



Facultat de Ciències

**Universitat de les
Illes Balears**

Memòria del Treball de Fi de Grau

Reflexió i transmissió d'ones magneto- hidrodinàmiques a l'atmosfera del Sol.

Joan Enric Garcías Bruguera

Grau de Física

Any acadèmic 2018-19

Treball tutelat per Roberto Soler Juan.
Departament de Física.

S'autoritza la Universitat a incloure aquest treball en el Repositori Institucional per a la seva consulta en accés obert i difusió en línia, amb finalitats exclusivament acadèmiques i d'investigació	Autor		Tutor	
	Sí	No	Sí	No
	X		X	

Paraules clau del treball:

Sol, Atmosfera solar, Magnetohidrodinàmica, Ones d'Alfvén, Reflectivitat, Transmissivitat, Absorció.

ÍNDIX

1. INTRODUCCIÓ	1
1.1 El Sol	1
1.2 L'atmosfera solar	1
1.2.1 La fotosfera	2
1.2.2 La cromosfera	2
1.2.3 La corona	3
1.3 Ones d'Alfvén i el problema de l'escalfament de l'atmosfera	4
1.4 Objectius i motivació	5
2. MODEL ATMOSFÈRIC I TUB MAGNÈTIC	5
3. DERIVACIÓ MATEMÀTICA I RESOLUCIÓ NUMÈRICA	9
3.1 Les equacions MHD	9
3.2 Linealització de les equacions MHD	10
3.3 Equació d'ones de torsió	11
3.4 Equació de conservació d'energia per a les ones MHD	12
3.5 Propagació d'energia	13
3.6 Condicions de contorn	15
3.7 Mètode numèric	15
4. RESULTATS	16
4.1 Resultats de la integració numèrica per freqüències $f=0,01; 0,1; 1\text{Hz}$	16
4.2 Dependència de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb l'exponent d'expansió	17
4.3 Dependència de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb la intensitat del camp magnètic a la fotosfera	23
4.4 Comparació de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb el cas de multifluid	25
5. CONCLUSIONS	27
6. BIBLIOGRAFIA	29

1. INTRODUCCIÓ

1.1 El Sol

El Sol és l'estrella més propera a la Terra i l'objecte principal del Sistema Solar, suposant el 99,8% de la massa total del sistema. El Sol és una estrella comú a la seqüència principal, de classe espectral G2 i lluminositat V. La seva magnitud absoluta és de 4,8, fet que implica una temperatura superficial aproximadament de 5.500 K. Tot i no ser una estrella especial des del punt de vista astronòmic, el Sol ha estat objecte d'observació i estudi des de les primeres civilitzacions, degut a la seva proximitat a la Terra, i la seva influència en el clima i la meteorologia, a més de ser un factor clau per a la presència de vida al planeta. L'estudi del Sol ha estat de gran importància per poder entendre l'evolució de les estrelles i el comportament del plasma còsmic.

El Sol es pot considerar aproximadament una esfera composta per un 74% d'hidrogen (H), un 25% d'heli (He) i un 1% d'altres materials. La composició del Sol fa que aquest es classifiqui com a una estrella de Població I, degut a la seva riquesa en materials pesants. A causa de les altes temperatures a les que es troben els elements que constitueixen el Sol, aquests es troben en forma de plasma. El plasma és un estat d'agregació de la matèria que consisteix en un fluid, el qual conté partícules ionitzades, fet que el dota de la capacitat d'interaccionar amb camps electromagnètics.

Pel que fa a l'estructura interna del Sol, aquesta es troba oculta de les nostres possibles observacions. Tot i això, l'heliologia ha permès inferir moltes propietats de l'interior de l'estrella, que està dividit en tres grans regions: el nucli, la zona radiativa i la zona convectiva. El nucli és la regió en la qual es produeix l'energia solar per mitjà de la fusió nuclear de l'hidrogen en heli. El calor produït en el nucli és transferit a la resta de l'interior estel·lar degut a la presència d'un gradient de temperatura. Una vegada és produïda l'energia dins el nucli, aquesta arriba a la zona radiativa, que va de $0,2R_{\odot}$ a $0,7R_{\odot}$ (R_{\odot} és el radi solar, uns 695.510 km). A través de la zona radiativa, l'energia és transportada per mitjà del mecanisme de la radiació tèrmica, on els fotons són absorbits i emesos molts cops, trigant anys en travessar aquesta regió. Llavors, l'energia arriba a la zona convectiva, on és transmesa per mitjà del moviment macroscòpic de masses de plasma calent, que puguen i transporten calor cap a la superfície del Sol. El criteri per a la convecció (Schwarzschild 1906) determina si una zona pot ser convectiva, sent la força de la gravetat la que permet el transport convectiu degut a l'estratificació de la regió. És a la zona convectiva on es genera el camp magnètic del Sol, a partir de la convecció i rotació del plasma es genera un camp magnètic, procés que rep el nom de dinamo solar.

1.2 L'atmosfera solar

L'atmosfera solar es considera aquella part del Sol des de la qual els fotons poden escapar directament a l'espai. L'atmosfera solar està constituïda per tres regions amb diferents propietats físiques, que convenientment són incorrectament representades com una sèrie de capes esfèriques que envolten el Sol. La presència del camp magnètic determina fortament la dinàmica de l'atmosfera solar. Un fet molt rellevant, i que està relacionat amb la motivació d'aquest treball, és que a l'atmosfera solar, la dependència de la temperatura del plasma amb l'altura té un comportament inesperat, ja que la temperatura augmenta així com un es va allunyant de la superfície solar.

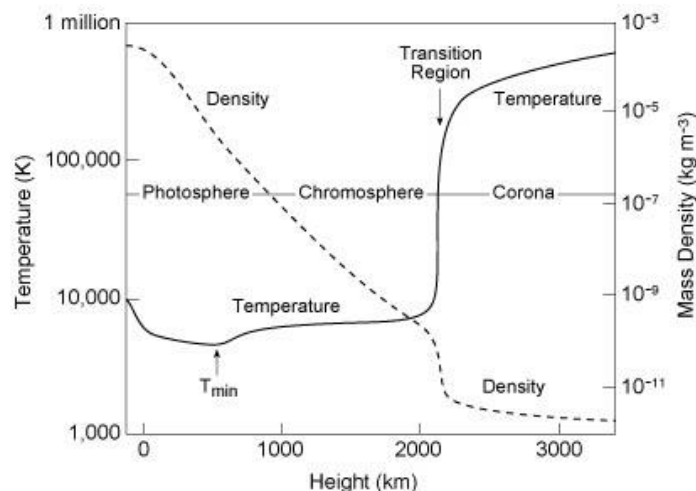


Figura 1: Distribució de la temperatura i densitat de l'atmosfera solar en funció de la distància per sobre de la zona de convecció donada pel model VALC (Vernazza, J. E., Avrett, E. H., Loeser, R. 1981, ApJS, 45, 635).

1.2.1 La fotosfera

La superfície visible del Sol, la fotosfera, és considerada la primera capa de l'atmosfera solar. La fotosfera consisteix en una capa de plasma extremadament fina, d'una gruixa d'uns 550 km, la qual és relativament densa i opaca. Aquesta capa es troba a una temperatura de 5.500 K, i és la capa que emet la majoria de la radiació del Sol. Tot i això, es pot observar en imatges d'alta resolució com la fotosfera no és una regió de forma i brillantor uniformes. La fotosfera està totalment coberta per granulacions. Aquestes granulacions, de forma irregular, representen la part superior de cel·les convectives, que contínuament es formen i es desfan de manera turbulenta. El centre de cada granulació és brillant degut a que aquest consisteix en l'ejecció del plasma calent, mentre que els voltants de la granulació són foscs, ja que es tracta del material fred que cau. Junt a les granulacions, es poden trobar les taques solars. Les taques solars són zones més fosques i fredes que el seu voltant on no existeix granulació. La falta de granulació a l'interior de les taques solars es deu a la gran concentració de flux magnètic, que inhibeix la convecció de material. Les taques solars presenten una temperatura d'uns 4.000 K, i el seu centre pot presentar un camp magnètic superior als 1.000 G.

1.2.2 La cromosfera

Per sobre de la fotosfera, es troba la cromosfera. D'acord amb les observacions i amb els models com, per exemple, el model hidrostàtic i semiempíric proposat per Vernazza, Avrett, & Loeser (1981), anomenat VAL, per damunt de la temperatura mínima (4.300 K), la temperatura mitjana augmenta gradualment a través de la cromosfera, mentre que la densitat decreix ràpidament. A una altura d'uns 2.000 km, la temperatura augmenta de forma abrupta des dels 25.000 K fins a la temperatura de la corona, uns 10^6 K. La zona en la qual s'experimenta aquest augment de temperatura rep el nom de zona de transició i té una gruixa d'uns 100 km. Tot i això, la cromosfera i la zona de transició no presenten una gran uniformitat, i la seva dinàmica dista de ser la de plans paral·lels estàtics. Aquestes regions estan plenes de fluxos a petita escala, inhomogeneïtats i moviments ondulatoris. Simulacions numèriques han revelat la naturalesa filamentosa de la cromosfera, així com la seva resposta temporal deguda a l'activitat convectiva de la fotosfera.

La cromosfera sol ser observada amb filtres corresponents a les línies espectrals $H\alpha$ i $Ca II K$, per exemple, ja que les seves temperatures de formació cauen a dins el rang de temperatures cromosfèriques. En el limb, les imatges en el filtre $H\alpha$ mostren a la cromosfera la presència d'unes estructures de plasma en forma de

raig anomenades espícules. Hi ha més de 100.000 espícules simultàniament presents, que proporcionen un flux de massa 100 vegades superior al del vent solar.

En el disc, les imatges H α de la cromosfera estan dominades per les fibril·les. Les fibril·les es presenten com a elongacions fosques de material amb formes curvilínies i determinen l'estructura fina de la cromosfera. Aquestes fibril·les tenen un origen magnètic.

La cromosfera està unida a la corona per mitjà de la regió de transició. La regió de transició és principalment observada per línies d'emissió a l'ultraviolat extrem (EUV). No es tracta d'una capa horitzontal estàtica, sinó que representa tot el plasma que es troba a temperatures entre les de la corona i la cromosfera. Per tant, la cromosfera està plena de plasma que és contínuament accelerat, escalfat i refredat de forma dinàmica. El seu balanç de massa està dominat per fluxos provinents d'espícules a 10^4 K, sent una petita fracció la que és escalfada a temperatures coronals.

Degut a la seva temperatura, el plasma de la cromosfera es troba parcialment ionitzat. Aquest fet és molt important, ja que les col·lisions entre ions i àtoms neutres introdueixen un mecanisme dissipatiu anomenat difusió ambipolar. La difusió ambipolar en el plasma parcialment ionitzat de la cromosfera pot jugar un paper rellevant com a possible mecanisme pel qual el plasma es pot escalfar mitjançant la dissipació de perturbacions.

Pel que fa al camp magnètic a la cromosfera, els tubs de flux magnètic, que emergeixen a través de la fotosfera en regions molt localitzades, s'expandeixen amb l'alçada a la cromosfera i la regió de transició fins ocupar pràcticament tot l'espai quan arriben a alçades coronals.

1.2.3 La corona

La corona és la regió més externa de l'atmosfera solar. La corona només pot ser observada a ull nuu durant un eclipsi o per mitjà d'un coronògraf. A simple cop d'ull, un pot observar l'elevada estructuració de la corona. A l'interior de la corona, la densitat mitjana d'electrons és aproximadament de 10^{14} m $^{-3}$, tot i que hi ha estructures visibles durant eclipsis on aquest valor es pot veure multiplicat per un factor entre 5 i 20. La densitat decau ràpidament, presentant una densitat menor a 10^{-3} m $^{-3}$ a una distància de $10 R_{\odot}$.

Les línies espectrals observades a l'espectre coronal mostren la presència d'espècies altament ionitzades, que indiquen que la temperatura del plasma supera els 10^6 K. Parts de la corona poden sobrepassar els 10^7 K. Les altes temperatures fan que el plasma estigui totalment ionitzat. Per altra banda, la corona emet gran part del seu espectre electromagnètic a l'ultraviolat i a l'ultraviolat extrem (EUV).

La interacció entre el camp magnètic i el plasma és el responsable del comportament coronal, la seva estructura i la seva dinàmica. Les regions actives són aquelles que es presenten més brillants en l'emissió EUV. En aquestes zones el camp magnètic presenta valors superiors als 100 G, que corresponen a les parts que estan sobre les taques solars. El camp magnètic és el causant d'una sèrie de fenòmens que succeeixen a les regions actives, com són les fulguracions, les ejeccions de plasma coronal o bucles coronals (*coronal loops*). L'estudi de l'espectre coronal ha permès saber que el plasma es troba confinat en tubs de flux magnètic que es troben fixats a la fotosfera per ambdós extrems. Aquestes estructures magnètiques connecten dues regions de la fotosfera de polaritats magnètiques inverses. El camp magnètic juga un paper crucial a l'hora d'aïllar tèrmicament el plasma dins els bucles coronals dels voltants.

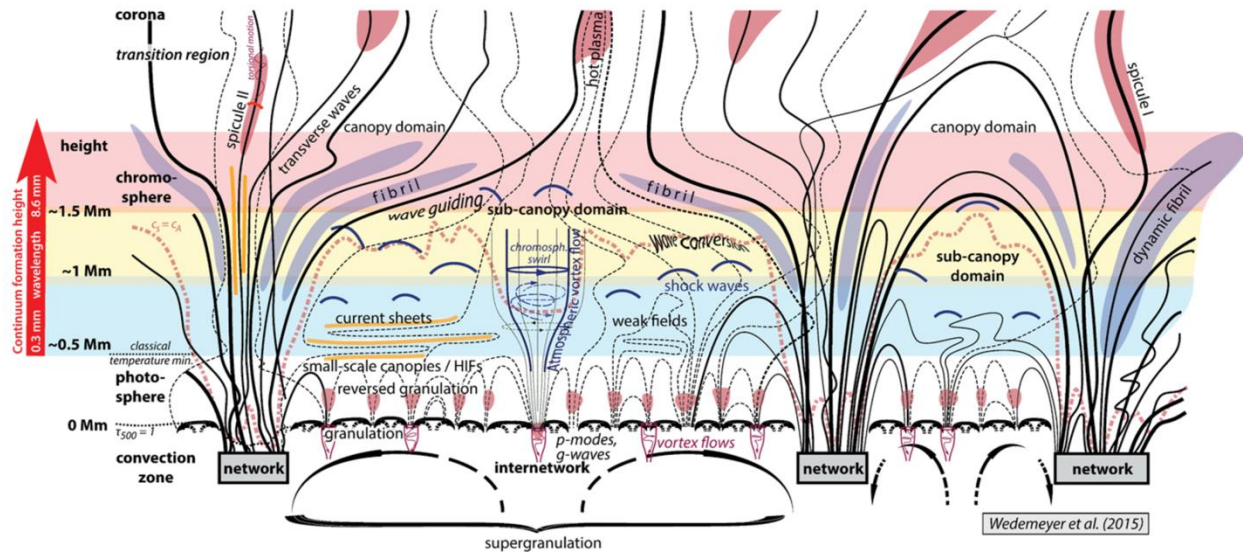


Figura 2: Dibuix esquemàtic i simplificat no escalat de l'estructura de l'atmosfera del Sol.

1.3 Ones d'Alfvén i el problema de l'escalfament de l'atmosfera

Les observacions de la cromosfera mostren la presència d'ones que es propaguen, presumiblement, al llarg dels tubs de camp magnètic. Algunes d'aquestes ones han estat interpretades com ones d'Alfvén torsionals i es postula que són excitades a la fotosfera pels moviments del plasma associats a la granulació: Jess et al. (2009), *Science* 323, 1582; De Pontieu et al. (2014), *Science* 346, 1255732; Srivastava et al. (2017), *Nature Scientific Reports* 7, 43147.

Les ones d'Alfvén són conegudes com un tipus d'ona magnetohidrodinàmica (MHD) transversal incompressible. Aquest tipus d'ona es propaga sense dispersió en plasmes magnetitzats, i la seva força de restauració és la tensió magnètica. La descripció MHD del plasma es fa per mitjà de quantitats macroscòpiques com són la densitat, la velocitat i el camp magnètic, i variables termodinàmiques, com la pressió o la temperatura. A la MHD ideal, aquestes quantitats estan acoblades en vuit equacions diferencials parcials no lineals governades per la conservació de la massa, del moment, flux magnètic i d'energia. Dins el límit infinitesimal per a ones d'amplituds petites, en un plasma magnetitzat, es poden descriure matemàticament tres tipus d'ones MHD: ones magneto acústiques ràpides i lentes, i les ones d'Alfvén. Els dos primers tipus d'ones presenten un caràcter acústic modificat per la presència d'un camp magnètic, mentre que les ones d'Alfvén són resultat de la pròpia presència d'un camp magnètic. Les ones d'Alfvén es propaguen estrictament al llarg de les línies de camp magnètic.

Per representar el camp magnètic a la cromosfera, s'han de considerar tubs de flux magnètic que s'expandeixen verticalment des de la fotosfera fins a la corona, seguint les línies de camp magnètic. Els tubs de flux magnètic contenen diferents modes d'ones MHD, és a dir, en general les ones MHD es presenten en aquestes estructures de forma acoblada, fet que dificulta la distinció entre ones magneto acústiques ràpides, lentes i ones d'Alfvén, únicament possible en geometries específiques. Les ones d'Alfvén pures en tubs de flux magnètic es manifesten en forma d'oscil·lacions de torsió. Les ones d'Alfvén pures són aquelles que no estan acoblades amb cap altre mode, de manera que el seu caràcter i propietats no es veuen alterades a través del tub. Les ones d'Alfvén de torsió només produeixen perturbacions en la component azimuthal de la velocitat i el camp magnètic. Els moviments són conduïts només per la tensió magnètica. Per tant, les ones d'Alfvén en forma de torsió estan estrictament polaritzades en la direcció azimuthal i estan associades a les

torsions del tub de flux magnètic. Algunes de les observacions d'oscil·lacions a la cromosfera i regió de transició es poden explicar per mitjà de les ones d'Alfvén de torsió en tubs de flux magnètic.

Per altra banda, les ones d'Alfvén torsionals poden propagar energia al llarg del camp magnètic de manera molt eficient. Per tant, les ones d'Alfvén poden transportar energia des de la fotosfera cap a la corona a través de la cromosfera. A més, a la cromosfera, la presència de plasma parcialment ionitzat fa que la difusió ambipolar sigui un efecte dissipatiu a tenir en compte. La difusió ambipolar actua com a mecanisme d'esmortiment de les ones d'Alfvén. Tot això fa que la dissipació de les ones d'Alfvén torsionals mitjançant la difusió ambipolar s'hagi postulat com un dels possibles fenòmens físics implicats en l'escalfament de l'atmosfera. En aquest escenari, part de l'energia transportada per les ones es podria dissipar i, per tant, escalfar el plasma. Per tant, és important conèixer, en primer lloc, quina és la capacitat de les ones d'Alfvén torsionals per transportar energia a través de la cromosfera i, en segon lloc, quina fracció d'aquesta energia pot ser dissipada mitjançant la difusió ambipolar.

1.4 Objectius i motivació

L'objectiu principal del treball és estudiar teòricament la reflexió i transmissió de l'energia d'ones d'Alfvén torsionals a través de l'atmosfera del Sol. Per tal de dur a terme aquest estudi, es faran ús de les equacions bàsiques de la teoria MHD i s'emprarà un model multicapa de l'atmosfera solar, el qual tindrà en compte les diferents propietats del plasma a les diferents regions de l'atmosfera solar. Es farà un estudi, en funció de la freqüència, de la proporció d'energia de les ones que es transmet a través de la cromosfera i quina proporció torna a ser reflectida cap a l'interior solar. Finalment, destacar que l'estudi es durà a terme en els casos de la magnetohidrodinàmica linealitzada ideal i l'ambipolar. El segon cas ens permetrà estudiar la dissipació de les ones degut a la difusió ambipolar i discutir en quines condicions aquesta dissipació és eficient. Finalment, volem comparar els resultats obtinguts en el cas MHD ambipolar amb els resultats obtinguts en un treball previ en el qual es va emprar la teoria multifluid.

2. MODEL ATMOSFÈRIC I TUB MAGNÈTIC

Per tal de dur a terme el nostre estudi, es consideraran tubs de flux magnètic que s'expandeixen des de la fotosfera a la corona en forma vertical, seguint les línies de camp magnètic. Per descriure els tubs de flux magnètic s'utilitzaran les coordenades cilíndriques, on r , φ , i z per a les coordenades radial, azimutal i vertical de forma respectiva. Els tubs es consideraran simètrics respecte la simetria azimutal, i que el seu radi s'expandeix en funció de l'altura, es denota per mitjà de $R(z)$. El camp magnètic es pot expressar com

$$\vec{B} = B_r(r, z)\hat{e}_r + B_z(r, z)\hat{e}_z. \quad (2.1)$$

El fet que la divergència del camp magnètic sigui nul·la, permet escriure el camp magnètic de l'equilibri en termes de la funció de flux, $\psi(r, z)$, (veure, e.g., Browning & Priest 1982; Ruderman et al. 2008; Verth et al. 2010),

$$B_r = \frac{-1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r}. \quad (2.2)$$

La funció ψ és constant en superfícies magnètiques, fet pel qual per a l'equació al contorn del tub $\psi(R, z) = \psi_R$, ψ_R és constant. Per tant, $2\pi\psi_R$ representa el flux magnètic total a través d'un cercle de radi R .

En el cas en que el tub de flux magnètic estigui lliure de forces, es compleix que $(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = 0$ i la funció de flux satisfà l'equació de Laplace,

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} = 0. \quad (2.3)$$

En aquest treball s'utilitza un camp magnètic pensat per representar un tub de flux magnètic prim i intens (veure, e.g., Roberts & Webb 1978; Browning & Priest 1982; Verth et al. 2010). Es defineix un paràmetre $\varepsilon \equiv R/L$, on L denota la longitud del tub de flux magnètic, i s'assumeix que $\varepsilon \ll 1$. Les escales característiques a través i al llarg del tub són R i L , respectivament. Si es comparen les magnituds dels dos termes de l'equació (2.3), la magnitud del terme amb la segona derivada en z és de l'ordre de $O(\varepsilon^2)$ comparat amb la magnitud del terme amb les derivades radials,

$$r \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \psi}{\partial r} \right) + O(\varepsilon^2) \approx 0. \quad (2.4)$$

Per tant, l'aproximació a primer ordre de la funció de flux en un tub prim pot ser expressada com

$$\psi(r, z) \approx \frac{1}{2} r^2 h(z), \quad (2.5)$$

on $h(z)$ és una funció arbitrària de z . Utilitzant l'equació (2.2), els components del camp magnètic queden com

$$B_r \approx -\frac{r}{2} \frac{\partial h(z)}{\partial z}, \quad B_z \approx h(z), \quad (2.6)$$

que mostra que el component vertical del camp magnètic pot ser escollit arbitràriament mentre $\varepsilon \ll 1$. També s'obté que $B_r \sim \varepsilon B_z$, així que la condició $\varepsilon \ll 1$ és equivalent a la condició $B_r \ll B_z$, i el mòdul del camp magnètic pot ser aproximat com

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_z^2} \approx B_z. \quad (2.7)$$

A més, considerant la conservació total del flux magnètic, $2\pi\psi_R$, s'arriba que,

$$R^2 B_z \approx \text{constant}. \quad (2.8)$$

S'assumeix que el tub de flux magnètic es troba en equilibri mecànic, fet que condueix a que existeixi un equilibri de pressió entre els plasmes interns i externs del tub de flux. En el límit $\varepsilon \ll 1$ la pressió magnètica a l'interior del tub pot ser considerada constant en la direcció radial. D'aquesta manera es considera que totes les propietats físiques a l'interior del tub només varien en la direcció vertical.

La variació del camp magnètic amb l'altura pot ser calculada per mitjà de l'expressió semiempírica de Leake et al. (2005),

$$B_z(z) = B_{ph} \left(\frac{\rho(z)}{\rho_{ph}} \right)^\epsilon, \quad (2.9)$$

on B_{ph} i ρ_{ph} són la intensitat de camp magnètic i la densitat a la fotosfera, respectivament, i ϵ és un exponent empíric d'expansió del camp magnètic. Els valors reals de B_{ph} estan entre 1 i 2 kG (e.g., Solanki 1993), mentre que ρ_{ph} ve donat pel model atmosfèric que es vulgui considerar. Pel que fa al camp magnètic a la

corona, aquest varia entre els 330 i 1 G, aproximadament, quan ϵ varia entre 0,1 i 0,4. Degut a la conservació de flux magnètic, equació (2.8), la dependència del radi del tub de flux amb l'altura ve donada per

$$R(z) = R_{ph} \sqrt{\frac{B_{ph}}{B_z(z)}}, \quad (2.10)$$

on R_{ph} és el radi del tub de flux a la fotosfera, uns 100 km.

Per tal de representar la variació de les propietats del plasma amb l'altura dins el tub de flux, en aquest treball es fa ús d'un model semiempíric de Fontenla et. al. (1993), anomenat FAL93. Aquest model presenta una atmosfera solar estàtica i estratificada, sent la fotosfera la capa més baixa. Tot i permetre entendre les propietats bàsiques de les ones, no s'ha d'oblidar que es tracta d'un model idealitzat si es compara amb la realitat. Els càlculs s'han dut a terme fent ús d'un sistema de coordenades on z és l'eix vertical, direcció en la que s'ha considerat que viatgen les ones, considerant una regió compresa entre $z=-100$ km per sota de la fotosfera fins a $z=4.000$ km arribant a la corona. Entre aquestes dues cotes, el model té en compte les propietats de les diferents regions de l'atmosfera solar. El model proporciona la dependència de la densitat del plasma i la seva temperatura en funció de l'altura.

El model utilitzat presenta un canvi abrupte en els valors de les magnituds físiques que depenen de l'altura. Aquest canvi està situat aproximadament al voltant de $z=2.000$ km, que correspon a la zona de transició entre la cromosfera i la corona.

Pel que fa a la densitat, aquesta es veu afectada a la zona de transició per un descens notable segons augmenta el valor de z a través d'aquesta regió, tal i com es mostra a la figura:

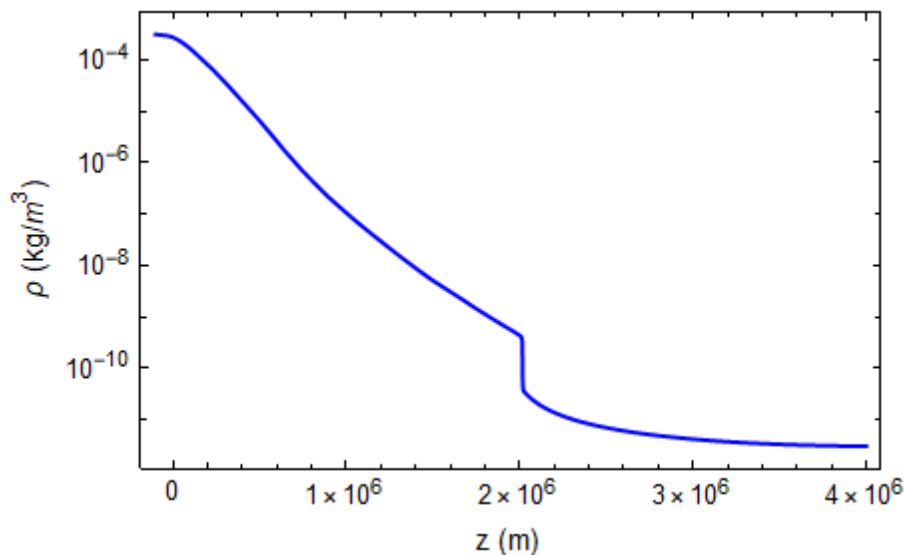


Figura 3: Densitat del plasma en funció de l'altura.

Un fet totalment contrari és el que experimenta la temperatura, la qual augmenta considerablement a la regió de transició tal i com es pot observar a la següent figura:

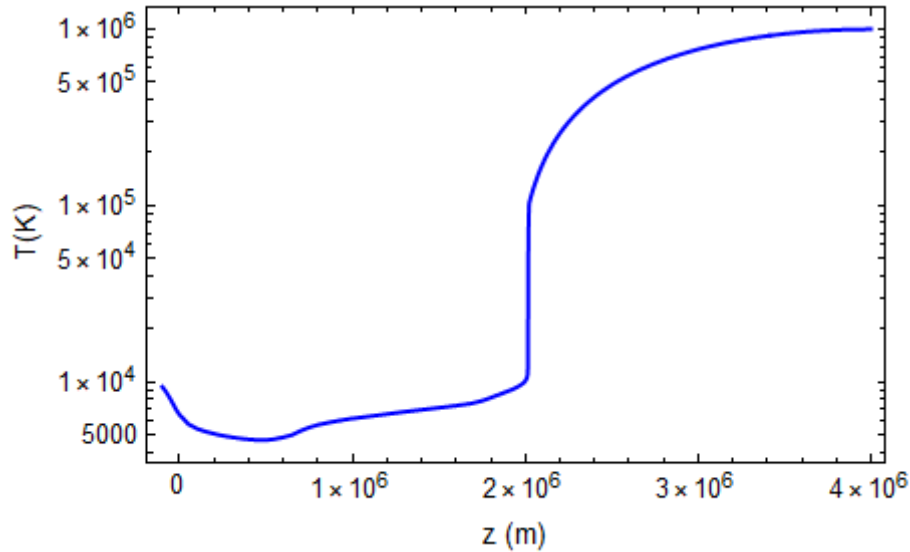


Figura 4: Temperatura del plasma en funció de l'altura.

Una vegada un té el comportament de la densitat en funció de l'altura, un pot descriure el comportament de la intensitat del camp magnètic en funció de l'altura per mitjà de l'equació (2.9). El camp magnètic, igual que en el cas de la densitat, experimenta un notable descens a partir de la regió de transició tal i com es pot evidenciar a la següent figura:

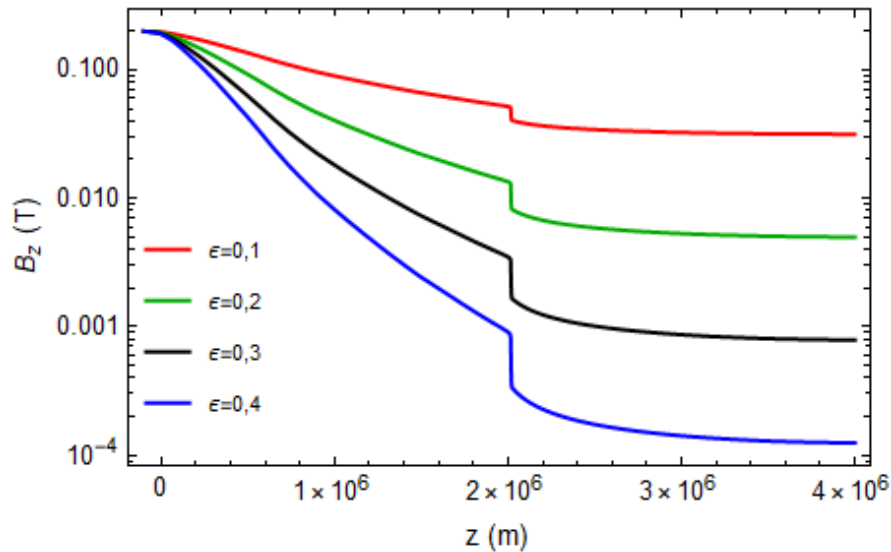


Figura 5: Intensitat del camp magnètic B_z respecte l'altura, per diferents valors de l'exponent d'expansió.

El fet que la densitat disminueixi a l'interior dels tubs de flux magnètic en funció de l'altura, provoca un augment del seu radi en funció de l'altura, experimentant un augment notable a la zona de transició. Aquest comportament es manifesta a la figura següent:

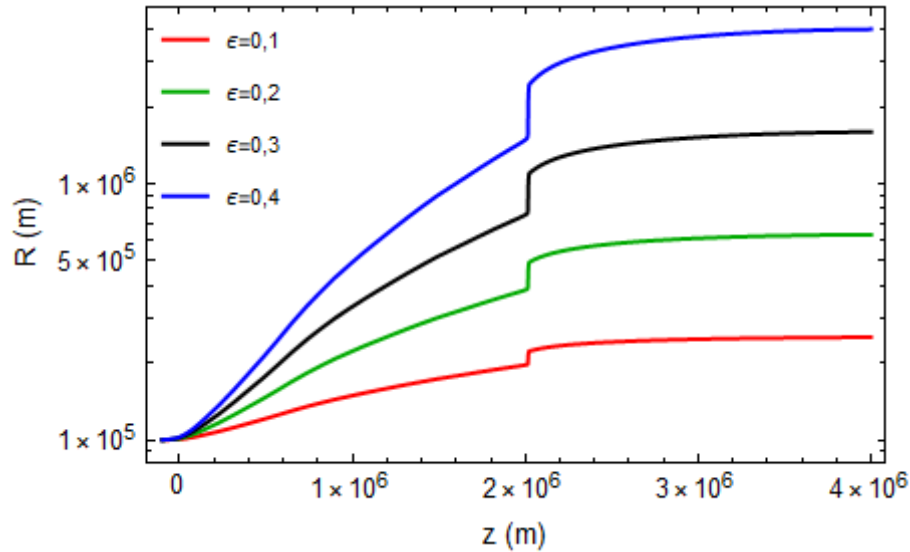


Figura 6: Radi del tub de flux magnètic en funció de l'altura per diferents valors de l'exponent d'expansió.

Arribats a aquest punt, tenint un model atmosfèric i les equacions que descriuen el camp magnètic a l'interior del tub de flux, un pot fer un estudi de la propagació de les ones d'Alfvén a través de l'atmosfera solar.

3. DERIVACIÓ MATEMÀTICA I RESOLUCIÓ NUMÈRICA

L'objectiu principal d'aquesta secció és mostrar l'estudi matemàtic dut a terme per obtenir una equació diferencial que descriu el comportament de les ones transmeses de la fotosfera fins la corona solar. Per mitjà d'aquest estudi, partint de les equacions MHD amb el terme ambipolar, es donen a conèixer les ones d'Alfvén. Fent algunes simplificacions es pot reduir l'equació d'ones a un problema d'una sola dimensió espacial. Finalment, es mostren les equacions matemàtiques que regeixen l'energia de les ones transmeses a través del plasma, i a partir d'aquestes es defineixen els coeficients de reflectivitat, transmissivitat i absorció. Aquests coeficients seran utilitzats per fer un estudi de la propagació energètica de les ones d'Alfvén a través de l'atmosfera solar.

3.1 Les equacions MHD

Les ones d'Alfvén, com s'ha explicat en anterioritat, són un tipus d'ones MHD. Per poder fer l'estudi d'aquestes ones es parteix de les equacions que descriuen la magnetohidrodinàmica ideal. En el cas que s'estudia en aquest treball, a les equacions MHD ideal se'ls ha d'afegir la contribució de la difusió magnètica ambipolar, que representa la dissipació deguda a les col·lisions entre ions i àtoms neutres. A més, tenint en compte que les ones d'Alfvén són incompressibles i no pertorben ni la densitat ni la pressió de gas, la força deguda al gradient de pressió no actua sobre les ones d'Alfvén. Per altra banda, ja que les ones d'Alfvén estan sempre polaritzades perpendicularment al camp magnètic i el model de tub de flux utilitzat és vertical, tindrem que les pertorbacions associades a les ones d'Alfvén seran perpendiculars a la direcció de la gravetat i, per tant, no es veuran afectades per la força gravitatòria (recordem, però, que el model atmosfèric sí està estratificat degut a la gravetat). Com a resultat d'aquestes consideracions, ens limitarem a considerar la força magnètica com a única força que actua en l'equació de moment a l'hora de descriure les ones d'Alfvén. Per tant, l'estudi que es desenvolupa en aquest treball es fonamenta en les expressions

$$\rho \frac{D\vec{v}}{Dt} = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v} \times \vec{B}) + \nabla \times \{ \eta_A [(\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B}] \times \vec{B} \}, \quad (3.2)$$

on es la \vec{v} velocitat, η_A és el coeficient de difusió ambipolar i μ és la permeabilitat magnètica. Les equacions (3.1) i (3.2) són les equacions de moment i d'inducció del camp magnètic, respectivament. El valor de η_A depèn de les condicions físiques del plasma (temperatura, densitat, grau de ionització, etc.). En el model atmosfèric utilitzat en aquest treball, η_A varia amb l'alçada segons la següent figura:

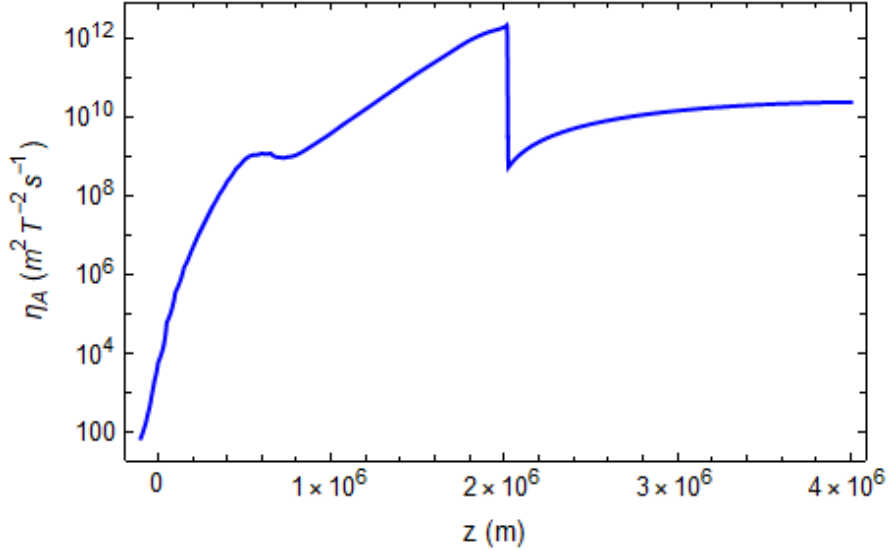


Figura 7: Coeficient de difusió ambipolar en funció de l'altura.

Cal recordar que el plasma que compona l'atmosfera solar està format per diferents espècies parcialment o totalment ionitzades. En aquest treball es fa ús de l'aproximació de fluid únic, que es basa en considerar el plasma com un únic fluid. Aquesta aproximació és vàlida quan el temps de col·lisió entre diferents espècies del plasma és més curt que l'escala de temps dels fenòmens que es pretenen estudiar.

3.2 Linealització de les equacions MHD

Les equacions MHD no són lineals i obtenir solucions d'elles és força complicat. Tot i això, l'estudi d'ones de petita amplitud permet expressar les amplitud de les ones com a pertorbacions espacials i temporals de primer ordre menyspreant termes de major ordre. Si les pertorbacions del medi són petites, llavors es poden linealitzar les equacions MHD reduïdes menyspreant els termes de segon o major ordre en les pertorbacions de les variables. D'aquesta manera, es poden expressar les magnituds físiques, camp magnètic i velocitat, com

$$\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1 \quad (3.3)$$

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_1. \quad (3.4)$$

on les variables amb subíndex 0 representen l'estat d'equilibri de les magnituds físiques, i les variables amb subíndex 1, les pertorbacions temporals d'aquestes.

Per tal d'obtenir la linealització de les equacions MHD, es substitueix les expressions anteriors per a les magnituds físiques a les equacions (3.1) i (3.2), i només tenint en compte els termes de primer ordre s'obtenen les següents equacions:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} = \frac{1}{\mu} (\nabla \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0 \quad (3.5)$$

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\vec{v}_1 \times \vec{B}_0) + \nabla \times \{ \eta_A [(\nabla \times \vec{B}_1) \times \vec{B}_0] \times \vec{B}_0 \}. \quad (3.6)$$

S'ha assumit que la velocitat del plasma en equilibri és nul·la (el plasma és inicialment estàtic) i que la densitat del plasma no experimenta pertorbacions ja que les ones d'Alfvén són incompressibles.

3.3 Equació d'ones de torsió

Per mitjà de la combinació de les equacions (3.5) i (3.6) s'obté una expressió més simplificada de l'equació d'inducció:

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \nabla \times \left\{ \left(\vec{v}_1 + \eta_A \mu \rho \frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} \right) \times \vec{B}_0 \right\}. \quad (3.7)$$

Per tal de descriure la propagació d'ones d'Alfvén a través del plasma, es considera que les ones són excitades a la fotosfera per agents excitadors que actuen contínuament. Aquests excitadors podrien ser els moviments horitzontals del plasma en la fotosfera. A més d'això, aquests excitadors tenen un temps d'actuació suficientment llarg per aconseguir que les ones arribin a un estat estacionari de propagació. D'aquesta manera, es pot suposar una dependència temporal del tipus $\exp(-i\omega t)$ en totes les pertorbacions, on ω és la freqüència angular de les ones excitades.

Utilitzant la dependència temporal del tipus $\exp(-i\omega t)$ en totes les pertorbacions, a partir de l'expressió (3.7) s'arriba a les següents expressions:

$$\frac{\partial \vec{B}_1}{\partial t} = \nabla \times \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \vec{v}_1 \times \vec{B}_0 \right) \quad (3.8)$$

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{\mu \rho} \quad (3.9)$$

$$\Gamma_A^2 = v_A^2 - i\omega B_0^2 \eta_A. \quad (3.10)$$

A les anteriors expressions apareixen dos termes nous, v_A i Γ_A , que reben el nom de velocitat d'Alfvén i velocitat d'Alfvén modificada, respectivament. Pel cas ideal, la difusió magnètica ambipolar, η_A , s'anul·la, fet que implica que la velocitat d'Alfvén coincideixi amb la modificada.

Una vegada fixada la dependència temporal de les pertorbacions, ara és necessari determinar quines propietats tindran al llarg del tub de flux magnètic. Es considerarà que les pertorbacions del camp magnètic i la velocitat són purament torsionals, és a dir, només es produeixen en la direcció azimuthal φ i no depenen d'aquesta, fet que permet expressar les pertorbacions de la següent forma:

$$\vec{v}_1 = v_{1\varphi} \hat{\varphi} \quad (3.11)$$

$$\vec{B}_1 = B_{1\varphi} \hat{\varphi}. \quad (3.12)$$

Fent ús de les expressions per les pertorbacions, per mitjà de les equacions (3.5) i (3.8) s'arriba respectivament a

$$\rho \frac{\partial v_{1\varphi}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left[\frac{B_{0r}}{r} \frac{\partial(rB_{1\varphi})}{\partial r} + B_{0z} \frac{\partial B_{1\varphi}}{\partial z} \right] \quad (3.13)$$

$$\frac{\partial B_{1\varphi}}{\partial t} = \frac{B_{0r}}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} r v_{1\varphi} \right) + B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} v_{1\varphi} \right). \quad (3.14)$$

Amb l'objectiu de reduir el problema a una sola dimensió espacial, es fa ús de la funció de flux ψ com a variable independent, en comptes de r , i d'aquesta manera poder eliminar la dependència radial de les equacions (3.13) i (3.14):

$$\rho \frac{\partial v_{1\varphi}}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{B_{0z}}{R} \frac{\partial(RB_{1\varphi})}{\partial z} \quad (3.15)$$

$$\frac{\partial B_{1\varphi}}{\partial t} = RB_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \frac{v_{1\varphi}}{R} \right). \quad (3.16)$$

on $R(z)$ és el radi del tub de flux. Combinant les equacions (3.15) i (3.16) es pot arribar a

$$\rho \frac{\partial^2 v_{1\varphi}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu} \frac{B_{0z}}{R} \frac{\partial}{\partial z} \left[R^2 B_{0z} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \frac{v_{1\varphi}}{R} \right) \right]. \quad (3.17)$$

Considerant la conservació total del flux magnètic (2.8), a partir de l'equació (3.17) s'obté l'equació d'ones per a la pertorbació de la velocitat

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} \left[\frac{v_{1\varphi}}{R} \right] = v_A^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \frac{v_{1\varphi}}{R} \right]. \quad (3.18)$$

Si es suposa una dependència temporal per a la pertorbació de la velocitat del tipus $\exp(-i\omega t)$, com anteriorment s'ha explicat, i s'aplica a l'equació d'ones (3.18), s'obté l'equació diferencial

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} \left[\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \frac{v_{1\varphi}}{R} \right] + \frac{\omega^2}{v_A^2} \frac{v_{1\varphi}}{R} = 0, \quad (3.19)$$

on v_A i Γ_A depenen únicament de z . Llavors, com a resultat final queda una equació diferencial en 1D, la qual reuneix tots els efectes que actuen sobre el model atmosfèric utilitzat: la variació de les propietats del plasma amb l'altura, l'expansió del camp magnètic i la difusió ambipolar. El fet que el perfil de R sigui conegut, fa que l'equació (3.20) permeti determinar la dependència en z de $v_{1\varphi}$.

3.4 Equació de conservació d'energia per a les ones MHD

A continuació es presenta la construcció de l'equació de conservació de l'energia per a les ones MHD procedents de les pertorbacions de primer ordre del medi. Per trobar l'equació de conservació de l'energia, cal fer el producte escalar de \vec{v}_1 amb (3.5), i de \vec{B}_1 amb (3.6). Les dues expressions obtingudes dels productes escalars es combinen per arribar a

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{1}{2} \rho \vec{v}_1 + \frac{1}{2\mu} |\vec{B}_1|^2 \right] + \nabla \cdot \left[\frac{1}{\mu} (\vec{B}_0 \cdot \vec{B}_1) \vec{v}_1 - \frac{1}{\mu} (\vec{v}_1 \cdot \vec{B}_1) \vec{B}_0 \right] = -H. \quad (3.20)$$

L'expressió (3.20) té la forma de l'equació de conservació d'energia

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{\Pi} = -H. \quad (3.21)$$

Les quantitats U , $\vec{\Pi}$ i H es poden interpretar, respectivament, com la densitat, el flux i la dissipació d'energia.

La densitat d'energia,

$$U = \frac{1}{2}\rho|\vec{v}_1|^2 + \frac{1}{2\mu}|\vec{B}_1|^2 \quad (3.22)$$

està constituïda pel terme de la densitat d'energia cinètica, el primer terme, i pel terme de la densitat d'energia magnètica, el segon terme.

Tenint en compte l'expressió pel camp magnètic (2.2), i les expressions per a les pertorbacions de la velocitat (3.13) i el del camp magnètic (3.14), el flux d'energia pot ser expressat com

$$\vec{\Pi} = -\frac{1}{\mu}v_{1\varphi}B_{1\varphi}\vec{B}_0, \quad (3.23)$$

equació que mostra el fet que l'energia es transmet en la direcció del camp magnètic. Recordant que el mòdul del camp magnètic es pot aproximar per la seva component en z (2.7), el flux d'energia té una única component

$$\vec{\Pi} = -\frac{1}{\mu}v_{1\varphi}B_{1\varphi}B_{0z}\hat{z}. \quad (3.24)$$

Degut al fet que la dependència temporal de les pertorbacions del camp magnètic i de la velocitat tinguin una dependència temporal del tipus $\exp(-i\omega t)$ fa que el flux d'energia sigui oscil·latori en el temps. Quan es realitza una mitjana temporal del flux a través d'un període complet $2\pi/\omega$ s'arriba a

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = -\frac{1}{2\mu}Re(v_{1\varphi}B_{1\varphi}^*)\vec{B}_0, \quad (3.25)$$

on s'indica el complex conjugat amb *. La mitjana temporal del flux d'energia dóna informació sobre la quantitat neta d'energia que es propaga amb l'ona.

3.5 Propagació d'energia

Per poder estudiar la propagació d'energia a través del plasma que compon l'atmosfera solar, cal fer un estudi del flux d'energia de les ones MHD.

En primer lloc, basant-se en els estudis de la turbulència d'Alfvén, un mètode per poder separar les ones pertorbatives d'Alfvén en les dues possibles direccions de propagació són les denominades variables d'Elsässer (e.g., Biskamp 2008). En el cas que s'estudia en aquest treball, es poden definir les variables d'Elsässer com

$$Z^\uparrow = v_{1\varphi} - \frac{1}{\sqrt{\rho\mu}} B_{1\varphi} \quad (3.26)$$

$$Z^\downarrow = v_{1\varphi} + \frac{1}{\sqrt{\rho\mu}} B_{1\varphi}, \quad (3.27)$$

on Z^\uparrow descriu les ones d'Alfvén que es propaguen en el sentit del camp magnètic, i Z^\downarrow descriu aquelles ones que es propaguen en sentit contrari al camp magnètic.

Una vegada exposades les variables d'Elsässer, ara es pot expressar la mitjana temporal del flux d'energia (3.25) en funció d'aquestes

$$\langle \vec{\Pi} \rangle = \langle \vec{\Pi} \rangle^\uparrow + \langle \vec{\Pi} \rangle^\downarrow \quad (3.28)$$

$$\langle \vec{\Pi} \rangle^\uparrow = \frac{\sqrt{\rho}}{8\sqrt{\mu}} Z^\uparrow Z^{\uparrow*} \vec{B}_0 \quad (3.29)$$

$$\langle \vec{\Pi} \rangle^\downarrow = -\frac{\sqrt{\rho}}{8\sqrt{\mu}} Z^\downarrow Z^{\downarrow*} \vec{B}_0, \quad (3.30)$$

on $\langle \vec{\Pi} \rangle^\uparrow$ i $\langle \vec{\Pi} \rangle^\downarrow$ corresponen a la mitjana temporal dels fluxos d'energia associats a la propagació d'ones d'Alfvén en sentit del camp magnètic i en sentit oposat, respectivament. En el nostre model, on el camp magnètic va de la fotosfera cap a la corona, $\langle \vec{\Pi} \rangle^\uparrow$ i $\langle \vec{\Pi} \rangle^\downarrow$ són els fluxos d'energia de les ones d'Alfvén que es propaguen en sentit ascendent i descendent, respectivament. Ja que l'agent excitador de les ones es situa a la fotosfera, les ones descendents corresponen únicament a ones reflectides.

Per calcular l'energia que es transmet en una zona determinada de l'atmosfera solar, és necessari realitzar una integral de la mitjana temporal del flux d'energia en una superfície tancada. Degut al fet que l'energia només es propaga en direcció z (3.24), i es treballa amb una geometria cilíndrica, l'energia transmesa a una altura $z = z_0$ de l'atmosfera solar ve donada per

$$\langle E \rangle^{\uparrow\downarrow} \Big|_{z=z_0} = \int_0^{2\pi} \int_0^{R(z_0)} \langle \Pi_z \rangle^{\uparrow\downarrow} r dr d\varphi. \quad (3.31)$$

Assumint que les ones es propaguen des de les parts baixes de la fotosfera, $z = z_{ph}$, i que no hi ha ones procedents de les parts altes de la corona, $z = z_c$, l'energia incident, la reflectida i la transmesa venen donades respectivament per

$$\langle E \rangle_{inc} = \langle E \rangle^\uparrow \Big|_{z=z_{ph}} \quad (3.32)$$

$$\langle E \rangle_{ref} = \langle E \rangle^\downarrow \Big|_{z=z_{ph}} \quad (3.33)$$

$$\langle E \rangle_{tra} = \langle E \rangle^\uparrow \Big|_{z=z_c}. \quad (3.34)$$

Utilitzant les expressions (3.32), (3.33) i (3.34) es poden definir els coeficients reflectivitat, \mathcal{R} , i transmissivitat, \mathcal{T} , que representen la fracció d'energia de l'ona que és reflectida cap a la fotosfera i la que és transmesa a la corona, respectivament:

$$\mathcal{R} = -\frac{\langle E \rangle_{ref}}{\langle E \rangle_{inc}} \quad \mathcal{T} = \frac{\langle E \rangle_{tra}}{\langle E \rangle_{inc}}. \quad (3.35)$$

És necessari destacar que els coeficients de reflexió i transmissió no depenen només de les propietats del plasma en aquelles zones on s'avalua l'energia (3.31), sinó que es veuen afectats per tot el medi que actua entre els dos límits establerts. Aquest fet fa que els dos coeficients representin una reflectivitat i transmissivitat global de la cromosfera, dependent de la freqüència de l'ona.

A més, tenint en compte la conservació de l'energia, es pot calcular la fracció d'energia incident de l'ona que és absorbida pel plasma per mitjà d'efectes dissipatius, l'absorció \mathcal{A} ,

$$\mathcal{A} = 1 - \mathcal{R} - \mathcal{T}. \quad (3.36)$$

L'absorció també depèn de la freqüència de l'ona, ja que l'eficiència dels mecanismes de dissipació depenen de ω . Recordem que en el nostre cas l'únic efecte dissipatiu considerat és la difusió magnètica ambipolar.

3.6 Condicions de contorn

Per poder realitzar un estudi de la propagació de l'energia per mitjà de les ones d'Alfvén a través de l'atmosfera solar, en primer lloc cal resoldre l'equació diferencial de segon ordre (3.19). Per fer-ho, l'equació (3.19) es resol de forma numèrica aplicant dues condicions de contorn. S'estableix una condició de contorn per a la fotosfera, a $z=-100$ km ($z = z_{ph}$), i una altra per la part baixa de la corona, a $z=4.000$ km ($z = z_c$). Les condicions s'estableixen seguint les següents expressions:

$$\left. \frac{v_1 \varphi}{R} \right|_{z=z_{ph}} = 1 \quad (3.37)$$

$$\left. \frac{v_1 \varphi}{R} \right|_{z=z_c} = \left[-\frac{iv_A}{\omega} \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\Gamma_A^2}{v_A^2} \frac{v_1 \varphi}{R} \right) \right] \Big|_{z=z_c} \quad (3.38)$$

L'equació (3.37) imposa un valor de referència arbitrari de l'amplitud a la fotosfera. Es tracta d'unitats normalitzades. Pel que fa a l'equació (3.38), aquesta sorgeix de considerar que a la corona només existeix una ona transmesa des de sota, però no hi ha cap ona incident des de les parts superiors. Aquest fenomen és equivalent a considerar que Z^\downarrow s'anul·la a $z = z_c$, i el resultat que s'obté es combina amb (3.15) per obtenir (3.38).

3.7 Mètode numèric

Anteriorment s'ha mencionat que l'equació (3.19) s'ha de resoldre numèricament. Per poder-ho dur a terme, s'implementa una rutina a *Mathematica*. En primer lloc, s'importen les dades que descriuen el model atmosfèric a utilitzar, i les dades que descriuen la difusió ambipolar magnètica. Per mitjà d'una interpolació lineal d'aquestes dades, es pot obtenir en funció de z la densitat, la temperatura i la difusió ambipolar magnètica. Amb aquestes funcions, l'equació (3.19) queda totalment determinada a excepció de la freqüència angular ω . Ara, es construeix un bucle en el qual es resolgui l'equació (3.19) per a diferents valors de ω . Per poder resoldre (3.19) es fa ús de la funció `NDSolve`. Donades les condicions de contorn (3.37) i (3.38), la funció integra numèricament (3.19) al llarg de z , adaptant l'interval d'integració per tal que l'error en la solució estigui en uns marges de petita tolerància. La funció selecciona automàticament el mètode d'integració més adient en cada cas. Una vegada obtinguda la solució de (3.19), es poden obtenir els coeficients reflectivitat, transmissivitat i absorció per mitjà de (3.35) i (3.36), respectivament. Els resultats de (3.35) i (3.36) per als diferents valors de ω es guardaran en un fitxer, per després poder fer una representació gràfica del coeficients en funció de ω .

4. RESULTATS

En aquest capítol s'exposen tots els resultats numèrics obtinguts per als diferents estudis que es tenien prevists. En primer lloc, es mostra el resultat obtingut de l'equació (3.19) per a tres valors determinats de la freqüència. A continuació, s'exposa un estudi de la dependència dels coeficients de reflectivitat, transmissivitat i absorció amb la freqüència. Aquest estudi es duu a terme comparant els resultats obtinguts als casos ideal i ambipolar per a diferents valors de l'exponent d'expansió del camp magnètic. Després d'això, es realitza el mateix estudi que anteriorment, però ara, en comptes de variar el valor de l'exponent d'expansió del camp magnètic (el fixem a $\epsilon=0,3$), es varia el valor de la intensitat del camp magnètic a la fotosfera B_{ph} . Finalment, es fa un estudi comparatiu del comportament dels coeficients de reflectivitat, transmissivitat i absorció en funció de la freqüència entre els casos ambipolar i multifluid, per així poder fer una valoració de l'aproximació de fluid únic.

4.1 Resultats de la integració numèrica per freqüències $f=0,01; 0,1; 1\text{Hz}$

Els resultats de la integració numèrica de l'equació d'ones es mostren amb la intenció de comprendre com varia la solució numèrica de (3.19) a mesura que un varia el valor de la freqüència de l'ona. Fixant els valors de camp magnètic a la fotosfera i exponent d'expansió a $B_{ph}=2\text{ kG}$ i $\epsilon=0,3$ respectivament, s'han dut a terme tres integracions numèriques pels valors de freqüència $f=0,01; 0,1; 1\text{ Hz}$.

La relació entre la freqüència lineal, f , i la freqüència angular, ω , és $\omega = 2\pi f$. Als gràfics que s'exposen a continuació es treballa amb la freqüència lineal f , en comptes de ω , com s'havia estat fent fins ara.

La solució obtinguda proporciona les parts real i imaginària de $v_{1\varphi}/R$ en funció de l'altura des de $z = z_{ph}$ a $z = z_c$. La part imaginària de la solució és deguda a la dependència temporal de $v_{1\varphi}$ del tipus $\exp(-i\omega t)$. D'aquesta manera, la part imaginària representa un desfasament progressiu de l'ona, que fa que la solució física sigui una combinació lineal de les parts imaginària i real, depenent de la fase que s'imposi a la fotosfera. A continuació es presenten gràficament els resultats obtinguts de la part real de $v_{1\varphi}/R$ pels diferents valor de la freqüència lineal:

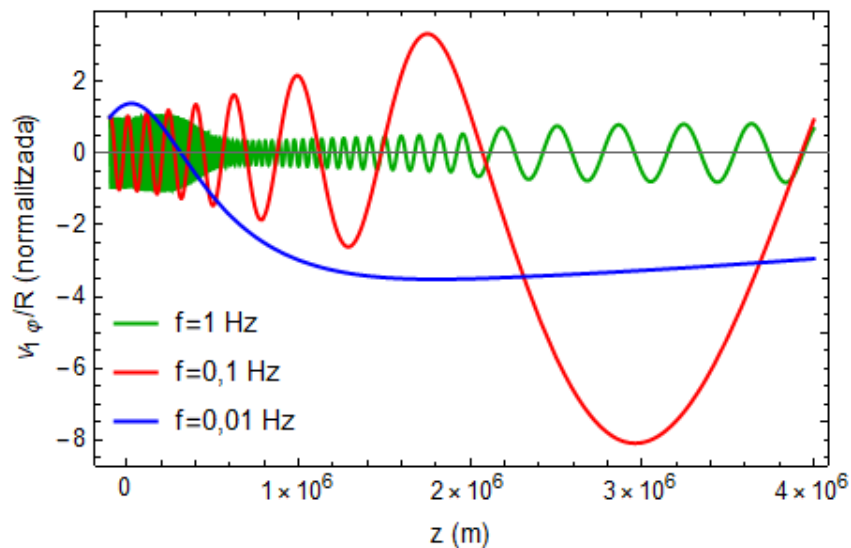


Figura 8: Part real de $v_{1\varphi}/R$ per a diferents valors de la freqüència, sent $B_{ph}=2\text{ kG}$ i $\epsilon=0,3$.

A la figura anterior es poden apreciar diferents comportaments de l'ona depenent de la seva freqüència. En primer lloc, per cada un dels tres valors de la freqüència, a mesura que l'ona es propaga a través de l'atmosfera solar la seva longitud d'ona es veu incrementada. En segon lloc, fixada una freqüència, l'amplitud d'ona incrementa en funció de l'altura. Finalment, s'evidencia un increment en el nombre d'oscil·lacions de l'ona a l'augmentar la freqüència lineal, o el que és equivalent, la longitud d'ona es veu disminuïda.

La longitud d'ona de la solució de $v_{1\phi}/R$ depèn del valor que prengui el quocient v_A/ω , on ω es manté constant durant la integració i v_A varia depenent de l'altura. La velocitat d'Alfvén (3.9) a la fotosfera presenta un valor menor que a la corona, degut a que la densitat del plasma disminueix en funció de l'altura. Aquest augment de la velocitat d'Alfvén en funció de l'altura permet que la longitud d'ona augmenti a mesura que es propaga.

El fet que l'amplitud de l'ona es vegi augmentada en funció de l'altura és degut essencialment a la disminució de la densitat i de la intensitat del camp magnètic en funció d'aquesta. L'amplitud de l'ona experimenta un salt als 2.000 km per sobre de la fotosfera. En el model amb el que s'ha treballat, aquesta altura coincideix amb la regió de transició on la densitat decreix abruptament, així com el radi del tub de flux magnètic, R , experimenta una forta expansió.

El comportament de l'amplitud de l'ona obtingut de forma numèrica és consistent amb el que està predit a la teoria analítica (e.g., Alfvén 1947; Ferraro 1954; Ferraro & Plumpton 1958). Si la dissipació i la reflexió no són importants, l'energia total de l'ona, la suma de la cinètica i la magnètica, ha de ser constant durant la propagació de l'energia. Per una ona d'Alfvén, l'energia magnètica és igual a la cinètica. Per tant, un decreixement de l'energia cinètica amb l'altura com a conseqüència del decreixement de la densitat ha d'estar necessàriament acompanyat per un decreixement en la pertorbació del camp magnètic. Tot i això, la presència de dissipació i/o reflexió pot modificar la dependència de l'amplitud amb l'altura (Tu & Song 2013).

Pel que fa a la influència del valor de la freqüència fixada, era d'esperar que un augment del seu valor causés un major nombre d'oscil·lacions en la distància que recorre l'ona. Això és degut a que una major freqüència permet que hi hagi un major nombre de períodes d'ona si l'oscil·lació és més ràpida en una distància determinada.

4.2 Dependència de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb l'exponent d'expansió

A continuació es mostren els resultats del comportament de la reflectivitat, la transmissivitat i l'absorció en funció de la freqüència per diferents valors de l'exponent d'expansió del camp magnètic ϵ : 0,1; 0,2; 0,3; 0,4. Per obtenir els següents resultats, s'ha fixat un valor del camp magnètic a la fotosfera de $B_{ph}=2$ kG. Els resultats s'han obtingut pel cas que no es considera la difusió magnètica ambipolar, cas ideal, i pel cas que sí es considera, cas ambipolar.

La reflectivitat, per $\epsilon=0,1$, a freqüències baixes és molt pròxima a la unitat. Aquest valor es manté pràcticament constant fins arribar a un valor de la freqüència al voltant dels 0,01 Hz, que comença a veure's disminuïda. El decreixement que experimenta la reflectivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la reflectivitat disminueix en funció de la freqüència més suaument i no arriba a fer-se nul·la a freqüències altes, sent $\mathcal{R}\approx 0,20$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, el decreixement de la reflectivitat es produeix de forma abrupta, de tal forma que entre 0,1 Hz i 1 Hz es veu pràcticament inhibida en la seva totalitat.

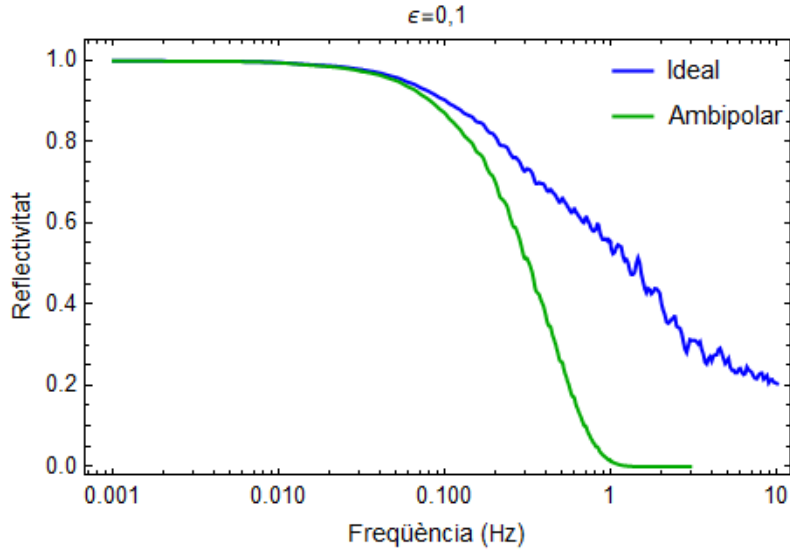


Figura 9: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,1$.

La transmissivitat, per $\epsilon=0,1$, a freqüències baixes és pràcticament nul·la. Aquest valor es manté pràcticament constant fins arribar a un valor de la freqüència al voltant dels 0,01 Hz, que comença a experimentar un creixement. Aquest valor de la freqüència coincideix amb l'inici de la disminució del valor de la reflectivitat. El creixement que experimenta la transmissivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la transmissivitat augmenta en funció de la freqüència així com disminueix la reflectivitat, segons la conservació d'energia, sent $\mathcal{T}\approx 0,80$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, fins a valors de la freqüència al voltant dels 0,1 Hz, la transmissivitat experimenta un creixement pràcticament igual que al cas ideal. Però a partir d'aquests valors de la freqüència, l'absorció comença a estar present i fa que la transmissivitat no creixi tant, arribant al seu màxim absolut de $\mathcal{T}\approx 0,23$ a 0,3 Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la transmissivitat disminueix fins pràcticament anul·lar-se a 1,2 Hz.

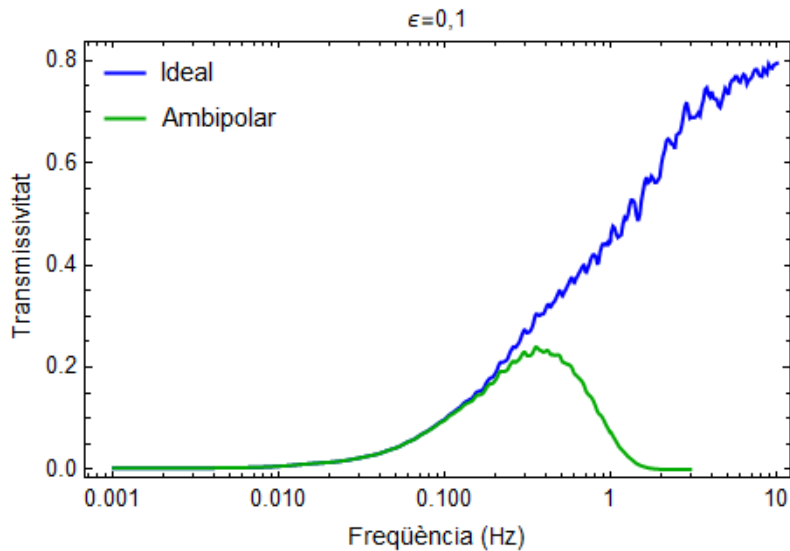


Figura 10: Dependència de la transmissivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,1$.

La reflectivitat, per $\epsilon=0,2$, a freqüències baixes presenta un valor $\mathcal{R}\approx 0,98$. Aquest valor es manté pràcticament constant fins arribar a un valor de la freqüència al voltant dels 0,005 Hz, que comença a veure's

disminuïda. El decreixement que experimenta la reflectivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la reflectivitat disminueix en funció de la freqüència més suaument i no arriba a fer-se nul·la a freqüències altes, sent $\mathcal{R} \approx 0,10$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, el decreixement de la reflectivitat es produeix de forma més accentuada, de tal forma que entre 0,01 Hz i 1 Hz es veu pràcticament inhibida en la seva totalitat.

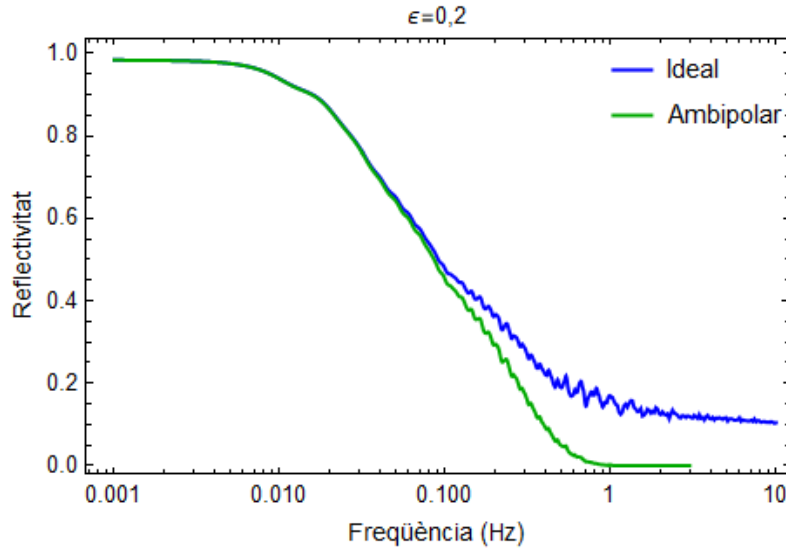


Figura 11: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,2$.

La transmissivitat, per $\epsilon=0,2$, a freqüències baixes presenta un valor $\mathcal{T} \approx 0,02$. Aquest valor es manté pràcticament constant fins arribar a un valor de la freqüència al voltant dels 0,004 Hz, que comença a experimentar un creixement. Aquest valor de la freqüència coincideix amb l'inici de la disminució del valor de la reflectivitat. El creixement que experimenta la transmissivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la transmissivitat augmenta en funció de la freqüència així com disminueix la reflectivitat, segons la conservació d'energia, sent $\mathcal{T} \approx 0,90$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, fins a valors de la freqüència al voltant dels 0,08 Hz, la transmissivitat experimenta un creixement pràcticament igual que al cas ideal. Però a partir d'aquests valors de la freqüència, l'absorció comença a estar present i fa que la transmissivitat no creixi tant, arribant al seu màxim absolut de $\mathcal{T} \approx 0,58$ a 0,25 Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la transmissivitat disminueix fins pràcticament anul·lar-se a 1 Hz.

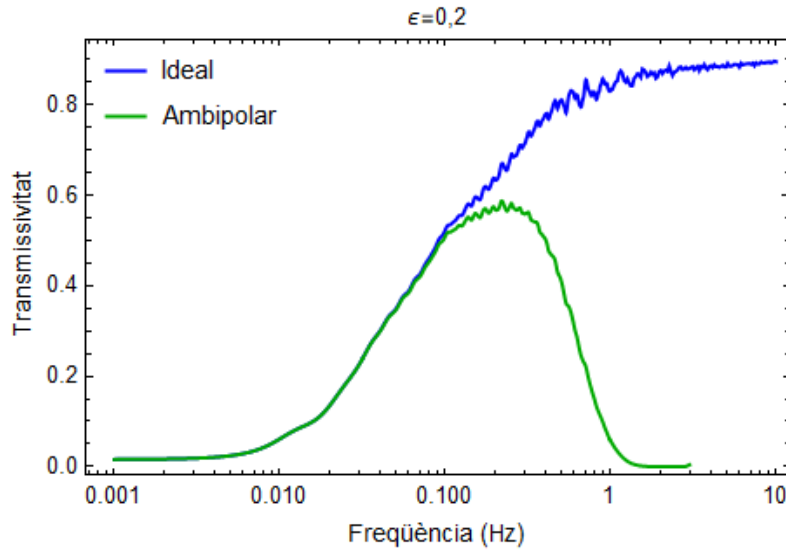


Figura 12: Dependència de la transmissivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,2$.

La reflectivitat, per $\epsilon=0,3$, a freqüències baixes presenta un valor $\mathcal{R}\approx 0,90$. Aquest valor es manté pràcticament constant dins un cert rang de freqüències bastant estret, i després comença a decreixer. El decreixement que experimenta la reflectivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la reflectivitat disminueix en funció de la freqüència més suaument fins arribar a fer-se nul·la a freqüències altes. Pel que fa al cas ambipolar, el decreixement de la reflectivitat es produeix de forma pràcticament igual que al cas ideal fins a arribar aproximadament als 0,1 Hz, que al cas ambipolar el decreixement és més accentuat.

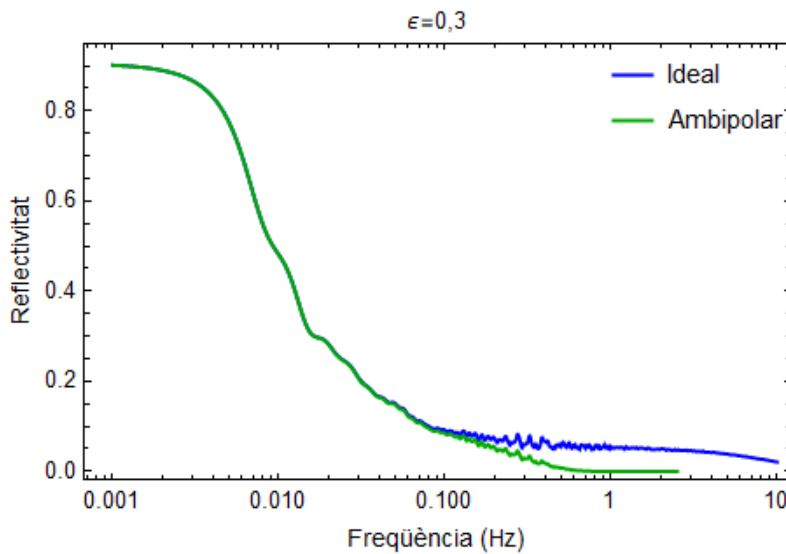


Figura 13: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,3$.

La transmissivitat, per $\epsilon=0,3$, a freqüències baixes presenta un valor $\mathcal{T}\approx 0,10$. Aquest valor es manté pràcticament constant dins un rang estret de freqüència, i després comença a créixer. El creixement que experimenta la transmissivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la transmissivitat augmenta en funció de la freqüència així com disminueix la reflectivitat, segons la conservació d'energia, sent $\mathcal{T}\approx 0,98$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, fins a valors de la freqüència al

voltant dels 0,06 Hz, la transmissivitat experimenta un creixement pràcticament igual que al cas ideal. Però a partir d'aquests valors de la freqüència, l'absorció comença a estar present i fa que la transmissivitat no creixi tant, arribant al seu màxim absolut de $T \approx 0,88$ a 0,09 Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la transmissivitat disminueix fins pràcticament anul·lar-se a 1 Hz.

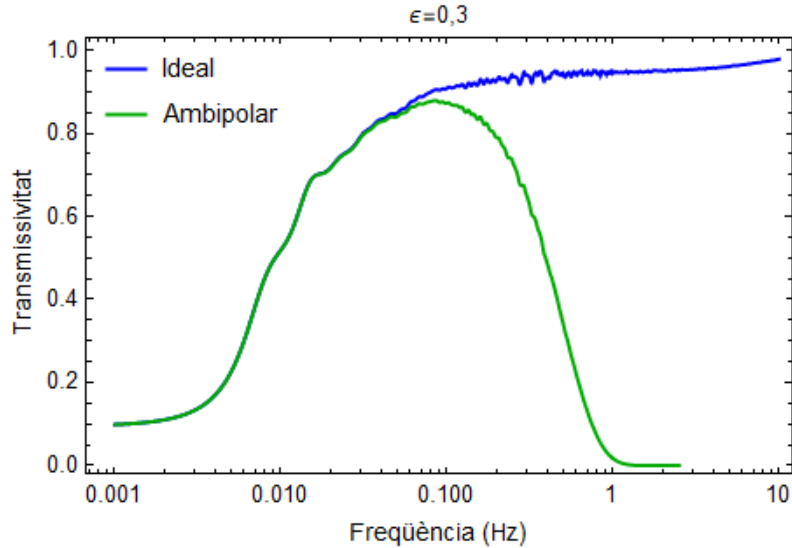


Figura 14: Dependència de la transmissivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2 \text{ kG}$ i $\epsilon=0,3$.

La reflectivitat, per $\epsilon=0,4$, presenta un valor $\mathcal{R} \approx 0,49$ a 0,001 Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la reflectivitat comença a decreixer. El decreixement que experimenta la reflectivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la reflectivitat disminueix en funció de la freqüència més suaument fins arribar a fer-se nul·la a freqüències altes. Pel que fa al cas ambipolar, el decreixement de la reflectivitat es produeix de forma pràcticament igual que al cas ideal fins a arribar aproximadament als 0,1 Hz, que al cas ambipolar el decreixement és lleugerament més accentuat.

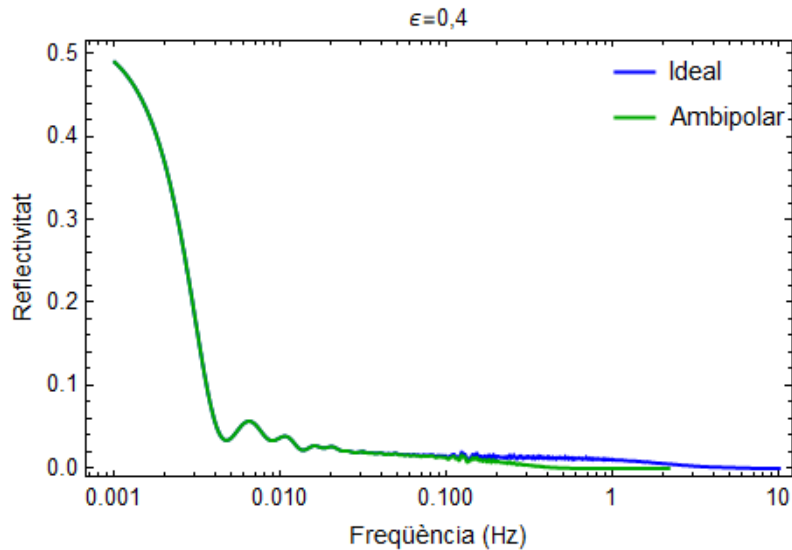


Figura 15: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2 \text{ kG}$ i $\epsilon=0,4$.

La transmissivitat, per $\epsilon=0,4$, presenta un valor $\mathcal{T}\approx 0,41$ a $0,001$ Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la transmissivitat comença a créixer. El creixement que experimenta la transmissivitat és diferent si es tracta del cas ideal o l'ambipolar. Al cas ideal, la transmissivitat augmenta en funció de la freqüència així com disminueix la reflectivitat, segons la conservació d'energia, sent $\mathcal{T}\approx 1$ a 10 Hz. Pel que fa al cas ambipolar, fins a valors de la freqüència al voltant dels $0,02$ Hz, la transmissivitat experimenta un creixement pràcticament igual que al cas ideal. Però a partir d'aquests valors de la freqüència, l'absorció comença a estar present i fa que la transmissivitat no creixi tant, arribant al seu màxim absolut de $\mathcal{T}\approx 0,98$ a $0,025$ Hz. A partir d'aquest valor de la freqüència, la transmissivitat disminueix fins pràcticament anul·lar-se a 1 Hz.

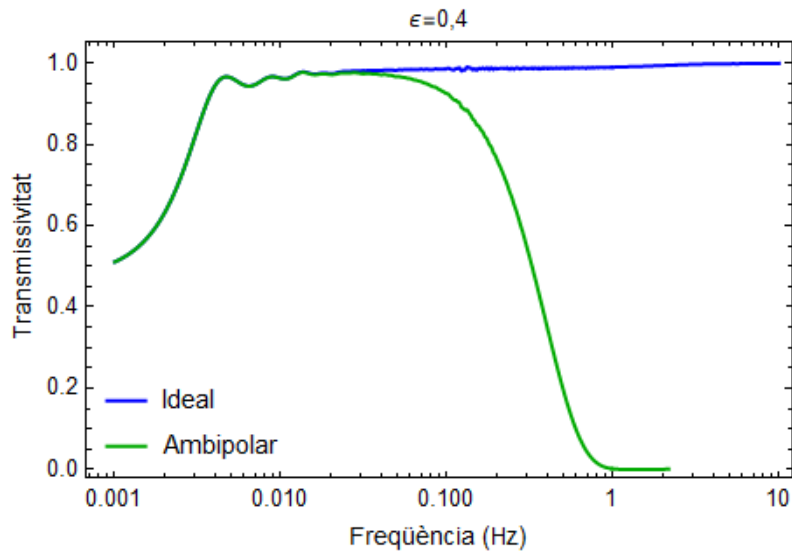


Figura 16: Dependència de la transmissivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG i $\epsilon=0,4$.

Les gràfiques anteriors evidencien que els coeficients de reflectivitat i transmissivitat depenen de la freqüència de l'ona i l'exponent d'expansió del camp magnètic.

En primer lloc, pels diferents valors de ϵ , tant al cas ideal com a l'ambipolar, la majoria de l'energia de l'ona és reflectida cap a la fotosfera per valors de la freqüència baixos, o el que és equivalent, per valors grans de la longitud d'ona. Així com augmenta el valor de la freqüència, la reflectivitat decreix degut a la disminució de la longitud d'ona. Longituds d'ona petites estan associades a una menor reflexió. En segon lloc, es pot fer l'anàlisi oposat per la transmissivitat, vàlid pels diferents valors de ϵ . La transmissivitat és petita per valors de la freqüència baixos degut a la forta reflexió que experimenta l'ona. Al cas ideal, la transmissivitat creix a mesura que ho fa la freqüència fins arribar pràcticament a la unitat. Pel que fa al cas ambipolar, la transmissivitat creix fins a un cert valor de la freqüència, arribant al seu màxim absolut, i després comença a decreixer fins pràcticament ser nul·la. Aquesta diferència entre el cas ideal i l'ambipolar és deguda a que al cas ideal no es considera la difusió magnètica ambipolar, la causa de l'absorció. Per tant, al cas ambipolar la transmissivitat presenta un màxim a freqüències intermèdies. Com a conseqüència d'aquest comportament, considerant la difusió magnètica ambipolar, la transmissió de l'energia de l'ona només és efectiva per aquestes freqüències intermèdies. Finalment, destacar que l'absorció, únicament present al cas ambipolar, és menyspreable per freqüències baixes, i creix a mesura que el valor de la freqüència augmenta, degut a que el procés de difusió comença a ser més eficient. Per alts valors de la freqüència, pràcticament tota l'energia de l'ona és depositada a la cromosfera com a resultat de l'atenuació.

Un paràmetre important que determina la reflexió és el rati entre la longitud d'ona i l'altura d'escala del plasma (e.g. Alfvén 1947; Musielak & Moore 1995). Només quan aquest rati és petit, fet que es dona per altes freqüències, les ones es poden propagar sense experimentar una reflexió important. Degut al fet que l'altura d'escala és petita a la regió de transició, s'espera que l'ona experimenti una forta reflexió a zones altes de la cromosfera. Aquells trams de les gràfiques on es pot apreciar que en una zona estreta de l'espectre la transmissivitat augmenta i la reflectivitat disminueix bruscament, són deguts a que l'ona té una longitud d'ona que comença a aproximar-se al mateix ordre que l'altura d'escala del plasma de la cromosfera. Al cas ideal, les freqüències altes permeten que la longitud d'ona sigui tan petita que sigui capaç de penetrar la cromosfera evadint el gradient de densitat.

Pel que fa a la dependència de la reflectivitat, la transmissivitat i l'absorció del coeficient d'expansió del camp magnètic ϵ , per un valor fixat de la freqüència es pot comprovar que així com ϵ augmenta, la reflectivitat decreix, i la transmissivitat i l'absorció augmenten. Aquest fet indica que la reflexió, la transmissió i l'absorció de l'ona es veuen afectades per l'expansió del tub de flux magnètic, sent la transmissió i l'absorció afavorides per la seva expansió. Per altra banda, les gràfiques mostren com el màxim absolut de la transmissivitat creix quan incrementa ϵ , a la vegada que experimenta un corriment cap a valors menors de la freqüència. Per tant, l'expansió del camp magnètic sembla facilitar la transmissió d'energia a la corona per mitjà d'ones de baixa freqüència. Finalment, esmentar que la dependència del coeficient d'absorció amb l'expansió del camp magnètic és menys notable. El valor de ϵ pareix tenir una rellevància menor sobre l'absorció, encara que a la Figura 17 es pot observar com les corbes estan lleugerament desplaçades a majors freqüències així com incrementa el valor de ϵ .

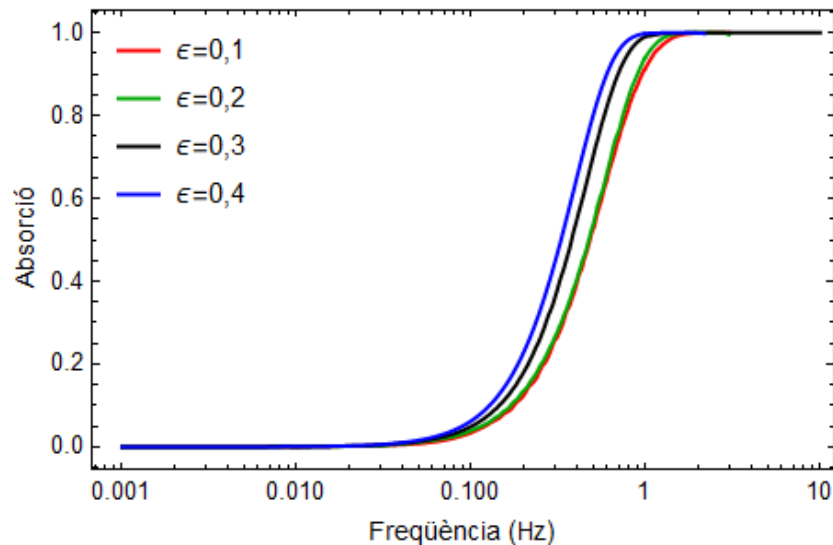


Figura 17: Dependència de l'absorció amb la freqüència, sent $B_{ph}=2$ kG.

4.3 Dependència de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb la intensitat del camp magnètic a la fotosfera

A continuació es mostren els resultats del comportament de la reflectivitat, transmissivitat i absorció en funció de la freqüència, sent l'exponent d'expansió del camp magnètic $\epsilon=0,3$, per diferents valors del camp magnètic a la fotosfera B_{ph} : 0,5; 1; 2 kG. Els resultats s'han obtingut tant pel cas ideal com per l'ambipolar.

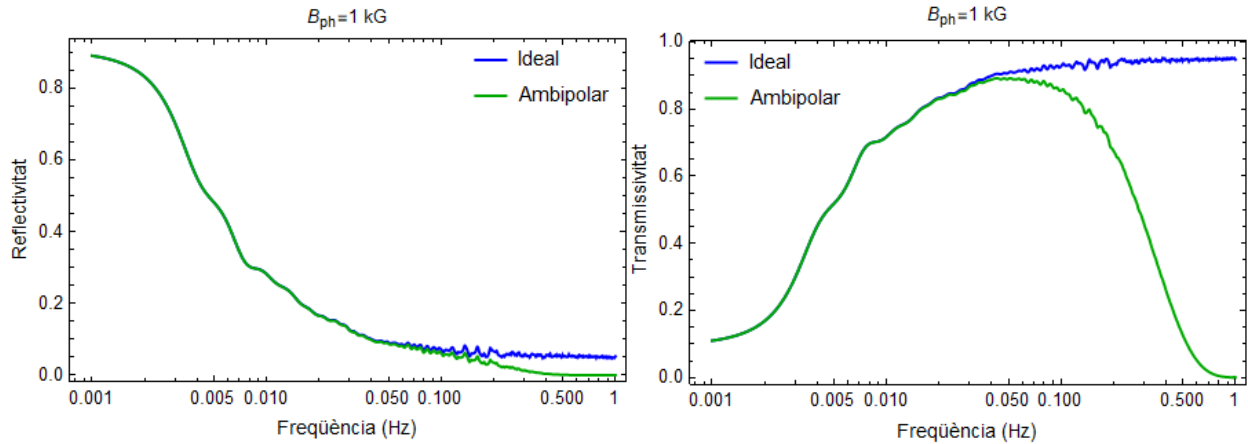


Figura 17: Dependència de la reflectivitat i la transmissivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=1$ kG i $\epsilon=0,3$.

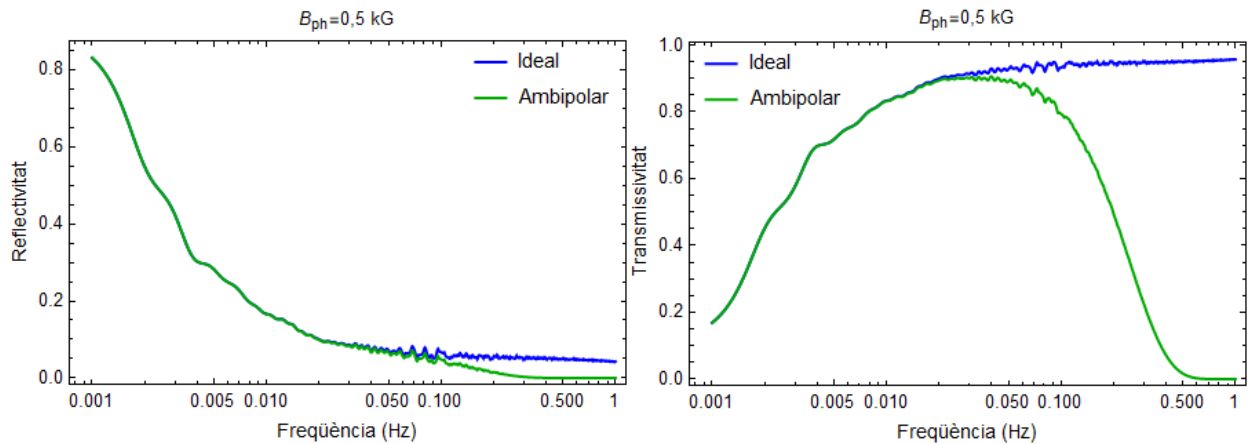


Figura 18: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència, sent $B_{ph}=0,5$ kG i $\epsilon=0,3$.

A les Figures 13, 14, 17 i 18 es pot comprovar que existeix un alt nivell de reflexió a zones baixes de l'espectre de freqüències. A mesura que la freqüència augmenta, comencen a donar-se zones de baixa reflectivitat, un descens que es veu accentuat com menor és la intensitat del camp magnètic a la fotosfera B_{ph} . La reflectivitat experimenta un comportament pràcticament idèntic als casos ideal i ambipolar, fins a una freqüència de 0,05 Hz, valor a partir del qual la reflectivitat experimenta un descens més pronunciat al cas ambipolar degut a l'absorció, com s'ha justificat a la secció anterior. Pel que fa la transmissivitat, aquesta experimenta un comportament oposat a la reflectivitat.

Mantenir l'exponent d'expansió del camp magnètic fix provoca que hi hagi una expansió del tub de flux magnètic similar en cada cas, però amb un valor diferent de la mitjana de la intensitat de camp magnètic a cada cas. Incrementar el valor de B_{ph} produeix un augment de la velocitat d'Alfvén (3.9), motiu pel qual per una determinada freqüència es donen longituds d'ona majors. D'aquesta manera, un augment del valor de la longitud d'ona fa que es dificulti la transmissió energètica, com s'ha explicat a la secció anterior.

Finalment, esmentar que l'absorció experimenta un corriment a freqüències baixes així com disminueix la intensitat de B_{ph} .

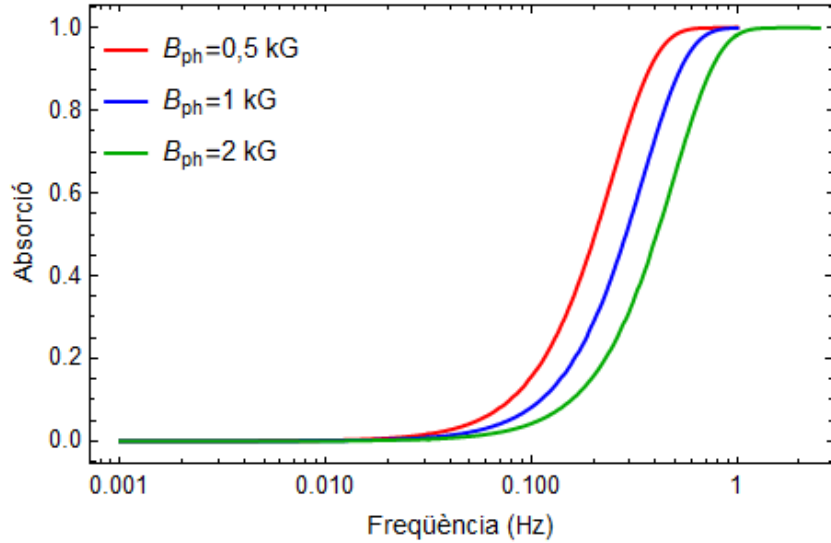
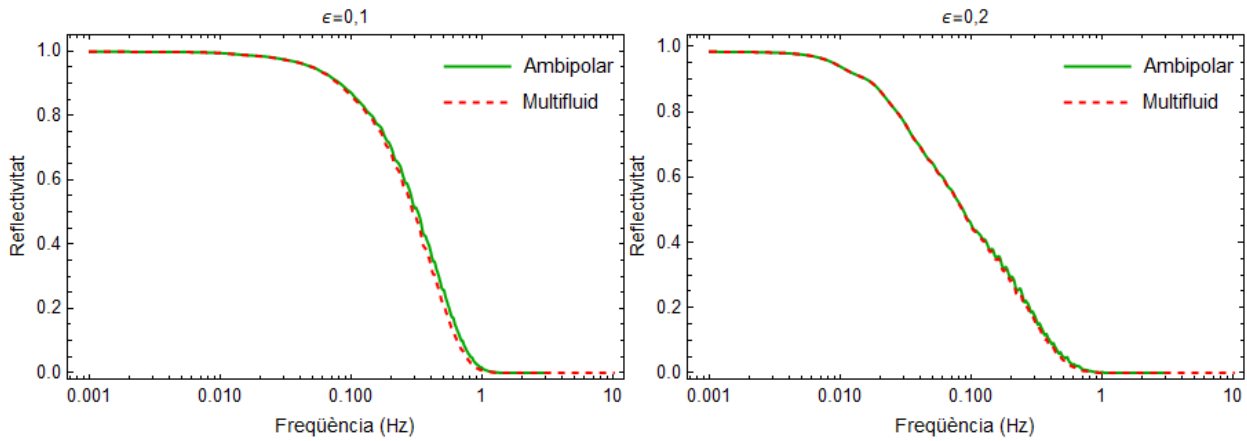


Figura 19: Dependència de l'absorció amb la freqüència per diferents valors de B_{ph} .

4.4 Comparació de la reflectivitat, transmissivitat i absorció amb el cas de multifluid

En aquesta secció es pretén comparar els resultats obtinguts a la secció 4.2 pel cas de fluid únic ambipolar, amb els resultats que s'obtidrien de considerar el plasma com un fluid compost de diverses espècies (electrons, protons, H, He I, He II i He III), les quals interactuen mitjançant col·lisions elàstiques de les seves partícules, cas multifluid. El cas multifluid va ser estudiat per Soler et al. (2017), d'on s'han pres els resultats per tal de fer la comparació amb els càlculs actuals.

Els resultats de la reflectivitat obtinguts al cas de fluid únic pràcticament coincideixen amb els que s'obtenen al cas multifluid, tal i com es pot comprovar a la Figura 20.



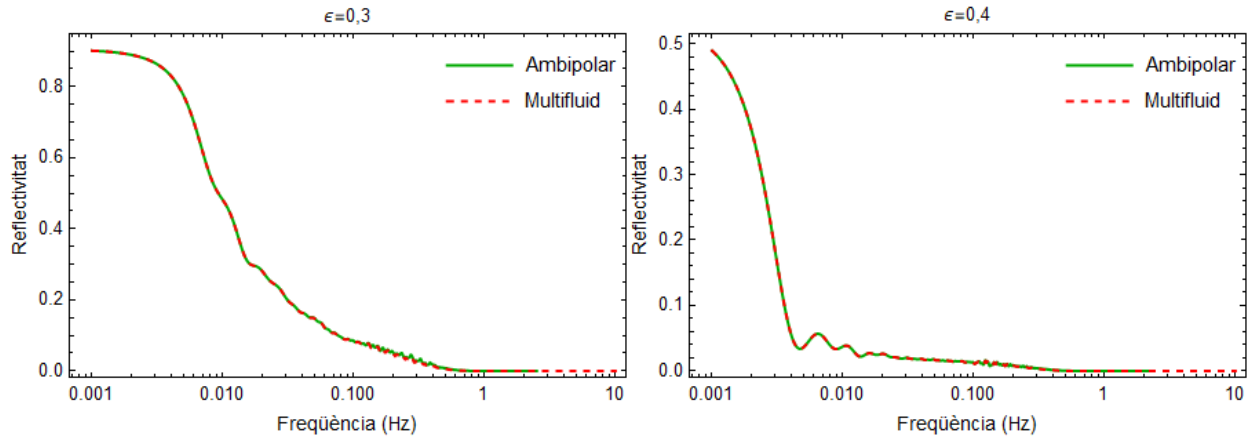


Figura 20: Dependència de la reflectivitat amb la freqüència per diferents valors de ϵ , sent $B_{ph}=2$ kG.

Pel que fa als resultats de la transmissivitat, Figura 21, al cas de fluid únic presenta un màxim absolut lleugerament superior al cas multifluid per valors de l'exponent d'expansió del camp magnètic petits. Així com augmenta el valor de l'exponent d'expansió del camp magnètic, el comportament de la transmissivitat coincideix de forma més aproximada als dos casos.

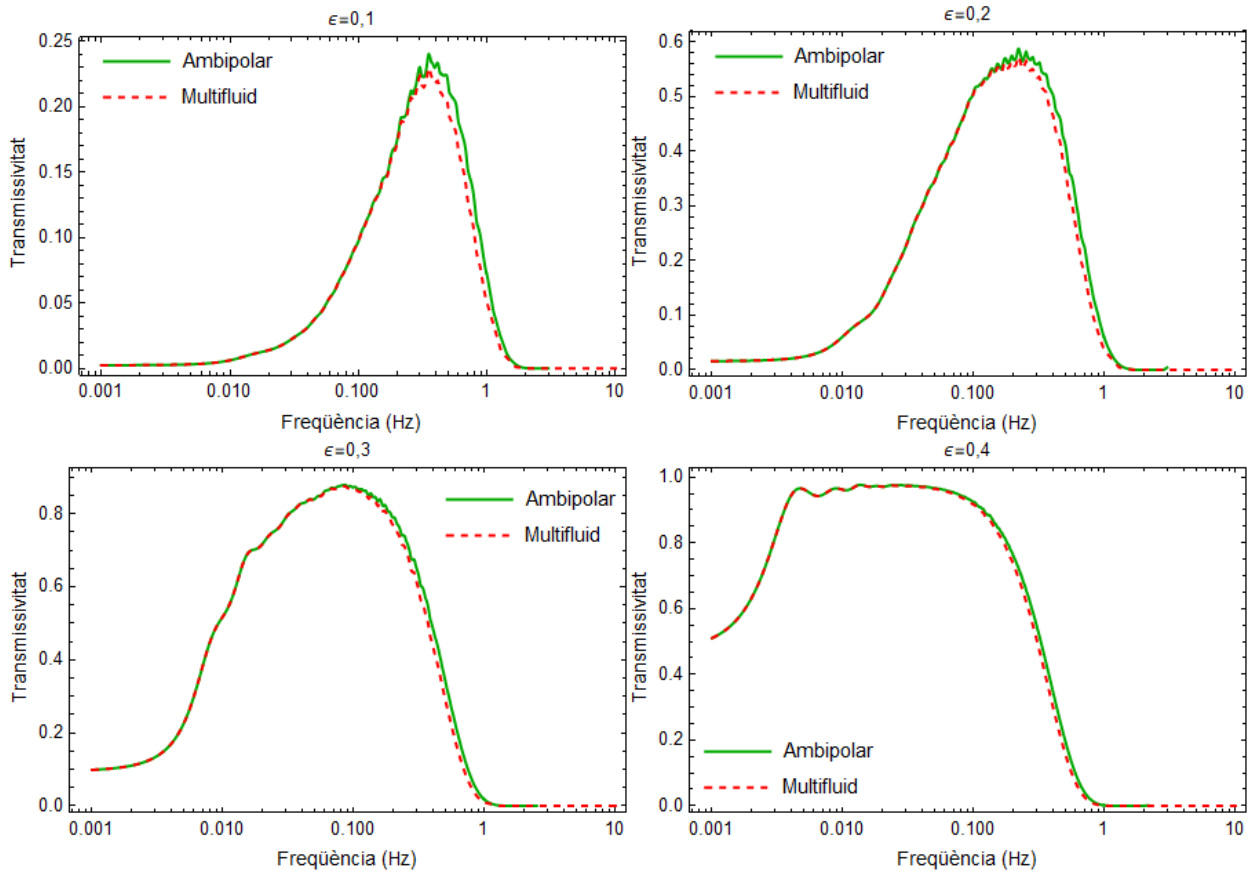


Figura 21: Dependència de la transmissivitat amb la freqüència per diferents valors de ϵ , sent $B_{ph}=2$ kG.

Finalment, els resultats obtinguts de l'absorció, Figura 22, al cas de fluid únic presenten un lleuger corriment a freqüències altes respecte al cas multifluid, tot i que s'aproximen a mesura que l'exponent d'expansió del camp magnètic augmenta.

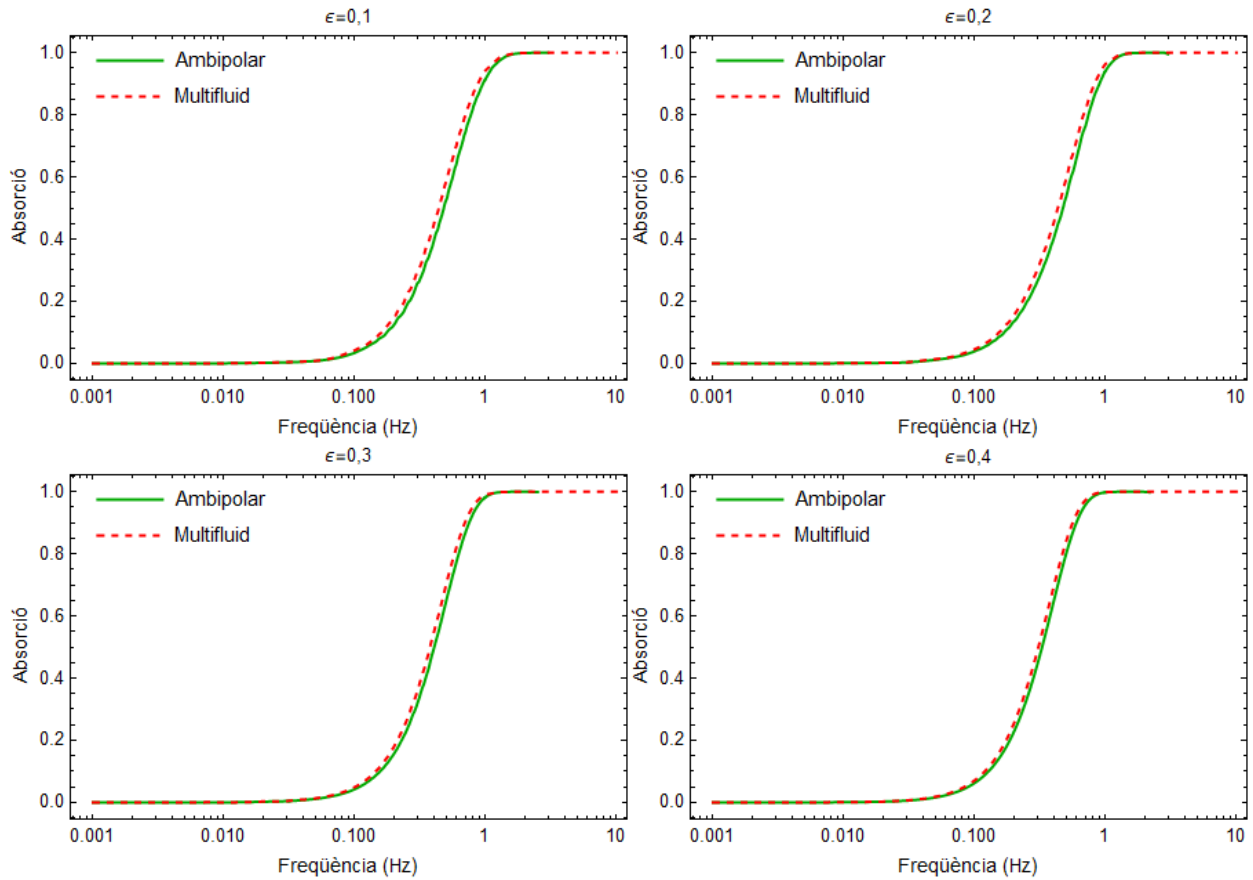


Figura 22: Dependència de l'absorció amb la freqüència per diferents valors de ϵ , sent $B_{ph}=2$ kG.

En resum, es pot afirmar que els resultats obtinguts amb el model de fluid únic considerant el terme de la difusió magnètica ambipolar a l'equació d'inducció són una molt bona aproximació als resultats multifluid més generals.

5. CONCLUSIONS

En aquesta secció de la memòria es fa un repàs dels objectius del treball i el seu desenvolupament, per finalment exposar els resultats i les conclusions obtingudes amb la realització del treball.

L'objectiu principal del treball era estudiar teòricament la reflexió i transmissió de l'energia d'ones d'Alfvén torsionals a través de l'atmosfera del Sol, per així comprendre els motius pels quals existeixen fenòmens que tenen un origen encara incert, com són l'acceleració del vent solar o les altes temperatures a les que s'arriba a la corona. Aquestes preguntes són molt rellevants i no tenen respostes senzilles. Aquí ens hem limitat a investigar un problema subjacent: quin mecanisme pot transportar energia de manera eficient cap a les capes superiors de l'atmosfera solar. D'aquesta manera, s'ha estudiat la capacitat de transportar energia a les capes externes de l'atmosfera per part de les ones d'Alfvén torsionals.

El treball s'ha enfocat en la resolució numèrica d'una equació diferencial que descriu la forma amb la que l'ona torsional es propaga a través de l'atmosfera solar, des de la fotosfera fins la part baixa de la corona, depenent de la seva freqüència. Per poder realitzar aquest estudi, prèviament s'ha estudiat un model de tub de flux magnètic que proporciona la geometria i la intensitat del camp magnètic a través de l'atmosfera solar, en funció de l'altura. Per tal de representar la variació de les propietats del plasma amb l'altura dins el tub de flux, s'ha emprat un model semiempíric de Fontenla et. al. (1993), anomenat FAL93. A més d'això, s'han utilitzat les equacions MHD linealitzades amb el terme ambipolar, fent ús de l'aproximació a fluid únic i fent les simplificacions necessàries per descriure les ones d'Alfvén. A través de l'estudi d'aquestes equacions i l'ús del model de tub de flux, s'ha pogut obtenir l'equació diferencial citada anteriorment. Finalment, per poder resoldre aquesta equació diferencial s'han establert dues condicions de contorn, una arbitrària a la fotosfera, i l'altra a la corona, que sorgeix de considerar que no hi ha una ona incident des de la part superior de la corona.

A continuació s'exposen les conclusions obtingudes després de dur a terme el treball, tenint en compte els resultats obtinguts de les simulacions numèriques i els objectius que s'havien fixat prèviament.

En primer lloc, les solucions numèriques de l'equació d'ones mostren diferents comportaments en la seva propagació a través de l'atmosfera solar depenent de la seva freqüència, o longitud d'ona. És a dir, evidencien la sensibilitat de les ones a un canvi en el valor de la freqüència. Les conclusions que es poden extreure d'aquests resultats són fonamentalment tres. Primer, que la longitud d'ona augmenta en funció de l'altura degut a la disminució de la densitat del plasma. Segon, que l'amplitud de l'ona augmenta en funció de l'altura degut a la disminució de la densitat del plasma i a la intensitat del camp magnètic. Tercer, que un augment de la freqüència implica un major nombre d'oscil·lacions de l'ona degut a que permet que hi hagi un major nombre de períodes d'ona si l'oscil·lació és més ràpida en una distància determinada. Aquests resultats ja feien evidents la importància de la longitud d'ona en la capacitat de l'ona per poder propagar-se a través de la cromosfera.

En segon lloc, s'han mostrat els resultats del comportament de la reflectivitat, transmissivitat i absorció en funció de la freqüència per diferents valors de l'exponent d'expansió del camp magnètic. S'ha pogut comprovar que el comportament de la reflectivitat i la transmissivitat no es podrien entendre sense conèixer la relació que hi ha entre la longitud d'ona de l'ona i l'altura d'escala de la cromosfera, ja que com major és l'expansió del tub, major és la velocitat d'Alfvén, i alhora menor és la longitud d'ona, fet que facilita la propagació de l'ona. Al cas ambipolar, la transmissivitat assoleix un màxim absolut a una determinada freqüència, i després es veu inhibida degut a l'aparició de l'absorció. Aquest màxim experimenta un corriment a baixes freqüències així com augmenta l'expansió del tub magnètic. Pel que fa a l'absorció, experimenta un lleuger corriment a freqüències baixes així com augmenta el valor de l'exponent d'expansió.

En tercer lloc, els resultats de la dependència de la intensitat del camp magnètic a la fotosfera no han fet més que evidenciar la importància que té la longitud d'ona en la transmissió d'aquesta a través de l'atmosfera solar, ja que un augment de B_{ph} suposa un augment de la velocitat d'Alfvén, i alhora un augment de la longitud d'ona.

Finalment, per comprovar la validesa de l'aproximació a fluid únic, s'han comparat els resultats del comportament de la reflectivitat, transmissivitat i absorció en funció de la freqüència per diferents valors de l'exponent d'expansió del camp magnètic, amb els resultats multifluid de Soler et al. (2017). Comparant ambdós resultats, es pot concloure que els resultats obtinguts amb el model de fluid únic considerant el

terme de la difusió magnètica ambipolar a l'equació d'inducció són una molt bona aproximació als resultats multifluid més generals.

Per acabar, es pot tractar d'explicar la peculiar forma que presenten les corbes de la reflectivitat i la transmissivitat en funció de la freqüència. En aquest treball, la forma que presenten els gràfics de la reflectivitat i la transmissivitat és generalment suau, però hi veiem unes irregularitats en forma de petites oscil·lacions, especialment a freqüències elevades. En treballs anteriors que utilitzaren models més simplificats que el nostre (e.g., Hollweg 1978, 1981, 1984) alguns autors van trobar la presència de pics de ressonància a la transmissivitat per algunes freqüències determinades. En el nostre cas, no hem trobat aquestes ressonàncies tan marcades, però creiem que els romanents de les ressonàncies encara estan presents d'alguna manera en el nostre model, mostrant-se com les irregularitats en els gràfics de la reflectivitat i la transmissivitat. L'absència de pics de ressonància també es dona als resultats de Similon & Zargham (1992) i De Pontieu et al. (2001). A més, Hollweg (1984) va mostrar que la dissipació pot modificar l'altura i la forma dels pics de ressonància, i veiem clarament en els nostres resultats que les irregularitats són més marcades en el cas ideal que en el cas ambipolar (veure, per exemple, les Figures 9 i 10). D'aquesta manera, les irregularitats que veiem en els nostres resultats no tindrien el seu origen en cap error del càlcul numèric, sinó que tindrien un motiu físic: són el romanent de les ressonàncies obtingudes en els models simplificats emprats en el passat.

No s'ha d'oblidar que en aquest treball s'han fet un conjunt d'aproximacions per tal d'explicar la transmissió d'energia a les capes superiors de l'atmosfera solar. Per estendre l'estudi realitzat en aquest treball, en el futur es podrien considerar altres aspectes, com per exemple models de tubs magnètics més enllà de l'aproximació de tub prim. A més d'això, es podrien considerar altres mecanismes de dissipació energètica a més de la difusió ambipolar, com són per exemple, la resistivitat magnètica o la viscositat, a més d'estudiar el règim no lineal de les ones.

6. BIBLIOGRAFIA

- Alfvén, H.: 1942, *Nature* (150), 405; Alfvén, H. 1947, *MNRAS*, 107, 211
Biskamp, D. 2008, *Magnetohydrodynamic turbulence*
Browning, P. K., & Priest, E. R. 1982, *GApFD*, 21, 237
De Pontieu, B., Martens, P. C. H., & Hudson, H. S. 2001, *ApJ*, 558, 859
De Pontieu, B., Rouppe van der Voort, L., McIntosh, S. W., et al. 2014, *Sci*, 346, 1255732
De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., Hansteen, P. B., y Goossens, M.: 2011, *Nature* 475
Ferraro, C. A., & Plumpton, C. 1958, *ApJ*, 127, 459
Fontenla, J. M., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1993, *ApJ*, 406, 319
Hollweg, J. V. 1978, *SoPh*, 56, 305; Hollweg, J. V. 1981, *SoPh*, 70, 25; Hollweg, J. V. 1984, *SoPh*, 91, 269
Jess, D. B., Mathioudakis, M., Erdélyi, R., et al. 2009, *Sci*, 323, 1582
Mathioudakis, M., Jess, D. B., & Erdélyi, R. 2013, *SSRv*, 175, 1
Musielak, Z. E., & Moore, R. L. 1995, *ApJ*, 452, 434
Priest, Eric. R.: *Magnetohydrodynamics of the Sun*. 198
Roberts, B., & Webb, A. R. 1978, *SoPh*, 56, 5
Ruderman, M. S., Verth, G., & Erdélyi, R. 2008, *ApJ*, 686, 694
Similon, P. L., & Zargham, S. 1992, *ApJ*, 388, 644
Solanki, S. K. 1993, *SSRv*, 63, 1
Song, P., & Vasylūnas, V. M. 2011, *JGRA*, 116, A09104
Soler, R., Terradas, J., Oliver, R. & Ballester, J. L.: 2017, *ApJ* 840, 20
Verth, G., Erdélyi, R., & Goossens, M. 2010, *ApJ*, 714, 1637
Walker, A. D. M. 2005, *Magnetohydrodynamic Waves in Geospace* (Bristol: Institute of Physics Publishing)