transmis, θ_T, du mode rapide est toujours inférieur à 90° (cf., figures (4.9 a), alors l'onde transmise est concentrée dans la direction normale. Pour cette région, le déplacement des modes se fait dans la direction de l'écoulement fluide (cf., pour ϕ_i =0°),par contre, dans l'autre direction $\phi_i = 90°$ pas de déplacement (cf., figures (4.9 a). L'onde est transmise pratiquement suivant le plan principal (i.e., pas dans la direction du champ magnétique, cf., figures (4.9) a, b). Le facteur de transmission, T, prend la valeur 1.122 pour un angle d'incidence, $\theta_i = 52°$, qui est dû au facteur amplificateur $\delta = 1.165$ (cf., figures (4.15 e, f)), ce dernier explique le déplacement des modes dans la direction de l'écoulement (cf., figures (4.6), (4.15) a ,c). Le facteur de réflexion, R, décrois rapidement de R =1 à R =0, pour toutes les valeurs de l'angle d'incidence, θ_i, de 0° à 90° (cf., figures (4.15) b, c).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d, e, f) des figures, respectivement, (4.10), (4.16), pour $\alpha = 1.50$, $\beta = 0.95$ et $M = 0.4$, illustrent les caractéristiques de propagation dans les régions (II, VII, XI, XII) du diagramme (4.8). Dans ces régions (i.e., point D2 sur le diagramme (4.8)), il y a un mode rapide transmis (i.e., existence de région de non transmission). Pour n'importe quel angle d'incidence ,θ_i, l'angle azimutal transmis, ϕ_T, est principalement dans la direction du plan principal (i.e., pour ϕ_i =90°, $\theta_T \leq 67°83$ et pour ϕ_i =90°, $\theta_T \leq 67°83$ cf., figures (4.10) a, b, c)). Le facteur de transmission, T, prend la valeur 1.156 pour un angle d'incidence $\theta_i = 42°50$, cette valeur est due au facteur amplificateur $\delta = 1.263$ (cf., figures (4.16 e, f)). Le facteur de réflexion, R, décroit rapidement de R =1 à R =0, pour toutes les valeurs de l'angle d'incidence, θ_i, de 0° à 90° (cf., figures (4.16) b, c).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d ,e, f) des figures, respectivement, (4.11), (4.17), pour $\alpha = 0.56$ $\beta = 1.11$, et $M = 0.4$, illustrent les caractéristiques de propagation dans les régions (X, IV, XIII) du diagramme (4.8). Il y a trois modes transmis, un rapide et deux autres lents(i.e., point D3 sur le diagramme (4.8)). Les modes lents sont transmis pratiquement suivant la direction perpendiculaire quelles que soient leurs directions d'incidence (cf., 4.11) a, b). le mode rapide est transmis dans une direction presque normale (i.e., pas dans la direction du champ). Le facteur de transmission, T, prend une valeur de 1.667 pour un angle d'incidence, $\theta_i = 69°07$ (cf., figures (4.17) e, f) où la transmission des modes rapides est plus grande que celle des modes lents (cf., figures (4.17)c, d). Les modes transmis se déplacent suivant la direction du fluide (cf., figures (4.17) d, et (4.6)).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d, e, f) des figures, respectivement, (4.12), (4.18), montrent un exemple des caractéristiques de propagation dans les régions (VI, III, VIII, IX) du diagramme (4.8), pour $\alpha = 1.10$, $\beta = 0.88$ et $M = 0.4$. Le comportement est très semblable à celui des régions (X, IV, XIII), la seule différence qualitative étant l'existence de deux modes seulement (i.e., point D4 sur le diagramme (4.8)), l'un rapide et l'autre lent (cf., figures 4.12 a, b, c). Le facteur de transmission, T, prend une valeur de 1.141 pour un angle d'incidence,

$\theta_i = 37^{\circ}75$ (cf., figures (4.18)e, f), ce dernier est plus important pour les modes rapides (cf., figures (4.18) a, c). Le facteur de réflexion, R, dans ces régions varie de 0 à 1, il aura une valeur minimale pour des valeurs de -51°58 $\leq \theta_i \leq$ -48°50 et 0° pour des mode rapides (cf., figures (4.18) b, d).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d, e, f) des figures, respectivement, (4.13), (4.19), montrent un exemple type de la propagation des ondes magnéto-acoustiques à travers une tâche solaire $\alpha = 1.26$, $\beta = 1.01$ et $M = 0.4$. (i.e., point D5 sur le diagramme (4.8) $T_e \approx 5800$ K, $T \approx 4500$ K, $\beta \approx 1$), cet exemple montre la transmission des modes lents suivant la direction du champ magnétique (3.20) a, b), (4.19) b, d).

Les courbes (a, b, c) et (a, b, c, d, e, f) des figures, respectivement, (4.14), (4.20), montrent un exemple des caractéristiques de propagation dans les régions (V) du diagramme (4.8), pour $\alpha = 1.41$, $\beta = 1.83$ et $M = 0.4$. (i.e., point D6 sur le diagramme (4.8). Il y a un mode rapide transmis pour des ondes d'incidences se propageant dans la direction normale θ_i =0° et sur une aire limitée par la non-transmission (i.e., existence des régions de non-transmission figures (4.14) b, c). Près de l'incidence perpendiculaire, θ_i =90°, il y a une réflexion totale (cf., figure (4.17) b, d) quelle que soit la direction azimutale. Le facteur de réflexion, R, dans ces régions varie de 0 à 1, il aura une valeur minimale θ_i = -39°22 et la valeur maximale est pour un angle de 80°40, i.e., la réflexion est totale pour des angles qui avoisinent la direction du champ magnétique (i.e., les modes rapides ne se propagent pas suivant la direction du champ magnétique)

4.6 Résumé

Le modèle avec écoulement :

- Confirme la présence des modes magnéto-acoustiques lents se propageant suivant la direction du champ magnétique.
- Apporte aussi une explication claire sur la manière d'excitation des modes lents : c'est-à-dire que les modes magnéto-acoustiques sont transmis en modes lents pour des valeurs de $\alpha > 1$ (cas de la tache solaire).
- Le champ magnétique agit comme un guide d'onde pour ces modes magnéto-acoustiques transmises.
- Les modes magnéto-acoustiques lents sont le moyen de transport de l'énergie depuis la zone sub photosphérique vers la couronne solaire.

L'étude de la stabilité de l'interface 5

Sommaire

5.1 L'instabilité de Kelvin-Helmholtz 85
5.1.1 Région magnétisée 86
5.1.2 Région non-magnétisée 86
5.1.3 Continuité à travers l'interface 87
5.2 Résolution de l'équation de Dispersion 87
5.3 Etude de l'instabilité suivant les valeurs de α 88
5.3.1 Le cas hydrodynamique 88
5.4 Discussion des résultats 91
5.5 Résumé 91

Dans ce chapitre nous examinons l'instabilité de Kelvin-Helmholtz à travers l'interface magnétique étudiée (cf., §(2.3)). Notre travail consiste à étudier en détail la stabilité de l'interface et par conséquent la possibilité de la transmission des ondes magnéto-acoustiques à travers cette dernière. Nous excluons de ce fait, la propagation des ondes latérales (i.e., ondes se propageant suivant le plan yoz) et nous considérons uniquement l'existence des ondes de surface (i.e., ondes se propageant suivant le plan xoz). Les résultats sont illustrés par un ensemble des figures montrant la dépendance de l'énergie magnétique moyenne en fonction du nombre de Mach M pour différentes valeurs de paramètre physique (α). Les résultats obtenus sont discutés à la fin du chapitre ...

5.1 L'instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité d'une "couche de mélange" entre deux courants de fluide de vitesses différentes, appelée aussi instabilité de Kelvin-Helmholtz, présente elle aussi une succession d'instabilité : (i) apparition des tourbillons périodiques dans la couche de mélange (périodicité spatiale et temporelle), (ii) interactions entre les tourbillons provoquant une modification locale de la périodicité et (iii) apparition des structures tridimensionnelles. L'instabilité de Kelvin-Helmholtz se retrouve également dans l'instabilité des sillages et dans l'instabilité des jets. Elle est à l'origine de la turbulence dans tous les écoulements où règne un fort cisaillement. Dans l'instabilité de Kelvin-Helmholtz, le moteur de l'instabilité est l'inertie du fluide et le terme non linéaire $\vec{u}.\vec{\nabla}u$ dans l'équation de mouvement. En revanche, la viscosité a tendance à stabiliser l'écoulement.

Dans le cadre de cette étude, le calcul de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz est développé du point de vue théorique et quantitatif par la résolution numérique et la modélisation de la discontinuité hydromagnétique au bord de la tâche solaire. Afin d'étudier le comportement des ondes dans une atmosphère structurée latéralement, nous nous sommes intéressés au modèle théorique de Kelvin-Helmholtz (Rae 1983), par conséquent, au comportement des modes dans un milieu où la non-uniformité prend la forme d'une seule interface magnétique (Abdelatif 1988), le champ magnétique étant uniforme, l'état de base du plasma, en mouvement, est justement décris par cette variation discontinue du champ magnétique et du champ de vitesse correspondant à la configuration d'une seule nappe de «Vorticité-Courant» (cf., schéma (5.1)) (Massaglia et al. 2008), comme dans le chapitre précédent :

1. La région I est caractérisée par les paramètres p_{0e}, ρ_{0e}, c_e, où $x < 0$, absence du champ magnétique et absence de l'écoulement fluide.
2. La région II est caractérisée par les paramètres p_0, ρ_0, c, où $x > 0$, un champ magnétique uniforme, $\vec{B_0}$ et un écoulement fluide non perturbé de vitesse $\vec{U}$.

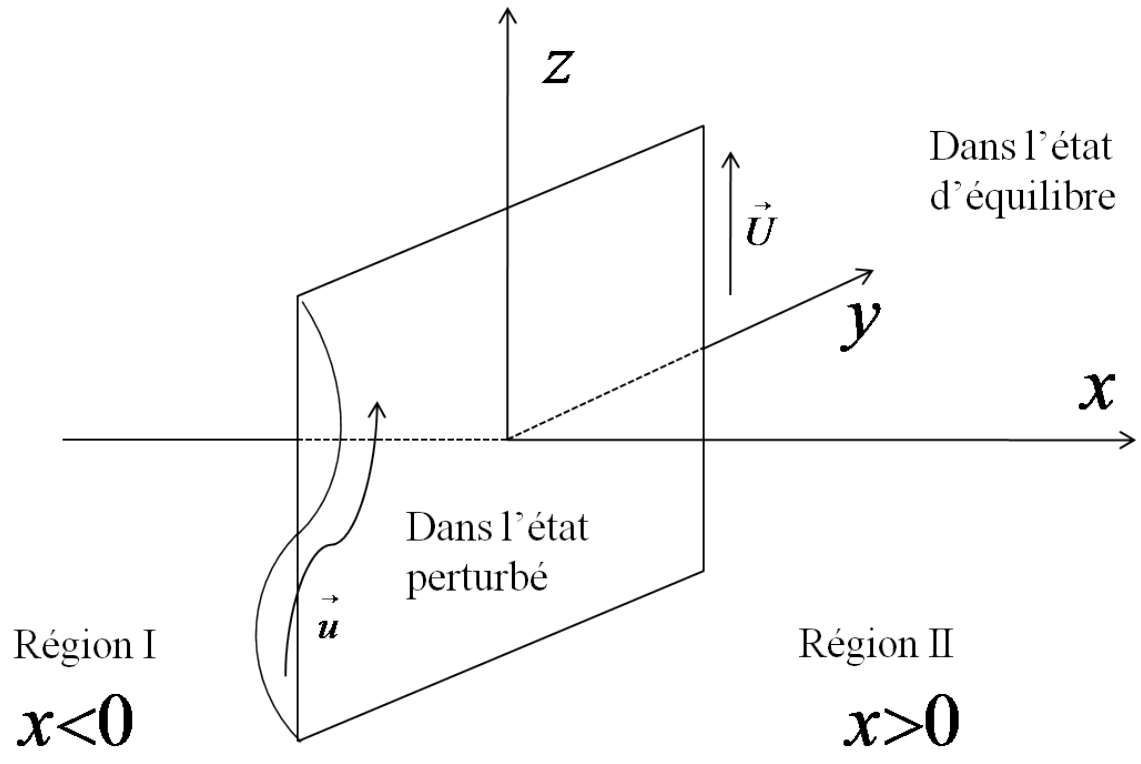


Figure 5.1 – *Plan géométrique de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz*

Pour des raisons de simplification, nous réduisons notre étude suivant la direction orthogonale à l'interface, ox (cf., figure (5.1)). Nous nous plaçons dans des conditions où l'écoulement est non-perturbé, parallèle et uniforme, dans le plan (x,z). Prés de l'interface, l'écoulement de la région II (cf., voir la figure (5.1)) déclenche une instabilité initiale en tous points de l'interface. Dans ces conditions, l'écoulement près de l'interface est décrit par des équations linéarisées pour des grandeurs d'équilibre uniformes (cf., équations (2.32), (2.33), (2.34) et (2.35)). Il est donc possible de chercher des solutions sous la forme des modes de Fourier spatiaux temporels, où les grandeurs physiques perturbées, telles que la vitesse et la pression, peuvent être écrites sous la forme :

$$\begin{cases} v_x\left(x,z,t\right) = \hat{v}_x\left(x\right)\exp i\left(kz-\omega t\right) \\ p\left(x,z,t\right) = \hat{p}\left(x\right)\exp i\left(kz-\omega t\right) \end{cases}. \tag{5.1}$$

5.1.1 Région magnétisée

Après développement, nous obtenons une équation différentielle linéaire du second ordre pour l'amplitude de la vitesse perturbée, $\hat{v}_x^{(2)}$, i.e., :

$$\frac{d^2\hat{v}_x^{(2)}}{dx^2} - m_2^2\hat{v}_x^{(2)}\left(x\right) = 0\,, \tag{5.2}$$

avec $m_2^2 \equiv m_2^2\left(\omega,k\right)$, donné par (cf., § (4.1.1)) :

$$m_2^2\left(\omega,k\right) = \frac{\left(k^2a_x^2-\left(\omega-Uk\right)^2\right)\left(k^2c_x^2-\left(\omega-Uk\right)^2\right)}{\left(k^2c_{t,x}^2-\left(\omega-Uk\right)^2\right)\left(c_x^2+a_x^2\right)}, \tag{5.3}$$

c_t étant la vitesse du tube, donnée par :

$$c_{t,x}^2 = \frac{c_x^2a_x^2}{c_x^2+a_x^2}. \tag{5.4}$$

La pression peut être obtenue à partir de l'équation de conservation d'énergie, i.e., :

$$\frac{\partial p_T}{\partial t} = \left(c_x^2+a_x^2\right)\frac{\partial \rho}{\partial t}, \tag{5.5}$$

déduite à partir des équations (2.37), (2.36) et (3.2). En tenant compte de l'écoulement, l'équation (5.5) devient :

$$\left(\frac{\partial p_T}{\partial t}+U\frac{\partial p_T}{\partial z}\right) = \rho_0a^2\Gamma - \rho_0\left(c_x^2+a_x^2\right)\Delta \tag{5.6}$$

A partir des équations, (5.6), (5.1), l'amplitude de la pression, $\hat{p}_2(x)$, est donnée par :

$$\hat{p}_2\left(x\right) = \frac{\rho_0\left(k^2a_x^2-\left(\omega-Uk\right)^2\right)}{i\left(\omega-Uk\right)^2m_2^2\left(\omega,k\right)}\frac{d\hat{v}_x^{(2)}}{dx}. \tag{5.7}$$

5.1.2 Région non-magnétisée

Dans la région extérieure (cf., région I, figure (5.1)), non magnétisée, l'amplitude de la vitesse, $\hat{v}_x^{(1)}$ est solution d'une équation de dispersion unie dimensionnelle (cf., § (4.2)), i.e., :

$$\frac{d^2\hat{v}_x^{(1)}}{dx^2} - m_1^2\hat{v}_x^{(1)}\left(x\right) = 0\,, \tag{5.8}$$

avec $m_1^2 \equiv m_1^2(\omega, k)$, donné par :

$$m_1^2(\omega, k) = \frac{k^2 c_{e,x}^2 - \omega^2}{c_{e,x}^2}. \tag{5.9}$$

Idem que $\hat{p}_2(x)$, l'amplitude de la pression, $\hat{p}_1(x)$, s'exprime par :

$$\hat{p}_1(x) = \frac{\rho_{0e}\omega^2}{i\omega m_1^2(\omega, k)} \frac{d\hat{v}_x^{(1)}}{dx}. \tag{5.10}$$

5.1.3 Continuité à travers l'interface

Les amplitudes de la vitesse, $\hat{v}_x^{(1)}$ et $\hat{v}_x^{(2)}$, de part et d'autre de l'interface, solutions, respectivement, des équations (5.8), (5.2), s'écrivent sous la forme :

$$\begin{array}{ll} \hat{v}_x^{(1)} = \alpha_1 \exp(m_1 x), & x < 0 \\ \hat{v}_x^{(2)} = \alpha_2 \exp(-m_2 x), & x > 0 \end{array} \tag{5.11}$$

La continuité des composantes, v_x et p_x de la vitesse et de la pression sur l'interface, s'expriment par (cf., § (4.4.1)) :

$$\frac{\hat{v}_x^{(1)}}{\omega} = \frac{\hat{v}_x^{(2)}}{(\omega - Uk)} \tag{5.12}$$

$$\frac{\rho_{0e}\omega^2}{i\omega m_1^2(\omega, k)} \frac{d\hat{v}_x^{(1)}}{dx} = \frac{\rho_0 \left(k^2 a_x^2 - (\omega - Uk)^2\right)}{i(\omega - Uk)^2 m_2^2(\omega, k)} \frac{d\hat{v}_x^{(2)}}{dx}. \tag{5.13}$$

conduisant à la relation :

$$D(\omega, k) \equiv \frac{\rho_{0e}\omega^2 c_{e,x}^2 m_1(\omega, k)}{\left(k^2 c_{e,x}^2 - \omega^2\right)} + \frac{\rho_0 m_2(\omega, k)\left(k^2 c_{t,x}^2 - (\omega - Uk)^2\right)}{\left(k^2 c_x^2 - (\omega - Uk)^2\right)} = 0 \tag{5.14}$$

5.2 Résolution de l'équation de Dispersion

Dans ce qui suit, nous adoptons les notations suivantes :

$$\left\{ \begin{array}{c} c \equiv c_x \, , c_e \equiv c_{e,x} \, , a \equiv a_x \, , c_t \equiv c_{t,x} \\ p_1 \equiv p_1(x) \, , p_2 \equiv p_2(x) \\ m_1 \equiv m_1(\omega, k) \, , m_2 \equiv m_2(\omega, k) \end{array} \right. .$$

L'équation (5.14) conduit à une relation de dispersion décrivant les ondes de surface sur une seule nappe de vortex-courant, correspondant à un polynôme d'ordre six de variable ω (Southwood 1968), (McKenzie et Karl 1970), difficile à résoudre analytiquement. L'équation (5.14) peut se réécrire sous la forme :

$$\frac{\rho_1 \omega^2}{\rho_2 \left(k^2 a^2 - (\omega - Uk)^2\right)} = -\frac{m_1}{m_2} \tag{5.15}$$

Afin de déterminer le critère de stabilité, en élevant au carré les deux membres de l'équation (5.15) et en introduisant les changements de variable, $q_1 = \dfrac{\omega}{k}$, $q_2 = \left(\dfrac{\omega}{k} - U\right)$, nous aboutissons, à l'équation suivante :

$$\rho_1^2 c_e^2 q_1^4 \left(c^2 - q_2^2\right) - \rho_2^2 \left(a^2 - q_2^2\right) \left(c_e^2 - q_1^2\right) \left(c^2 a^2 - \left(c^2 + a^2\right) q_2^2\right) = 0, \tag{5.16}$$

qui mène, après simplifications, à une équation polynomiale du sixième ordre, i.e., :

$$a_6 X^6 + a_5 X^5 + a_4 X^4 + a_3 X^3 + a_2 X^2 + a_1 X + a_0 = 0, \tag{5.17}$$

avec $X = \dfrac{\omega}{kc}$, représentant la vitesse de phase adimensionnelle Doppler-Shifted .

$$\begin{cases} a_6 = \left(1 + \beta^2\right) - Q^2 \alpha^2 \\ a_5 = 2M \left(Q^2 \alpha^2 - 2\left(1 + \beta^2\right)\right) \\ a_4 = \left(1 + \beta^2\right) \left(6M^2 - \alpha^2\right) + Q^2 \alpha^2 \left(1 - M^2\right) - \beta^2 \left(2 + \beta^2\right) \\ a_3 = \left(\left(4M\alpha^2 - 4M^3\right) \left(1 + \beta^2\right) + 2M\beta^2 \left(2 + \beta^2\right)\right) \\ a_2 = \left(M^4 - 6M^2\alpha^2\right) \left(1 + \beta^2\right) + \beta^2 \left(\left(\alpha^2 - M^2 \left(2 + \beta^2\right) + \beta^2\right)\right) \\ a_1 = 4M^3 \left(1 + \beta^2\right) \alpha^2 - 2M\alpha^2\beta^2 \left(2 + \beta^2\right) \\ a_0 = \alpha^2 \left(M^2\beta^2 \left(2 + \beta^2\right) - M^4 \left(1 + \beta^2\right) - \beta^4\right) \end{cases}, \tag{5.18}$$

où :

$$Q^2 = \frac{1 + (\gamma/2)\,\beta^2}{\alpha^2} \tag{5.19}$$

L'équation (5.17) est résolut numériquement, par l'algorithme de Bairstow (Jedrzejewski 2005), (Allaire 2007), pour chaque triplet (α, β, M). Cette dernière admet six solutions dans $\mathbb{C}$ (ensemble des nombres complexes). Les solutions réelles et imaginaires, de l'équation (5.17), correspondent, respectivement, aux zones, de stabilité et instabilité (cf., figure (5.2)) (Rae 1983), (Massaglia et al. 2008). Pour la zone d'instabilité, les solutions imaginaires sont conjuguées, i.e., une avec partie imaginaire positive, correspondant à une atténuation et l'autre avec une partie imaginaire négative, correspondant à une amplification.

5.3 Etude de l'instabilité suivant les valeurs de α

La figure (5.2) représente des régions de stabilité et d'instabilité dans le plan β^2 vs M, pour différentes valeurs de α (0.5, 0.56, 1, 1.26, 1.5, 2.5). Cette dernière nous permet de tirer les valeurs des couples (β^2, M) correspondant aux modes stables ou instables.

5.3.1 Le cas hydrodynamique

Suivant les différentes courbes de la figure (5.2), le cas hydrodynamique (i.e., $\beta = 0$) croix en fonction de la valeur du paramètre α, dans cette section nous calculons numériquement toutes les valeurs de α et M qui correspondent au cas hydrodynamique.

Ces données sont ajustées par un polynôme $\alpha = P(M)$, en tenant compte que $\alpha \geq 0$ et $M \geq 0$.

$$P(M) = \sum_{i=0}^{n} b_i M^{n-i} \tag{5.20}$$

Le polynôme $P(M)$ est un polynôme d'ordre quatre, il permet de donner un très bon ajustement, il est donné par :

$$P(M) = b_0 M^4 + b_1 M^3 + b_2 M^2 + b_3 M + b_4. \tag{5.21}$$

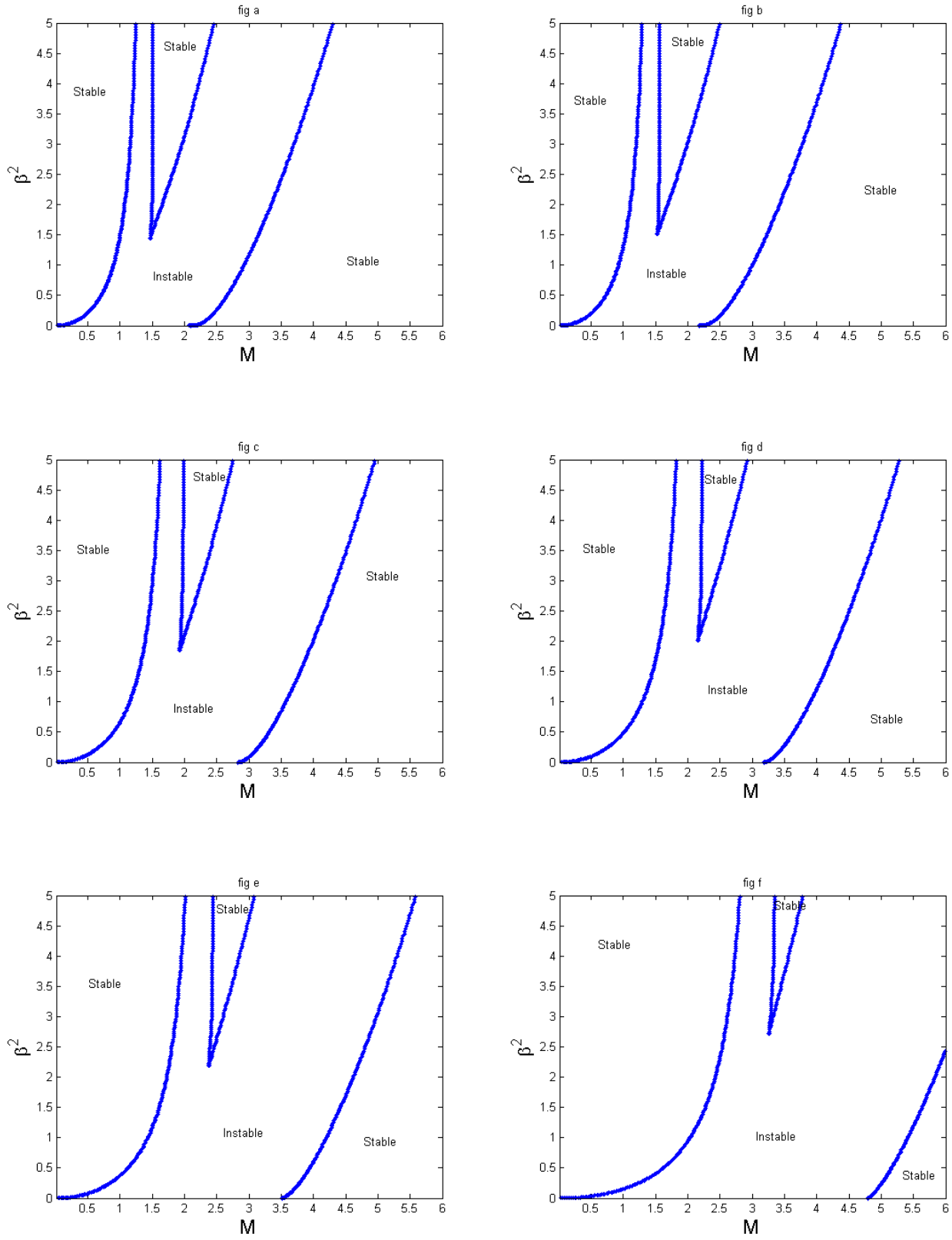


FIGURE 5.2 – *L'évolution des courbes marginales d'instabilité en fonction de* α. *fig a* ($\alpha = 0.5$), *fig b* ($\alpha = 0.56$), *fig c* ($\alpha = 1$), *fig d* ($\alpha = 1.26$), *fig e* ($\alpha = 1.5$), *fig f* ($\alpha = 2.5$)

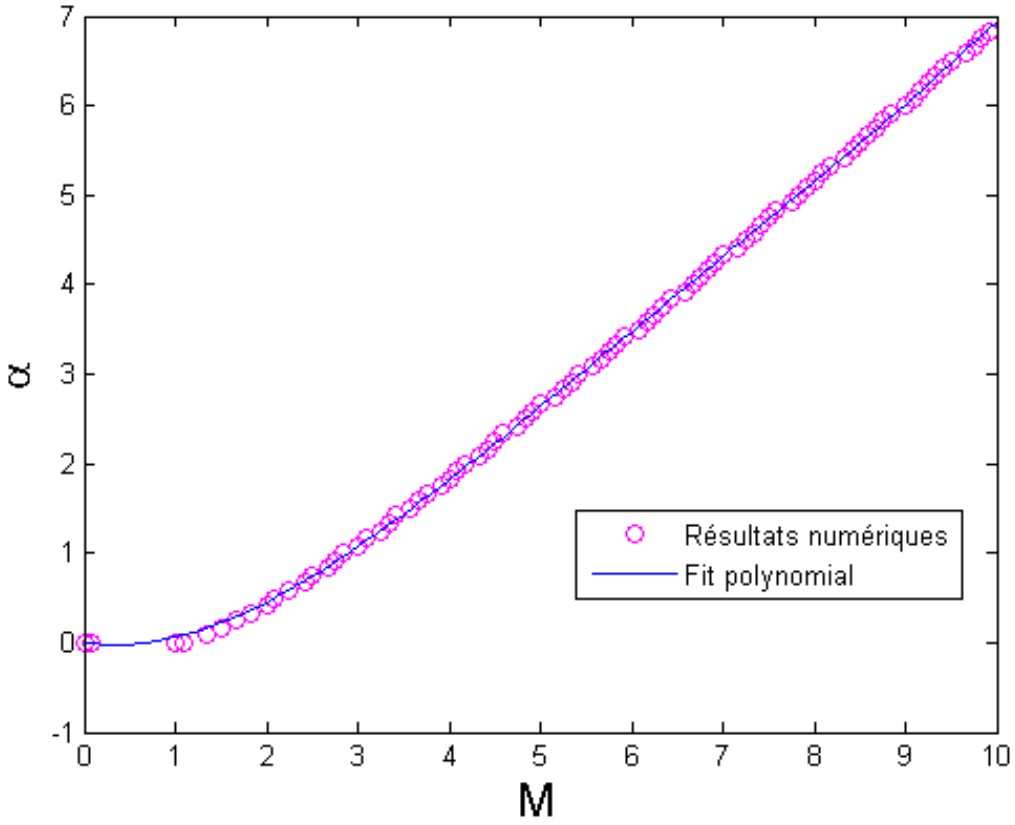


FIGURE 5.3 – *Tracé de paramètre α en fonction du nombre de Mach M*

Les valeurs numériques obtenues des coefficients b_i de polynôme $P(M)$ sont :

$$\begin{aligned} b_0 &= 9 \times 10^{-4} \\ b_1 &= -24.4 \times 10^{-3} \\ b_2 &= 23.44 \times 10^{-2} \\ b_3 &= -15.21 \times 10^{-2} \\ b_4 &= -10^{-4} \end{aligned} \tag{5.22}$$

5.4 Discussion des résultats

Les figures (a, b, c, d, e et f 5.2) montrent l'évolution du mode instable en fonction de l'énergie magnétique moyenne β^2 et du nombre de Mach $M = \frac{U}{c}$. Ces courbes marginales de formes particulières délimitent le mode instable : ce mode est caractérisé par une solution avec une partie imaginaire positive $\omega_i \geq 0$ et une partie réelle de fréquence propre positive $\omega_r \geq 0$ (Rae 1983), (Massaglia et al. 2008).

Les résultats obtenus dans ce chapitre (cf., figures 5.2) montrent l'existence des zones de stabilité et d'instabilité de l'interface, suivant les valeurs des paramètres physiques appropries, ceci explique la possibilité de la transmission des ondes magnéto-acoustiques à travers cette interface, pour certains paramètres qui rendent l'interface stable (i.e., pour des valeurs de nombre de Mach $M \leq 1$ et pour un plasma photosphérique $\beta \approx 1$).

Les figures (5.2 d, e), présentent les résultats obtenus pour des paramètres physiques de la photosphère (i.e., $T_{0e} > T_0$ et $\beta \approx 1$. Dans les cas particuliers $\beta = 0$ (cas hydrodynamiques), l'interface est stable pour des valeurs du nombre de Mach $M \geq M_{cr}$, toutes ces valeurs sont obtenues par un ajustement des paramètres du fit polynômial $\alpha = P(M)$ (cf., figure (5.3)).

5.5 Résumé

- Pour des paramètres types d'une tache solaire (cf., voir figure (5.2 d)), le champ magnétique est un facteur stabilisant, car si on considère le cas hydrodynamique dans cette configuration, la stabilité de l'interface ne peut avoir lieu que pour une valeur du nombre de Mach $M \geq M_{cr} = 3.192$ (cf., voir figures (5.2 d), (5.3)), mais pour le cas magnétohydrodynamique ($\beta \neq 0$) la stabilité de l'interface existe pour des valeurs subsoniques du nombre de Mach (i.e., $M \leq 1$).
- Cette étude révèle une stabilité de l'interface subphotosphérique, pour le cas subsonique (i.e.,$M \leq 1$) le modèle adopté (i.e., interface magnétisée avec écoulement) est un modèle stable pour des plasma photosphérique $\beta \approx 1$.

Conclusion générale

Le travail exposé a mis en évidence l'intérêt de développer des théories magnétohydrodynamiques des plasmas, qui permettent de comprendre le mécanisme des transmissions des modes P vers la couronne solaire, ainsi que la stabilité de cette transmission. Nous nous sommes basés sur l'approximation d'une interface plane, modélisant le bord d'une tâche solaire, cette dernière est la résultante d'une intense activité magnétique au sein de la zone de convection. Le champ magnétique, qui en est issu, freine la convection et limite l'apport thermique en surface à la photosphère, le plasma en surface se refroidit et se contracte. Dans ces conditions la température de la photosphère, prise dans notre cas T_{0e} (région non magnétisée), est plus grande que celle de la tâche solaire, T_0 (région magnétisée, i.e, $c_e > c$).

En particulier, notre analyse a montrée que :

- Les modes lents n'apparaissent que dans des structures avec écoulement. Cependant, ces modes peuvent être transmis à la couronne (i.e., $c_e > c$ ou $\alpha \geq 1$).
- Les modes lent se propagent dans la direction du champ magnétique. Ce dernier va servir comme un guide d'onde qui transportera les ondes magnéto-acoustiques lentes depuis la zones sub photosphérique à la couronne solaire, qui peuvent être l'un des mécanismes à l'origine du chauffage de cette dernière.
- La transmission se fait suivant la direction de l'écoulement.
- L'énergie des modes transmis peut prendre des valeurs plus grandes que l'énergie incidente, cette augmentation est engendrée par l'écoulement, i.e., : (i) si la transmission se fait dans la direction de l'écoulement le facteur devient $T > 1$, (ii) et si la transmission se fait dans le sens opposé de l'écoulement $T \leq 1$ et cette valeur se rapproche de 1 pour des petites valeurs de U dans les deux cas.
- Les vecteurs d'ondes, d'incidence, réflexion et transmission sont dans le même plan, appelé, plan d'incidence. Par contre, la vitesse de groupe de l'onde transmise n'est pas toujours dans le même plan. En effet, la vitesse de groupe de l'onde transmise est coplanaire avec les vecteurs d'onde si l'angle azimutal incident ϕ_i est égale à 0°(dans le plan de propagation) ou 90°. Pour les modes rapides le vecteur vitesse de groupe n'est pas dans le plan principal (i.e., plan défini par la direction du champ magnétique et la normale à l'interface). Par ailleurs, pour les modes lents le vecteur vitesse de groupe est dans le plan principal. La direction de propagation de l'énergie d'un mode lent transmis est toujours dans une direction conique faisant un angle de $26^\circ565$ avec la direction du champ magnétique, quelle que soit la direction de l'onde incidente ou les valeurs des paramètres α et β. Il y a des cas où il y a une adaptation d'impédance entre les régions non magnétiques et magnétiques, permettant la transmission totale ($R = 0, T = 1$) à travers l'interface. Une telle adaptation d'impédance est toujours possible pour les mode rapides. Cette possibilité ne peut être vérifiée pour des modes lents, sauf pour des valeurs $\alpha > 1$.
- L'analyse de l'instabilité en utilisant le modèle de Kelvin-Helmholtz dans les conditions de la physique solaire, a montrée que le modèle adopté (i.e., interface magnétisée avec écoulement) est un modèle stable pour des plasma photosphérique $\beta \approx 1$. Ceci explique la stabilité de l'interface étudiée, par conséquent la possibilité de la transmission des modes magnéto-acoustiques des tâches solaires à la couronne.

– Le champ magnétique est un facteur stabilisant pour l'interface étudiée.

Perspectives

Dans la continuité directe de notre travail de thèse, on va :
– Développé un modèle encore plus complexe, qui est le tube magnétique « Slab » et en ajoutant des perturbations dans le champ magnétique ainsi que la vitesse d'écoulement.
– Étudier les réflexions secondaire à l'intérieur du tube magnétique et savoir les modes qui serons piégés à l'intérieur du tube magnétique.
– L'analyse de l'instabilité de Kelvin-Helmholtz pour chaque mode : détermination de la nature des modes stable.
– Traitement du cas supersonique dans les instabilités

Bibliographie

T.E Abdelatif. Surface and body wave in magnetic flux tube. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 333 :395–406, 1988. (Cité dans les pages 26, 35 et 85.)

T.E Abdelatif, B.W Lites, et J.H Thomas. Oscillations in a Sunspot and the Surrounding Photosphere. *Small-Scale Dynamical Processes in Quiet Stellar Atmospheres, PRoceedings of the Conference held in Sunspot*, page 141, 1984. (Cité dans la page 1.)

T.E Abdelatif et J.H Thomas. Transmission and Reflexion of Compressive Waves at a Nonmagnetic-Magnetic Interface. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 70 :239–255, 1989. (Cité dans les pages 25, 26, 27, 28, 29, 30, 31, 34, 35, 39, 47 et 57.)

H Alfvén. Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. *Nature*, 150 :405–406, 1942. (Cité dans la page 16.)

G Allaire. *Mathématiques & Applications*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2007. (Cité dans la page 88.)

J.M Aschwanden, C Schrijver, et D Alexander. Modeling of Coronal EUV Loops Observed with TRACE. I. Hydrostatic Solutions with Nonuniform Heating. *The Astrophysical Journal*, 550 :1036–1050, 2001. (Cité dans la page 6.)

M. J Aschwanden. *Physics of the Solar Corona*. Praxis Publishing Ltd, Chichester, UK, 2005. (Cité dans la page 9.)

D Berghmans et F Clette. Observation of Quasi-periodic Compressive Waves in Solar Polar Plumes. *Solar Physics*, 186 :207–229, 1999. (Cité dans la page 9.)

N Brynildsen, P Maltby, T Leifsen, O Kjeldseth-Moe, et K Wilhelm. Observations of sunspot transition region oscillations. *Solar physics*, 191 :129–159, 2000. (Cité dans la page 9.)

R Cameron, L Gizon, et K Daiffallah. A code for the simulation of wave propagation through an inhomogeneous, magnetised solar atmosphere. *Astronomische Nachrichten*, 328 :313, 2007. (Cité dans la page 2.)

I De Moortel, J Ireland, A. W Hood, et R. W Walash. The detection of 3 and 5 min period oscillations in coronal loops. *Astronomy and Astrophysics*, 387 :L13–L16, 2002a. (Cité dans la page 9.)

I De Moortel, J Ireland, et R. W Walash. Observation of oscillations in coronal loops. *Astronomy and Astrophysics*, 355 :L23–L26, 2000. (Cité dans la page 9.)

I De Moortel, J Ireland, et R. W Walash. Trace observations of propagating slow magneto-acoustic disturbances in coronal loops. *Proceedings of the SOHO 11 Symposium on From Solar Min to Max : Half a Solar Cycle with SOHO*, 2002b. (Cité dans les pages 1 et 9.)

C. E Deforest et J. B Gurman. Observation of Quasi-periodic Compressive Waves in Solar Polar Plumes. *The Astrophysical Journal*, 501 :L217, 1998. (Cité dans la page 9.)

R.J Defouw. Wave propagation along a magnetic tube. *The Astrophysical Journal*, 209 :266–269, 1976. (Cité dans les pages 26 et 57.)

J.F Dowdy, D Rabin, et R.L Moore. On the magnetic structure of the quiet transition region. *Solar physics*, 105 :35–45, 1986. (Cité dans la page 9.)

C.A Ferraro et C Plumpton. Hydromagnetic Waves in a Horizontally Stratified Atmosphere. V. *The Astrophysical Journal*, 127 :459, 1958. (Cité dans les pages 20 et 27.)

P.J Garcia et J.M Ferreira (Eds.). *Jets From Young Stars VI From Models to Observations and Experiments* . Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2010. (Cité dans les pages 26 et 27.)

L Gizon. Probing the Solar Interior in Three Dimensions. *American Astronomical Society, SPD meeting 40, 2.01*, 2009. (Cité dans la page 1.)

L Gizon et A.C Birch. Local Helioseismology . *Living Reviews in Solar Physics*, 2 :6, 2005. (Cité dans la page 1.)

L Gizon, A.C Birch, et H.C Spruit. Three Dimensional Imaging of the Solar Interior. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, pages 1001–0930, 2010. (Cité dans la page 1.)

L Gizon, P Cally, et J Leibacher. *Helioseismology, Asteroseismology,and MHD Connections* . Springer, 2008. (Cité dans la page 8.)

D Gough. Helioseismology : Oscillations as a probe of the Sun's interior. *Nature*, 304 : 689–690, 1983. (Cité dans la page 1.)

W Hindman, B et R Jain. The Generation of Coronal Loop Waves below the Photosphere by p-Mode Forcing. *Astrophysical Journal*, 667 :769–780, 2008. (Cité dans la page 1.)

R Howe. Solar Interior Rotation and its Variation. *Living Reviews in Solar Physics*, 6 :1, 2009. (Cité dans la page 8.)

F Jedrzejewski. *Introduction aux méthodes numériques Deuxième édition*. Springer-Verlag France, Paris, 2005. (Cité dans la page 88.)

K Lang. *Le Soleil et ses relations avec la Terre* . Springer-Verlag, 1997. (Cité dans les pages 3 et 8.)

R.B Leighton, R.W Noyes, et G.W Simon. *Astrophysical Journal*, 135 :474, 1962. (Cité dans la page 1.)

J Lighthill. *Waves in Fluids* . Cambridge, 1978. (Cité dans les pages 25, 26, 31 et 57.)

B. W. J Mahy. Solar Oscillations - Ways to Probe the Sun's Interior. *Nature*, 288 :535, 1980. (Cité dans la page 1.)

M. S Marsh, R. W Walsh, I De Moortel, et J Ireland. Joint observations of propagating oscillations with SOHO/CDS and TRACE. *Astronomy and Astrophysics*, 404 :L37–L41, 2003. (Cité dans la page 9.)

S Massaglia, G Bodo, A Mignone, et P Rossi (Eds.). *Jets From Young Stars III (Numerical MHD and Instabilities)* . Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2008. (Cité dans les pages 26, 85, 88 et 91.)

J McKenzie et F.W Karl. Interaction of Hydromagnetic Waves with Hydromagnetic Shocks. *Physics of Fluids*, 13 :630–640, 1970. (Cité dans la page 87.)

T Pulkkinen. Space Weather : Terrestrial Perspective. *Living Reviews in Solar Physics*, 4, 2007. (Cité dans la page 3.)

I.C Rae. The MHD Kelvin-Helmotz instability in the solar photosphere. *Astronomy & Astrophysics*, 126 :209–215, 1983. (Cité dans les pages 85, 88 et 91.)

I.C Rae et B Roberts. Pulse propagation in a magnetic flux tube. *Astrophysical Journal*, 256 : 761–767, 1982. (Cité dans la page 26.)

E Robbrecht, E Verwichte, D Berghmans, J. F Hochedez, S Poedts, et V. M Nakariakov. Slow magnetoacoustic waves in coronal loops : EIT and TRACE. *Astronomy and Astrophysics*, 370 :591–601, 2001. (Cité dans la page 9.)

M.A Scheuer et J.H Thomas. Umbral oscillations as resonant modes of magneto-atmospheric waves. *Solar Physics*, 71 :21–38, 1975. (Cité dans la page 21.)

R Schwenn. Space Weather : The Solar Perspective. *Living Reviews in Solar Physics*, 3, 2006. (Cité dans la page 3.)

V.B Somov. *Plasma Astrophisics part I (Fundamentals and Practice),chapitre 12* . Springer-Verlag ,New York, NY 10013, USA, 2006. (Cité dans les pages 26, 27 et 57.)

D.J Southwood. The hydromagnetic stability of the magnetospheric boundary. *Planetary and Space Science*, 16 :587, 1968. (Cité dans la page 87.)

J.H Thomas. On the Mode of Three-Minute Umbral Oscillations in Sunspots. *Bulletin of the American Astronomical Society*, 15 :952, 1975. (Cité dans la page 20.)

J.H Thomas, L.E Cram, et A.H Nye. Five-minute oscillations as a subsurface probe of sunspot structure. *Nature*, 297 :485–487, 1982. (Cité dans la page 1.)

S Tomczyk et M.W McIntosh. Time-Distance Seismology of the Solar Corona with CoMP. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 697 :1384–1391, 2009. (Cité dans la page 1.)

Y Uchida et T Sakurai. Oscillations in sunspot umbras due to trapped Alfven waves excited by overstability. *Astronomical Society of Japan, Publications*, 27 :259–274, 1975. (Cité dans la page 21.)

L Yelles Chaouch et T.E Abdelatif. MAG Waves in Sunspots Umbrae : Slow Waves Leaking to the Corona. *Solar Physics*, 229 :255–271, 2005. (Cité dans la page 1.)

Notations et Abréviations

Instituts et agences

ACE	Advanced Composition Explorer
EUVE	Extreme Ultra-Violet Explorer
GOES	Geostationary Operational Environmental Satellites
IMAGE	Imager for Magnetopause-to-Aurora Global Exploration
OSO	Orbiting Solar Observatories
SoHO	Solar and Heliospheric Observatory
SoHO/EIT	Extreme ultraviolet Imaging Telescope
SoHO/SUMER	Solar Ultraviolet Measurements of Emitted Radiation
Terra EOS	Earth Observing Satellite
TRACE	Transition Region and Coronal Explorer
XMM-Newton	X-ray Multi-Mirror
Yohkoh/SXT	Yohkoh Soft X-ray Telescope
SVST	Suidich Vacum Solaire Telescope
ESA	European Space Agency
IAS	Institut d'Astrophysique Spatiale
MEDOC	Multi-Experiment Data and Operations Center (à l'IAS)
NASA	National Aeronautics ans Space Agency
Ulysses	Ulysses est une sonde spatiale destinée à étudier les pôles du Soleil

Abréviations diverses

MHD	Magnétohydrodynamique
UV	Ultra-Violet
Slow mode	Mode lent
Fast mode	Mode rapide
P-mode	Mode de pression

Variables et notations mathématiques

$\mathbf{a}$	Vitesse d'Alfvén
$\mathbf{c}$	Vitesse du son dans la zone magnétisée
$\mathbf{c}_e$	Vitesse du son dans la zone non-magnétisée
c_l	Vitesse de la lumière
c_t	La vitesse du tube magnétique
c_f	La vitesse fast
$\vec{U}$	La vitesse de l'écoulement fluide
$\vec{B}$	L'induction magnétique (couramment appelée le champ magnétique)

$\vec{E}$	Le champ électrique
$\vec{j}$	La densité de courant
p	La pression
T_0	La température de la zone magnétisée
T_{0e}	La température de la zone non-magnétisée
$\vec{g}$	La gravité
R_m	Le nombre magnétique de Reynolds
M	Le nombre de mach
T	Le facteur de transmission
R	Le facteur de réflexion
R_S	Le rayon solaire moyen
R_g	constante des gaz parfait
α	Le rapport des vitesse c_e sur **c**
β	Le rapport des vitesses **a** sur **c**
η	Le coefficient de diffusion magnétique
μ_0	La perméabilité magnétique
ε_0	La permittivité électrique
ρ	La densité de charge
θ_I	L'angle polaire d'incidence
θ_T	L'angle polaire d'incidence de transmission
ϕ_I	L'angle azimutal d'incidence
ϕ_T	L'angle azimutal de transmission
γ	Le facteur adiabatique
δ	Le facteur amplificateur

Ce document a été préparé à l'aide de l'éditeur de texte TeXnic Center et du logiciel de composition typographique LaTeX 2_ε.