

**UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO GRANDE DO SUL  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA  
TESE DE DOUTORADO**

# **Instabilidade em Plasmas Espaciais e Astrofísicos na Presença de Partículas de Poeira com Carga Variável**

Michel Silva dos Santos

Tese realizada sob a orientação do Prof.  
Dr. Luiz Fernando Ziebell, apresentada  
ao Programa de Pós-Graduação em Física  
do Instituto de Física da UFRGS em  
preenchimento parcial dos requisitos para  
a obtenção do grau de Doutor em Ciências.

Porto Alegre  
Julho de 2016

*Este trabalho é dedicado aos meus pais,  
Antônio Carlos Cunha dos Santos e Maria Lúcia da Silva  
e ao meu filho  
Micael Zanatto Silva dos Santos.*

# Agradecimentos

- Primeiramente agradeço aos meus pais Antônio Carlos Cunha dos Santos e Maria Lúcia da Silva por terem dedicado suas vidas a propiciar uma educação de qualidade a mim e aos meus dois irmãos. Objetivo alcançado ao serem essenciais na formação de dois jornalistas, minha irmã Daiane Silva dos Santos e meu irmão Jean Carlo Silva dos Santos, e um professor de Física.
- Agradeço também ao meu orientador Prof. Dr. Luiz Fernando Ziebell por sua sabedoria e paciência. Soube entender minhas dificuldades acadêmicas, pessoais e, sobretudo, me ajudou a ser um melhor aluno e um melhor professor. Inspirado em suas qualidades, espero conseguir ter pelo menos uma fração da importância na formação de meus alunos que meu orientador teve na minha. Não tenho dúvidas de que este trabalho só foi possível graças a sua competência e visão diferenciada do que é a nobreza de ensinar.
- Ao Prof. Dr. Rudi Gaelzer que foi quem me iniciou na busca científica ainda durante a graduação. Me orientou durante o mestrado e hoje é parceiro de pesquisa. Segue sendo um porto seguro ao qual sempre que necessito recorro e toda vez mostra-me o caminho correto a seguir.
- Por fim, agradeço a todos meus professores. Desde a primeira série do ensino fundamental até a última disciplina do doutorado. Cada um, na sua medida, foi essencial para este trabalho.

## Resumo

O uso de uma descrição cinética para analisar a propagação de ondas eletromagnéticas em um plasma empoeirado (*dusty plasma*) vem sendo desenvolvido ao longo dos últimos anos. À medida que a teoria é desenvolvida, novas aproximações são necessárias a fim de se obter resultados que descrevam melhor as observações. O objetivo de nosso trabalho é fazer um estudo a respeito das instabilidades em um plasma empoeirado, descrito por uma função de distribuição do tipo *product-bi-kappa*. Funções desse tipo podem ser úteis para aproximar de modo mais realista a forma das distribuições detectadas em plasmas espaciais, monitorados através de sondas e satélites. Entretanto, verifica-se que a maioria dos estudos já feitos envolvendo plasma convencional (composto de íons e elétrons, sem poeira) faziam uso de distribuições do tipo Maxwelliana e bi-Maxwelliana. Em decorrência disso, apresentamos primeiramente um amplo desenvolvimento na descrição cinética de instabilidades em plasma convencional usando distribuições do tipo *product-bi-kappa*, para só então prosseguir com a abordagem cinética de plasmas empoeirados, em que íons e elétrons podem ser descritos por distribuições não-térmicas do tipo *product-bi-kappa*.

Instabilidades *ion-cyclotron* e *ion firehose* são o foco de nossos estudos. Análises numéricas a respeito da influência de anisotropias nas temperaturas de elétrons e íons nos mostraram que, com o uso de distribuições do tipo *product-bi-kappa*, ocorrem novas situações de instabilidades, bem como intensificação ou redução de instabilidades em situações já conhecidas como instáveis no caso de distribuições bi-Maxwellianas. Feita a análise a respeito da influência do tipo de partícula (elétrons ou íons), do tipo de anisotropia de temperatura ( $T_{\perp}^{\beta} > T_{\parallel}^{\beta}$  ou  $T_{\perp}^{\beta} < T_{\parallel}^{\beta}$ ) e das relações entre as variáveis  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  que aparecem na distribuição *product-bi-kappa*, iniciamos a etapa de inserção de grãos de poeira em nossa descrição e análise dessas mesmas influências em plasmas empoeirados. Nesse ponto, constatamos que o aumento da densidade numérica de partículas de poeira inseridas no plasma acarreta um enfraquecimento das instabilidades, visto através da diminuição do tamanho da região de números de onda que apresentam instabilidades e da redução das taxas de crescimento das instabilidades.

### *Abstract*

The use of a kinetic description to analyze the propagation of electromagnetic waves in a dusty plasma has been developed over the past years. As the theory is developed, new approaches are needed in order to obtain results that describe better the observations. The objective of the present work is a study regarding instabilities in a dusty plasma, with plasma particles described by a distribution function of type product-bi-kappa. Functions of this type may be useful to approximate more realistically the form of velocity distributions detected in space plasmas by probes and satellites. However, it is verified that the majority of the studies involving conventional plasma (consisting of ions and electrons without dust), used Maxwellian and bi-Maxwellian distributions. Due to this reason, we start by presenting a comprehensive kinetic description of instabilities in conventional plasma, using product-bi-kappa distributions, and then proceed with a kinetic approach to the description of dusty plasmas, with ions and electrons described by the non-thermal product-bi-kappa distributions.

Ion-cyclotron and ion firehose instabilities are at the focus of our studies. Numerical analyses about the influence of temperature anisotropies in electron and ion distributions have demonstrated that, with the use of product-bi-kappa distributions, new situations of instability occur, as well as intensification or reduction of instabilities for situations which are already recognized as unstable in the case of bi-Maxwellian distributions. After analysis on the influence of the type of particle (electrons or ions), the type of temperature anisotropy ( $T_{\perp}^{\beta} > T_{\parallel}^{\beta}$  or  $T_{\perp}^{\beta} < T_{\parallel}^{\beta}$ ), and the relationship between the values of the  $\kappa_{\parallel}$  and  $\kappa_{\perp}$  constants which appear in the product-bi-kappa-distribution, we have started to take into account the presence of dust grains in our description, and analyzed those influences in the case of dusty plasmas. At this point, we found that the increase of the number density of dust particles inserted into the plasma causes a weakening of instability, seen by decreasing size of the region of wavenumber which feature instability, and decrease of the magnitude of the growth rates of the instabilities.

# Sumário

<b>1</b>	<b>Introdução</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Modelo Matemático</b>	<b>15</b>
2.1	Introdução . . . . .	15
2.2	Tensor Dielétrico para um Plasma Magnetizado Empoeirado . . . . .	15
2.3	Propagação Paralela a $\mathbf{B}_0$ . . . . .	21
2.3.1	Função Distribuição bi-Maxwelliana . . . . .	24
2.3.2	Função de Distribuição <i>Product-Bi-Kappa</i> . . . . .	27
<b>3</b>	<b>Análises Numéricas</b>	<b>31</b>
3.1	Introdução . . . . .	31
3.2	Ondas Propagando-se no Modo <i>Ion-Cyclotron</i> em Plasmas com $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$ . . . . .	33
3.3	Ondas Propagando-se no Modo <i>Ion-Cyclotron</i> em Plasmas com $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$ . . . . .	37
3.4	Ondas Propagando-se no Modo <i>Whistler</i> em Plasmas com $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$ . . . . .	40
3.5	Ondas Propagando-se no Modo <i>Whistler</i> em Plasmas com $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$ . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Instabilidades <i>Ion Firehose</i> e <i>Ion-Cyclotron</i></b>	<b>61</b>
4.1	Introdução . . . . .	61
4.2	<i>Ion Firehose</i> Sem Poeira . . . . .	62
4.3	<i>Ion-Cyclotron</i> Sem Poeira . . . . .	71
4.4	<i>Ion Firehose</i> Com Poeira . . . . .	81
4.5	<i>Ion-Cyclotron</i> Com Poeira . . . . .	99

<b>5 Considerações Finais</b>	<b>113</b>
<b>Referências Bibliográficas</b>	<b>118</b>



# Capítulo 1

## Introdução

Um plasma empoeirado é basicamente um gás altamente ionizado, com a presença de pequenas partículas massivas chamadas de poeira ou grãos de poeira. O desenvolvimento dos estudos a respeito de plasmas empoeirados teve avanço significativo nos anos oitenta do século XX, após observações feitas pela sonda *Voyager* a respeito do sistema de anéis de Saturno [44, 20]. Após um grande desenvolvimento na área, hoje poderíamos considerar o estudo de plasmas empoeirados como uma representação bem geral e abrangente a respeito dos plasmas espaciais. Particularmente, o conhecimento a respeito da propagação de ondas em um plasma empoeirado tem grande importância no entendimento de processos que vão desde a interação do fluxo de calor em regiões próximas a parede de um *tokamak* até a emissão e propagação do vento solar no espaço interplanetário [11].

Estudos a respeito de plasmas empoeirados e de ondas em plasmas na presença de poeira tem sido frequentes ao longo dos últimos anos. Os grãos de poeira podem ser definidos como sendo partículas de material sólido dispersas em um plasma convencional. Esses grãos podem ser de material dielétrico ou condutor, podem ter massas distribuídas em uma larga faixa de valores,  $m_d \simeq 10^6 - 10^{18} m_p$  ( $m_p$  = massa do próton), e podem exibir carga elétrica, cuja magnitude pode ser da ordem de  $\simeq 10^3 - 10^4 e$  ( $e$  = carga elétrica elementar) [11]. Em nuvens interestelares, por exemplo, já é bem conhecida a presença de populações de partículas de poeira com dimensões que vão da escala nanométrica à escala de dezenas de micrometros [35], o que significa a presença de partículas com massas da ordem de  $10^6$  a  $10^{15}$  vezes a massa de um próton. O fato

é que plasmas empoeirados podem ser encontrados em ambientes diversos, em laboratórios e em ambientes industriais e espaciais. Na dinâmica de nuvens interestelares, nos processos de formação estelar e planetária em nebulosas, eles podem ser mesmo considerados como o caso mais geral de plasma presente. No sistema solar o plasma empoeirado é encontrado tanto em cometas quanto na magnetosfera de planetas. Essas partículas de poeira podem ter diferentes tamanhos de raio (10 nm – 100  $\mu\text{m}$ ). Densidade de partículas de poeira de valor  $n_{d0} = 10^2 \text{ m}^{-3}$  é um valor usual para um plasma empoeirado [2].

Tendo em vista a presença bastante disseminada de partículas de poeira em plasmas nos mais diversos ambientes, podemos encontrar na literatura científica muitos estudos envolvendo plasmas empoeirados. Vamos mencionar apenas alguns poucos, que podem servir como introdução à literatura da área, incluindo investigações de caráter geral, mas buscando dar ênfase a trabalhos que tem relação ao tema desenvolvido nesta tese. Por exemplo, no trabalho publicado por Pilipp *et al.* [39] é feito um estudo a respeito da presença de partículas de poeira sobre a propagação e dissipação de ondas de *Alfvén* em nuvens interestelares. Nesse trabalho são detectados e analisados efeitos da influência das partículas de poeira em ondas de pequena amplitude. Na Ref. [6], de Angelis demonstra que o espalhamento de ondas eletromagnéticas pode ser bastante aumentado quando o plasma conta com a presença de partículas de poeira, sob certas condições paramétricas. Ainda nesse trabalho, vê-se que existe a possibilidade de ignorar a dinâmica das partículas de poeira sobre o carregamento dos grãos de poeira, quando comparada ao efeito da dinâmica dos íons e, de forma mais acentuada, quando comparada à dinâmica dos elétrons. Em um trabalho estudando instabilidades, realizado em 1993 por Rosemberg [40], com o uso de funções de distribuição Maxwelliana, foi visto o efeito da carga da poeira em instabilidades que podem ser denominadas como “acústica de íons” e “acústica de poeira”, mas que são mais conhecidas pelos seus nomes em inglês, *ion-acoustic* e *dust-acoustic*, respectivamente. No mencionado trabalho de Rosemberg (1993), é feito um desenvolvimento da relação de dispersão para análise dessas instabilidades, com a introdução da presença de poeira e os efeitos que a mesma gera em tais instabilidades.

O estudo da propagação de ondas em um plasma empoeirado considerando a carga das partículas de poeira como uma quantidade variável foi desenvolvido por Vladimirov, e pode ser visto na Ref. [49]. Nesse trabalho, está mostrado que a captura

de elétrons do plasma pelas partículas de poeira leva ao surgimento de amortecimento específico sobre as ondas analisadas. É concluído que esse amortecimento é da mesma ordem para ondas eletromagnéticas e para ondas de *Langmuir*. Esses resultados se mostraram úteis para o entendimento dos efeitos da propagação de ondas eletrostáticas e eletromagnéticas em um plasma empoeirado, como em um anel planetário empoeirado, em nuvens interestelares e na região da mesopausa terrestre. Ficou evidente que o desenvolvimento da teoria cinética com o uso de partículas de poeira com carga variável poderia ser usado para o estudo de efeitos não lineares em um plasma empoeirado. Ondas de *Alfvén* cinéticas e ondas eletromagnéticas de baixas frequências (frequências menores que a frequência de ciclotron dos íons) foram também discutidas por N. Kotsarenko *et al.* em 1997, no artigo [21], onde é desenvolvido o modelo teórico para essas ondas levando em conta a presença de partículas de poeira. Ainda sobre ondas de *Alfvén* cinéticas, M. Salimullah & Rosenberg [41] concluem que a simples presença de partículas de poeira estáticas modifica esse tipo de onda devido à desigualdade de densidade de íons e elétrons, que gera uma mudança na velocidade de fase das ondas e resulta em uma taxa de amortecimento.

O trabalho apresentado nessa tese tem como base o modelo desenvolvido por de Juli & Schneider no artigo [7]. Nesse trabalho é desenvolvido um modelo para a estrutura da teoria cinética a fim de se obter o tensor dielétrico que descreve um plasma composto por íons, elétrons e partículas de poeira imersos em um campo magnético, considerando partículas de poeira com carga variável, com uso de uma abordagem similar àquela de Vladimirov [49]. Ficou visto que o tensor dielétrico poderia ser dividido em duas partes, onde uma delas corresponderia a um plasma convencional, acrescido de um termo puramente imaginário que está relacionado com a absorção ou amplificação de ondas devido a presença da poeira, e na outra parte estaria explícita a participação das partículas de poeira de carga variável. Essa formulação foi primeiramente aplicada ao estudo de uma onda magnetosônica, onda essa que se propaga perpendicularmente ao campo magnético externo e que usualmente não é absorvida pelo plasma. Foi mostrado que a inclusão de partículas de poeira leva à possibilidade de que a onda magnetosônica venha a ser absorvida. Um aprofundamento desse trabalho foi realizado na Ref. [8], no qual considera-se um modelo que poderia ser usado para qualquer ângulo de propagação de ondas em relação ao campo magnético. Com a inclusão de efeitos de inhomogeneidade no tensor dielétrico, o modelo desse trabalho

permitiu estudar a influência das partículas de poeira com carga variável em uma onda de *Alfvén* de absorção ressonante, na sua conversão em uma onda de *Alfvén* cinética. Ainda relacionado ao efeito da variação da carga de partículas de poeira sobre ondas de *Alfvén*, Alam *et al.* [2] demonstram a influência da presença de partículas de poeira com carga variável na taxa de crescimento de uma onda de *Alfvén* com o aumento das temperaturas de íons e de elétrons. Em ambos os casos é vista uma diminuição na taxa de crescimento, com o aumento na temperatura. A diminuição na taxa de crescimento é mais forte quando ocorre o aumento da temperatura dos íons do que na situação em que a temperatura dos elétrons é aumentada.

Um estudo específico sobre a flutuação da carga das partículas de poeira na presença de um campo externo é feito por Salimullah *et al.* [42]. Nesse trabalho é realizado um estudo sobre a influência de um campo magnético externo na perturbação da carga da partícula de poeira. É visto que um campo magnético externo reduz a corrente de carregamento nos grãos de poeira diminuindo assim a flutuação na carga dos grãos de poeira.

O efeito do tamanho das partículas de poeira foi estudado por Momot & Zagorodny na Ref. [37], em 2005, onde foi considerado que a carga dos grãos seria proporcional ao raio dos mesmos. Estudando essa situação aplicada a ondas íon acústicas foi visto que uma fração de volume de grãos de poeira de valor  $P = 10^{-5}$ , com  $P = \pi n_g a^3$  onde  $a$  é o raio dos grãos, possui uma influência menor que 10% na frequência natural desse tipo de onda, porém tal influência teria um aumento para valores maiores de densidade de poeira e menor tamanho dos grãos em proporção à mesma fração de volume. Ou seja, o número de grãos tem maior influência que o tamanho dos mesmos. Ficou evidenciada a grande influência do processo de carregamento das partículas de poeira no amortecimento das ondas.

Considerando a flutuação da carga dos grãos de poeira originada das colisões inelásticas entre as partículas de poeira e os elétrons e íons que compõem um plasma empoeirado, Ziebell *et al.* [50], analisaram ondas propagando-se paralelamente a um campo externo fazendo uso de funções de distribuição Maxwellianas. O enfoque principal do trabalho foi na possibilidade de acoplamento, em um plasma com razão de densidade de poeira em relação à densidade de íons com valor em torno de  $\varepsilon = 10^{-4}$  e  $\varepsilon = 10^{-5}$ , entre ondas no modo que caracteriza as ondas de cíclotron de íons e ondas propagando-se no modo *whistler*. Conforme já mencionado, ambos os tipos de ondas

são ondas de baixa frequência que se propagam paralelamente ao campo magnético, sendo que as ondas do ramo das ondas de cíclotron de íons (ou *ion-cyclotron*) tem polarização circular à esquerda e as ondas do ramo das ondas *whistler* tem polarização circular à direita.

Em português, esse tipo de modo de oscilação do plasma pode ser denominado como “modo de assobio”, ou “modo assobiador”. Entretanto, preferimos utilizar nesse trabalho o nome em inglês, que é consagrado na literatura. Foi visto que o mínimo de densidade de poeira necessário para o acoplamento aumenta com a diminuição do comprimento de onda. Neste trabalho foi também investigado o efeito da diferença das temperaturas entre elétrons e íons, obtendo-se que a dependência das raízes da relação de dispersão em relação a  $T_e/T_i$  é similar à dependência somente em  $T_i$  quando  $T_e = T_i$ . Foi também visto que o raio das partículas de poeira tem influência significativa na existência de acoplamento. Quanto maiores os raios dessas partículas e considerando uma progressiva diminuição da densidade de poeira, maiores as chances da existência de acoplamento. Ainda foi definido que a hipótese de desconsideração da dinâmica das partículas de poeira pode ser comprometida para o caso de grãos de poeira suficientemente pequenos. O acoplamento entre ondas circularmente polarizadas e ondas propagando-se no modo *whistler* sofre influência da magnitude do campo magnético externo. Foi visto que o acoplamento chega a um ponto de inexistência para um determinado valor da magnitude do campo magnético.

Ondas eletrostáticas propagando-se em um plasma empoeirado de grãos de poeira com carga variável foram novamente alvo de estudo em 2006, por Schneider *et al.* [43]. Nesse trabalho foi demonstrado o aparecimento de um efeito de amortecimento para ondas de *Langmuir* de grande comprimento de onda, associado à flutuação da carga das partículas de poeira. Tal efeito é devido a absorção de partículas carregadas do plasma pelos grãos de poeira. Foi também mostrada a existência de amortecimento para ondas íon-acústicas. Em uma análise da dependência da taxa de amortecimento desse tipo de onda, foi mostrado que o amortecimento devido à interação da poeira com a população de elétrons pode aumentar para grandes comprimento de onda, região do espectro onde o amortecimento é inexistente no caso sem poeira. Além disso, mesmo desconsiderando o efeito explícito das colisões de elétrons e íons com os grãos de poeira, a simples presença das partículas de poeira gera um amortecimento nas ondas íon acústicas, associado ao desbalanço entre as densidades de íons e elétrons

livres no plasma que decorre da presença das partículas de poeira.

Outro trabalho a ser mencionado é o de Juli *et al.*, de 2007, o qual investiga instabilidades do tipo *ion-cyclotron* e *ion firehose* [10]. Assim como no caso de ondas *whistler*, para esses modos utilizamos ao longo do trabalho a denominação em inglês, consagrada na literatura, em vez da denominação em português, que poderia ser “instabilidade do tipo cíclotron de íons” e “instabilidade tipo mangueira de incêndio”. Essas instabilidades são o foco principal do presente trabalho e, conforme já mencionado, foram abordadas por de Juli *et al.* considerando funções de distribuição do tipo bi-Maxwelliana para as partículas do plasma [10]. Conforme já era conhecido, para valores da razão entre a temperatura perpendicular e a temperatura paralela dos íons que são maiores que a unidade pode ocorrer o surgimento de uma instabilidade *ion-cyclotron* em um plasma convencional, sem poeira. Por outro lado, na situação em que a temperatura perpendicular dos íons é menor que a temperatura paralela pode ocorrer o surgimento da instabilidade *ion firehose*, em um plasma convencional. No trabalho apresentado na Ref. [10], fazendo uso de uma distribuição bi-Maxwelliana para expressar anisotropia na energia cinética média dos íons, foi visto que ambos tipos de instabilidades, *ion-cyclotron* e *ion firehose*, são gradualmente reduzidos pela presença de partículas de poeira, até o completo desaparecimento, para uma densidade de poeira suficientemente grande. Os resultados mostraram que a instabilidade *ion firehose* sofre maior arrefecimento devido à presença dos grãos de poeira do que a instabilidade *ion-cyclotron*.

Um desenvolvimento mais geral para o tensor dielétrico, podendo levar em conta tanto uma onda propagando-se na direção perpendicular quanto na direção paralela ao campo magnético, em um plasma empoeirado, foi então desenvolvido por Ziebell *et al.* [51]. Como forma de aplicação dessa formulação generalizada foi estudado o caso de ondas eletrostáticas propagando-se em um plasma empoeirado. Embora essa aplicação restrinja-se ao caso eletrostático, a formulação matemática apresentada era bastante geral e se propunha a ter utilidade para aplicações em diferentes contextos, dentro do estudo de ondas em plasmas empoeirados [51].

A situação de uma onda propagando-se obliquamente a um campo magnético em um plasma empoeirado é estudada por Gaelzer *et al.* [16]. Assim como no caso de outros trabalhos já mencionados, neste desenvolvimento os grãos de poeira são considerados imóveis, com sua carga sendo devida às colisões inelásticas com as partículas

carregadas no plasma. Como resultado, os grãos de poeira adquirem uma carga majoritariamente negativa devida à maior movimentação dos elétrons contidos no plasma. O estudo mostrou que para um valor suficientemente grande de comprimento de onda, tanto a dispersão quanto a absorção de ondas de *Alfvén* cinéticas são substancialmente modificadas devido à presença dos grãos de poeira. A dinâmica de ondas de *Alfvén* de grande comprimento de onda em um plasma na presença de grãos de poeira é muito diferente da que ocorre em um plasma convencional. Devido ao fato de, por exemplo, o vento solar e o meio interplanetário conterem um número significativo de grãos de poeira por unidade de volume, a poeira tem uma forte influência na distribuição de velocidade das partículas do plasma e em outros efeitos dinâmicos nesses meios. Novamente é concluído que uma flutuação nas cargas das partículas de poeira devido às colisões inelásticas com as partículas carregadas do plasma afeta diretamente tanto a dispersão de ondas íon-acústicas quanto de ondas *whistler*.

Os trabalhos mencionados até este ponto tem sido de natureza teórica, em boa parte focando aspectos relacionados ao estudo de ondas e instabilidades em plasmas empoeirados e com interesse direto para o presente trabalho. Entretanto, cabe também adicionar alguns exemplos de trabalhos voltados para observações relacionadas à presença de poeira em ambientes espaciais, como as Refs. [34] e [33], e trabalhos relacionados ao estado da arte da pesquisa experimental sobre plasmas empoeirados, como as Refs. [36] e [46]. A lista não é de modo nenhum completa ou exaustiva, mas pode servir para encaminhar o leitor interessado para a literatura da área.

Nesse ponto voltamos a mencionar trabalhos mais diretamente relacionados ao tema desenvolvido na presente tese, agora enfocando trabalhos que tem relação com o uso de distribuições que apresentam excesso de partículas na região de altas velocidades, quando comparadas com distribuições Maxwellianas. Distribuições com essa característica são genericamente conhecidas como distribuições supertérmicas. Boa parte do desenvolvimento do modelo matemático a ser empregado para a situação em que se considera partículas supertérmicas pode ser visto no trabalho de Galvão *et al.* [17]. Nesse trabalho, além da presença de distribuições supertérmicas do tipo *kappa*, foi também considerado a presença de diferentes populações de partículas de poeira no plasma. Além disso, foi levado em conta que as funções de distribuição do tipo *kappa* para os elétrons e os íons podiam apresentar anisotropia. Ou seja, podiam ter valores diferentes da energia cinética média, em diferentes direções. A presença de anisotropia

representa uma energia livre disponível, que pode ser aproveitada para a amplificação de diferentes tipos de ondas. Uma situação desse tipo, com a presença de distribuições de velocidade do tipo kappa, e com a presença de poeira, é que serve de base para a presente tese.

Em recente trabalho, Livadiotis [31] explana sobre o uso de funções kappa na descrição de fenômenos em plasmas espaciais e sobre a fundamentação estatística para esse tipo de funções. Uma distribuição kappa é a princípio formulada para descrever um Hamiltoniano, isto é, a combinação entre energia cinética e energia potencial das partículas. No entanto, a energia potencial de uma partícula no plasma é pequena em comparação com a sua energia cinética e pode geralmente ser ignorada. Dessa forma, a descrição estatística do sistema é reduzida a uma distribuição kappa das velocidades das partículas. Ainda nesse trabalho, Livadiotis faz uma introdução ao conceito de temperatura efetiva e sua relação com o índice  $\kappa$ , bem como discute anisotropias nos sistemas descritos por funções kappa. Também é mencionada nesse trabalho a relação existente entre funções kappa e a mecânica estatística não extensiva [29].

Nesse ponto, é interessante mencionar que os estudos feitos com função kappa têm sido em sua maior parte restritos a situações com isotropia na distribuição de velocidades, como exemplificado pela Ref. [38]. Ao menos duas formas básicas para escrever funções isotrópicas do tipo kappa podem ser encontradas na literatura. Uma delas segue o formato visto em trabalhos de Summers & Thorne [45]. Uma outra forma, a mesma que usaremos em nosso trabalho, foi introduzida por Leubner e pode ser vista nas seguintes referências [29, 30].

$$f_{\beta,\kappa}(v_\beta) = \frac{n_\beta}{\pi^{3/2} v_T^{3/2} \kappa_\beta^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa_\beta)}{\Gamma(\kappa_\beta - 3/2)} \left( 1 + \frac{v_\beta^2}{\kappa_\beta v_T^2} \right)^{-\kappa_\beta}, \quad (1.1)$$

onde  $v_T = \sqrt{2T_\beta/m_\beta}$  é a velocidade térmica,  $m_\beta$  é a massa de partículas da espécie  $\beta$ ,  $n_\beta$  é o número de partículas do tipo  $\beta$  por unidade de volume,  $T_\beta$  a temperatura em unidades de energia,  $v_\beta$  a velocidade das partículas, e  $\Gamma(x)$  a função Gamma. O parâmetro  $\kappa_\beta$  deve satisfazer a condição  $\kappa_\beta > 3/2$ . A função kappa tem a propriedade que no limite de  $\kappa \rightarrow \infty$  recai em uma função do tipo Maxwelliana, enquanto que para valores de  $\kappa$  finitos apresenta um excedente na população supertérmica. Em uma representação uni-dimensional, a função kappa se caracteriza por um alongamento na

distribuição, conforme visto em comparação com uma função Maxwelliana na figura 1.1.

Uma variante da função *kappa*, chamada de função *bi-kappa* [26, 45], traz a possibilidade de anisotropia na temperatura. A função segue sendo descrita por um único valor de  $\kappa_\beta$  mas admite valores diferentes para parâmetros associados às temperaturas paralela e perpendicular.

$$f_{\beta,\kappa}(v_{\parallel},v_{\perp}) = \frac{1}{\pi^{3/2}\kappa_\beta^{3/2}v_{\beta\perp}^2v_{\beta\parallel}} \frac{\Gamma(\kappa_\beta)}{\Gamma(\kappa_\beta - 3/2)} \times \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa_\beta v_{\beta\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa_\beta v_{\beta\perp}^2}\right)^{-\kappa_\beta}, \quad (1.2)$$

onde

$$v_{\beta\parallel}^2 = \frac{2T_{\beta\parallel}}{m_\beta}, \quad v_{\beta\perp}^2 = \frac{2T_{\beta\perp}}{m_\beta},$$

e onde  $\kappa_\beta > 3/2$ .

Uma outra generalização da função *kappa* é a forma escolhida para ser usada no desenvolvimento de nosso trabalho, a função *product-bi-kappa*, que permite a introdução de anisotropia tanto na temperatura quanto no valor do índice  $\kappa$ . Essas características permitem maior flexibilidade no estudo da influência que o plasma de fundo pode ter sobre as instabilidades associadas à anisotropia.

$$f_{\beta,\kappa}(v_{\parallel},v_{\perp}) = \frac{n_{\beta 0}}{\pi^{3/2}\kappa_{\beta\perp}\kappa_{\beta\parallel}^{1/2}v_{\beta\perp}^2v_{\beta\parallel}} \frac{\Gamma(\kappa_{\beta\perp})\Gamma(\kappa_{\beta\parallel})}{\Gamma(\kappa_{\beta\perp} - 1)\Gamma(\kappa_{\beta\parallel} - 1/2)} \times \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa_{\beta\parallel}v_{\beta\parallel}^2}\right)^{-\kappa_{\beta\parallel}} \left(1 + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa_{\beta\perp}v_{\beta\perp}^2}\right)^{-\kappa_{\beta\perp}}, \quad (1.3)$$

com  $\kappa_{\beta\perp} > 1$  e  $\kappa_{\beta\parallel} > 1/2$ .

Alguns dos trabalhos citados anteriormente discutem instabilidades na presença de poeira, tema mais ligado aos objetivos do presente trabalho, como as Refs. [40] e [10]. Entretanto, nota-se que o emprego de funções do tipo *kappa* foi fortemente difundido no estudo de plasmas convencionais [26, 27]. O uso de funções *bi-kappa* foi aplicado

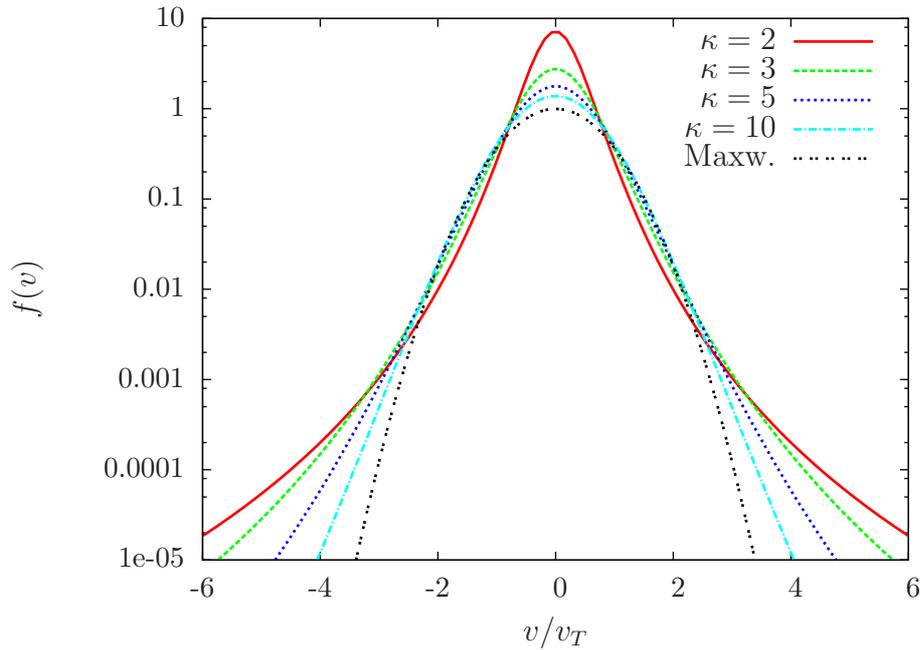


Figura 1.1: Função de distribuição do tipo *kappa* para diferentes valores de  $\kappa$  e comparada a uma Maxwelliana. [38]

por *Lazar* no estudo da instabilidade *ion firehose*, considerando anisotropia na função de distribuição dos elétrons, em um plasma convencional [26]. Nesse trabalho foi analisado a evolução nas curvas de dispersão e taxa de crescimento onde ficou visto uma forte dependência do índice  $\kappa$  (unidirecional na função *bi-kappa*) e um afastamento significativo das soluções instáveis usando um distribuição bi-Maxwelliana. Ficou evidenciado que na presença de partículas supertérmicas, o número de onda correspondente à taxa de crescimento máximo bem como o corte (número de onda onde deixa de existir instabilidade) no número de onda aumenta consideravelmente. Distribuições do tipo *product-bi-kappa*, que permitem maior maleabilidade da anisotropia do que as distribuições do tipo *bi-kappa*, ainda não tem grande presença na literatura, mas já foram reconhecidas como potencialmente úteis para a análise de limites para a ocorrência de instabilidades [3, 28, 25]. No contexto do interesse para o presente trabalho, pode-se mencionar que distribuições desse tipo já foram empregadas no estudo de ondas de *Alfvén* em plasmas empoeirados [18], considerando situações com anisotropia nos índices  $\kappa$  da distribuição, mas isotropia de temperaturas. Para os parâmetros con-

siderados, não foi verificada a ocorrência de instabilidades [18].

Como prosseguimento do trabalho sobre instabilidades *ion firehose* [26], Lazar estudou os limites dessa instabilidade em plasmas espaciais [27]. Nesse trabalho foi analisada também uma instabilidade de uma onda no modo ordinário que se propaga perpendicularmente ao campo magnético, instabilidade essa conhecida como instabilidade tipo Weibel (*Weibel-like instability*). Como uma conclusão importante foi visto que as duas instabilidades não dividem as mesmas regiões de anisotropia, o que gera a possibilidade de maior crescimento para a instabilidade *ion firehose*. Nesse mesmo trabalho são calculados os limites dessa instabilidade em um plasma convencional em regiões como a coroa solar, regiões de *flares* solares e regiões do vento solar. Esse estudo serviu para uma melhoria na detecção dos parâmetros físicos dessas regiões citadas. Em 2015 Eliasson & Lazar [24] desenvolveram um trabalho relacionado à instabilidade de ondas eletrônicas de cíclotron (*electron-cyclotron instability*), semelhante à instabilidade *ion-cyclotron*, mas com a anisotropia sendo devido à distribuição dos elétrons, considerando distribuições do tipo *bi-kappa*. Os resultados obtidos mostraram que, para maiores valores do índice  $\kappa$ , ou seja, com menor caráter supertérmico na distribuição de velocidades dos elétrons, a instabilidade apresenta taxa de crescimento maior. O que é visto então é que os elétrons supertérmicos diminuem a taxa de crescimento da instabilidade *electron-cyclotron*. Esse trabalho novamente mostra que o uso de funções do tipo  $\kappa$  permite uma aproximação mais geral para o plasma no espaço solar, para representar as partículas supertérmicas, do que o uso de combinações de funções Maxwellianas. A adaptação matemática com o uso de funções  $\kappa$  se mostra mais fácil, ou seja, fica simplificado o ajuste das funções analíticas com as observações de distribuições de velocidade no vento solar.

Em um primeiro momento, em nosso trabalho foi desenvolvido um estudo numérico com plasmas empoeirados fazendo-se uso de funções do tipo *product-bi-kappa* para grandes valores de  $\kappa$  ( $\kappa \simeq 40$ ). Isto foi feito a fim de se aproximar dos resultados já conhecidos para plasmas empoeirados descritos por funções bi-Maxwellianas [10]. Como os resultados, usando os mesmos parâmetros, foram muito semelhantes, buscou-se descobrir a influência da variação nos valores de  $\kappa_{\perp}$  e  $\kappa_{\parallel}$  nas ondas analisadas do tipo *whistler* e *ion-cyclotron*. Visto que nos estudos com funções Maxwellianas a anisotropia é usada variando os valores das temperaturas paralela e perpendicular das espécies, usamos as mesmas relações mas com valores para  $\kappa_{\perp}$  e  $\kappa_{\parallel}$  idênticos, porém

com valores mais baixos, o que caracteriza, conforme mostrado na figura 1.1, um maior alongamento na distribuição de velocidades. Conforme será mostrado na seção referente aos resultados, foram notadas regiões de instabilidades onde para situações descritas por funções distribuição Maxwellianas não havia. Deste modo, fica explícita a influência do formato da distribuição na ocorrência de instabilidades. Tendo em vista isso, foi estudada a influência direta de  $\kappa$ . Foram analisadas diversas situações mantendo-se isotropia em temperatura e a única anisotropia sendo então dada pela influência de  $\kappa_{\perp}$  e  $\kappa_{\parallel}$  na distribuição. Os resultados corroboraram a ideia de que a forma da distribuição está diretamente ligada com as instabilidades.

Um problema encontrado ao se analisar diretamente as instabilidades do tipo *ion-cyclotron* e *ion firehose* [26, 27, 23], foi o grande número de parâmetros livres que podem influenciar em tais instabilidades. Para se determinar melhor a real influência de cada parâmetro ficou explícita a necessidade de recuar no estudo com plasmas empoeirados e focar no que ainda não havia sido desenvolvido com plasmas convencionais. Neste momento nosso estudo deixou de ter referência em plasmas empoeirados e passou a se basear no estudo das instabilidades em plasmas convencionais, para após, voltarmos a análise da influência da poeira em tais instabilidades. Com o decorrer das análises numéricas da relação de dispersão, surgiram situações que mostraram possibilidade de conversão de modos na propagação de ondas *whistler* e *ion-cyclotron*. Situações estas que não são previstas quando o mesmo estudo é feito usando distribuições do tipo Maxwellianas. O aprimoramento dessa novidade encontrada não é o foco do estudo aqui apresentado. Contudo, o desenvolvimento de um artigo a respeito de tais resultados será certamente apresentado a comunidade. No capítulo 2 será então mostrado o modelo básico de plasma adotado e aprofundada a análise acerca das relações de dispersão para um plasma empoeirado. Como já foi dito, situações em que a densidade de poeira é nula caracterizam um plasma convencional. A seguir, no capítulo 3 serão então apresentados alguns dos resultados obtidos com o desenvolvimento do estudo de ondas *whistler* e *ion-cyclotron*, levando em conta as anisotropias presentes tanto nos íons quanto nos elétrons sem a presença de poeira. Neste capítulo 3 será feito o estudo necessário para suprir a falta de conhecimento a respeito da efetiva influência da anisotropia através dos índices  $\kappa$  em um plasma convencional. Através do conhecimento da influência do uso de uma função de distribuição de velocidades do tipo *product-bi-kappa* para íons e elétrons pudemos guiar nosso estudo a fim de intro-

duzir uma população de poeira para análise das instabilidades alvo deste trabalho. No capítulo 4 faremos então a explanação dos resultados referentes às instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron*, levando em conta as anisotropias de temperatura dos íons e a influência das anisotropias nas razões de temperatura efetivas geradas pelos índices  $\kappa$ , bem como a influência do uso de uma função *product-bi-kappa* para descrever a distribuição dos elétrons.

A proposta desse trabalho é discutir e desenvolver o conhecimento a respeito de instabilidades presentes em um plasma espacial na presença de poeira, usando uma função do tipo *product-bi-kappa* para descrever a distribuição de velocidades das partículas do plasma. A abordagem mais tradicional para o estudo de instabilidades que dependem de anisotropia na distribuição de velocidades envolvia o uso de funções do tipo Maxwelliana ou bi-Maxwelliana, como na Ref. [10], dedicada ao estudo de instabilidades espaciais na presença de poeira. O emprego de funções do tipo *kappa* para descrever plasmas supertérmicos foi possivelmente introduzido na década de 1960, no trabalho de Vasyliunas [48], e vem se tornando cada vez mais difundido, como mostrado em recente trabalho de Pierrard & Lazar [38], que expressa de forma sucinta os desenvolvimentos recentes. Com o desenvolvimento de sondas espaciais e da tecnologia de detecção das mais variadas formas de radiação, foi possível fitar distribuições das partículas presentes no espaço com o emprego de funções do tipo *kappa*. Por exemplo, trabalhos como o de Maksimovic *et al.* [32] mostraram que em situações que ocorrem no vento solar rápido, a distribuição dos elétrons é melhor descrita com o emprego de funções *kappa* com pequenos valores do fator  $\kappa$  ( $\kappa \simeq 2$ ), do que com o emprego de funções Maxwellianas.



# Capítulo 2

## Modelo Matemático

### 2.1 Introdução

Neste capítulo introduzimos o modelo matemático a ser usado para descrição de um plasma magnetizado na presença de poeira com cargas variáveis. A abordagem é baseada na teoria cinética. Iniciamos com aspectos gerais da formulação, que levam a uma forma geral da relação de dispersão para ondas eletromagnéticas em propagação paralela ao campo magnético. Posteriormente, introduzimos as formas das funções de distribuição de velocidades a serem utilizadas, e particularizamos a formulação.

### 2.2 Tensor Dielétrico para um Plasma Magnetizado Empoeirado

Faremos uso de um procedimento encontrado na literatura, onde somente os passos essenciais serão aqui referidos. Maiores detalhes podem ser encontrados, por exemplo, em [9, 50, 51, 17, 18]. Usaremos como modelo um plasma empoeirado fracamente acoplado, em que as massas das partículas de poeira (assumidas como imóveis) são muito maiores que as massas de íons e elétrons, na presença de um campo magnético externo homogêneo  $\mathbf{B}_0 = B_0 \mathbf{e}_z$  com grãos de poeira esféricos de raio  $a$  e carga variável  $q_d$  originando-se de colisões inelásticas entre as partículas de poeira e os íons e elétrons (cargas  $q_\beta$  e massas  $m_\beta$ , com  $\beta = i, e$ ). Ou seja, o processo de carregamento dos grãos de poeira é consequente, somente, da captura de elétrons e íons do plasma

durante as colisões inelásticas. O modelo proposto é restrito à análise de ondas com frequência muito maior que as frequências características de um plasma empoeirado, excluindo portanto os modos que podem surgir devido à dinâmica da poeira. Particularmente será considerado o regime em que  $|\Omega_d| \ll \omega_{pd} < \omega \leq \Omega_i \ll |\Omega_e|$ , onde  $\Omega_d$  e  $\Omega_\beta$  são as frequências de ciclotron das partículas de poeira e dos elétrons e íons, e  $\omega_{pd}$  é a frequência de plasma das partículas de poeira. O regime de frequências  $\omega \leq \Omega_i$  merece atenção especial, pois este cobre a região das ondas de *Alfvén*, embora nada no formalismo impeça a análise de ondas com  $\omega > \Omega_i$ .

Tendo o elétron uma velocidade térmica muito maior que os íons, a carga das partículas de poeira é preferencialmente negativa. Para o processo de carregamento das partículas de poeira são usadas equações da teoria OML (*orbital motion limited theory*). Na teoria OML, toda partícula do plasma que entre em contato com a partícula de poeira é aprisionada. Aqui, o grão de poeira é tratado como uma pequena sonda eletrostática esférica. Nesta abordagem a seção de choque de aprisionamento das partículas do plasma pode ser encontrada usando somente leis de conservação da energia e do momento angular. Para  $a \ll \rho_G$ , onde  $\rho = (\pi/2)^{1/2} r_{Le}$  e  $r_{Le}$  é o raio de Larmor do elétron, o efeito do campo magnético no carregamento das partículas de poeira é ignorado, conforme pode ser visto no artigo de Chang *et al.* [5]. Nas situações a serem abordadas nesta tese, a relação  $a \ll \rho_G$  é satisfeita, o que justifica o modelo de carregamento usado.

Um plasma é um sistema constituído por um grande número de partículas, e portanto a descrição matemática de seu comportamento envolve um número impraticável de equações. Um tratamento estatístico pode ser aplicado, mas leva a uma cadeia de equações, em que a equação para a função de distribuição de velocidades de uma partícula depende da função de distribuição de velocidades envolvendo duas partículas, a equação para a função de duas partículas depende da função de distribuição de velocidades envolvendo três partículas, e assim sucessivamente. Entretanto, se todas as correlações entre partículas são desprezadas, resulta um sistema fechado de equações envolvendo a função distribuição de velocidades de uma partícula e as equações de Maxwell para os campos elétrico e magnético, mediados sobre as configurações microscópicas das partículas. Esse sistema de equações é conhecido como sistema de Vlasov-Maxwell, e a equação para a função de distribuição de uma partícula, na qual são desprezadas as correlações binárias, é conhecida como equação de Vlasov. A

obtenção da equação de Vlasov e do sistema de Vlasov-Maxwell pode ser encontrada em livros-texto da área de Física de Plasmas e não será detalhada aqui [22, 1, 4].

É facilmente demonstrável que funções arbitrárias das constantes de movimento do sistema são soluções das equações de Maxwell [22]. Funções bem conhecidas, como as funções Maxwelliana e bi-Maxwelliana, e também as funções do tipo kappa como aquelas dadas pelas equações (1.1), (1.2) e (1.3), são portanto soluções da equação de Vlasov.

Para o tratamento de um plasma na presença de poeira, vamos utilizar um formalismo que introduz no sistema Vlasov-Maxwell a interação das partículas do plasma com as partículas de poeira. Vamos supor que a função de distribuição das partículas da espécie  $\beta$ , em um plasma empoeirado, satisfaz a equação de Vlasov acrescentada de um termo descrevendo as colisões binárias com as partículas de poeira,

$$\frac{\partial f_\beta}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_\beta} \cdot \nabla f_\beta + q_\beta \left[ \mathbf{E} + \frac{\mathbf{p}}{m_\beta c} \times \mathbf{B} \right] \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_\beta = - \int dq \sigma_\beta(p, q) \frac{p}{m_\beta} (f_d f_\beta - f_{d0} f_{\beta 0}), \quad (2.1)$$

onde  $f_{d0}$  e  $f_{\beta 0}$  representam, respectivamente, as funções distribuição de equilíbrio para as partículas de poeira e da espécie  $\beta$ , e  $\sigma_\beta$  representa a seção de choque para colisões inelásticas entre partículas do tipo  $\beta$  e partículas de poeira, dada por

$$\sigma_\beta(p, q) = \pi a^2 \left( 1 - \frac{2qq_\beta m_\beta}{ap^2} \right) H \left( 1 - \frac{2qq_\beta m_\beta}{ap^2} \right). \quad (2.2)$$

A função de distribuição para as partículas de poeira,  $f_d$  satisfaz a equação

$$\frac{\partial f_d}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial q} [I(\mathbf{r}, q, t) f_d] = 0, \quad (2.3)$$

onde

$$I(\mathbf{r}, q, t) = \sum_\beta \int d^3 p q_\beta \sigma_\beta(p, q) \frac{p}{m_\beta} f_\beta(\mathbf{r}, \mathbf{p}, t) \quad (2.4)$$

é a corrente de elétrons e íons que carrega as partículas de poeira.

Com a linearização, a função distribuição perturbada satisfaz a seguinte equação

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_{\beta 1}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_{\beta}} \cdot \nabla f_{\beta 1} + q_{\beta} \left( \frac{\mathbf{p}}{m_{\beta c}} \times \mathbf{B}_0 \right) \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_{\beta 1} + \nu_{\beta d}^0(p) f_{\beta 1} = \\ = -\nu_{\beta d}^1(\mathbf{r}, p, t) f_{\beta 0} - q_{\beta} \left[ \mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p}}{m_{\beta c}} \times \mathbf{B}_1 \right] \cdot \nabla_{\mathbf{p}} f_{\beta 0}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Assim

$$\nu_{\beta d}^0(p) = \int_{-\infty}^0 \sigma_{\beta}(p, q) \frac{p}{m_{\beta}} f_{d0}(q) dq, \quad (2.6)$$

$$\nu_{\beta d}^1(\mathbf{r}, p, t) = \int_{-\infty}^0 \sigma_{\beta}(p, q) \frac{p}{m_{\beta}} f_{d1}(\mathbf{r}, q, t) dq. \quad (2.7)$$

Usando uma transformada de Fourier-Laplace no sistema de equações descrevendo um plasma empoeirado, a função de distribuição perturbada pode ser escrita como

$$\hat{f}_{\beta}(\mathbf{p}) = \hat{f}_{\beta}^C + \hat{f}_{\beta}^N, \quad (2.8)$$

onde

$$\begin{aligned} \hat{f}_{\beta}^C = -q_{\beta} \int_{-\infty}^0 d\tau e^{i\{\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - [\omega + i\nu_{\beta d}^0(p)]\tau\}} \times \\ \left( \hat{\mathbf{E}} + \frac{1}{m_{\beta} \gamma_{\beta c}} \mathbf{p}' \times \hat{\mathbf{B}} \right) \cdot \nabla_{\mathbf{p}'} f_{\beta 0}(p_{\perp}, p_{\parallel}), \end{aligned} \quad (2.9)$$

$$\hat{f}_{\beta}^N = - \int_{-\infty}^0 d\tau e^{i\{\mathbf{k} \cdot \mathbf{R} - [\omega + i\nu_{\beta d}^0(p)]\tau\}} \hat{\nu}_{\beta d}(p) f_{\beta 0}. \quad (2.10)$$

Assim, o tensor dielétrico para um plasma magnetizado empoeirado, totalmente ionizado, com partículas de poeira idênticas e carga variável no tempo, pode ser escrito como

$$\epsilon_{ij} = \epsilon_{ij}^C + \epsilon_{ij}^N, \quad (2.11)$$

com

$$\epsilon_{ij}^C = \delta_{ij} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}^C, \quad (2.12)$$

$$\epsilon_{ij}^N = \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{ij}^N, \quad (2.13)$$

onde  $\sigma_{ij}^C$  e  $\sigma_{ij}^N$  são as componentes convencional e nova do tensor condutividade originadas por cada componente de  $\hat{f}_\beta$ . O termo “convencional” busca ressaltar a grande semelhança na forma de obtenção deste com o tensor dielétrico para um plasma convencional, de elétrons e íons, magnetizado e homogêneo. A diferença se dá pela presença de um termo imaginário que contém uma frequência que está associada com a captura de íons ou elétrons pelas partículas de poeira, no denominador ressonante. Efeito puramente causado pela presença de poeira no plasma. O termo relacionado à chamada parte “nova” faz referência ao mesmo somente existir em uma plasma empoeirado. Esse termo está diretamente relacionado à densidade de poeira e a um termo chamado de frequência de carregamento  $\nu_{ch}$  das partículas de poeira, que basicamente é o inverso do tempo necessário para a poeira obter sua carga elétrica média. Os termos da parte “nova” são tipicamente pequenos comparados com os termos da parte “convencional”, em um plasma com baixa densidade de poeira, e geralmente desprezados em análises da relação de dispersão.

A parte convencional do tensor dielétrico pode ser escrita como

$$\epsilon_{ij}^C = \delta_{ij} + \delta_{iz}\delta_{jz}\delta_{zz} + N_\perp^{\delta_{iz}+\delta_{jz}} \chi_{ij}^C, \quad (2.14)$$

onde

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^C &= \frac{1}{z^2} \sum_\beta \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{q_\perp}{r_\beta} \right)^{2(m-1)} \sum_{n=-m}^m n^2 a(|n|, m - |n|) J(n, m, 0; f_{\beta 0}), \\ \chi_{xy}^C &= i \frac{1}{z^2} \sum_\beta \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{q_\perp}{r_\beta} \right)^{2(m-1)} \sum_{n=-m}^m m n a(|n|, m - |n|) J(n, m, 0; f_{\beta 0}), \end{aligned} \quad (2.15)$$

$$\chi_{yx}^C = -i \frac{1}{z^2} \sum_\beta \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{q_\perp}{r_\beta} \right)^{2(m-1)} \sum_{n=-m}^m m n a(|n|, m - |n|) J(n, m, 0; f_{\beta 0}),$$

$$\chi_{yy}^C = \frac{1}{z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} \sum_{m=1}^{\infty} \left( \frac{q_{\perp}}{r_{\beta}} \right)^{2(m-1)} \sum_{n=-m}^m b(|n|, m - |n|) J(n, m, 0; f_{\beta 0}).$$

Mais detalhes relativos ao desenvolvimento dessas expressões podem ser encontrados nas Refs. [11] e [17]. A forma apresentada acima pode ser encontrada na Ref. [17], que generaliza a formulação que vínhamos apresentando, no sentido de admitir partículas de poeira de diferentes raios  $a_j$  e cargas  $q_j$ , com  $j = 1 \dots n$ .

A função  $J$  que aparece nas equações (2.15) é dada pela seguinte expressão integral

$$J(n, m, h; f_{\beta 0}) \equiv z \int d^3u \frac{u_{\parallel}^h u_{\perp}^{2(m-1)} u_{\perp} L(f_{\beta 0})}{z - nr_{\beta} - q_{\parallel} u_{\parallel} + i \sum_j \tilde{\nu}_{\beta d}^{j0}}, \quad (2.16)$$

onde utilizamos as variáveis adimensionais

$$z = \frac{\omega}{\Omega_*}, \quad r_{\beta} = \frac{\Omega_{\beta}}{\Omega_*}, \quad \tilde{\nu}_{\beta d}^{j0}(u) = \frac{\nu_{\beta d}^{j0}(u)}{\Omega_*}, \quad (2.17)$$

$$q_{\parallel} = \frac{k_{\parallel} v_*}{\Omega_*}, \quad q_{\perp} = \frac{k_{\perp} v_*}{\Omega_*}. \quad (2.18)$$

O operador diferencial presente na equação (2.16) é dado por

$$L = \left[ (1 - N_{\parallel}^* u_{\parallel}) \frac{\partial}{\partial u_{\perp}} + N_{\parallel}^* u_{\perp} \frac{\partial}{\partial u_{\parallel}} \right]. \quad (2.19)$$

Ainda temos as seguintes quantidades

$$\omega_{p\beta}^2 = \frac{4\pi n_{\beta 0} q_{\beta}^2}{m_{\beta}}, \quad (2.20)$$

$$\Omega_{\beta} = \frac{q_{\beta} B_0}{m_{\beta} c}, \quad (2.21)$$

$$a(n, m) = \left( \frac{1}{2} \right)^{2(|n|+m)} \frac{(-1)^m [2(|n|+m)]!}{[(|n|+m)!]^2 2(|n|+m)!m!}, \quad (2.22)$$

$$b(n,m) = \begin{cases} a(1,m-2) & \text{se } n = 0 \\ \frac{1}{4} \left[ a(n-1,m) + a(n+1,m-2) - 2 \frac{|n|+m-1}{|n|+m} a(n,m-1) \right] & \text{se } n > 0 \end{cases} \quad (2.23)$$

onde, para  $m \geq 1$

$$\frac{1}{(-m)!} = 0. \quad (2.24)$$

Assim, podemos escrever a frequência de colisão inelástica como

$$\nu_{\beta 0}^{j0} = \frac{\pi a_j^2 n_{d0}^j v_*}{u} \left( u^2 + \frac{2Z_{d0}^j e q_{\beta}}{a_j m_{\beta} v_*^2} \right) H \left( u^2 + \frac{2Z_{d0}^j e q_{\beta}}{a_j m_{\beta} v_*^2} \right). \quad (2.25)$$

O índice  $\beta = e, i$  significa elétrons e íons respectivamente.  $q_{d0} = -eZ_{d0}$  é a carga de equilíbrio das partículas de poeira, que é negativa devido ao maior número de colisões de elétrons, ocasionado pela menor inércia dos mesmos.  $H$  é a função de Heaviside. As quantidades  $\Omega_*$  e  $v_*$  denotam uma frequência angular e uma velocidade utilizadas para normalização, que neste trabalho são escolhidas como sendo a frequência angular de *ion-cyclotron* ( $\Omega_i$ ) e a velocidade de *Alfvén* ( $v_A$ ).

## 2.3 Propagação Paralela a $B_0$

Conforme já foi mencionado, o foco de nosso estudo é instabilidades do tipo *ion-cyclotron* e *ion firehose* em ondas *ion-cyclotron* e *whistler*. Estudo este que se diferencia de outros já realizados por adotar uma função de distribuição do tipo *product-bi-kappa*. Para podermos diferenciar os resultados encontrados devido ao uso deste novo modelo de distribuição, devemos também usar funções do tipo bi-Maxwelliana a fim de se traçar um paralelo entre o que já é conhecido e o que foi encontrado prioritariamente devido à nova proposta de distribuição. Todo nosso estudo se baseia em ondas se propagando de forma paralela ao campo magnético presente. Posteriormente poderá ser desenvolvido o formalismo a fim de se obter resultados para propagação oblíqua em relação ao campo magnético ambiente.

No caso da propagação paralela ao campo magnético ambiente, o tensor dielétrico

assume a forma

$$\overleftrightarrow{\epsilon}_{ij} = \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^C & \epsilon_{12}^C & 0 \\ -\epsilon_{12}^C & \epsilon_{11}^C & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^C + \epsilon_{33}^N \end{pmatrix}, \quad (2.26)$$

onde

$$\epsilon_{11}^C = 1 + \frac{1}{4} \sum_{\beta} X_{\beta} [I_{\beta}^{+} + I_{\beta}^{-}], \quad (2.27)$$

$$\epsilon_{12}^C = -\frac{i}{4} \sum_{\beta} X_{\beta} [I_{\beta}^{+} - I_{\beta}^{-}], \quad (2.28)$$

$$\epsilon_{33}^C = 1 + \sum_{\beta} X_{\beta} I_{\beta}^0, \quad (2.29)$$

e onde

$$\begin{aligned} I_{\beta}^s &\equiv \frac{\omega}{n_{\beta 0}} \int d^3 p \frac{p_{\perp} \mathcal{L}(f_{\beta 0})}{\omega - k_{\parallel} p_{\parallel} / m_{\beta} + s \Omega_{\beta} + i \nu_{\beta d}^0(p)}, \\ I_{\beta}^0 &\equiv \frac{\omega}{n_{\beta 0}} \int d^3 p \frac{p_{\parallel} (\partial f_{\beta 0} / \partial p_{\parallel})}{\omega - k_{\parallel} p_{\parallel} / m_{\beta} + i \nu_{\beta d}^0(p)}, \end{aligned} \quad (2.30)$$

com

$$\begin{aligned} \nu_{\beta d}^0(p) &= \frac{\pi a^2 n_{d0} (p^2 + C_{\beta})}{m_{\beta} p} H(p^2 + C_{\beta}), \\ X_{\beta} &= \frac{\omega_{p\beta}^2}{\omega^2}, \quad \omega_{p\beta}^2 = \frac{4\pi n_{\beta 0} q_{\beta}^2}{m_{\beta}}, \quad \Omega_{\beta} = \frac{q_{\beta} B_0}{m_{\beta} c}, \quad C_{\beta} = -\frac{2q_{\beta} m_{\beta} q_{d0}}{a}, \end{aligned} \quad (2.31)$$

e com o operador (2.19) simplesmente reescrito como

$$\mathcal{L}(f_{\beta 0}) = \left(1 - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel}}{m_{\beta} \omega}\right) \frac{\partial f_{\beta 0}}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel} p_{\perp}}{m_{\beta} \omega} \frac{\partial f_{\beta 0}}{\partial p_{\parallel}}. \quad (2.32)$$

Nessas expressões, por simplicidade, consideramos apenas um tipo de partícula de poeira. A relação de dispersão geral para  $\mathbf{k} = k_{\parallel} \mathbf{e}_z$  portanto segue o determinante

$$\det \begin{pmatrix} \epsilon_{11}^C - N_{\parallel}^2 & \epsilon_{12}^C & 0 \\ -\epsilon_{12}^C & \epsilon_{11}^C - N_{\parallel}^2 & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{33}^C + \epsilon_{33}^N \end{pmatrix} = 0, \quad (2.33)$$

que pode ser reescrito da forma,

$$\det \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx}^C - N_{\parallel}^2 & \chi_{xy}^C & 0 \\ \chi_{yx}^C & 1 + \chi_{yy}^C - N_{\parallel}^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1 + e_{zz} \end{pmatrix} = 0, \quad (2.34)$$

onde  $\chi_{ij}^C$  é o limite das equações (2.15), para  $q_{\perp} \rightarrow 0$ , e onde desprezamos a contribuição da parte “nova” na componente  $\epsilon_{33}$ . Assim,

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^C &= \frac{1}{4z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} [J(-1,1,0; f_{\beta 0}) + J(1,1,0; f_{\beta 0})], \\ \chi_{xy}^C &= i \frac{1}{4z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} [J(1,1,0; f_{\beta 0}) - J(-1,1,0; f_{\beta 0})], \\ \chi_{yx}^C &= -i \frac{1}{4z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} [J(1,1,0; f_{\beta 0}) - J(-1,1,0; f_{\beta 0})], \\ \chi_{yy}^C &= \frac{1}{4z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} [J(1,1,0; f_{\beta 0}) + J(-1,1,0; f_{\beta 0})]. \end{aligned} \quad (2.35)$$

Temos também  $N_{\parallel} = q_{\parallel} c / v_* z$ . Essa relação de dispersão gera o conjunto de duas equações, uma para ondas eletrostáticas, dada por  $1 + e_{zz} = 0$ , e outra para ondas eletromagnéticas, dada pelo determinante  $2 \times 2$

$$(1 + \chi_{xx}^C - N_{\parallel}^2) (1 + \chi_{yy}^C - N_{\parallel}^2) - \chi_{xy}^C \chi_{yx}^C = 0, \quad (2.36)$$

onde  $a(1,0) = b(1,0) = 1/4$  e  $b(0,1) = 0$ . Podemos ver que  $\chi_{xy}^C = -\chi_{yx}^C$  e que

$\chi_{xx}^C = \chi_{yy}^C$ . Com isso, a equação (2.36) fica

$$(1 + \chi_{xx}^C - N_{\parallel}^2)^2 + (\chi_{xy}^C)^2 = 0. \quad (2.37)$$

Assim, a componente paralela do índice de refração pode ser dada por

$$N_{\parallel}^2 = 1 + \chi_{xx}^C \pm i\chi_{xy}^C, \quad (2.38)$$

ou, explicitamente

$$N_{\parallel}^2 = 1 + \frac{1}{2z^2} \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_{*}^2} \frac{1}{n_{\beta 0}} J(s, 1, 0; f_{\beta 0}), \quad (2.39)$$

com  $s = \pm 1$ .

### 2.3.1 Função Distribuição bi-Maxwelliana

A fim de obter uma solução aproximada para a relação de dispersão levando em conta o efeito da poeira, nós substituímos as funções  $\nu_{\beta 0}^0(p)$  pelo valor médio no espaço de *momentum*

$$\nu_{\beta} \equiv \frac{1}{n_{\beta 0}} \int d^3p \nu_{\beta d}^0(p) f_{\beta 0}. \quad (2.40)$$

Usando esta aproximação para a frequência de colisão, e assumindo que os elétrons e íons são descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana, com anisotropia de temperatura dada por  $\Delta_{\beta} = T_{\perp}^{\beta}/T_{\parallel}^{\beta}$ ,

$$\begin{aligned} f_{\beta 0} &= A_{\beta} e^{-p_{\perp}^2/2m_{\beta}T_{\perp}^{\beta}} e^{-p_{\parallel}^2/2m_{\beta}T_{\parallel}^{\beta}}, \\ A_{\beta} &= \frac{n_{\beta 0}}{(2\pi m_{\beta})^{3/2} T_{\perp}^{\beta} (T_{\parallel}^{\beta})^{1/2}}, \end{aligned} \quad (2.41)$$

podemos desenvolver o cálculo da integral  $J(s, 1, 0; f_{\beta 0})$ . A relação de dispersão dada por (2.33) assume então a forma

$$\frac{q^2 c^2}{v_A^2} = z^2 + \sum_{\beta} \eta_{\beta}^2 \left\{ \zeta_{\beta}^0 Z(\hat{\zeta}_{\beta}^s) + (\delta_{\beta} - 1) \left[ 1 + \hat{\zeta}_{\beta}^s Z(\hat{\zeta}_{\beta}^s) \right] \right\}, \quad (2.42)$$

onde  $Z$  é a bem conhecida função de dispersão do plasma [15],

$$Z(\zeta) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt \frac{e^{-t^2}}{t - \zeta}. \quad (2.43)$$

O argumento da função  $Z$  é

$$\hat{\zeta}_\beta^s = \frac{z + sr_\beta + i\tilde{\nu}_\beta}{qu_{\beta\parallel}}, \quad (2.44)$$

onde  $z = \omega/\Omega_i$ ,  $q = k_{\parallel}v_A/\Omega_i$ ,  $u_{\beta\parallel} = v_{T\parallel}^\beta/v_A$ ,  $r_\beta = \Omega_\beta/\Omega_i$ ,  $\eta_\beta = \omega_{p\beta}/\Omega_i$ ,  $\tilde{\nu}_\beta = \nu_\beta/\Omega_i$ ,  $s = \pm 1$ , e onde  $v_{T\parallel}^\beta$  e  $v_A$  são, respectivamente, a velocidade térmica paralela das partículas da espécie  $\beta$  e a velocidade de Alfvén

$$v_{T\parallel}^\beta = \sqrt{\frac{2T_{\parallel}^\beta}{m_\beta}}, \quad (2.45)$$

$$v_A^2 = \frac{B_0^2}{4\pi n_{i0}m_i}. \quad (2.46)$$

Novamente, por simplicidade, consideramos apenas um tipo de partícula de poeira. A frequência de colisão normalizada  $\tilde{\nu}_\beta$  aparecendo na relação de dispersão é obtida da equação (2.40) para o caso de uma distribuição bi-Maxwelliana, e pode ser escrita como a seguir,

$$\tilde{\nu}_\beta = \nu_\beta/\Omega_i = \sqrt{\pi}\epsilon\Gamma\tilde{a}^2\Delta_\beta^{1/2}u_{\beta\perp}I_\nu^\beta, \quad (2.47)$$

onde  $\epsilon = n_{d0}/n_{i0}$ ,  $u_{\beta\perp} = v_{T\perp}^\beta/v_A$ ,  $\tilde{a} = a/\lambda$ ,  $\lambda = e^2/T_{\parallel}$ .

$$\Gamma = \frac{\lambda^2 n_{i0} v_A}{\Omega_i}, \quad (2.48)$$

$$v_{T\perp}^\beta = \sqrt{\frac{2T_{\perp}^\beta}{m_\beta}}, \quad (2.49)$$

onde  $v_{T\perp}^\beta$  é a velocidade térmica perpendicular das partículas da espécie  $\beta$ .

Além disso,

$$\begin{aligned}
 I_\nu^i &= \left[ \frac{1}{\Delta_i} + \frac{1 + 2\chi_{\perp i}}{\sqrt{\Delta_i - 1}} \tan^{-1} \sqrt{\Delta_i - 1} \right], & \Delta_i > 1, \\
 I_\nu^i &= \left[ \frac{1}{\Delta_i} + \frac{1 + 2\chi_{\perp i}}{2\sqrt{1 - \Delta_i}} \ln \frac{|1 + \sqrt{1 - \Delta_i}|}{|1 - \sqrt{1 - \Delta_i}|} \right], & \Delta_i < 1, \\
 I_\nu^i &= 2(1 + 2\chi_{\perp i}), & \Delta_i = 1, \\
 I_\nu^e &= \left[ \frac{2}{\sqrt{\Delta_e - 1}} \int_0^{\sqrt{\Delta_e - 1}} dx \frac{e^{-|\chi_{\perp e}|(1+x^2)}}{(1+x^2)^2} \right], & \Delta_e > 1, \\
 I_\nu^e &= \left[ \frac{2}{\sqrt{1 - \Delta_e}} \int_0^{\sqrt{1 - \Delta_e}} dx \frac{e^{-|\chi_{\perp e}|(1-x^2)}}{(1-x^2)^2} \right], & \Delta_e < 1, \\
 I_\nu^e &= 2e^{-|\chi_{\perp e}|}, & \Delta_e = 1,
 \end{aligned} \tag{2.50}$$

onde  $\chi_{\perp i} = Z_{d0} Z_i e^2 / (aT_{\perp}^i)$  e onde  $Z_i$  é o número de carga de íons, e  $\chi_{\perp e} = -Z_{d0} e^2 / (aT_{\perp}^e)$ . Apesar da semelhança de notação,  $Z_{d0}$  e  $Z_i$  não devem ser confundidos com a função de dispersão de plasma, dada pela equação (2.43), nem com o  $z$  que denota a frequência normalizada.

Vamos agora examinar a equação (2.42) considerando algumas situações limite. Por exemplo, no caso de  $|z| \gg 1$ , podemos escrever a relação de dispersão na forma

$$\frac{q^2 c^2}{v_A^2 z^2} = 1 + \sum_{\beta} \frac{\eta_{\beta}^2}{qu_{\beta} z} \left[ -\frac{qu_{\beta}}{z + sr_{\beta} + i\tilde{\nu}_{\beta}} + i\sqrt{\pi} \exp\left(-\frac{(z + sr_{\beta} + i\tilde{\nu}_{\beta})^2}{q^2 u_{\beta}^2}\right) \right]. \tag{2.51}$$

No limite  $|z_i| \ll |z_r|$ , e plasma sem poeira com  $Z_i = 1$ , obtemos para a equação (2.42) uma solução aproximada para plasmas anisotrópicos

$$\begin{aligned}
 z_r &= \frac{q}{\sqrt{1 + \eta_i^2}} \left\{ \frac{c^2}{v_A^2} + \frac{\eta_i^2}{2} u_{i\parallel}^2 [(\Delta_i - 1) + \tau_e (\Delta_e - 1)] \right\}^{1/2}, \\
 z_i &= -\sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{1}{z_r q (1 + \eta_i^2)} \sum_{\beta} \frac{\eta_{\beta}^2}{u_{\beta\parallel}} [\Delta_{\beta} z_r - sr_{\beta} (1 - \Delta_{\beta})] \\
 &\quad \exp\left[-(z_r + sr_{\beta})^2 / (q^2 u_{\beta\parallel}^2)\right],
 \end{aligned} \tag{2.52}$$

onde  $\tau_e = T_{\parallel}^e / T_{\parallel}^i$ .

No limite isotrópico, na ausência de poeira, e para  $q \ll 1$ , a relação de dispersão

colapsa em um ramo simples, reproduzindo a conhecida relação de dispersão para ondas de *Alfvén* em um plasma de íons e elétrons. Assumindo  $|z_i| \ll |z_r|$  e  $Z_i = 1$ , as partes real e imaginária podem ser separadas, como pode ser visto no artigo [10], em um expressão como a seguinte

$$\begin{aligned} z_r &= \frac{cq}{v_A \sqrt{1 + \eta_i^2}}, \\ z_i &= -\sqrt{\frac{\pi}{4}} \frac{\eta_i^2}{q(1 + \eta_i^2) u_i} \exp\left(-\frac{1}{q^2 u_i^2}\right). \end{aligned} \quad (2.53)$$

### 2.3.2 Função de Distribuição *Product-Bi-Kappa*

Como já dito, para nosso estudo faremos uso da equação (1.3) como distribuição de velocidades das partículas do plasma. Anteriormente, demonstramos o desenvolvimento da formulação fazendo uso de uma distribuição bi-Maxwelliana, o que serve tanto como revisão de desenvolvimentos anteriores como para comparação com os resultados obtidos com a distribuição do tipo *product-bi-kappa*. Na análise numérica que segue, vamos também considerar casos mistos. Onde íons são descritos com o uso de distribuição Maxwelliana e elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, bem como o caso inverso, onde íons são descritos com o uso de uma distribuição *product-bi-kappa* e os elétrons são descritos por uma função de distribuição Maxwelliana. Isto para saber se são os íons ou os elétrons os principais responsáveis por determinadas instabilidades e processos que possam aparecer como resultado da análise da relação de dispersão.

Para o caso da distribuição (1.3), a integral  $J(s, 1, 0; f_{\beta 0})$  pode ser escrita como

$$\begin{aligned} J(s, 1, 0; f_{\beta 0}) &= 2n_{\beta 0} \frac{\kappa_{\beta \perp}}{\kappa_{\beta \perp} - 2} \left[ -\frac{\kappa_{\beta \perp} - 2}{\kappa_{\beta \perp}} + \frac{u_{\beta \perp}^2}{u_{\beta \parallel}^2} \frac{\kappa_{\beta \parallel} - 1/2}{\kappa_{\beta \parallel}} \right. \\ &\quad \left. + \left( \zeta_{\beta}^0 - \hat{\zeta}_{\beta}^s \right) \frac{\kappa_{\beta \perp} - 2}{\kappa_{\beta \perp}} Z_{\kappa_{\beta \parallel}}^{(0)} \left( \hat{\zeta}_{\beta}^s \right) + \frac{u_{\beta \perp}^2}{u_{\beta \parallel}^2} \hat{\zeta}_{\beta}^s Z_{\kappa_{\beta \parallel}}^{(1)} \left( \hat{\zeta}_{\beta}^s \right) \right], \end{aligned} \quad (2.54)$$

onde

$$u_{\beta \parallel}^2 = \frac{2T_{\beta \parallel}}{m_{\beta} v_*^2}, \quad u_{\beta \perp}^2 = \frac{2T_{\beta \perp}}{m_{\beta} v_*^2},$$

$$\zeta_\beta^0 = \frac{z}{q_{\parallel} u_{\beta\parallel}}, \quad (2.55)$$

$$\zeta_\beta^n = \frac{z - nr_\beta + i \sum_j \tilde{\nu}_\beta^j}{q_{\parallel} u_{\beta\parallel}}, \quad (2.56)$$

$$Z_{\kappa_{\beta\parallel}}^{(0)}(\xi) = i \frac{\kappa_{\beta\parallel} - 1/2}{\kappa_{\beta\parallel}^{3/2}} \times {}_2F_1 \left[ 1, 2\kappa_{\beta\parallel}, \kappa_{\beta\parallel} + 1; \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{i\xi}{\kappa_{\beta\parallel}^{1/2}} \right) \right], \quad \kappa_{\beta\parallel} > -1/2, \quad (2.57)$$

$$\begin{aligned} Z_{\kappa_{\beta\parallel}}^{(1)}(\xi) &= i \frac{(\kappa_{\beta\parallel} - 1/2)(\kappa_{\beta\parallel} + 1/2)}{\kappa_{\beta\parallel}^{3/2}(\kappa_{\beta\parallel} + 1)} \\ &\times {}_2F_1 \left[ 1, 2\kappa_{\beta\parallel} + 2, \kappa_{\beta\parallel} + 2; \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{i\xi}{\kappa_{\beta\parallel}^{1/2}} \right) \right], \quad \kappa_{\beta\parallel} > -3/2, \end{aligned} \quad (2.58)$$

e  ${}_2F_1$  é a função hipergeométrica de Gauss.

Usando a equação (2.54) em (2.39) temos

$$\begin{aligned} \frac{q_{\parallel}^2 c^2}{v_*^2} &= z^2 + \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \left[ -1 + \frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\perp} - 2} \frac{\kappa_{\parallel} - 1/2}{\kappa_{\parallel}} \frac{u_{\beta\perp}^2}{u_{\beta\parallel}^2} + \right. \\ &\left. (\zeta_\beta^0 - \hat{\zeta}_\beta^2) Z_{\kappa_{\parallel}}^{(0)}(\hat{\zeta}_\beta^s) + \frac{\kappa_{\perp}}{\kappa_{\perp} - 2} \frac{u_{\beta\perp}^2}{u_{\beta\parallel}^2} \hat{\zeta}_\beta^2 Z_{\kappa_{\parallel}}^{(1)}(\hat{\zeta}_\beta^s) \right]. \end{aligned} \quad (2.59)$$

A relação de dispersão (2.59), quando aplicados os limites  $\kappa_{\parallel} \rightarrow \infty$ ,  $\kappa_{\perp} \rightarrow \infty$  e considerando  $u_{\beta\parallel} = u_{\beta\perp}$ , retorna a equação (2.42),

$$\frac{q_{\parallel}^2 c^2}{v_*^2} = z^2 + \sum_{\beta} \frac{\omega_{p\beta}^2}{\Omega_*^2} \zeta_\beta^0 Z(\hat{\zeta}_\beta^s), \quad (2.60)$$

que é a relação de dispersão obtida considerando função de distribuição do tipo Maxwelliana.

Definimos então a temperatura efetiva usando unidades de energia, de modo que o valor médio da energia cinética por unidade de volume, ao longo de cada grau de

liberdade, é  $nT_{eff}/2$ . A temperatura efetiva ao longo das direções perpendicular e paralela ao campo magnético é denotada por  $\Theta_{\perp}$  e  $\Theta_{\parallel}$ , respectivamente.

Portanto, a temperatura efetiva ao longo da direção paralela, para partículas da espécie  $\beta$ , pode ser obtida por

$$\theta_{\beta\parallel} = \frac{2\pi m_{\beta}}{\pi^{3/2}\kappa_{\perp}\kappa_{\parallel}^{1/2}u_{\beta\perp}^2u_{\beta\parallel}} \frac{\Gamma(\kappa_{\perp})\Gamma(\kappa_{\parallel})}{\Gamma(\kappa_{\perp}-1)\Gamma(\kappa_{\parallel}-1/2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} v_{\parallel}^2 \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa_{\parallel}v_{\beta\parallel}^2}\right)^{-\kappa_{\parallel}} \int_0^{\infty} dv_{\perp} v_{\perp} \left(1 + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa_{\perp}v_{\beta\perp}^2}\right)^{-\kappa_{\perp}}, \quad (2.61)$$

e a temperatura efetiva perpendicular

$$\theta_{\beta\perp} = \frac{2\pi m_{\beta}}{\pi^{3/2}\kappa_{\perp}\kappa_{\parallel}^{1/2}u_{\beta\perp}^2u_{\beta\parallel}} \frac{\Gamma(\kappa_{\perp})\Gamma(\kappa_{\parallel})}{\Gamma(\kappa_{\perp}-1)\Gamma(\kappa_{\parallel}-1/2)} \times \int_{-\infty}^{\infty} dv_{\parallel} \left(1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa_{\parallel}v_{\beta\parallel}^2}\right)^{-\kappa_{\parallel}} \int_0^{\infty} dv_{\perp} \frac{v_{\perp}^3}{2} \left(1 + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa_{\perp}v_{\beta\perp}^2}\right)^{-\kappa_{\perp}}, \quad (2.62)$$

que resulta em

$$\theta_{\beta\parallel} = \frac{\kappa_{\parallel}}{(\kappa_{\parallel} - 3/2)} T_{\beta\parallel}, \quad (2.63)$$

$$\theta_{\beta\perp} = \frac{\kappa_{\perp}}{(\kappa_{\perp} - 2)} T_{\beta\perp}. \quad (2.64)$$

Assim, a razão de temperaturas efetivas em função de  $\kappa$  fica

$$\frac{\theta_{\beta\perp}}{\theta_{\beta\parallel}} = \frac{\kappa_{\perp}(\kappa_{\parallel} - 3/2)}{\kappa_{\parallel}(\kappa_{\perp} - 2)} \frac{T_{\beta\perp}}{T_{\beta\parallel}}. \quad (2.65)$$



# Capítulo 3

## Análises Numéricas

### 3.1 Introdução

Neste capítulo serão apresentados alguns dos resultados obtidos a partir de soluções numéricas da relação de dispersão, onde as contribuições de íons e elétrons podem ser devidas a distribuições do tipo bi-Maxwelliana ou *product-bi-kappa*, conforme expressões apresentadas no capítulo anterior. Para encontrar as raízes, desenvolvemos um programa usando linguagem Fortran, com uma rotina baseada no método de Muller, para encontrar as raízes da relação de dispersão. Como já dito, começaremos considerando o caso de plasmas sem a presença de poeira. Para começar, apresentamos resultados que buscam mostrar a equivalência entre distribuições do tipo bi-Maxwelliana e distribuições *product-bi-kappa* para  $\kappa \rightarrow \infty$ . Para isso, foi suficiente usar valores de  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ . Esses valores já nos mostraram a equivalência entre as funções e provaram a exatidão do programa utilizado para obter esses resultados.

Em seguida buscamos conhecer o efeito que mudanças nas funções de distribuição associadas a valores menores de  $\kappa$  introduzem na relação de dispersão das instabilidades. De forma geral, duas situações básicas foram estudadas,  $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$ , onde  $\beta$  são íons ou elétrons, que nos dão o ramo das instabilidades *ion-cyclotron* e *electron-cyclotron* e  $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$ , situação que descreve instabilidades do modo *ion firehose* e *electron firehose*. Ressaltamos que o foco dessa tese é o estudo das instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron*. No primeiro momento do estudo, o foco foi a situação onde as temperaturas para elétrons são isotrópicas  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ , ao passo que a anisotropia era

somente devido aos íons. Os resultados foram então comparados com as situações já estudadas com distribuições Maxwellianas. Após, colocamos as temperaturas tanto de íons como de elétrons sendo isotrópicas e introduzimos um caráter não térmico devido as relações entre  $\kappa_{\beta\parallel}$  e  $\kappa_{\beta\perp}$ . Assim, pudemos variar  $\kappa$  entre 5 e 40 em vários intervalos. Até então, nosso estudo colocava os mesmos valores de  $\kappa$  tanto para descrever íons como para descrever elétrons. Neste momento, a fim de buscar conhecer quais partículas eram realmente responsáveis pelas novas instabilidades, resolvemos considerar que as distribuições de íons e de elétrons são de tipos diferentes e podem ter diferentes contribuições nos resultados obtidos. Assim, também se fez necessário conhecer o efeito de situações onde a anisotropia se dava nas temperaturas de elétrons com íons isotrópicos. Analisamos então nesse momento qual a influência da anisotropia dos elétrons sobre esses dois modos de instabilidades, *ion-cyclotron* e *ion firehose*, e não propriamente estudamos as instabilidades *electron-cyclotron* e *electron firehose*. Em dado momento, íons eram descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana e elétrons por uma distribuição *product-bi-kappa* e vice-versa. Isso nos deu informação mais detalhada sobre o papel de cada tipo de partícula nas instabilidades descritas. Em situações corriqueiras, usamos valor de  $\kappa_{\beta\parallel} = \kappa_{\beta\perp}$  com valores de 5 e 25, que nos davam uma razão de temperatura efetiva de  $\Theta_{\beta\perp}/\Theta_{\beta\parallel} = 1,16$  e  $1,02$  respectivamente. Podemos ver então pelo valor da razão da temperatura efetiva, que quanto mais baixo o valor de  $\kappa$  maior a influência do caráter não térmico na distribuição das partículas.

Neste capítulo buscaremos organizar os resultados de forma a facilitar o entendimento do leitor. Para isso dividiremos os resultados em seções e subseções seguindo a seguinte lógica:

- Tipo de Propagação de Ondas (*ion-cyclotron* ou *whistler*)
  - Tipo de Anisotropia ( $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$  ou  $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$ )
    - \* Partícula Associada à Anisotropia (Íons ou Elétrons)

Como nosso foco é o estudo das instabilidades, daremos ênfase à parte imaginária da frequência das ondas. Regiões com  $z_i > 0$  indicam situações em que a onda ganha energia através dos processos de instabilidade, e regiões com  $z_i < 0$  significam situações em que a onda perde energia. Vamos considerar parâmetros básicos como número de carga do íon  $Z_i = 1,0$  e massa do íon igual à massa de um próton,  $m_i = m_p$ .

Consideramos  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$  e  $\beta_i = 2,0$  ( $\beta_i = 8\pi n_i T_i / B^2 = 2u_{i\perp}^2$ , lembrando que estamos escrevendo as temperaturas em unidades de energia, conforme é praxe em física de plasmas), que são valores utilizados em bem conhecido estudo da instabilidade de *proton-cyclotron* [19]. Destes valores temos  $T_{\parallel}^i = m_i c^2 (\beta_i/2) (v_A/c)^2 \simeq 10$  eV e  $\Omega_i = \omega_{pi}(v_A/c) \simeq 4,2 \times 10^3$  rad/s. De  $\Omega_i$  podemos obter a magnitude para o campo magnético ambiente,  $B \simeq 4,3 \times 10^{-5}$  T.

### 3.2 Ondas Propagando-se no Modo *Ion-Cyclotron* em Plasmas com $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$

É sabido que para ondas se propagando no modo de propagação *ion-cyclotron*, que são ondas circularmente polarizadas, devido a anisotropia de íons, para situações em que  $T_{\perp} > T_{\parallel}$  existe a possibilidade de uma instabilidade conhecida como instabilidade *ion-cyclotron*. Tal instabilidade não é detectada em ondas se propagando no modo *whistler*. Todos estes resultados são obtidos com o uso de distribuições do tipo Maxwelliana, como pode ser visto em [10]. Como já mencionado, aqui buscamos encontrar valores da parte imaginária da frequência de onda normalizada  $z = \omega/\Omega_{\beta}$  com valores positivos, o que evidencia ganho de energia da onda propagando-se no modo *ion-cyclotron*. Podemos constatar tanto na figura 3.1 como na 3.2 a presença da instabilidade *ion-cyclotron* conforme era esperado.

#### Anisotropia nos Íons

Na figura 3.1 temos quatro situações analisadas. No primeiro gráfico superior à esquerda (a), temos uma situação já conhecida onde tanto íons quanto elétrons são descritos por distribuição do tipo bi-Maxwelliana. Neste caso vemos que ocorre instabilidade para valores da razão  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  acima de 2,25, pois é para esses valores que temos a presença de regiões com  $z_i > 0$ . Caso este que caracteriza instabilidade do tipo *ion-cyclotron*. As situações em que a onda tem maior crescimento são aquelas com os maiores valores da razão de temperaturas dos íons. Que em nossos resultados é para  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 6,0$ . A situação do gráfico superior à direita (b) tem resultados semelhantes aos da situação (a), contudo a forma da distribuição dos íons é do tipo *product-bi-*

*kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . Como para valores altos de  $\kappa$  a distribuição do tipo  $\kappa$  se aproxima de uma distribuição Maxwelliana, não vemos uma diferença significativa nos resultados usando as mesmas relações de razão de temperatura dos íons. Já na situação do gráfico inferior à esquerda (c) os íons são novamente descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*, porém com valor mais baixo de  $\kappa$ , o que nos dá aumento do caráter não térmico da distribuição tanto na direção paralela quanto na direção perpendicular, e podemos ver como resultado um aumento significativo no valor de  $z_i$  para os mesmos valores de razão de temperaturas perpendicular e paralela dos íons. Isso nos mostra que a forma da distribuição tem interferência direta na amplitude do crescimento da onda. Como já dito, distribuições do tipo *kappa* fitam de forma mais realística a forma de distribuição do meio em que ondas se propagam no espaço. Com isso, podemos concluir em um primeiro momento, que estes resultados nos dão uma melhor ideia da real condição de propagação de ondas do tipo *ion-cyclotron*. O quarto gráfico da figura 3.1, inferior à direita (d) é uma situação onde tanto os elétrons quanto os íons tem isotropia em seus parâmetros de temperatura, com elétrons sendo descritos por uma distribuição Maxwelliana e íons por uma distribuição *product-bi-kappa*. A única anisotropia é dada pela relação entre  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  para os íons. Como podemos ver em (2.65) a temperatura efetiva é dada pela diferença nos valores de  $\kappa$ . Quanto maior essa diferença maior o valor da temperatura efetiva. Nos caso em que  $\kappa_{\parallel} = 25$  e  $\kappa_{\perp} = 2,5$  temos o maior valor de anisotropia  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel} = 4,7$  e assim como nas figuras (a), (b) e (c) temos o maior valor de  $z_i$ . Porém, é percebido que somente para valores grandes de diferença entre  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  é que a anisotropia tem significativos valores se comparados a anisotropia devido à diferença entre temperaturas.

Analisando a figura 3.2, onde continuamos tendo anisotropia de temperatura somente para íons e a onda analisada segue sendo do modo *ion-cyclotron*, podemos notar a influência dos elétrons, quando usada para estes uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*. Seguimos encontrando, como esperado, instabilidade do tipo *ion-cyclotron*. No caso da figura 3.2(a), que se diferencia da figura 3.1(a) somente por que os elétrons são agora descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa = 25$  em ambas direções ( $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel}$ ), podemos notar uma relativamente grande diferença por essa pequena alteração. A intensidade da instabilidade diminui tanto em valores de  $z_i$  quanto em região de  $q$  em que a mesma é encontrada. E ainda, podemos notar magnitudes maiores para os valores de  $z_i < 0$ , o que nos dá como característica uma maior ab-

sorção da onda do modo *ion-cyclotron* se propagando em um meio com partículas descritas por esta forma de distribuição. Ou seja, embora como visto anteriormente, valores altos de  $\kappa$  na distribuição dos íons resultam em pouca diferença em relação ao caso de uma distribuição Maxwelliana, encontramos aqui uma significativa diferença pela simples aplicação da distribuição *product-bi-kappa* para descrever os elétrons.

Na figura 3.2(b), onde tanto íons quanto elétrons são descritos por distribuição do tipo *product-bi-kappa* com valores  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ , podemos ver uma semelhança com a figura 3.1(a), onde ambos tipos de partículas são descritas por distribuição Maxwelliana, e uma semelhança também com a 3.1(b), tendo ambas a mesma distribuição para íons. Um maior amortecimento na onda conforme visto na figura 3.2(a) simplesmente pelo efeito da distribuição dos elétrons ser do tipo *product-bi-kappa* não é aqui visto. O mesmo efeito volta a ser visto, com quase a mesma intensidade, na figura 3.2(c). Nesta, podemos ver que em relação à figura 3.2(a), onde os elétrons tem  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ , a mudança do valor de  $\kappa$  para 5 não altera significativamente o resultado obtido. Comparando os painéis do lado esquerdo da figura 3.2 com aqueles do lado direito, vemos que a mudança na distribuição de íons, de Maxwelliana anisotrópica para *product-bi-kappa* com anisotropia nos parâmetros de temperatura leva a uma mudança significativa na instabilidade. A região instável se estende consideravelmente para valores maiores de  $q$ . Por outro lado, na comparação entre os painéis inferior e superior na coluna da esquerda, nos quais a distribuição de íons é a mesma, vemos que o aumento do caráter não térmico da distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons, pela redução dos valores de  $\kappa$ , não produz mudança significativa. Mesmo assim, o efeito da distribuição dos elétrons não é desprezível. A comparação dos resultados mostrados na coluna da esquerda na figura 3.2 com aqueles da coluna da esquerda na figura 3.1 (são os casos onde a distribuição de íons é bi-Maxwelliana) mostra que mesmo no caso de  $\kappa$  relativamente grande como  $\kappa = 25$ , os valores de  $z_i$  mostram diferença significativa em relação ao caso Maxwelliano, principalmente na região de grandes valores de  $q$ , que é responsável por esta característica analisada. Na figura 3.2(d) podemos ver que a instabilidade volta a ter valores maiores do que aqueles mostrados na figura 3.2(c), pela simples mudança da distribuição dos íons, que tem um caráter não térmico bem acentuado no caso da figura 3.2(d). A comparação entre os painéis superior e inferior da figura 3.2 mostra um bom aumento dos valores de  $z_i$  com o aumento do caráter não térmico da distribuição de íons.

## Anisotropia nos Elétrons

Temos agora uma sequência de resultados onde a anisotropia é associada à distribuição dos elétrons. Os resultados de forma geral nos mostram, como era esperado, que a instabilidade *ion-cyclotron* é devida, exclusivamente a anisotropias na distribuição dos íons. A situação descrita na figura 3.3(a) mostra a situação onde íons e elétrons são descritos por distribuição Maxwelliana e a anisotropia é dada pela razão das temperaturas  $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$ . Como podemos ver não há instabilidade nessa situação. Na figura 3.3(b) a diferença da modelagem é que os íons são agora descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ . Notamos uma diminuição no módulo de  $z_i$ . Com  $\kappa$  em torno de 25 a distribuição *product-bi-kappa* tem um caráter não térmico, que não ocorria para a situação da distribuição Maxwelliana, e vemos que esta pequena modificação na função distribuição faz com que o valor médio de  $z_i$  seja mais próximo de zero. Situação que é corroborada na figura 3.3(c), onde foram usados os parâmetros  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 5$ . Essa figura evidencia que um maior caráter não térmico dos íons, devido a um menor valor de  $\kappa$ , produz uma aproximação maior ainda de  $z_i$  a valores próximo a zero.

Continuando o estudos da propagação das ondas do modo *ion-cyclotron* em situações onde a anisotropia é dada majoritariamente pelos elétrons, temos a situação em que, como na figura 3.4(a), além da anisotropia devido à temperatura, existe uma pequena influência do caráter não térmico, devido aos elétrons serem descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ , o que faz com que a parte imaginária da frequência de onda  $z_i$  fique ainda maior em valor negativo em relação à situação anterior descrita, onde os elétrons eram descritos por uma distribuição Maxwelliana. Na figura 3.4(c) vemos que ao aumentar o caráter não térmico na distribuição dos elétrons devido à diminuição do valor de  $\kappa$  em comparação com o caso do painel (a), mantida a distribuição de íons, ainda mais negativo fica o valor de  $z_i$ . Nas figuras 3.4(b) e 3.4(d), em que as distribuições de elétrons são as mesmas que nas figuras (a) e (c), respectivamente, foi inserido um caráter não térmico na distribuição de íons, que são em (b) e (d) descritos por uma função *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$  em (b) e  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 5$  em (d). Os resultados nesses casos nos mostram novamente uma tendência ao valor da parte imaginária da função de onda tender à região de  $z_i$  mais próximo de zero, ou seja, uma tendência à diminuição no

coeficiente de absorção das ondas, que é proporcional ao valor absoluto de  $z_i$ .

Os resultados mostrados nas figuras 3.1, 3.2, 3.3 e 3.4 mostram que a instabilidade *ion-cyclotron* ocorre devido à anisotropia dos íons em situações de razão de temperatura  $T_{\perp}/T_{\parallel} > 1$  e que a ocorrência de anisotropia na distribuição dos elétrons dificulta, diminui ou não deixa ocorrer tal instabilidade. Os resultados mostram também que o aumento do caráter não térmico na distribuição dos elétrons, devido ao uso da distribuição do tipo *product-bi-kappa* em lugar da distribuição bi-Maxwelliana, causa efeito similar ao observado com a anisotropia de temperatura nos elétrons.

### 3.3 Ondas Propagando-se no Modo *Ion-Cyclotron* em Plasmas com $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$

#### Anisotropia nos Íons

Agora iremos analisar ondas se propagando no modo *ion-cyclotron*, porém com anisotropia na razão de temperatura para  $T_{\perp}/T_{\parallel} < 1$ . Tal anisotropia pode também ser obtida fazendo uso da relação entre  $\kappa_{\perp}$  e  $\kappa_{\parallel}$ .

Vemos na figura 3.5(a) elétrons sendo descritos por distribuições Maxwellianas e com razão de temperatura isotrópica e íons com distribuição Maxwelliana e razão de temperaturas com valores variando de  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . Como esperado não é encontrado nenhum valor positivo para a parte imaginária da frequência de onda  $z_i$ , ou seja, não há instabilidade do tipo *ion firehose*. Na figura 3.5(b) os elétrons são ainda descritos por uma distribuição Maxwelliana ao passo que os íons são agora descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$ . Vemos que tal situação descreve um efeito semelhante ao que ocorria nas situações de anisotropia nos elétrons quando a temperatura  $T_{\perp}$  era maior que  $T_{\parallel}$  e estudávamos a instabilidade *ion-cyclotron* nas figuras 3.3 e 3.4. Agora os íons fazem  $z_i$  assumir valores ainda mais negativos para  $T_{\perp}/T_{\parallel} = 0,20$ , o que evidencia uma absorção da onda *ion-cyclotron* ao se propagar em um meio com tal anisotropia. Tal efeito ao se propagar em um meio com esta anisotropia não é visto para valores mais altos da razão de temperatura na mesma figura e no caso da figura 3.5(c). Nesta existe uma atenuação no valor de  $z_i$  em todas as razões de temperatura. Instabilidade do modo *ion firehose*

segue sem ser detectada em ondas se propagando no modo *ion-cyclotron*. No gráfico 3.5(d) temos uma distribuição Maxwelliana isotrópica descrevendo os elétrons e uma distribuição *product-bi-kappa* com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$  e anisotropia causada pela relação entre  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  descrevendo os íons. Podemos ver que para  $\kappa_{\parallel} = 2,5$  e  $\kappa_{\perp} = 5, 10, 20$  e  $25$ , que resulta em uma razão de temperaturas efetivas de  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel} = 0,67, 0,50, 0,44$  e  $0,43$ , respectivamente, não encontramos valores positivos de  $z_i$ , ou seja, não há instabilidade do tipo *ion firehose*. Vemos na mesma figura que para  $\kappa_{\parallel} = 2,5$  e  $\kappa_{\perp} = 2,5$  e  $3$ , que resulta em uma razão de temperaturas efetivas de  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel} = 2,0$  e  $1,2$ , respectivamente, encontramos valores positivos de  $z_i$ , porém tal instabilidade é a já estudada instabilidade *ion-cyclotron*.

Na figura 3.6(a) temos íons sendo descritos por distribuição Maxwelliana com anisotropia de temperatura e elétrons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . Novamente não vemos instabilidade *ion firehose*. Na figura 3.6(b) temos tanto elétrons quanto íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  onde a temperatura dos elétrons é isotrópica ( $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1$ ) e para os íons temos  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre  $0,20$  e  $1,20$ . Em relação ao gráfico 3.6(a) vemos os valores de  $z_i$  mais próximos de zero, para valores maiores da razão de temperaturas. A figura 3.6(c) se diferencia da figura 3.6(a) somente por os elétrons serem descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$ , em lugar de  $25$ . Praticamente o mesmo resultado é visualizado, um leve distanciamento dos valores de  $z_i$  em relação à linha  $z_i = 0$ , para os valores mais altos da razão de temperaturas  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ . Quando os íons também são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  temos uma aproximação dos valores de  $z_i$  em relação ao eixo  $z_i = 0$ , de todas as razões de temperatura consideradas, porém não de forma drástica. Os valores de  $z_i$  se mantêm negativos, de modo que nenhuma instabilidade é encontrada em tal situação.

## Anisotropia nos Elétrons

A fim de concluir o estudo a respeito da propagação de ondas *ion-cyclotron* e as instabilidades presentes nas mais variadas situações, iremos agora analisar a instabilidade *ion firehose* para tais ondas mas levando em conta anisotropia em temperaturas nos elétrons. Na imagem 3.7(a) temos elétrons e íons descritos por distribuições Maxwellianas, com os íons tendo temperaturas isotrópicas ao passo que a razão de

temperaturas dos elétrons varia de  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20$  até  $1,20$ . Podemos concluir que, como esperado, não existe instabilidade do tipo *ion firehose* e que quanto maior for a anisotropia nos elétrons maior a absorção da onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* no plasma. Na imagem superior direita 3.7(b) temos agora que os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$  que nos evidencia um maior afastamento nos valores de  $z_i$  dos valores positivos e com isso uma maior taxa de absorção da onda. Passando o valor de  $\kappa$  dos íons de 25 para 5, como visto na figura 3.7(c), vemos uma aproximação dos resultados, devido à razão de temperaturas, do eixo positivo da parte imaginária da frequência de onda  $z_i$ . Contudo, ainda não é observada nenhuma instabilidade do tipo *ion firehose*.

Na figura 3.8(a) temos elétrons sendo descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$  com anisotropia de temperatura e íons isotrópicos e descritos por uma distribuição Maxwelliana. Notamos uma ligeira aproximação da linha caracterizada pela razão de temperatura com valor  $0,20$  do eixo zero de  $z_i$  em relação a situação da figura 3.7(a) simplesmente devido ao caráter não térmico da distribuição dos elétrons nesse momento. Tal aproximação é ainda mais visível, e seguida por todas razões de temperatura, na situação em que os íons são agora descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 25$  conforme visto na figura 3.8(b). No gráfico 3.8(c), onde os elétrons são anisotrópicos e descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 5$  e os íons totalmente isotrópicos e descritos por uma distribuição Maxwelliana, vemos um resultado que não era esperado. Notamos a presença, para  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20$ , de valores positivos para  $z_i$ . Esses valores positivos de  $z_i$  para  $T_{e\perp} < T_{e\parallel}$  evidenciam uma instabilidade do tipo *firehose*, que não é prevista para ondas no modo *ion-cyclotron* nessa faixa de valores de  $q$ , no caso de plasmas com distribuições bi-Maxwellianas. Esse resultado parece bastante significativo e merece uma investigação mais sistemática. Ele evidencia um “alargamento” nas condições de instabilidade das ondas do tipo *ion-cyclotron* associado ao caráter não térmico da distribuição, e não simplesmente à anisotropia nos parâmetros de temperatura. O mesmo tipo de resultado é visto na figura 3.8(d), que ilustra uma situação em que também os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel} = 5$ . Tal característica é explicitamente devida somente ao uso da distribuição do tipo kappa, com baixo valor de  $\kappa = 5$  para descrever os elétrons. E encontrada somente quando a anisotropia é presente na distribuição dos elétrons.

### 3.4 Ondas Propagando-se no Modo *Whistler* em Plasmas com $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$

A partir daqui iremos estudar o comportamento de ondas propagando-se no modo *whistler*. Seguiremos o mesmo processo feito para ondas *ion-cyclotron*, ou seja, iremos analisar situações de anisotropia de íons e elétrons no surgimento de instabilidades *ion-cyclotron* e *ion firehose*. Como é bem sabido, a análise da relação de dispersão no caso de distribuições do tipo bi-Maxwelliana, mostra que ondas *whistler* são sujeitas à instabilidade do tipo *firehose* no caso de  $T_{i\perp} < T_{i\parallel}$ , na faixa de  $q < 2$ .

#### Anisotropia nos Íons

Já na primeira figura temos uma novidade na imagem (c) do painel 3.9. Na imagem (a) temos elétrons e íons descritos por distribuição Maxwelliana com temperatura eletrônica isotrópica  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,0$  e íons com razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando de 1,00 até 6,00. Nenhuma instabilidade é visualizada. O mesmo ocorre no painel (b) onde a diferença básica é que os íons são agora descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . O resultado obtido em tal situação assemelha-se muito com o anterior, a não ser por um leve distanciamento das linhas, caracterizadas pelas razões de temperatura, do eixo de  $z_i = 0$ . A surpresa surge então para a situação em que a função distribuição dos íons é descrita usando  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$ , cujos resultados são vistos na imagem (c). Os resultados mostram uma instabilidade no caso em que  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ , situação que não se caracteriza como totalmente isotrópica porque a razão de temperaturas efetivas é  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel} = 1,16$ . A instabilidade portanto caracteriza-se como sendo do tipo (*ion-cyclotron*), que não é encontrada presente para ondas propagando-se no modo *whistler*, quando se faz uso de distribuições Maxwellianas. Ainda mais curioso é o fato de que a instabilidade ocorre com pequeno valor da anisotropia, deixando de ocorrer quando a razão  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  se torna maior do que um e portanto cresce a anisotropia nas temperaturas efetivas. Na imagem 3.9(d), onde os íons são isotrópicos e a anisotropia é dada somente pela diferença entre  $\kappa_{\parallel} = 25$  e  $\kappa_{\perp}$  variando de 2,5 até 25 (que gera uma razão de temperatura efetiva  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel}$  que varia de 1,02 até 4,7) não vemos qualquer tipo de instabilidade. Assim vemos que a instabilidade surgida só ocorre quando tanto  $\kappa_{\parallel}$  quanto  $\kappa_{\perp}$  são

baixos.

Na figura 3.10 vemos que, mesmo sendo elétrons representados com uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*, o comportamento geral anterior não se altera. Na imagem 3.10(a) onde os elétrons são isotrópicos em  $T$  e descritos por uma *product-bi-kappa* com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e os íons anisotrópicos descritos por uma distribuição Maxwelliana vemos que não há instabilidade e simplesmente observamos que as linhas caracterizadas pelos diferentes valores de razões de temperaturas iônicas aparecem um pouco mais próximas do eixo  $z_i = 0$ , para maiores valores do número de onda normalizado  $q$ . Sendo os íons agora descritos também por uma função *product-bi-kappa* de mesmo valor de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$ , o resultado não gera nem mesmo a pequena alteração apresentada na imagem (a) do mesmo painel. Já na imagem 3.10(c) onde os elétrons são descritos por  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e os íons novamente descritos por uma distribuição Maxwelliana, voltamos a ver, de forma mais acentuada, o efeito de aproximação do eixo  $z_i = 0$  para maiores valores de  $q$ , presente na imagem (a) do mesmo painel. Na figura 3.10(d) voltamos a visualizar a presença de valores positivos de  $z_i$  para a razão de temperatura iônica isotrópica, assim como visto na imagem 3.9(c), porém agora com os elétrons também sendo definidos por uma distribuição *product-bi-kappa*.

## Anisotropia nos Elétrons

Analisando agora ondas se propagando no modo *whistler* e com a anisotropia presente sendo devida tanto à diferença de razão de temperatura dos elétrons  $T_{e\perp}/T_{e\parallel}$  quanto à diferença entre os valores de  $\kappa_{e\perp}$  e  $\kappa_{e\parallel}$ , iremos examinar a presença ou não de instabilidade do tipo *ion-cyclotron*. Temos na figura 3.11(a) os valores de  $z_i$  obtidos no caso em que elétrons e íons tem distribuições Maxwellianas com isotropia de temperatura nos íons e anisotropia para os elétrons dada pelas razões  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . Nenhuma instabilidade é encontrada nesta situação. O mesmo ocorre para a imagem 3.11(b) onde agora os íons tem distribuição do tipo *product-bi-kappa* com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . Já na figura 3.11(c) onde o valor de  $\kappa$  para os íons é agora dado por  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  encontramos valores positivos para a parte imaginária da frequência de onda  $z_i$ , o que caracteriza uma instabilidade do tipo *ion-cyclotron*. Logo, simplesmente a caracterização dos íons com uma distribuição do tipo  $\kappa$  é suficiente para criar situação em que uma onda se propagando no modo *whistler* ganhe

energia através da instabilidade *ion-cyclotron*. Fato, que como já mencionado, não era previsto em análises em que os íons eram descritos por uma distribuição do tipo bi-Maxwelliana.

Prosseguindo agora para situações onde elétrons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, temos que novamente, somente em situações de íons descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa$  de baixo valor, 5, é encontrada instabilidade. Isso pode ser visto no caso da imagem 3.12(d) novamente para situação de isotropia de temperatura, mas agora para os elétrons. Ou seja, tal instabilidade, *ion-cyclotron*, no modo *whistler* só ocorre devido ao aumento do caráter não térmico associado a baixos valores de  $\kappa$  descrevendo íons. Vemos nas figuras 3.12(a) e (c), onde íons são isotrópicos e descritos por uma distribuição Maxwelliana e elétrons são descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* com valores de  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  em (a) e  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  em (c) e anisotrópicos, que não ocorre nenhuma situação de  $z_i > 0$ . Na figura 3.12(b), onde tanto íons quanto elétrons tem distribuição do tipo  $\kappa$  com valores  $\kappa_{e,i\perp} = \kappa_{e,i\parallel} = 25$ , também não há instabilidade.

### 3.5 Ondas Propagando-se no Modo *Whistler* em Plasmas com $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$

É esperado que ondas se propagando no modo *whistler* sofram instabilidade *ion firehose* devido a anisotropia dos íons na situação de  $T_{i\parallel} > T_{i\perp}$ . Tal situação já é bem conhecida quando usada uma distribuição do tipo Maxwelliana para descrever tais eventos. Analisaremos agora qual a influência de se usar uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* e também que interferência tem as anisotropias de elétrons em tal instabilidade.

#### Anisotropia nos Íons

Podemos ver na figura 3.13 que quanto maior for a temperatura paralela dos íons em relação a sua temperatura perpendicular, maior vai ser a instabilidade presente em ondas se propagando no modo *whistler*. Na figura 3.13(a) do painel, vemos que para razões  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20$  e  $0,45$  encontramos instabilidade *ion firehose* quando tanto

íons quanto elétrons são descritos por distribuições Maxwellianas. Na figura 3.13(b) podemos ver que a simples mudança na forma de distribuição dos íons, que agora é do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ , faz com que razões maiores entre as temperaturas perpendicular e paralela sejam também propícias a sofrerem instabilidade *ion firehose*.

Em 3.13(c) podemos ver que o valor de  $\kappa$  tem influência direta nas relações entre temperaturas iônicas em que ocorrerá instabilidade. A imagem (d) do painel 3.13 nos mostra que mesmo quando os íons tem  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$  a relação entre  $\kappa_{\parallel}$  e  $\kappa_{\perp}$  é suficiente para gerar instabilidade. No caso, temos  $\kappa_{\parallel} = 2,5$  e  $\kappa_{\perp}$  variando de 2,5 até 25, resultando em  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,0, 1,2, 0,67, 0,50, 0,44$  e 0,43. Podemos ver então que tanto instabilidade *ion firehose* ( $T_{\beta\perp} < T_{\beta\parallel}$ ) quanto *ion-cyclotron* ( $T_{\beta\perp} > T_{\beta\parallel}$ ) ocorrem para esta situação.

Na figura 3.14(a) vemos que sendo os elétrons descritos por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e os íons da mesma forma da situação usada em 3.13(a) vemos que essa simples diferença dificulta a presença de valores de  $z_i > 0$  o que nos leva a concluir que sendo os elétrons dados por distribuição do tipo  $\kappa$  a instabilidade *ion firehose* fica mais difícil de ser encontrada. Na figura (b) do painel 3.14 temos praticamente o mesmo resultado da figura (b) do painel 3.13. De fato, a única diferença em relação à situação com resultados retratados na fig. 3.13(b) é que agora os elétrons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$ , e não mais são descritos por uma distribuição Maxwelliana, e vemos que isso não muda em praticamente nada os resultados obtidos. Na imagem (c) fica explícito que quanto menor o valor de  $\kappa$  atribuído a distribuição dos elétrons, menor é a possibilidade de instabilidade *ion firehose* ocorrer. Na figura 3.14(d), onde tanto íons quanto elétrons são descritos por uma *product-bi-kappa* com  $\kappa_{e,i\perp} = \kappa_{e,i\parallel} = 5$ , voltamos a ter a forte presença de valores positivos de  $z_i$ . Esses resultados nos mostram que o aumento do caráter não térmico dos íons possibilita o surgimento da instabilidade *ion firehose*, ao passo que o aumento do caráter não térmico dos elétrons faz o papel oposto.

## Anisotropia nos Elétrons

Chegamos à conclusão que o aumento do caráter não térmico dos elétrons dificulta o surgimento da instabilidade *ion firehose* para ondas se propagando no modo *whistler*. Vamos agora investigar mais profundamente o efeito da distribuição eletrônica, inserindo anisotropia nos elétrons em sua razão de temperaturas perpendicular e paralela  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . Na imagem 3.15(a), onde tanto íons quanto elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana, porém existe isotropia de temperatura nos íons e anisotropia para os elétrons, vemos que não há situação de instabilidade *ion firehose*. Na figura 3.15(b), onde é introduzido um aumento do caráter não térmico em função de os íons serem agora descritos por uma *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ , existe uma tendência das linhas caracterizadas pelas diferentes razões de temperaturas eletrônicas de se aproximarem do eixo de  $z_i = 0$ , porém não drástica o suficiente para geração de instabilidade. Na figura 3.15(c) podemos ver agora uma pequena região em  $q$  com  $z_i > 0$ . Ou seja, existe instabilidade *ion firehose* com a diminuição do valor de  $\kappa$  descrevendo os íons. O que vai ao encontro do que já havíamos concluído anteriormente.

Tendo agora os elétrons anisotropia em suas temperaturas  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ , e um aumento no caráter não térmico devido aos mesmos serem descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, conforme podemos ver na figura 3.16, temos as situações em que sendo  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e íons descritos por uma distribuição Maxwelliana, figura 3.16(a), ou com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$ , figura 3.16(b), não são encontrados valores positivos de  $z_i$ , ou seja, não há instabilidade *ion firehose*. O mesmo ocorre na situação em que um valor baixo de  $\kappa$  é empregado na distribuição dos elétrons. Sendo  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e íons descritos por uma distribuição Maxwelliana não existe instabilidade *ion firehose*. Por fim, uma pequena instabilidade é encontrada na figura (d) do painel 3.16. Isso devido a agora os íons terem um aumento no caráter não térmico devido a sua distribuição ser do tipo *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$ , que gera uma razão de temperatura efetiva  $\Theta_{i\perp}/\Theta_{i\parallel} = 1,16$ .

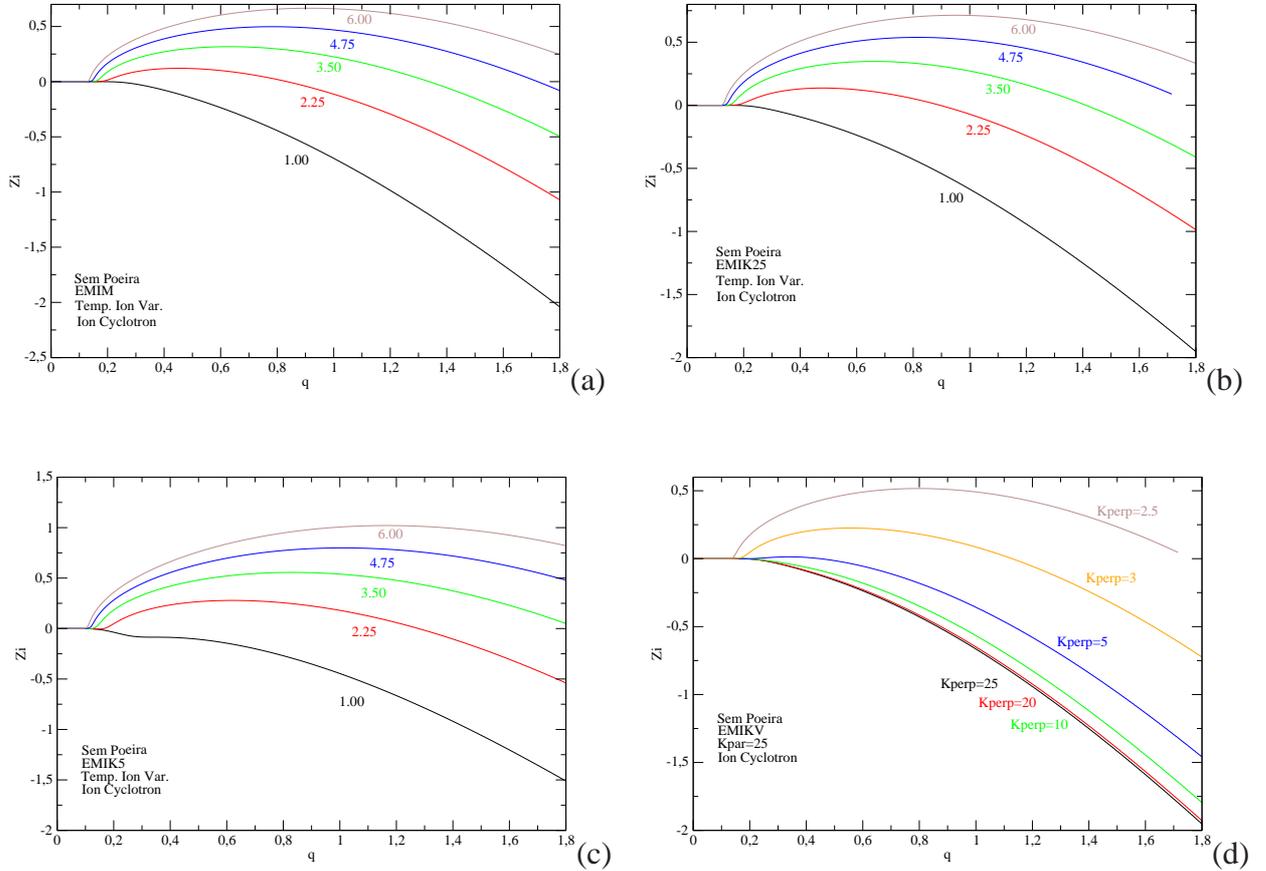


Figura 3.1: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (d) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ,  $\kappa_{\parallel} = 25$  e alguns valores de  $\kappa_{\perp}$ , de 2,5 até 25 ( $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 4,7, 2,82, 1,57, 1,17, 1,04$  e  $1,02$ ).

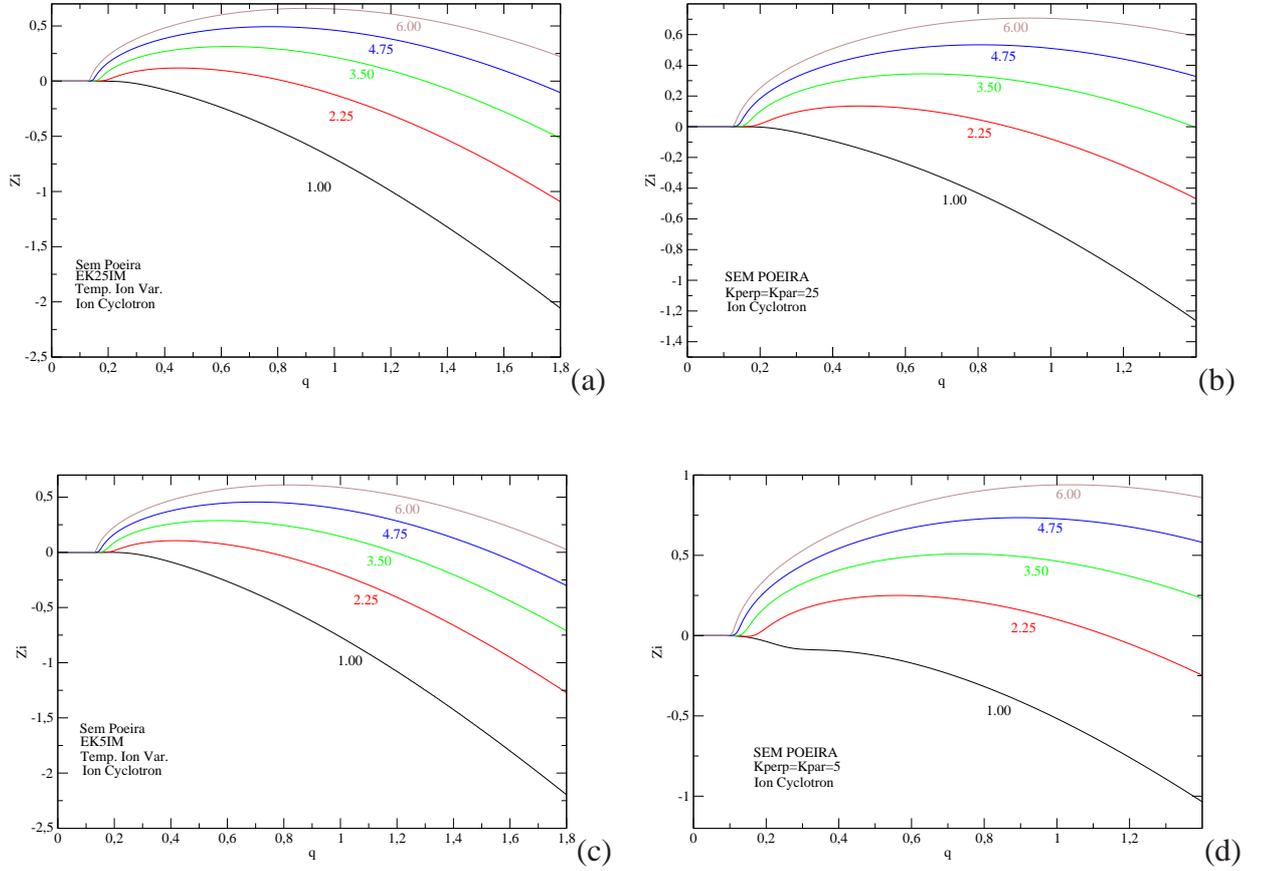


Figura 3.2: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétron com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íon com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétron com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íon com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (c) Elétron com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íon com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (d) Elétron com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íon com distribuição *product-bi-kappa*  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ .

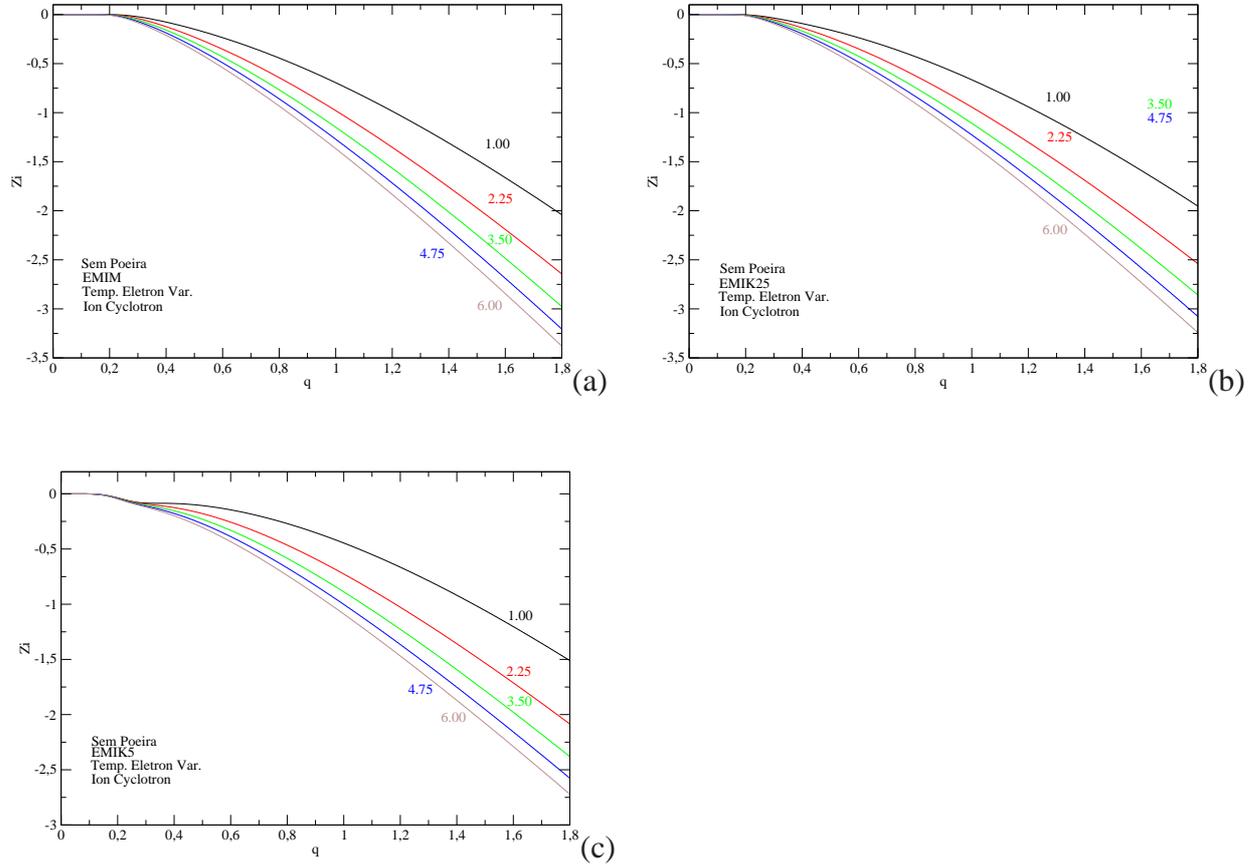


Figura 3.3: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Íons com distribuição Maxwelliana isotrópica e elétrons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétronos com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . (c) Elétronos com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$ .

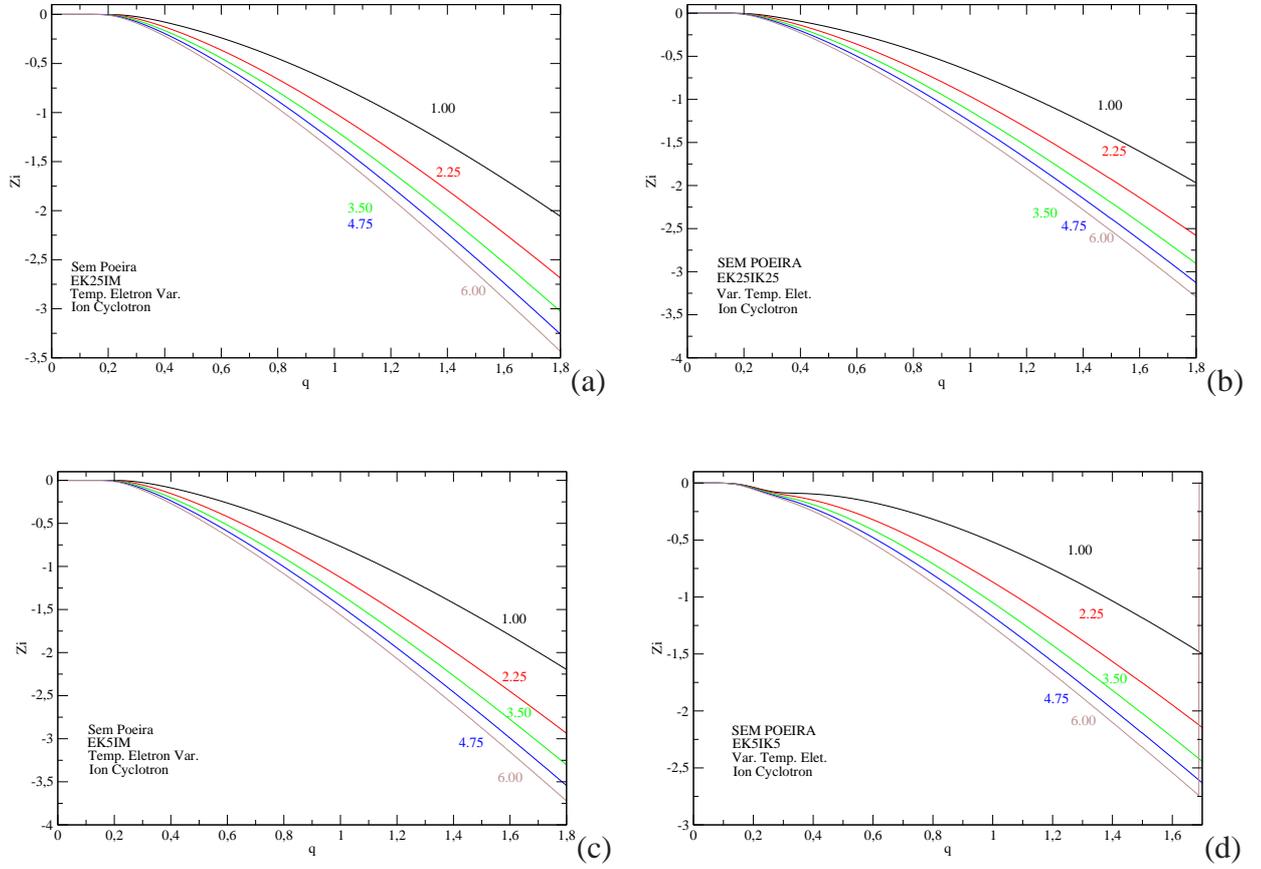


Figura 3.4: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$  com valores de razão de temperaturas,  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$  e íons com distribuição Maxwelliana isotrópica, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ , com valores de razão de temperaturas,  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição Maxwelliana isotrópica, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ , com valores de razão de temperaturas,  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ .

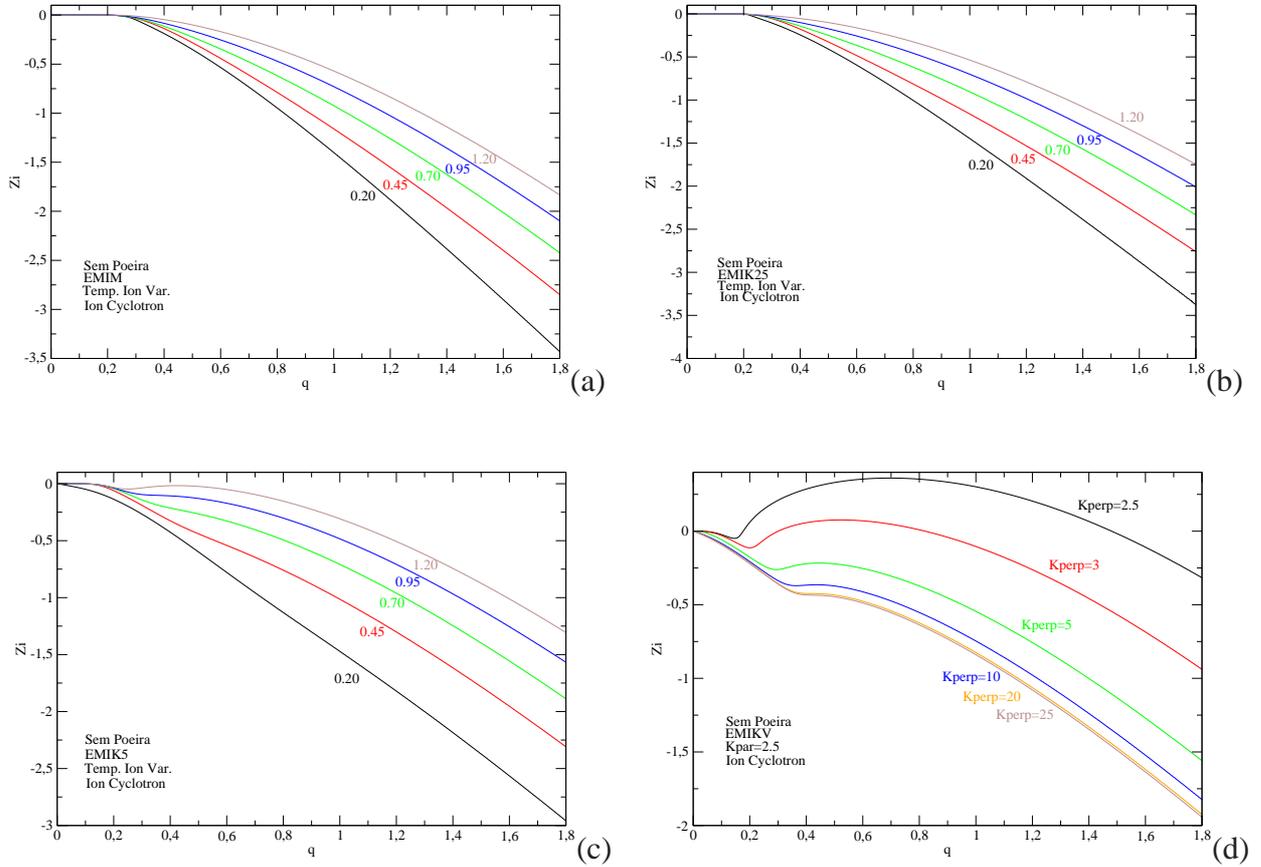


Figura 3.5: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (b) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (d) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ,  $\kappa_{\parallel} = 2,5$  alguns valores da razão  $\kappa_{\perp}$ , de  $2,5$  até  $25$  ( $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,0, 1,2, 0,67, 0,50, 0,44$  e  $0,43$ ).

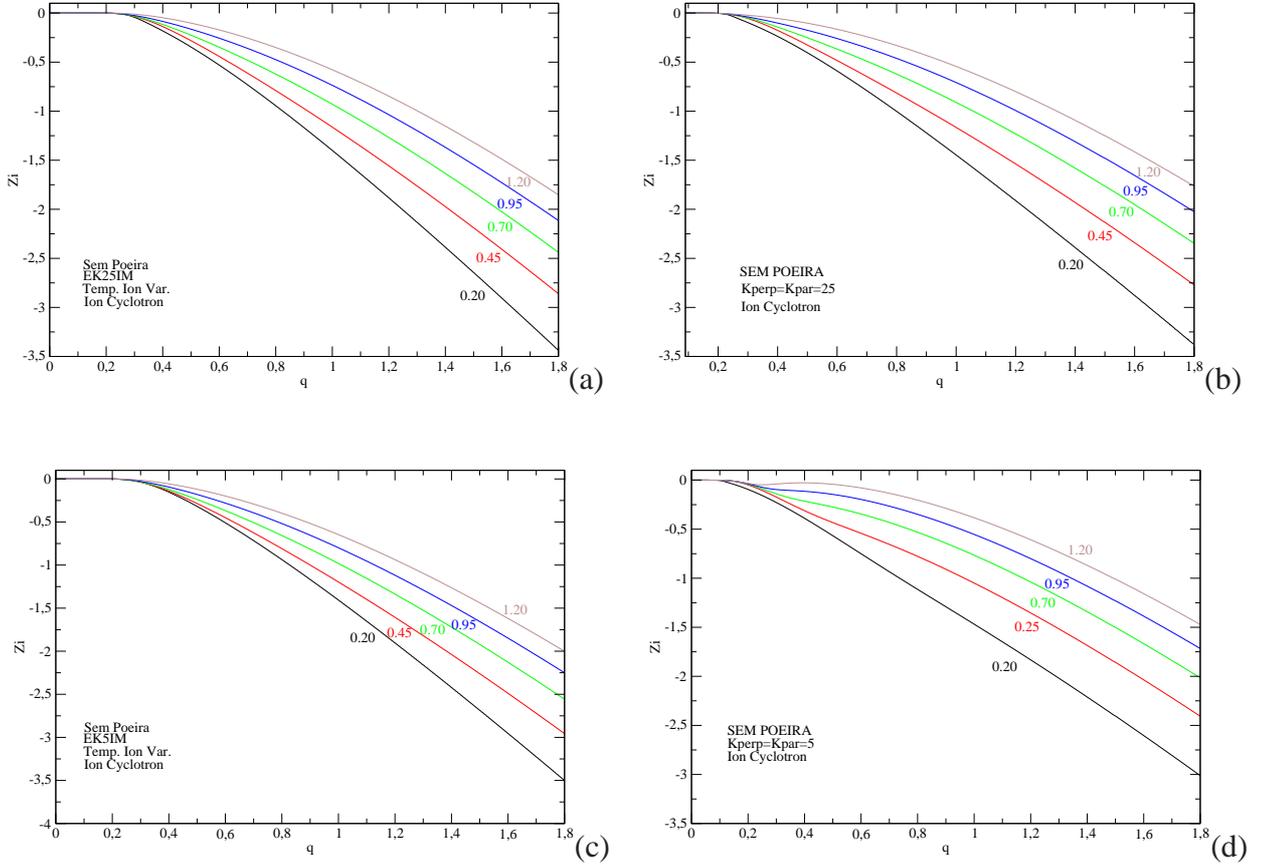


Figura 3.6: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ .

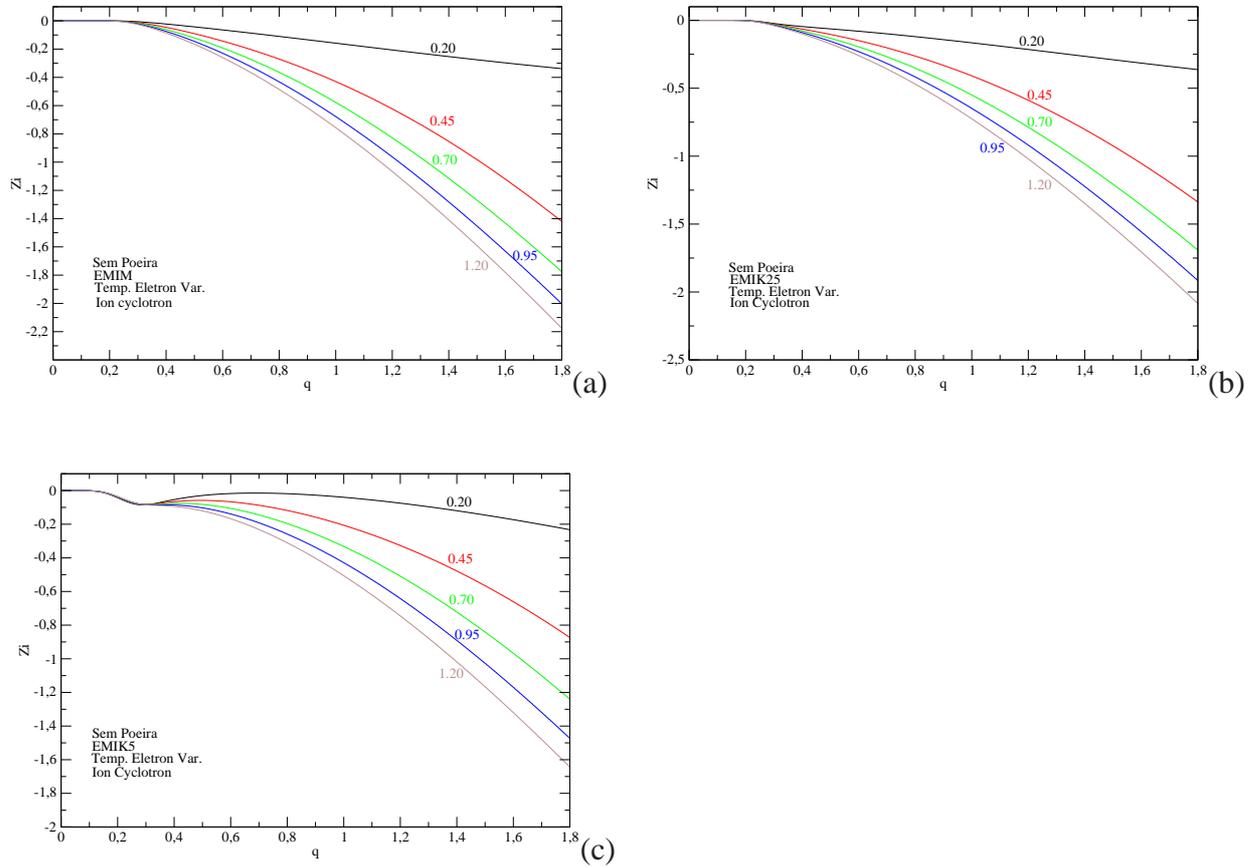


Figura 3.7: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Íons com distribuição Maxwelliana isotrópica e elétrons com distribuição Maxwelliana anisotrópica  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (b) Elétrons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$ .

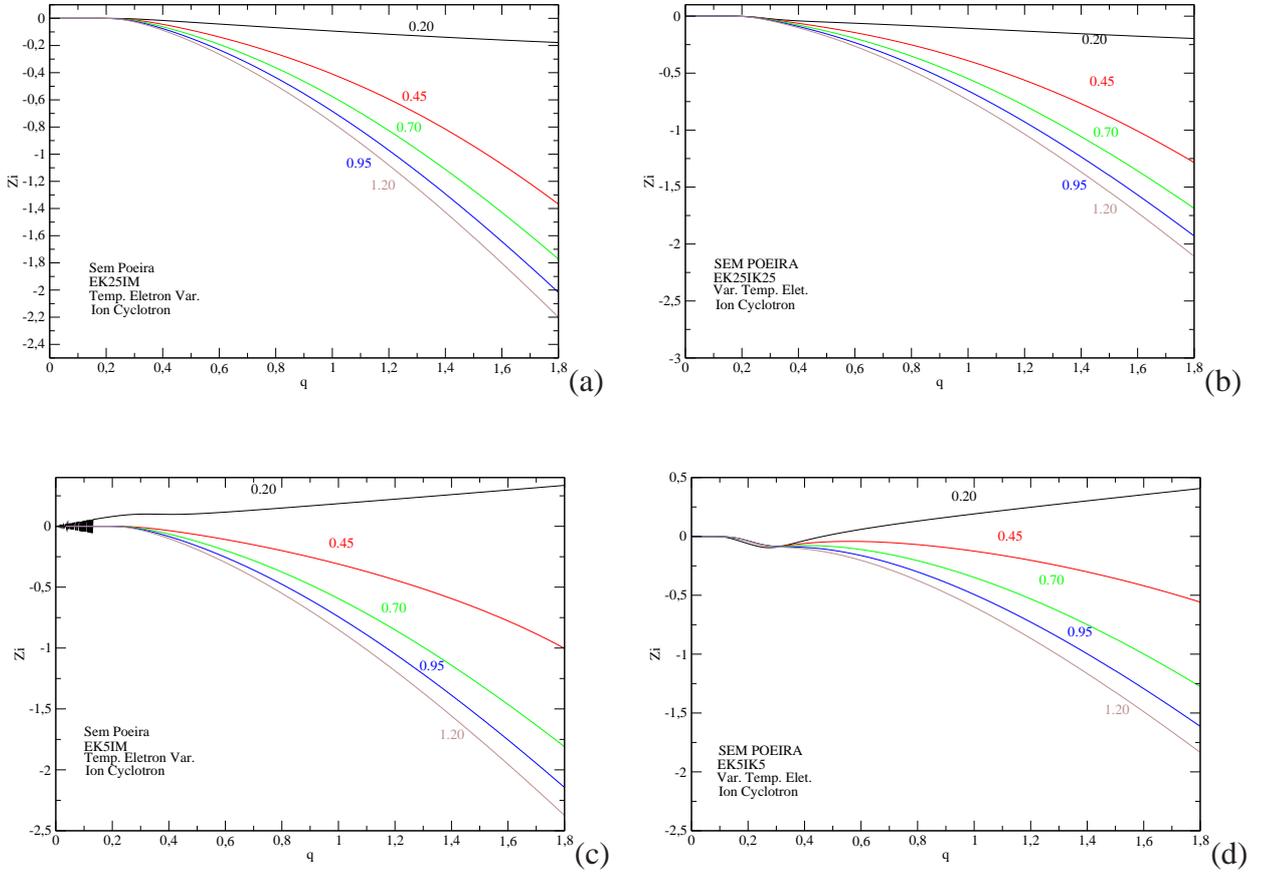


Figura 3.8: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *ion-cyclotron*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$  e valores da razão de temperatura de  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição Maxwelliana isotrópica, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ , e valores da razão de temperatura de  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição Maxwelliana isotrópica, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ , e valores da razão de temperatura de  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ .

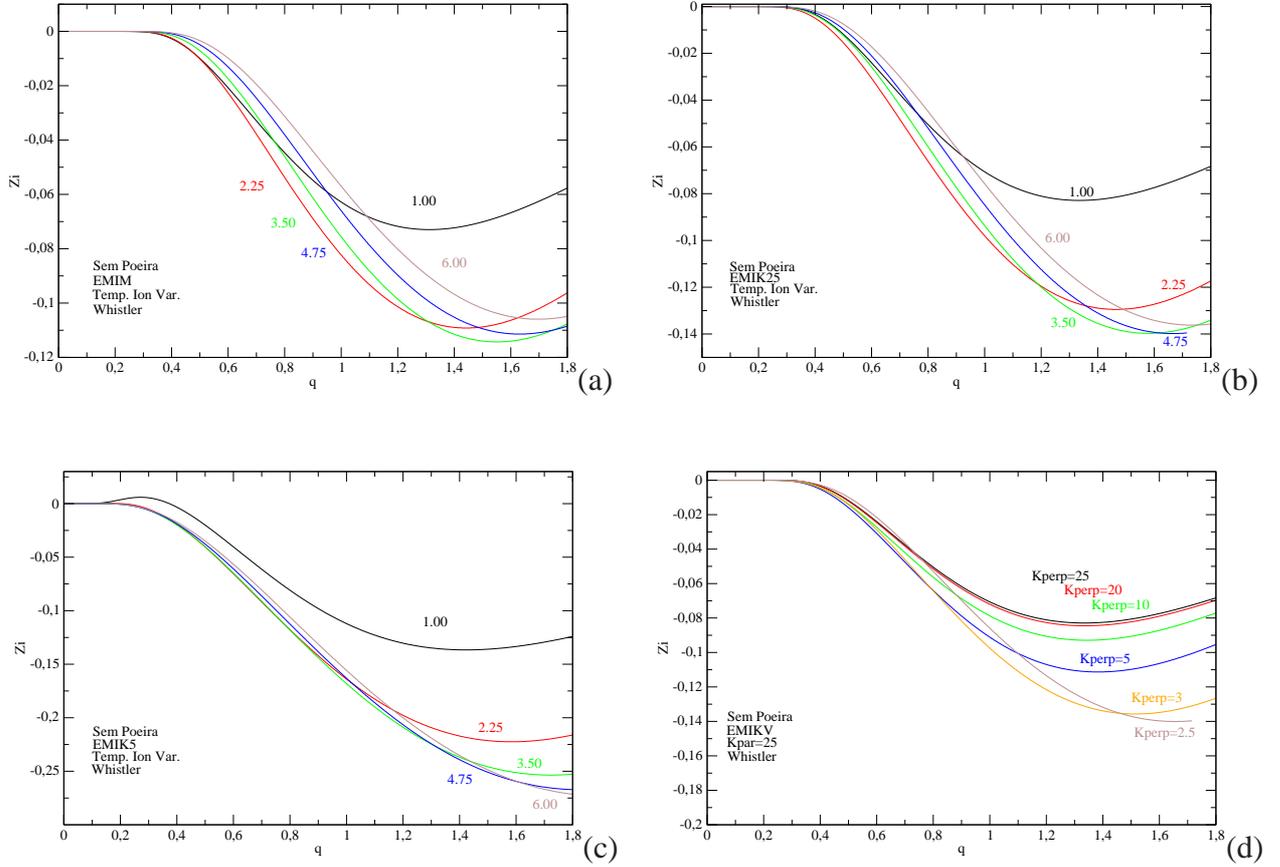


Figura 3.9: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (c) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (d) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ,  $\kappa_{\parallel} = 25$  e valores de  $\kappa_{\perp}$ , de 2,5 até 25 que resulta em  $(\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel}) = 4,7, 2,82, 1,57, 1,17, 1,04$  e  $1,02$ .

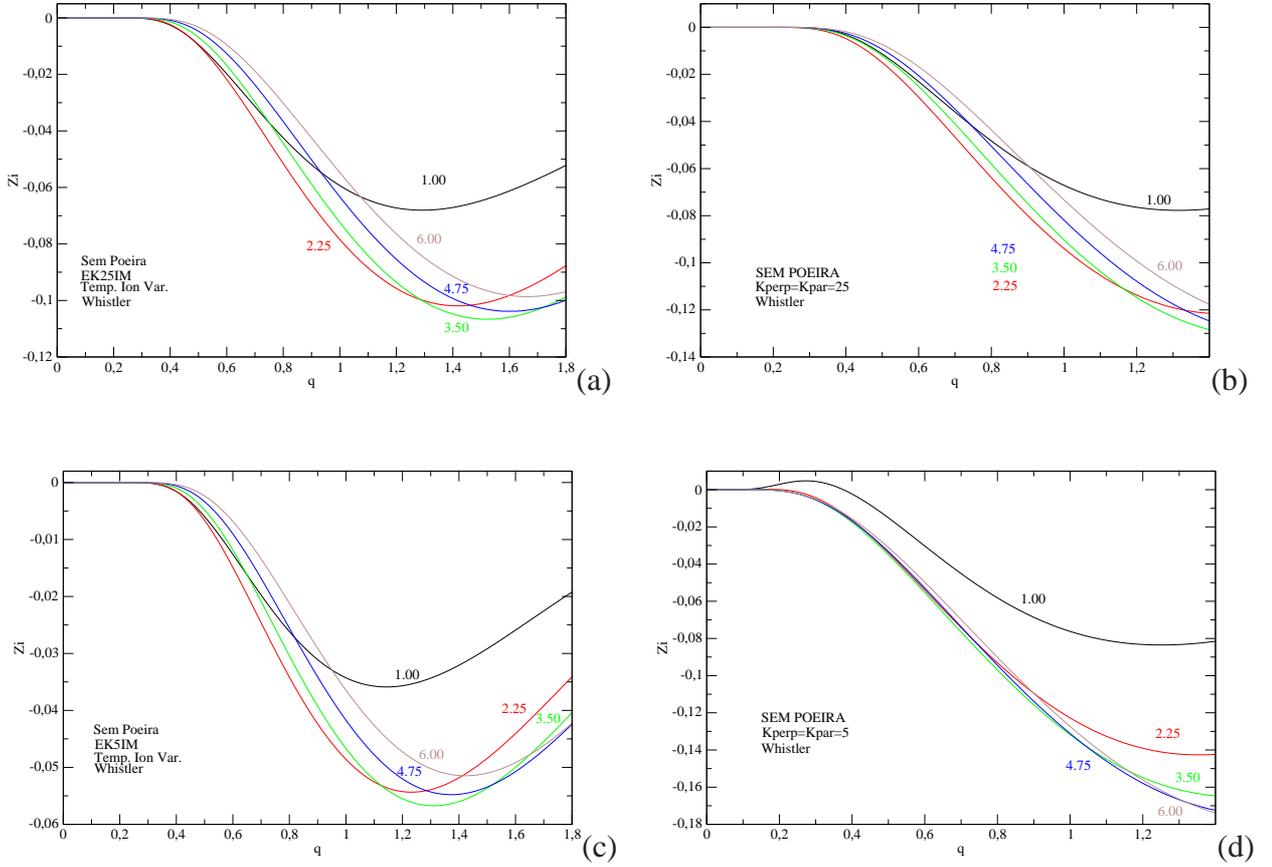


Figura 3.10: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ .

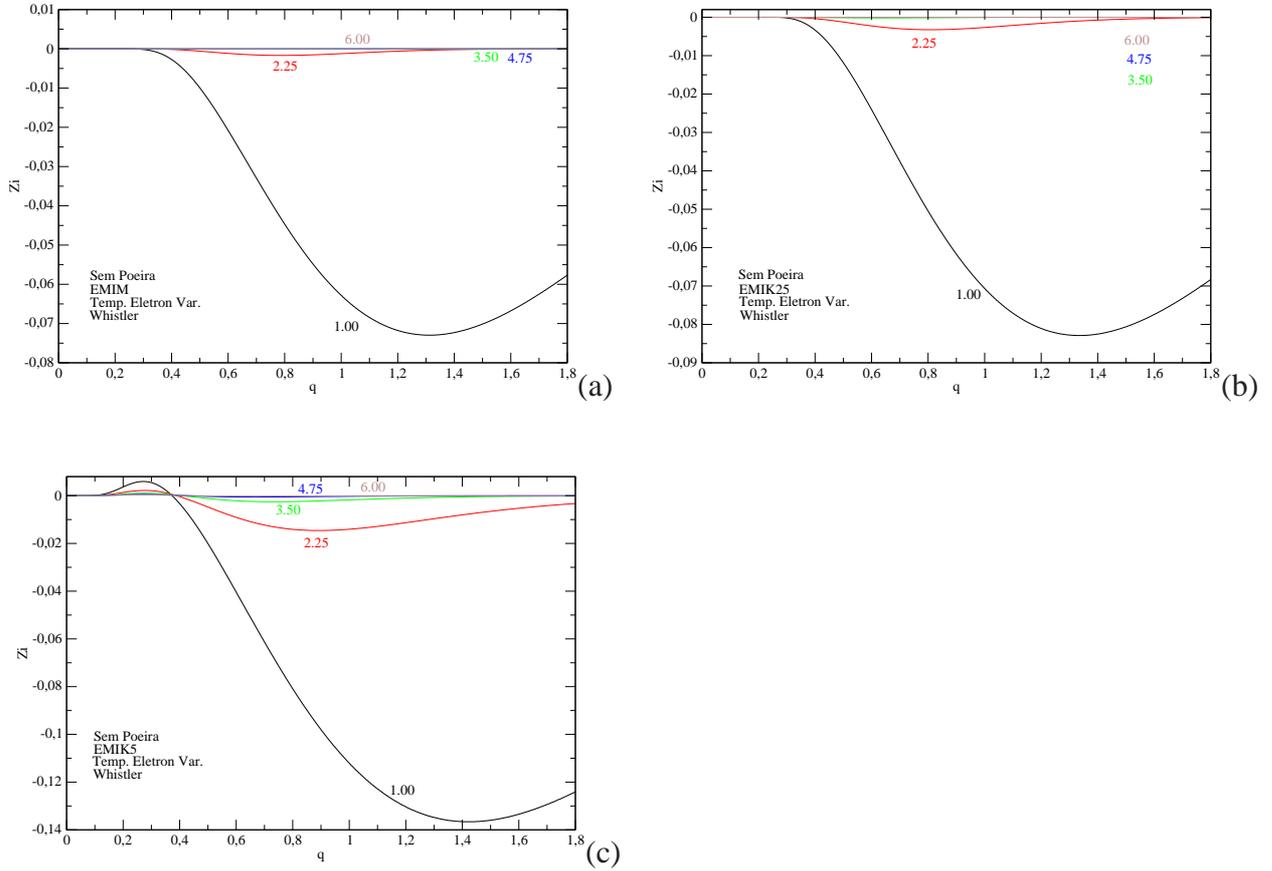


Figura 3.11: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Íons com distribuição Maxwelliana isotrópica e elétrons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétronos com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$ . (c) Elétronos com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$ .

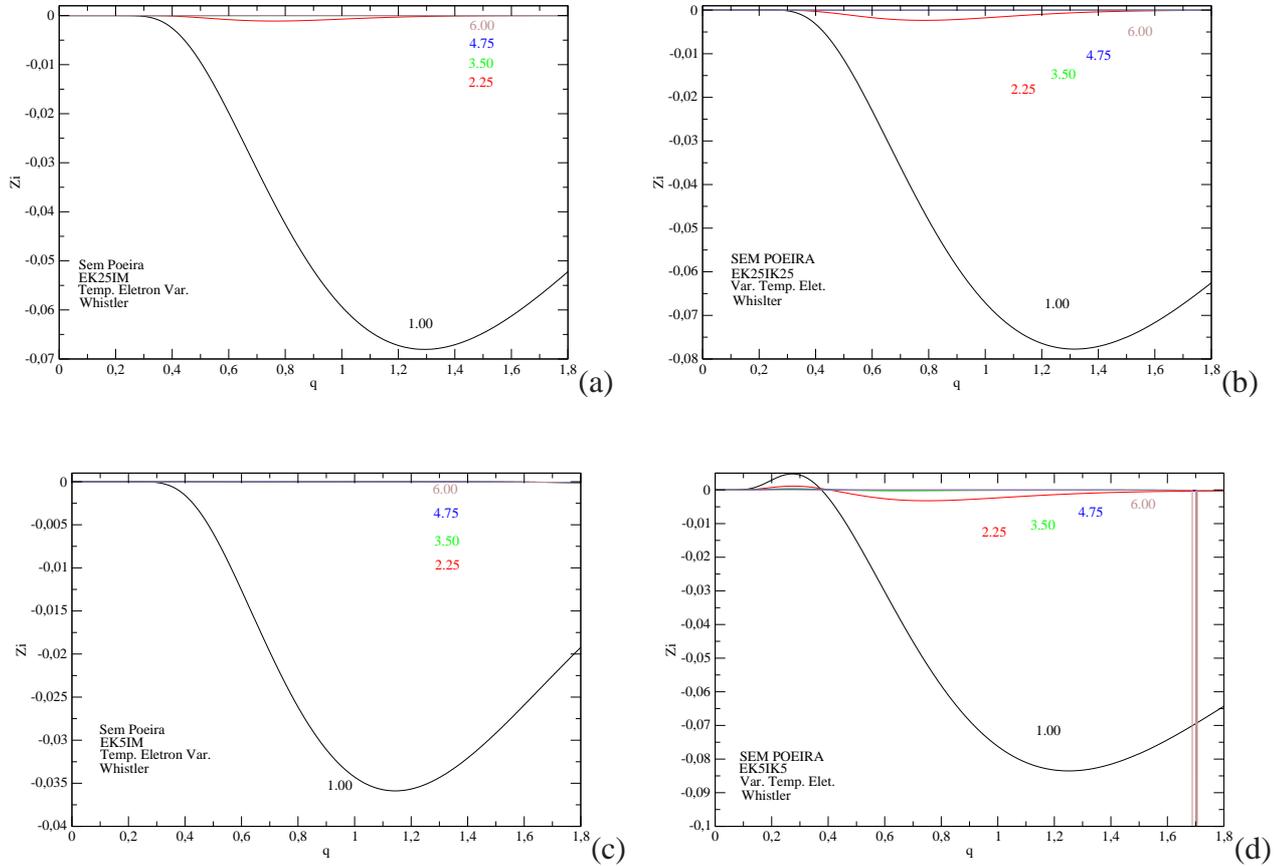


Figura 3.12: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Íons com distribuição Maxwelliana isotrópica  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e valores de razão de temperatura  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e valores de razão de temperatura  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição Maxwelliana isotrópica, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ; (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e valores de razão de temperatura  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,00, 2,25, 3,50, 4,75$  e  $6,00$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ .

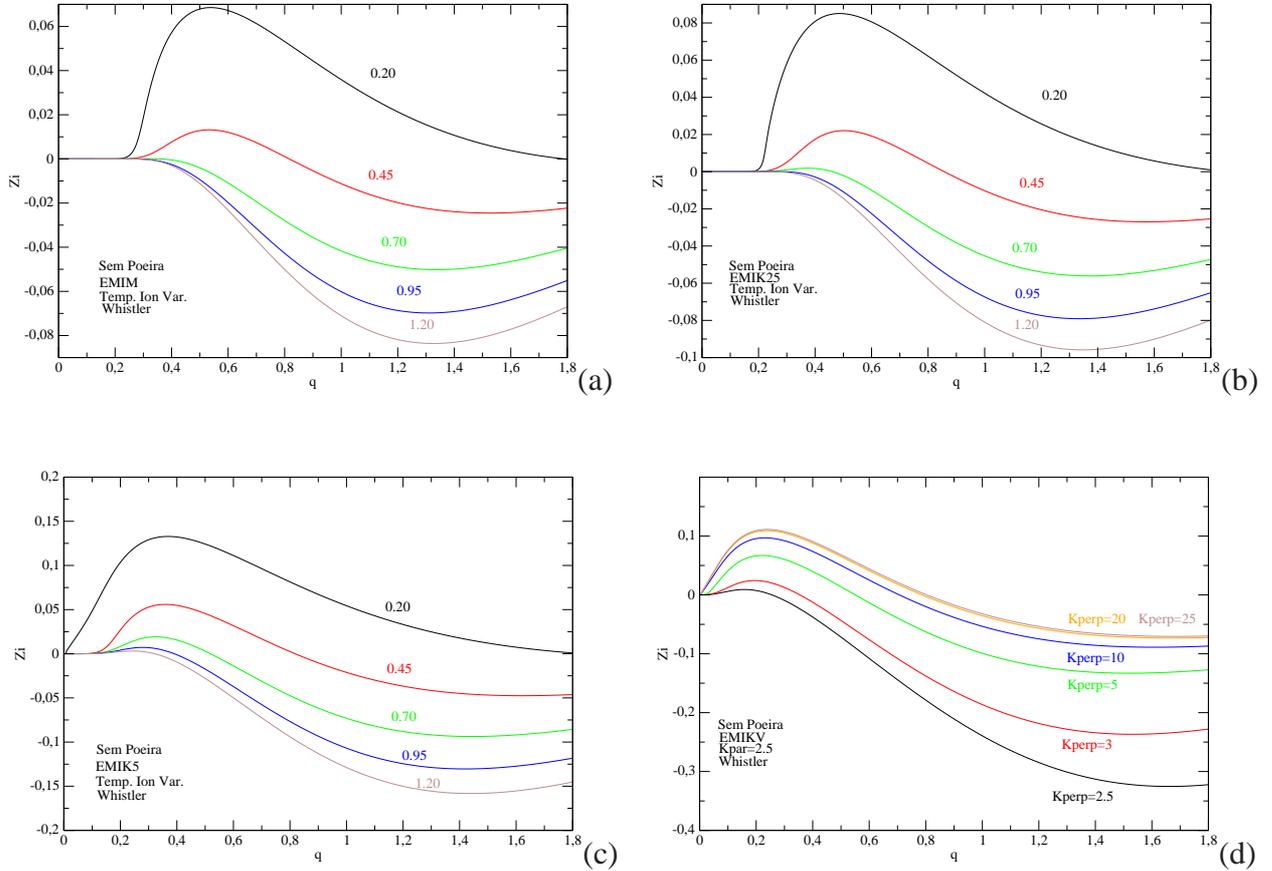


Figura 3.13: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (b) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (d) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ ,  $\kappa_{\parallel} = 2,5$  e valores de  $\kappa_{\perp}$ , de  $2,5$  até  $25$  que resulta em  $(\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel}) = 2,0, 1,2, 0,67, 0,50, 0,44$  e  $0,43$ .

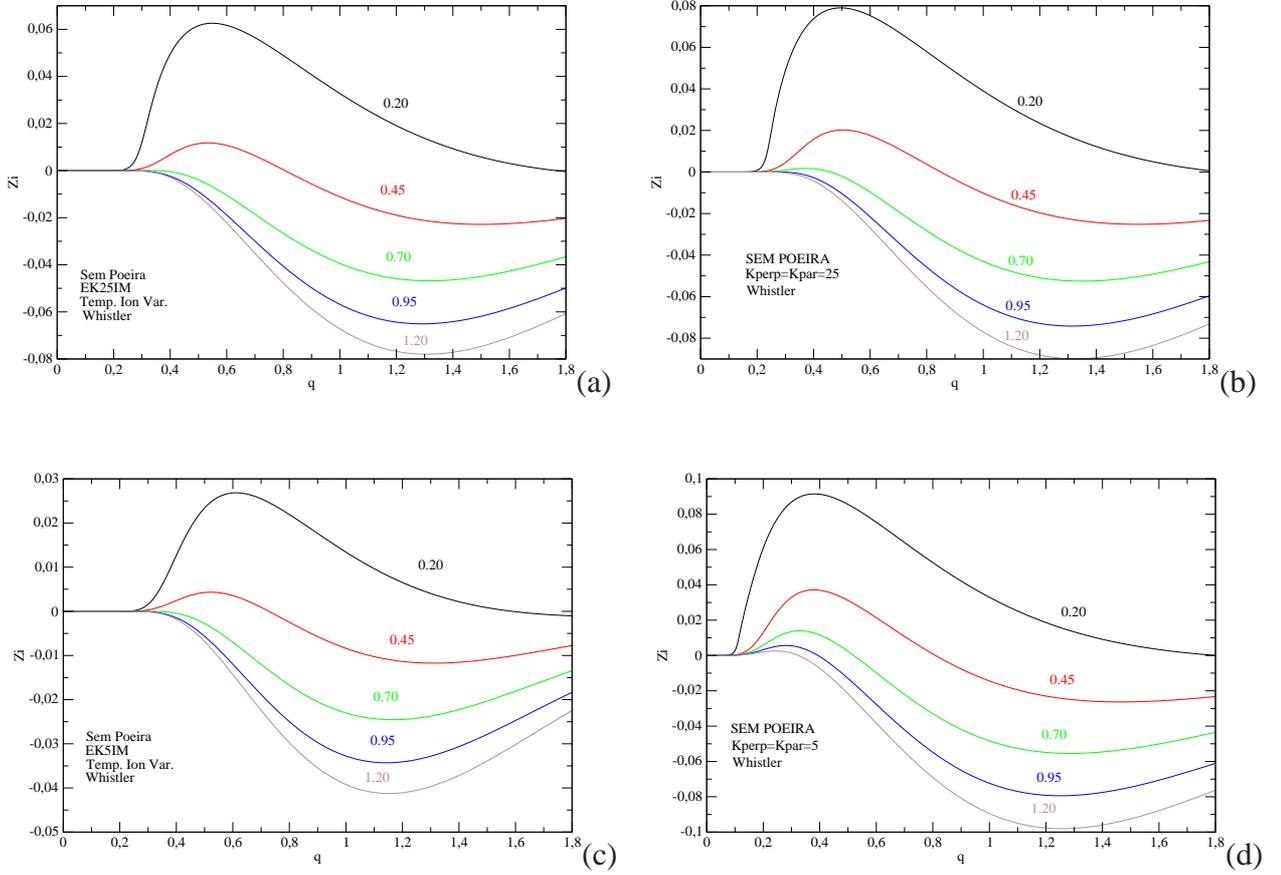


Figura 3.14: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ . (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ .

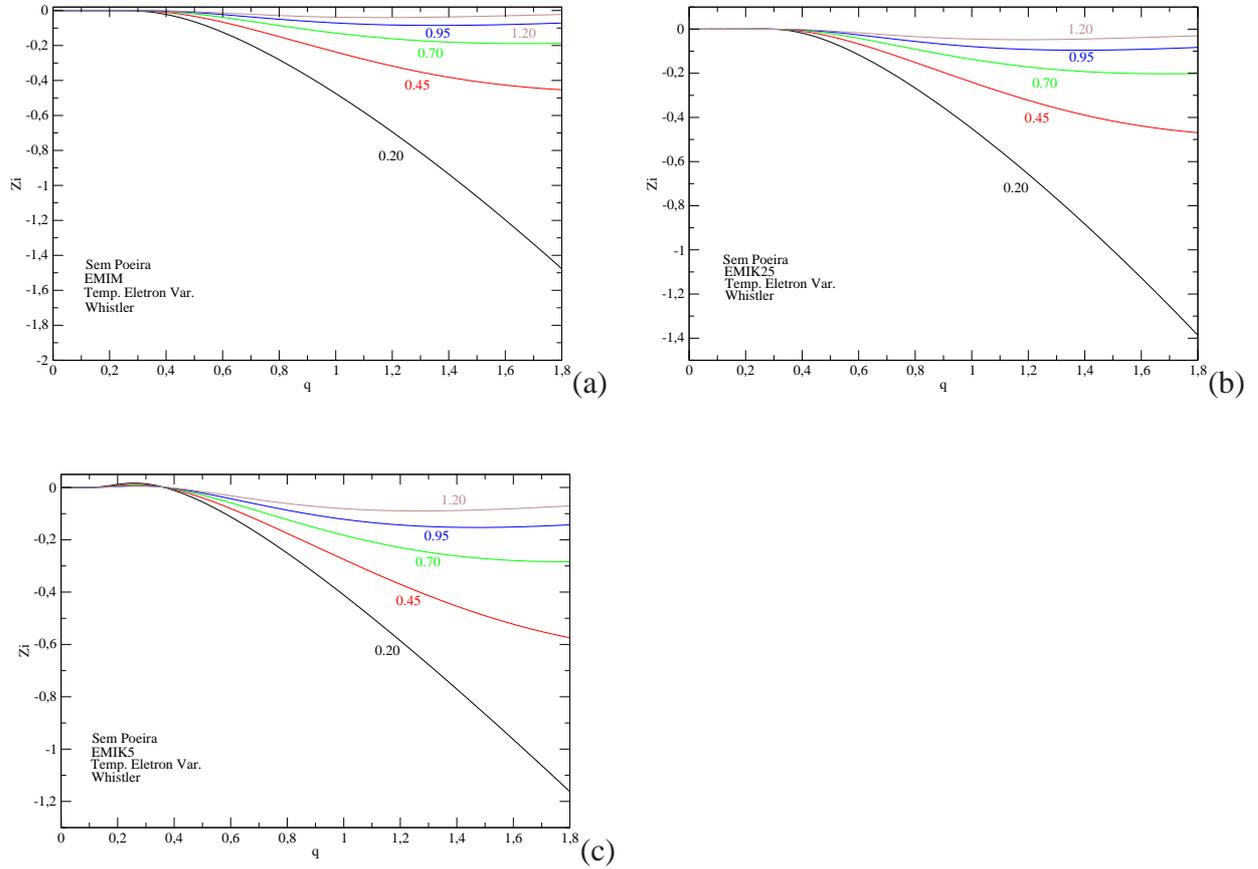


Figura 3.15: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição Maxwelliana isotrópica. (b) Elétons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{e\parallel}$ . (c) Elétons com distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5$  e  $T_{i\perp} = T_{e\parallel}$ .

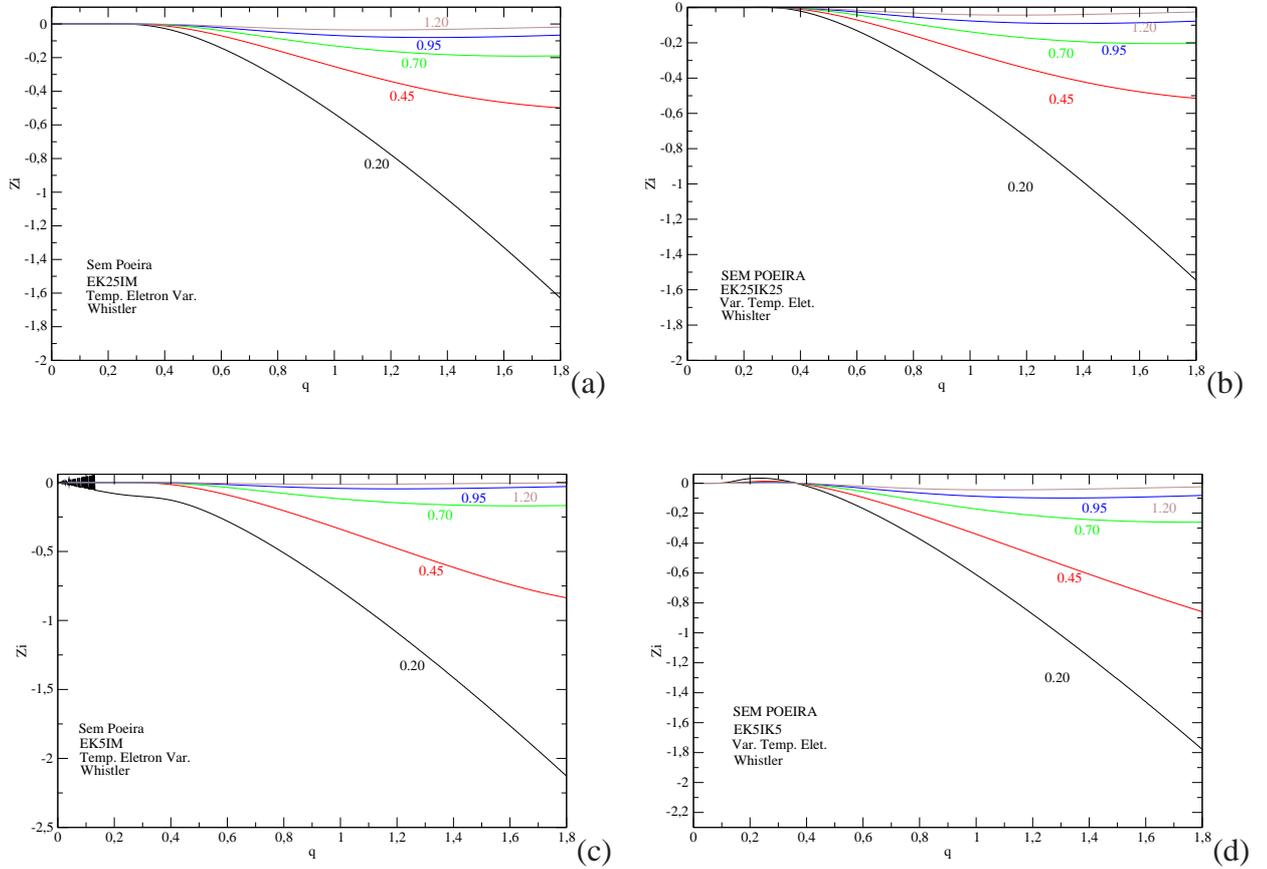


Figura 3.16: Parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas no modo *whistler*. (a) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição Maxwelliana isotrópica. (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 25$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ . (c) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição Maxwelliana isotrópica. (d) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 0,20, 0,45, 0,70, 0,95$  e  $1,20$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$  e  $T_{i\perp} = T_{i\parallel}$ .

# Capítulo 4

## Instabilidades *Ion Firehose* e *Ion-Cyclotron*

### 4.1 Introdução

Aqui apresentaremos o estudo realizado sobre as instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron* na ausência e presença de partículas de poeira. Após a introdução, serão apresentados resultados que já foram publicados nos artigos [12], [13] e [14] e resultados que correspondem a um quarto artigo já submetido para publicação. A divisão dos assuntos apresentados neste capítulo segue a lógica da divisão feita nos quatro artigos nos quais o capítulo se baseia.

- Instabilidade *ion firehose* em plasmas com partículas descritas por uma distribuição *product-bi-kappa*, baseado em [12];

- Instabilidade *ion-cyclotron* em plasmas com partículas descritas por uma distribuição *product-bi-kappa*, baseado em [13];

- Instabilidade *ion firehose* em plasmas empoeirados considerando partículas descritas por uma distribuição *product-bi-kappa*, baseado em [14];

- Instabilidade *ion-cyclotron* em plasmas empoeirados considerando partículas descritas por uma distribuição *product-bi-kappa*, baseado em um artigo já submetido para publicação.

Instabilidades relativas a anisotropia na temperatura de elétrons não serão aqui consideradas, mas a forma da distribuição de velocidades dos elétrons é levada em conta.

Para chegar a tais resultados investigamos a relação de dispersão para ondas eletromagnéticas propagando-se paralelamente ao campo magnético ambiente, considerando a distribuição de velocidades para os íons nas formas maxwelliana e *product-bi-kappa*.

## 4.2 *Ion Firehose* Sem Poeira

Em nossa análise numérica a respeito da instabilidade *ion firehose* sem a presença de poeira, consideramos  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$  e  $\beta_i = 2,0$ , valores esses usados em conhecidos trabalhos sobre instabilidades em plasmas espaciais [19]. Consideramos aqui a massa dos íons sendo igual à massa do próton e o número de carga  $Z_i = 1,0$ . Para todos os casos mostrados, a temperatura dos elétrons é dada como sendo igual à temperatura paralela dos íons,  $T_e = T_{i\parallel}$ . Em situações específicas, para ilustrar a dependência do fator  $\beta$ , usamos  $\beta_i = 1,0$ .

Resolvemos aqui a relação de dispersão, para diferentes formas de função de distribuição para os elétrons e os íons. Em algumas figuras mostramos a parte imaginária da frequência de onda normalizada, para ondas propagando-se no modo *whistler*, a fim de investigar o efeito da anisotropia na temperatura efetiva dos íons na instabilidade *ion firehose*.

Na figura 4.1 mostramos a parte imaginária da frequência de onda normalizada ( $z_i$ ) vs. o número de onda normalizado, obtida da solução da relação de dispersão, considerando uma distribuição Maxwelliana isotrópica para os elétrons e diferentes formas de distribuição para os íons. A coluna da esquerda mostra os valores da taxa de crescimento  $\gamma$ , que são os valores positivos de  $z_i$ , enquanto a coluna da direita mostra os valores completos de  $z_i$ .

As figuras 4.1(a, e) mostram os resultados obtidos para casos em que os íons são descritos por uma distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9, \text{ e } 1,0$ . É visto que a instabilidade ocorre somente para razões de temperatura menores que 0,8. Para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1$ , que é o menor valor de razão de temperatura mostrado nos resultados, a instabilidade começa em  $q \simeq 0,22$  e continua mesmo após  $q = 1,8$ . Para valores maiores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  a faixa de valores instáveis diminui assim como os valores das taxas de crescimento, de modo que para  $T_{i\perp} = 0,5T_{i\parallel}$  a instabilidade ocorre entre  $q \simeq 0,3$  e  $q \simeq 0,7$ , com valor máximo de taxa de crescimento menor que um décimo do máximo atingido no caso da razão de

temperatura 0,1. A situação descrita na figura 4.1(a) corresponde à instabilidade *ion firehose* convencional.

Nas figuras 4.1(b, f) consideramos o caso em que os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 20$ , e os mesmos valores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  considerados no caso da figura 4.1(a), com  $T_e = T_{i\parallel}$ . Os valores correspondentes da razão de temperatura efetiva das curvas que apresentam instabilidade são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,103, 0,206, 0,308, 0,411, 0,514, 0,617$  e  $0,719$ , valores muito próximos aos da razão de temperatura. As curvas mostradas para  $\gamma$  e  $z_i$  que são mostradas nas figuras 4.1(b, f) são parecidas com as apresentadas nas figuras 4.1(a, e), com duas diferenças visíveis. Vemos que os valores de  $\gamma$  no pico da instabilidade são ligeiramente superiores aos obtidos no caso Maxwelliana, mostrados na figura 4.1(a), e que a região instável é um pouco maior que no caso Maxwelliano, como visto no eixo  $q$ . A semelhança entre os resultados em (a) e (b) não é surpresa, visto que a distribuição *product bi-kappa* com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 20$ , considerada no caso da figura (b), não é muito diferente de uma distribuição Maxwelliana. A mais notável diferença associada ao ligeiro carácter não-térmico da distribuição *product-bi-kappa* neste caso com valores altos de  $\kappa$  é a tendência de a instabilidade se aproximar da região de  $q = 0$ , para valores suficientemente pequenos da razão  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ .

Nas figuras 4.1(c, g) descrevemos os resultados obtidos considerando íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5,0$ ,  $T_e = T_{i\parallel}$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre 0,1 e 1,0, com os mesmos valores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  usados na obtenção das figuras 4.1(a, b). As razões de temperatura efetivas correspondentes são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,117, 0,233, 0,350, 0,467, 0,583, 0,700, 0,817, 0,933, 1,050$  e  $1,167$ . É interessante notar que a anisotropia efetiva é revertida, ou seja, deixa de ser menor do que 1,0 e passa a ser maior do que 1,0, nas proximidades da razão de temperaturas dada por  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} \geq 0,9$ , de modo que na figura 4.1(c) somente oito curvas tem razão de temperatura efetiva menor do que 1. A função de distribuição dos íons é não-térmica e bastante diferente das formas bi-Maxwellianas já apresentadas, com as mesmas temperaturas. Mesmo assim, os resultados mostrados na figura 4.1(c) são em muitos aspectos qualitativamente similares aos vistos na figura 4.1(a). Contudo, apesar dessas similaridades, temos significativas diferenças. Os valores obtidos para  $\gamma$  no caso do painel (c) mostram que a taxa de crescimento é muito aumentada pela característica não-térmica da função de distribuição dos íons, se comparada ao caso com distribuição

Maxwelliana anisotrópica mostrado na figura 4.1(a). O intervalo de valores de  $q$  que são instáveis cobre a região de instabilidade no caso Maxwelliano, mas se estende em direção da região de  $q \rightarrow 0$ , para menores razões de temperatura, e podemos ver que existe um ligeiro aumento no limite superior da instabilidade. Além disso, vemos que a instabilidade ocorre mesmo para razão de temperatura 1,0, enquanto que no caso de uma distribuição Maxwelliana a instabilidade ocorre somente para valores menores que 0,70, aproximadamente. Como exemplo do aumento da magnitude da taxa de crescimento no caso  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , podemos mencionar que para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,4$  (linha magenta na figura 4.2(c)), que corresponde a temperatura efetiva 0,467, a taxa de crescimento máxima é ao redor de 0,05, valor esse que somente é obtido no caso de uma distribuição Maxwelliana anisotrópica de íons para razão de temperatura igual a 0,2, como visto nos resultados da figura 4.1(a).

Nas figuras 4.1(d, h) retratamos os resultados obtidos considerando os íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* fortemente não-térmica, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 2,5$ ,  $T_e = T_{i\parallel}$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre 0,1 e 1,0, assim como nas figuras (a), (b) e (c). As correspondentes razões de temperatura efetivas são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,20, 0,40, 0,60, 0,8, 1,0, 1,2, 1,4, 1,6, 1,8, \text{ e } 2,0$ . A anisotropia efetiva é revertida em  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} \geq 0,5$ , de modo que a figura 4.1(d) mostra somente quatro curvas onde a razão de temperatura efetiva é menor que 1. A distribuição de íons neste caso é muito diferente do caso Maxwelliano com as mesmas temperaturas. Os valores obtidos para  $\gamma$  no caso da figura 4.1(d) mostram que a taxa de crescimento é aumentada pela característica não-térmica da função de distribuição dos íons para maiores valores de  $q$ , quando comparada ao caso Maxwelliano anisotrópico visto na figura 4.1(a). O intervalo de valores de  $q$  que são instáveis se estende em direção a  $q \rightarrow 0$ , para a mesma razão de temperatura, quando comparado à figura 4.1(a). A instabilidade ocorre para todos valores de razão de temperatura que são aqui considerados, de 0,1 a 1,0, sempre com a mesma polarização de onda, apesar do fato de que acima da razão de temperatura 0,5 a anisotropia é invertida na razão de temperatura efetiva. Para o caso de temperatura anisotrópica máxima que temos considerado aqui,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1$ , que corresponde a uma razão de temperatura efetiva igual a 0,2, a máxima taxa de crescimento é ao redor de 0,17, enquanto que com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2$  no caso Maxwelliano, visto na figura 4.1(a), a taxa de crescimento máxima é muito menor, ao redor de 0,08.

Os valores da parte real da frequência de onda normalizada,  $z_r$ , correspondentes

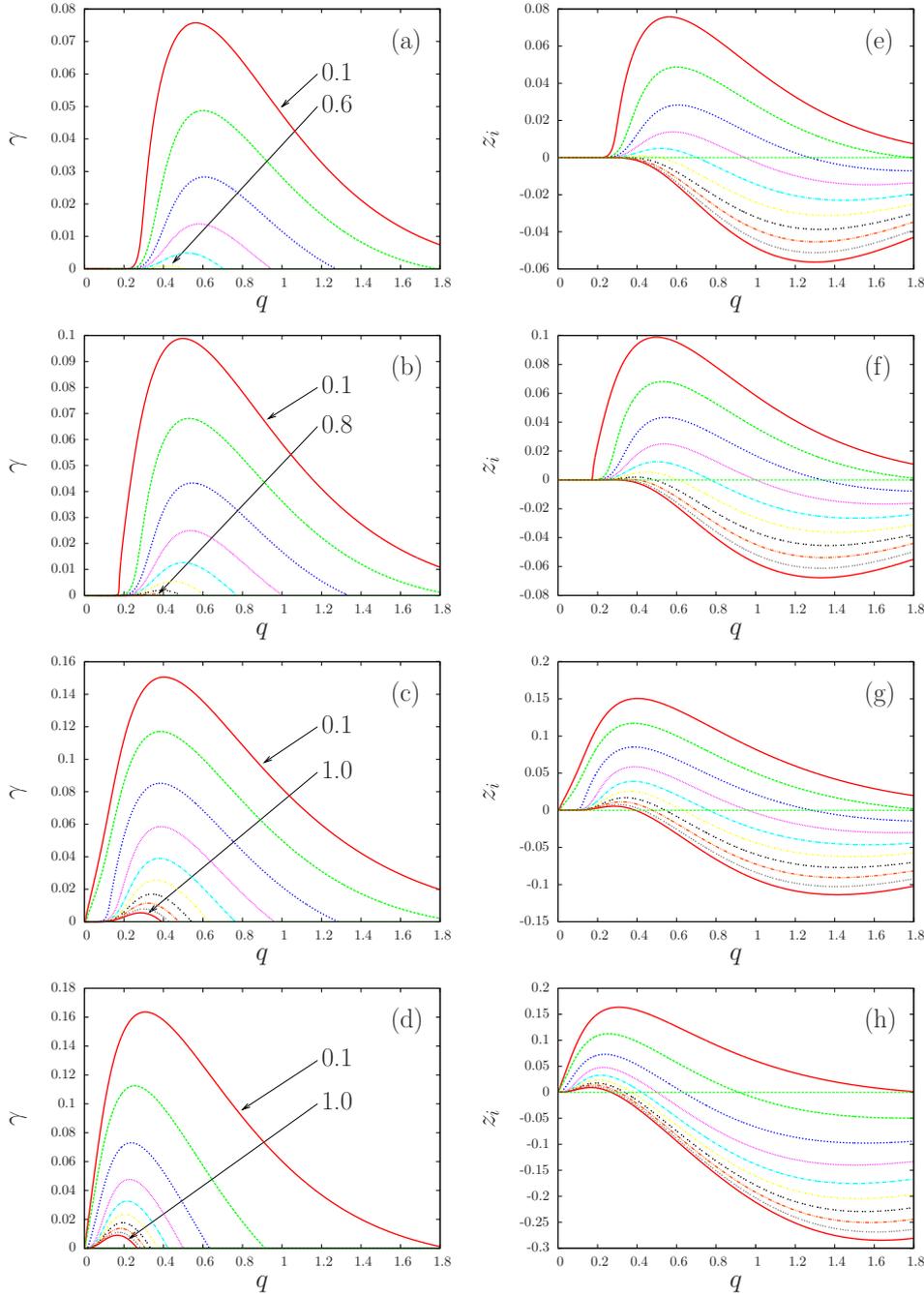


Figura 4.1: Taxa de crescimento das instabilidades ( $\gamma$ , esquerda), e parte imaginária da frequência de onda normalizada ( $z_i$ , direita), para ondas do tipo *whistler* vs. número de onda normalizado, considerando distribuições Maxwellianas isotrópicas para elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons.  $\beta_i = 2,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) e (e) Distribuição Maxwelliana anisotrópica para íons, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (b) e (f) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (c) e (g) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (d) e (h) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ .

aos valores de  $z_i$  mostrados na figura 4.1, são mostrados na figura 4.2. As figuras (a), (b), (c) e (d) de 4.2 mostram os valores de  $z_r$  correspondentes às figuras (a, e), (b, f), (c, g) e (d, h) da figura 4.1.

Na figura 4.3 analisamos o efeito da forma da função de distribuição dos elétrons, mostrando os valores de  $\gamma$  e  $z_i$  para ondas propagando-se no modo *whistler*, obtidos considerando uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons e dois tipos diferentes de distribuição para os elétrons. Na figura 4.3(a) podemos ver o caso dos elétrons caracterizados por uma Maxwelliana anisotrópica, e os íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 3,0$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre 0,1 e 1,0. Situação similar à descrita na figura 4.1(d, h), com diferença dada nos valores do índice  $\kappa$ . As razões de temperaturas efetivas correspondentes são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,15, 0,30, 0,45, 0,60, 0,75, 0,90, 1,05, 1,20, 1,35$  e  $1,50$ . Na figura 4.3(b) consideramos o caso em que a distribuição dos íons é igual à considerada na figura 4.3(a), mas a função de distribuição dos elétrons é agora do tipo *product-bi-kappa* ao invés de Maxwelliana. Na figura 4.3(b) consideramos o caso de  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 3,0$ , com temperaturas isotrópicas,  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ . A distribuição dos elétrons é fortemente não-térmica, com “caudas” estendidas ao longo das direções paralela e perpendicular. Disso podemos ver que a consequência da modificação da função de distribuição dos elétrons é uma significativa diminuição na taxa de crescimento da instabilidade. Por exemplo, a comparação entre as figuras (b) e (a) da figura 4.3 mostra que, para  $T_{i\perp} = T_{i\parallel} = 0,1$ , a taxa de crescimento máximo tem uma diminuição desde um valor próximo de 0,18 para um valor próximo de 0,075, devido à mudança na distribuição dos elétrons, de uma Maxwelliana isotrópica, para uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa$  de valor igual a 3,0, e temperatura isotrópica. Nota-se também uma diminuição considerável no intervalo de números de onda com instabilidade, especialmente para pequenos valores de razão  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ . Por exemplo, no caso da razão de temperatura igual a 0,1, o limite superior da região que apresenta instabilidade no eixo do número de onda é dado por  $q = 1,2$  para o caso de elétrons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com índice  $\kappa$  igual a 3,0, e é ao redor de  $q = 1,8$  para o caso em que os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana. A conclusão é que apesar do fato de a instabilidade ser gerada por uma anisotropia na distribuição dos íons, o aumento da característica não-térmica presente na distribuição dos elétrons afeta a instabilidade, neste caso reduzindo a taxa de crescimento.

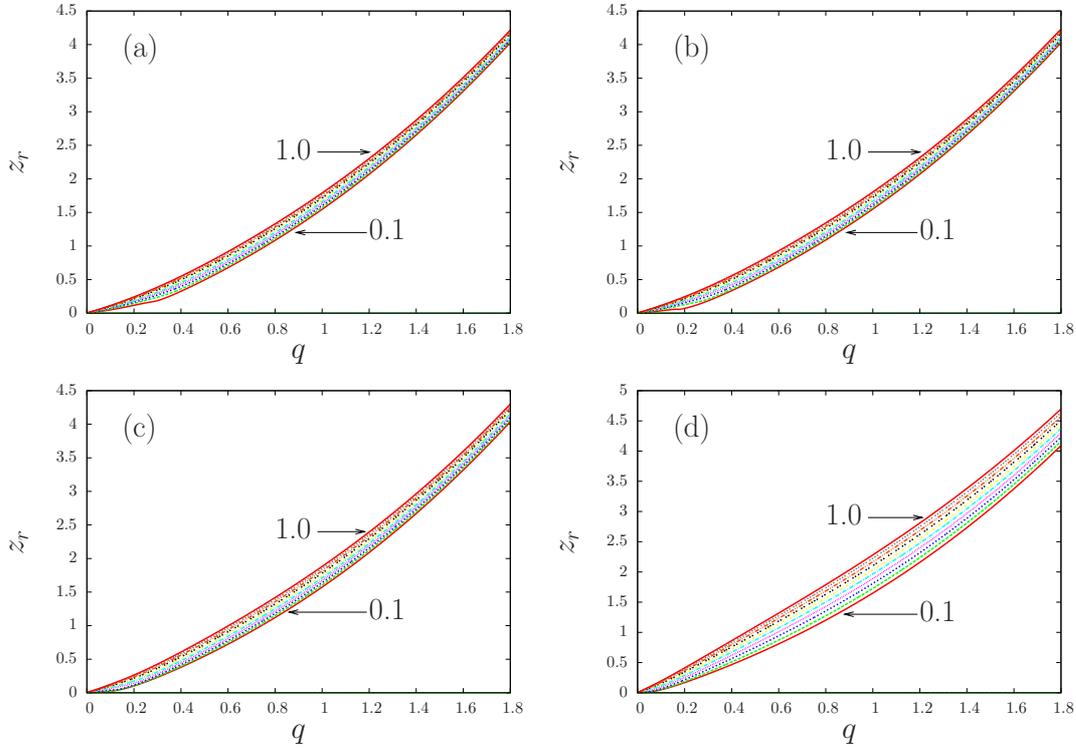


Figura 4.2: Parte real da frequência de onda normalizada ( $z_r$ ), para ondas do tipo *whistler* vs. número de onda normalizado, considerando distribuições Maxwellianas isotrópicas para elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons. Os valores de  $z_r$  nesta figura são as partes reais dos valores de  $z_i$  mostrados na figura 4.1. (a) Distribuição Maxwelliana anisotrópica para íons, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (b) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (c) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (d) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ .

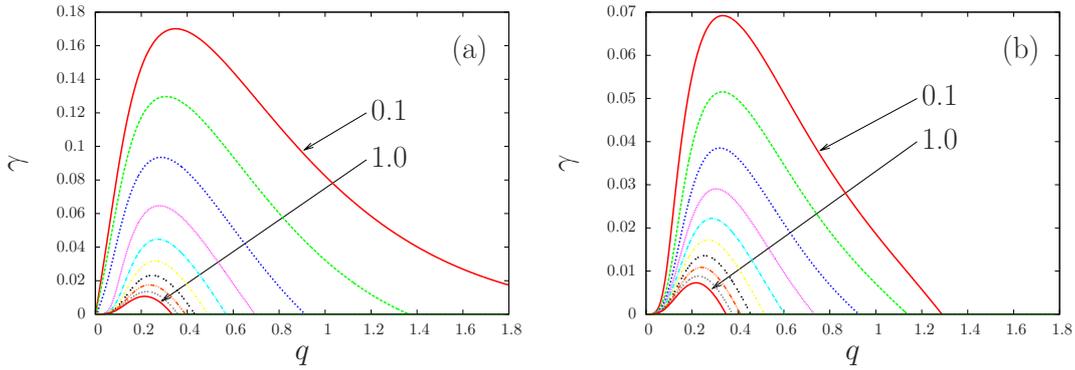


Figura 4.3: Taxa de crescimento das instabilidades  $\gamma$ , para ondas do tipo *whistler* vs. número de onda normalizado. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica, íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 3,0$  e valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 3,0$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 3,0$  e valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ .

A figura 4.4 é dedicada à discussão da diferença entre as influências da anisotropia na razão de temperatura e a anisotropia na diferença dos índices  $\kappa$ . As figuras 4.4(a) e (b) mostram os valores de  $\gamma$ , obtidos considerando a distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons e distribuição *product-bi-kappa* para íons, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , com valores  $3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0$  e  $25,0$ . A figura 4.4(a) mostra o caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,435$ , enquanto a figura 4.4(b) mostra o caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,50$ . A comparação entre esses dois casos de anisotropia moderada que são próximos um do outro mostra que, para um dado valor de índice  $\kappa$ , a parte instável no eixo  $q$  tende a diminuir com a diminuição da anisotropia na temperatura e que as taxas de crescimento tendem a diminuir para todos os valores de  $q$ . Podemos ver que, para dados valores de razão de temperatura, a taxa de crescimento máxima aumenta com os valores de  $\kappa$ , desde valores pequenos de  $\kappa$  até  $\kappa \simeq 3$ , e então diminui tendendo a um valor limite para maiores valores de  $\kappa$ , que é menor que o máximo  $\gamma$  para  $\kappa = 3$ .

Na figura 4.4(c) exploramos a anisotropia para diferentes valores de  $\kappa_{i\perp}$  e  $\kappa_{i\parallel}$ , considerando o caso em que  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ , com  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0$  e  $25,0$ , e distribuição Maxwelliana isotrópica para os elétrons. O aumento em  $\kappa_{i\perp}$ , para um pequeno valor de  $\kappa_{i\parallel}$ , corresponde a uma diminuição na

temperatura efetiva perpendicular e portanto um aumento na anisotropia na função de distribuição (a razão de temperaturas efetivas corresponde a valores de  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,0, 1,2, 0,67, 0,50, 0,46, 0,444$  e  $0,435$ , respectivamente). Vemos a tendência de a razão das temperaturas efetivas saturar em  $0,4$ , para  $\kappa_{i\perp} \rightarrow \infty$ . Em termos da anisotropia efetiva, a linha azul tracejada na figura 4.4(c), obtida com  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$  e  $\kappa_{i\perp} = 25,0$  ( $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,435$ ), deve ser comparada à linha vermelha na figura 4.4(a), que é obtida com  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$ , mas com anisotropia devida a  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,435$ . Vemos que no painel (c) a instabilidade para este caso ocorre de  $q = 0$  até  $q \simeq 0,8$ , com taxa de crescimento máxima em  $z_i \simeq 0,11$ , enquanto que no painel (a) a instabilidade para o caso em comparação é restrita à região  $q \leq 0,45$ , com valor máximo em  $z_i \simeq 0,045$ . A taxa de crescimento é aumentada em tamanho e magnitude para a anisotropia relacionada ao parâmetro  $\kappa$  quando comparada ao caso da anisotropia devido ao parâmetro de temperatura. Esta conclusão pode também ser tirada a partir de outras curvas. Por exemplo, a quarta curva na figura 4.4(c), de cor magenta, que corresponde a  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,50$ , pode ser comparada à linha vermelha na figura 4.4(b), obtida para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,50$ . Vemos que a instabilidade no caso do painel (c) se estende através de um grande intervalo de  $q$ , com considerável aumento da taxa de crescimento.

Na figura 4.4(d), consideramos a situação onde a distribuição dos íons é a mesma que na figura 4.4(c), mas a distribuição dos elétrons é agora do tipo *product-bi-kappa*, com  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$  e  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 2,5$ . A comparação entre as figuras 4.4(c) e 4.4(d) mostra que o aparecimento da característica não-térmica devido a  $\kappa$  na distribuição dos elétrons contribui para diminuição da instabilidade, que é causada pela anisotropia na distribuição dos íons. A situação relacionada ao efeito da forma da distribuição dos elétrons, no caso da figura 4.4, onde a anisotropia é devida aos índices anisotrópicos de  $\kappa$  na distribuição dos íons, é similar à situação descrita na figura 4.3(a), em que a anisotropia é devida à diferença entre  $T_{i\perp}$  e  $T_{i\parallel}$ .

Na figura 4.5 analisamos o efeito do parâmetro  $\beta_i$ , considerando situações similares às consideradas na figura 4.1, com a diferença de que aqui usaremos  $\beta_i = 1,0$  ao invés de  $\beta_i = 2,0$ . A sequência de painéis vistos na figura 4.5 mostra os resultados que podem ser qualitativamente descritos como os da figura 4.1. Contudo, uma diminuição do fator  $\beta_i$  causa uma forte diminuição na magnitude da taxa de crescimento. Por exemplo, para o caso visto no painel (a) com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1$  e  $\beta_i = 2,0$ , o valor máximo ocorre em  $\gamma \simeq 0,076$ , enquanto que no caso de  $\beta_i = 1,0$  vemos um valor máximo em

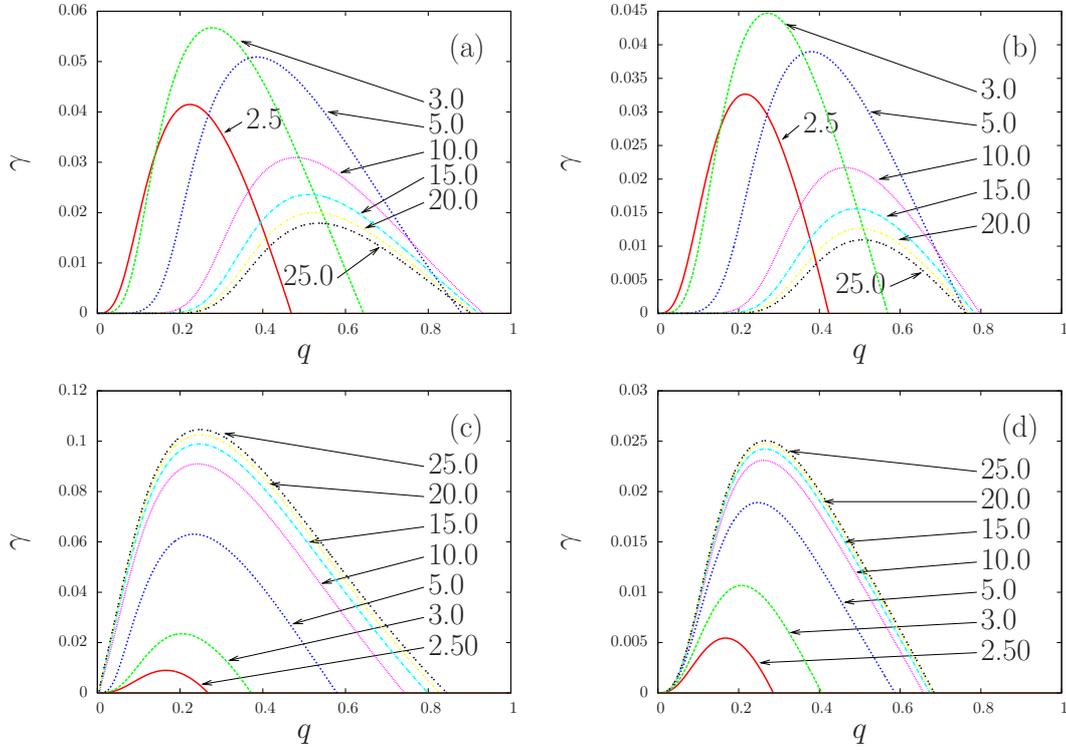


Figura 4.4: Taxa de crescimento das instabilidades  $\gamma$ , para ondas do tipo *whistler* vs. número de onda normalizado. (a) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,435$  e valores de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0, e 25,0. (b) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,50$  e valores de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0, e 25,0. (c) Elétons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ ,  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$ , e valores de  $\kappa_{i\perp}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0, e 25,0 (valores de  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel}$  são 2,0, 1,2, 0,67, 0,50, 0,46, 0,444 e 0,435). (d) Elétons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,0$  e  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 2,5$ , e íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ ,  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$ , e valores de  $\kappa_{i\perp}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0, e 25,0.

$\gamma \simeq 0,002$ . Por outro lado, é notável que para menores valores de  $\beta_i$  a magnitude do efeito associado ao caráter não-térmico da distribuição é claramente aumentado. Por exemplo, o pico em  $\gamma$  visto na figura 4.5(b) é ao redor de 0,0058, enquanto que na figura 4.5(a) é próximo de 0,002, menor por um fator de quase três. Para o caso de  $\beta_i = 2$ , as figuras 4.1(b) e 4.1(a) mostram que os correspondentes valores são 0,099 e 0,077, com diferença menor que 30%. Outro exemplo pode ser obtido da comparação entre os painéis (d) e (c) na figura 4.5. Vemos que o valor de máximo em  $\gamma$  no painel (d) é mais do que duas vezes o valor no pico no painel (c). Vemos também que os pontos de crescimento máximo são deslocados para menores valores de  $q$ , com a instabilidade se aproximando de  $q = 0$  no painel 4.5(d). No caso da figura 4.1, os valores máximos de  $\gamma$  em (d) e (c) diferem por menos de 10%, e o deslocamento da instabilidade para os valores menores de  $q$  é menos significativo do que no caso da figura 4.5.

### 4.3 *Ion-Cyclotron Sem Poeira*

Assim como no caso anterior, para a análise numérica consideramos a massa dos íons como sendo igual à massa do próton e o número de carga dos íons sendo  $Z_i = 1,0$ . Consideramos a temperatura dos elétrons sendo igual à temperatura paralela dos íons,  $T_e = T_{i\parallel}$ . Definimos também  $v_A/c \simeq 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $\beta_i \simeq 2,0$ ,  $v_A = B_0/\sqrt{4\pi n_i m_i}$  sendo a velocidade de Alfvén e  $\beta_i = v_{i\parallel}^2/v_A^2$ . No entanto, também acrescentamos uma figura que mostra os resultados obtidos considerando o caso de  $\beta_i = 1,0$ , para assim como no caso anterior, ilustrar o efeito da mudança do parâmetro  $\beta$  nos resultados.

Aqui novamente resolvemos a relação de dispersão considerando diferentes formas de distribuição para elétrons e íons. Nas figuras a seguir, mostramos a parte imaginária da frequência de onda normalizada porém, agora para ondas propagando-se no modo *ion-cyclotron* concentrando atenção na análise do efeito da anisotropia devido à temperatura efetiva dos íons sobre a taxa de crescimento da instabilidade *ion-cyclotron*.

Na figura 4.6 mostramos a parte imaginária da frequência de onda normalizada ( $z_i$ ) vs. número de onda normalizado,  $q = kv_A/\Omega_i$ , obtida da solução da relação de dispersão, considerando uma função de distribuição Maxwelliana isotrópica para os elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons. A coluna da esquerda mostra os valores da taxa de crescimento  $\gamma$ , que são os valores positivos

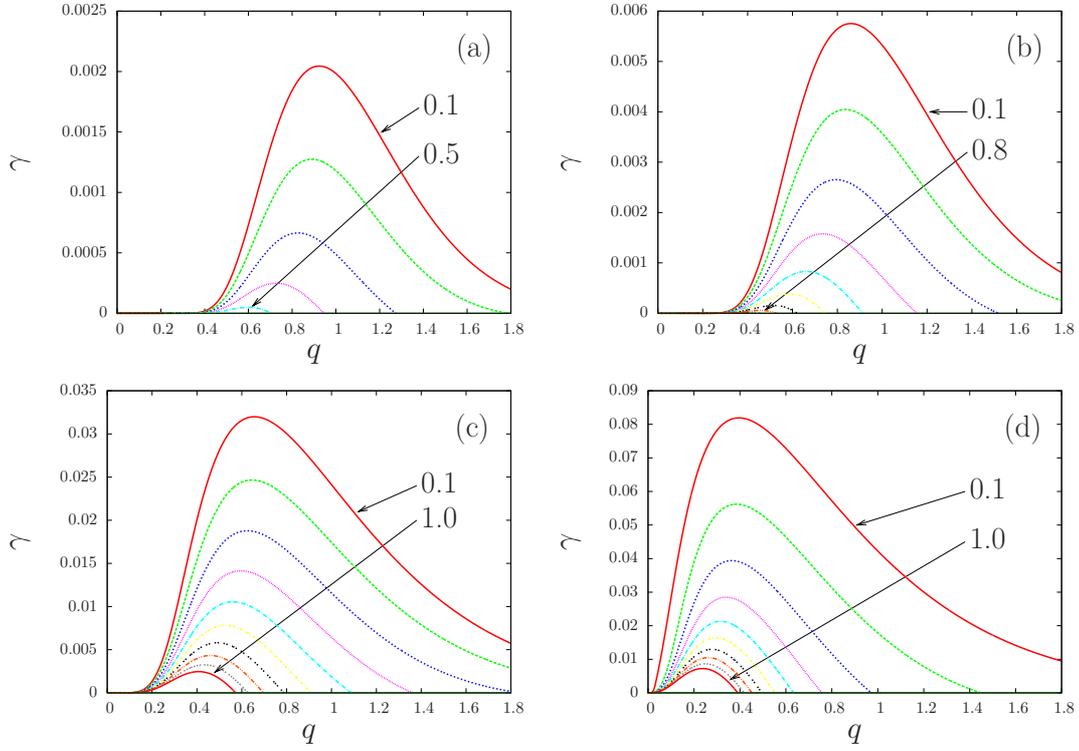


Figura 4.5: Taxa de crescimento das instabilidades  $\gamma$ , para ondas do tipo *whistler* vs. número de onda normalizado, considerando distribuições Maxwellianas isotrópicas para elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons. Aqui será considerado  $\beta_i = 1,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) Distribuição Maxwelliana anisotrópica para íons, com valores de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (b) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (c) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ . (d) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ , com valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,1, 0,2, 0,3, 0,4, 0,5, 0,6, 0,7, 0,8, 0,9$ , e  $1,0$ .

de  $z_i$ , enquanto que a coluna da direita mostra os valores completos de  $z_i$ . A figura 4.6(a) mostra os resultados obtidos para o caso em que os íons são descritos por uma distribuição Maxwelliana anisotrópica, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0, 2,0, 3,0, 4,0, 5,0, 6,0$  e  $7,0$ . Vemos que a instabilidade ocorre para valores de razão de temperatura acima de  $1,0$ . A faixa de valores de  $q$  que é instável aumenta com a razão de temperatura, assim como a magnitude da taxa de crescimento para cada valor de  $q$ , e assim como o valor de pico da taxa de crescimento. Para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2,0$ , que é o menor valor de razão de temperatura acima de  $1,0$  com resultados mostrados na figura, a instabilidade começa a ter significância em  $q \simeq 0,2$  e continua até  $q \simeq 0,7$ . Para valores maiores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  aumenta o tamanho da região de valores de  $q$  onde ocorre a instabilidade, e aumenta também a magnitude da taxa de crescimento, como pode ser visto no caso  $T_{i\perp} = 7,0T_{i\parallel}$  onde a instabilidade ocorre entre  $q \simeq 0,1$  e  $q \simeq 2,2$ , com taxa de crescimento máximo ligeiramente acima de dez vezes o valor máximo atingido na situação de razão de temperatura igual a  $2,0$ . A situação descrita na figura 4.6(a) corresponde à instabilidade *ion-cyclotron* convencional.

A figura 4.6(b) considera o caso em que os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 20$ , e os mesmos valores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  considerados no caso da figura 4.6(a), com  $T_e = T_{i\parallel}$ . As curvas representando  $\gamma$  e  $z_i$  que são mostradas na figura 4.6(b) são muito similares às aquelas vistas na figura 4.6(a). Devemos mencionar aqui que os valores de  $z_i$  no ponto máximo da instabilidade estão ligeiramente acima dos valores obtidos na figura 4.6(a), e que a faixa instável é ligeiramente maior. Por exemplo, para a razão de temperatura  $7,0$ , o limite maior da faixa instável é dado em  $q \simeq 2,2$  no caso do painel (a), enquanto que no caso do painel (b) é  $q \simeq 2,4$ . A similaridade entre os resultados de (a) e (b) não é surpresa, visto que uma distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 20$ , considerada no caso do painel (b), é muito aproximada da situação descrita por uma distribuição Maxwelliana.

Na figura 4.6(c) descrevemos os resultados obtidos considerando uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 5,0$ ,  $T_e = T_{i\parallel}$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre  $1,0$  e  $7,0$ , e os mesmos valores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  usados para obter as figuras 4.6(a, b). As razões de temperaturas correspondentes são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 1,17, 2,33, 3,50, 4,67, 5,83, 7,00$  e  $8,17$ . A função de distribuição dos íons é não-térmica e já bastante diferente de uma distribuição bi-Maxwelliana com as mesmas temperaturas. No entanto, os resultados apresentados na figura 4.6(c) são qualitativamente similares aos apresentados nas

figuras 4.6(a, b). As tendências vistas no caso do painel (b) continuam sendo observadas no caso do painel (c). Os valores obtidos para  $z_i$  no caso do painel (c) mostram que a instabilidade é ainda maior em função da característica não-térmica da função de distribuição dos íons quando comparada ao caso mostrado com uma distribuição Maxwelliana anisotrópica, visto na figura 4.6(a), e ao caso de uma distribuição do tipo  $\kappa$  mas próxima à situação Maxwelliana anisotrópica, visto na figura 4.6(b). A faixa de valores de  $q$  que são instáveis cobre a região instável no caso de uma distribuição bi-Maxwelliana, mas o limite superior é alargado para valores maiores de  $q$ , e o limite inferior move-se para  $q \simeq 0,1$ . A taxa de crescimento máxima vista em 0,8 no caso da figura 4.6(a) é agora de aproximadamente 1,2 no caso da figura 4.6(c).

Na figura 4.6(d) descrevemos os resultados obtidos considerando que os íons serão descritos por uma função de distribuição fortemente não-térmica do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{\parallel} = \kappa_{\perp} = 2,5$ ,  $T_e = T_{i\parallel}$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre 1,0 e 7,0, da mesma forma que nos painéis (a), (b) e (c). As razões de temperatura efetivas são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,0, 4,0, 6,0, 8,0, 10,0, 12,0$  e 14,0. A função de distribuição dos íons neste caso é bastante diferente da situação descrita por uma função bi-Maxwelliana com as mesmas temperaturas. Os valores obtidos para  $\gamma$  neste caso da figura 4.6(d) mostram que a taxa de crescimento é significativamente aumentada pela característica não-térmica presente na função de distribuição dos íons, para a maior parte do intervalo de valores do número de onda  $q$ , se comparada à situação Maxwelliana anisotrópica vista na figura 4.6(a). A faixa de valores de  $q$  com instabilidade se estende para a região  $q \rightarrow 0$ , para a mesma razão de temperatura, quando comparada à figura 4.6(a), e o limite superior em  $q$  é muito aumentado, indo além de  $q = 5,0$ . Por exemplo, para a temperatura anisotrópica  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 3,0$ , que corresponde à razão de temperatura efetiva igual a 6,0, a taxa de crescimento máxima é ao redor de 1,3, enquanto que com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 6,0$  no caso bi-Maxwelliana, visto na figura 4.6(a), a taxa de crescimento máxima é menor, ao redor de 0,63. Para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 3,0$ , a figura 4.6(a) mostra que a taxa de crescimento é ainda menor, ao redor de 0,38.

É interessante notar que no caso da figura 4.6(d), a instabilidade ocorre até o caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ , que corresponde à razão de temperatura efetiva igual a 2,0. A presença de instabilidade no caso de um parâmetro de temperatura isotrópico não é vista claramente no caso de um índice  $\kappa$  ligeiramente maior, como no caso de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$  da figura 4.6(c).

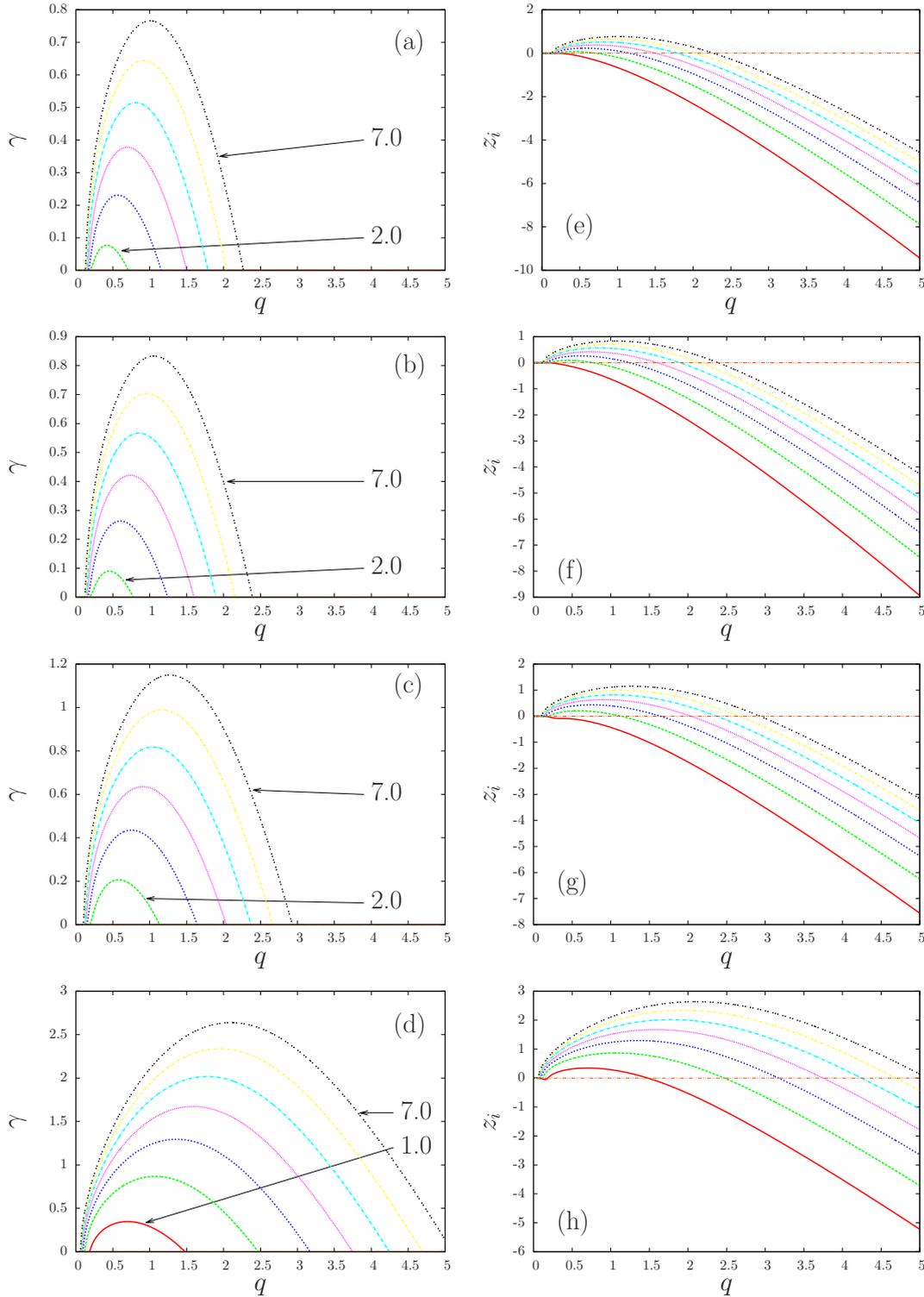


Figura 4.6: Taxa de crescimento das instabilidades ( $\gamma$ , esquerda), e parte imaginária da frequência de onda normalizada ( $z_i$ , direita), para ondas do tipo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado, considerando uma distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons com valores de razão de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ .  $\beta_i = 2,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) e (e) Íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica. (b) e (f) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ . (c) e (g) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ . (d) e (h) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ . Em todas figuras as razões de temperatura são  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0, 2,0, 3,00, 4,0, 5,0, 6,0$  e  $7,0$ .

Os valores da parte real da frequência de onda normalizada,  $z_r$ , correspondente aos valores de  $z_i$  vistos na figura 4.6, são descritos na figura 4.7. Os painéis (a), (b), (c) e (d) da figura 4.7 mostram os valores de  $z_r$  correspondentes respectivamente aos painéis (a), (b), (c) e (d) da figura 4.6.

A figura 4.8 analisa o efeito da forma da função de distribuição dos elétrons, mostrando os valores de  $\gamma$  para ondas do tipo *ion-cyclotron*, obtidas considerando-se uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* para os íons e dois tipos diferentes de função de distribuição para os elétrons. Na figura 4.8(a) é descrito o caso em que os elétrons são caracterizados por uma distribuição Maxwelliana isotrópica e os íons por uma função de distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 3,0$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  variando entre 1,0 e 7,0. A situação é similar à descrita na figura 4.6(d), com a diferença sendo os valores dos índices  $\kappa$ . As razões de temperatura efetivas correspondentes são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 1,5, 3,0, 4,5, 6,0, 7,5, 9,0$  e 10,5. Na figura 4.8(b) consideramos o caso em que a distribuição dos íons é a mesma considerada na figura 4.8(a), mas os elétrons são descritos agora por uma distribuição do tipo *product-bi-kappa* ao invés de uma distribuição Maxwelliana. Na figura 4.8(b) temos a situação de  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 3,0$ , com temperaturas isotrópicas  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ . A distribuição dos elétrons é altamente não-térmica com caudas estendidas ao longo das direções paralela e perpendicular. Como consequência da modificação da função de distribuição dos elétrons temos uma diminuição significativa da taxa de crescimento da instabilidade. Por exemplo, a comparação entre os painéis (b) e (a) da figura 4.8 mostra que, para  $T_{i\perp} = T_{i\parallel} = 7,0$ , a taxa de crescimento máximo diminui de um valor próximo a 1,8 para um valor próximo de 1,4, apenas devido à mudança da função de distribuição dos elétrons, a partir de uma distribuição Maxwelliana isotrópica para uma distribuição *product-bi-kappa* com índices  $\kappa$  igual a 3,0 e temperatura isotrópica.

Na figura 4.8 notamos uma diminuição considerável no intervalo instável no número de onda  $q$ . Por exemplo, no caso da razão de temperatura igual a 7,0, o limite superior da faixa instável é próximo de  $q = 4,0$  para o caso de elétrons descritos por uma distribuição Maxwelliana, como visto no painel (a), e próximo de  $q = 2,8$  para o caso dos elétrons descritos por uma *product-bi-kappa* de índice igual a 3,0, no painel (b). A conclusão é que, apesar do fato de a instabilidade ser gerada pela anisotropia na distribuição dos íons, um aumento da característica não-térmica na distribuição dos elétrons também afeta a instabilidade, neste caso reduzindo a taxa de crescimento.

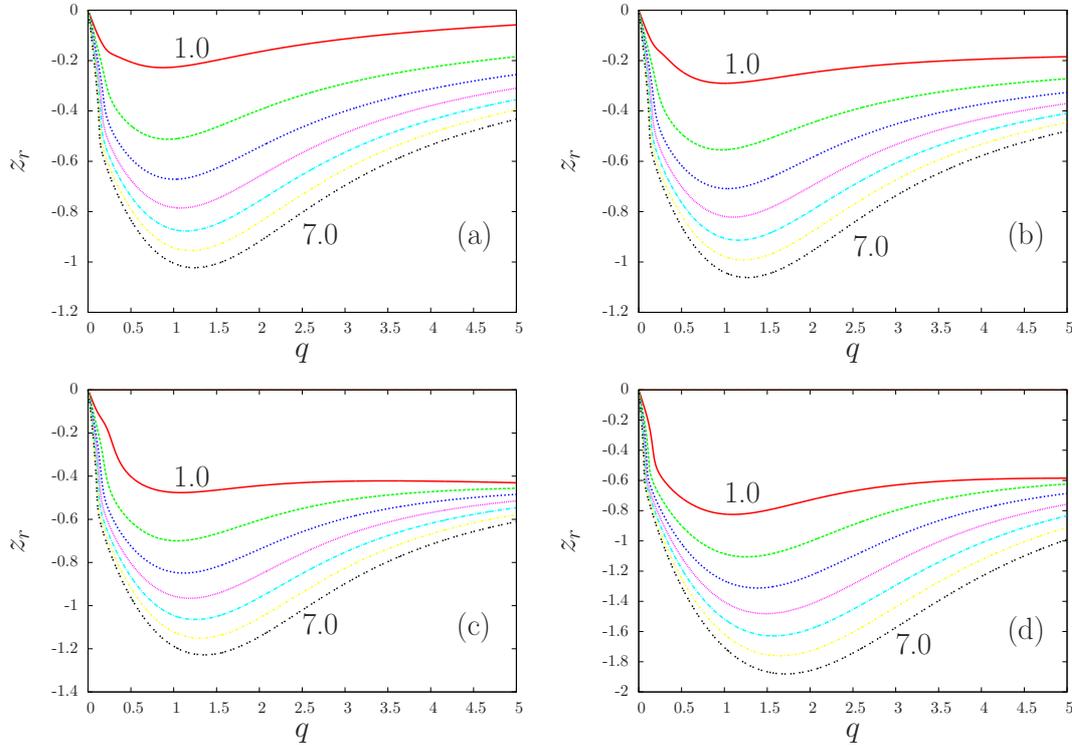


Figura 4.7: Parte real da frequência de onda normalizada ( $z_r$ ), para ondas do tipo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado, considerando uma distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons e diferentes formas de função de distribuição para os íons com valores de razão de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ . Os valores de  $z_r$  que aparecem nesta figura são as partes reais referentes aos valores de  $z_i$  que aparecem na figura 4.6. (a) Íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica. (b) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ . (c) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ . (d) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ . Em todas figuras as razões de temperatura são  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0, 2,0, 3,0, 4,0, 5,0, 6,0$  e  $7,0$ .

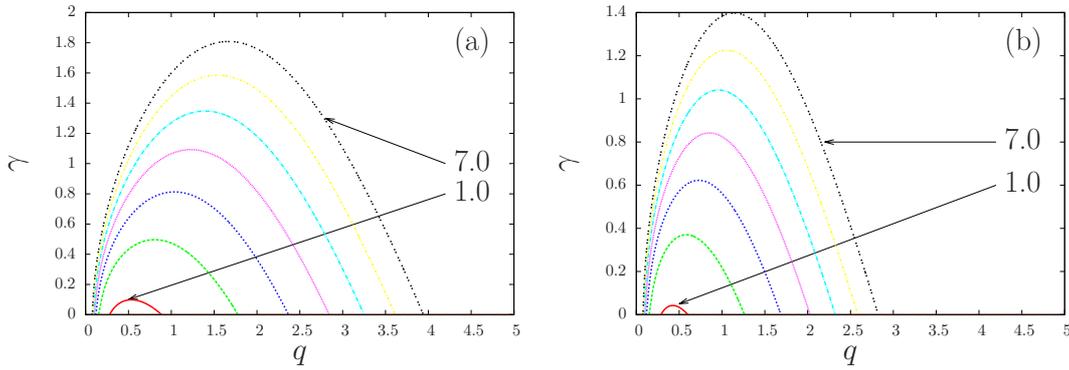


Figura 4.8: Taxa de crescimento das instabilidades ( $\gamma$ ), para ondas do tipo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 3,0$ . (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 3,0$  e  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ ; íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 3,0$ . Em ambas figuras as razões de temperatura são  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0, 2,0, 3,0, 4,0, 5,0, 6,0$  e  $7,0$ .

Uma influência similar da distribuição dos elétrons já foi discutida para o caso da seção 4.2 e publicada em um artigo em 2014 [12].

A figura 4.9 é dedicada à discussão das diferenças entre a influência da anisotropia devido à razão de temperatura e a anisotropia devido à diferença no índice  $\kappa$ . As figuras 4.9(a) e (b) mostram os valores de  $\gamma$  obtidos considerando uma distribuição Maxwelliana isotrópica para os elétrons e uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , e com os valores 2,5, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0 e 25,0. A figura 4.9(a) mostra o caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 4,7$ , enquanto a figura 4.9(b) mostra o caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2,82$ . A comparação entre esses dois casos mostra que, para um dado valor de índice  $\kappa$ , a instabilidade em  $q$  tende a uma diminuição na medida em que diminui a anisotropia na temperatura, e assim a taxa de crescimento diminui em cada valor de  $q$ . Os dois painéis mostram que para um dado valor de razão de temperatura a taxa de crescimento máxima diminui com o aumento do valor de  $\kappa$ .

Na figura 4.9(c) exploramos a anisotropia devido à diferença de valores de  $\kappa_{i\perp}$  e  $\kappa_{i\parallel}$ , considerando o caso em que  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ , com  $\kappa_{i\parallel} = 25,0$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0$  e  $25,0$ , onde os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana isotrópica. O aumento em  $\kappa_{i\perp}$ , com um índice  $\kappa_{i\parallel}$  grande, corresponde a uma diminuição na temperatura efetiva perpendicular, e portando a uma diminuição na

anisotropia da função de distribuição (os valores correspondentes de temperatura efetiva são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel}$  4,7, 2,82, 1,57, 1,18, 1,08, 1,04 e 1,02). Vemos que somente nos casos em que  $\kappa_{i\perp} = 2,5, 3,0$  e  $5,0$  encontramos valores positivos para a taxa de crescimento. Para  $\kappa_{i\perp} > 5,0$ , caso para o qual a razão de temperatura efetiva é aproximadamente  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 1,5$ , a instabilidade não ocorre.

Em termos da anisotropia efetiva, a curva vermelha na figura 4.9(c), obtida com  $\kappa_{i\parallel} = 25$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,5$  (o que corresponde a  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 4,7$ ), pode ser comparada com a curva fina na figura 4.9(a), que foi obtida com  $\kappa_{i\parallel} = 25,0$ , mas com  $\kappa_{i\perp}$  sendo igual a  $25,0$  e a anisotropia sendo devido a  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 4,7$ . As duas curvas são praticamente idênticas, indicando que a quantidade de anisotropia efetiva é o fator determinante para a instabilidade *ion-cyclotron*, com uma pequena influência da forma da distribuição.

Na figura 4.9(d), investigamos o efeito da distribuição dos elétrons para a situação em que a anisotropia na distribuição dos íons é devida ao índice  $\kappa$ . Consideramos a situação em que a função de distribuição dos íons é a mesma da figura 4.9(c), mas com a distribuição dos elétrons sendo do tipo *product-bi-kappa*, com  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$  e  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 2,5$ . A comparação entre as figuras 4.9(c) e 4.9(d) mostra que também neste caso a presença de uma característica não térmica na distribuição dos elétrons contribui para uma diminuição na instabilidade que é causada por uma anisotropia na distribuição dos íons. A redução ocorre na magnitude da taxa de crescimento, para um dado número de onda, e também na faixa instável do eixo que representa o número de onda. A situação relacionada ao efeito da forma da distribuição dos elétrons, neste caso em que a anisotropia está relacionada à característica anisotrópica do índice  $\kappa$  da distribuição dos íons, assim como no caso da figura 4.9, é similar à situação descrita na figura 4.8(a, b), em que a anisotropia é devido à diferença entre  $T_{i\perp}$  e  $T_{i\parallel}$ .

Na figura 4.10 analisamos o efeito do parâmetro  $\beta_i$ , considerando situações que são similares às consideradas na figura 4.6, com a diferença de que agora usamos  $\beta_i = 1,0$  ao invés de  $\beta_i = 2,0$ . A sequência de painéis apresentada na figura 4.10 mostra os resultados que podem ser qualitativamente descritos como os da figura 4.6. Contudo, esse decréscimo do fator  $\beta_i$  causa uma diminuição na magnitude da taxa de crescimento. Por exemplo, para o caso visto no painel (a) com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 7,0$ , o caso de  $\beta_i = 2,0$  apresenta valor máximo de  $\gamma \simeq 0,78$ , enquanto que no caso de  $\beta_i = 1,0$  temos como valor máximo  $\gamma \simeq 0,59$ . Além disso, é visível que para o valor menor de  $\beta_i$  a magnitude do efeito associado à característica não-térmica da distribuição é

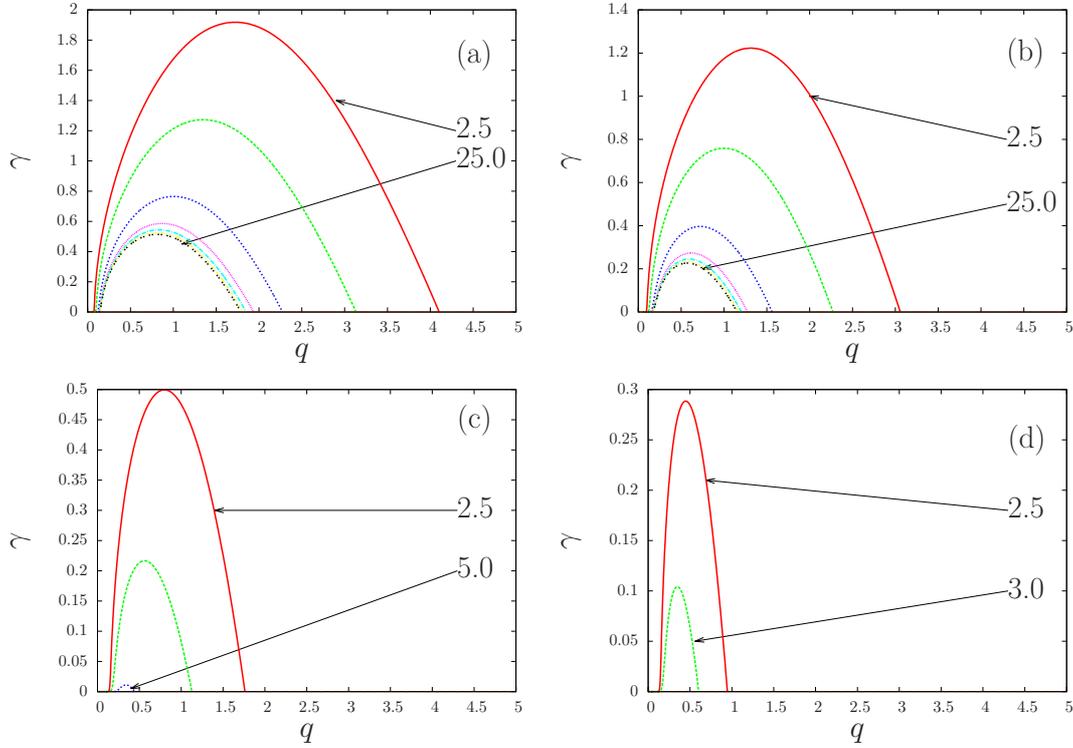


Figura 4.9: Taxa de crescimento das instabilidades ( $\gamma$ ), para ondas do tipo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 4,7$  e alguns valores de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0 e 25,0. (b) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2,82$  e alguns valores de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0 e 25,0. (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ ,  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$ , e alguns valores de  $\kappa_{i\perp}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0 e 25,0 (valores de  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel}$  são 4,7, 2,82, 1,57, 1,18, 1,08, 1,04 e 1,02). (d) Distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $T_{e\perp}/T_{e\parallel} = 1,0$  e  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 2,5$ . Íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ ,  $\kappa_{i\parallel} = 2,5$ , e alguns valores de  $\kappa_{i\perp}$ , 2,5, 3,0, 5,0, 10,0, 15,0, 20,0 e 25,0.

aproximadamente a mesma obtida no caso de  $\beta_i$  maior. Por exemplo, o pico de  $\gamma$  visto na figura 4.10(b) é ao redor de 0,63, enquanto que na figura 4.10(a) é próximo de 0,59, uma pequena diferença. Para o caso de  $\beta_i = 2$ , as figuras 4.6(b) e 4.6(a) mostram que os valores correspondentes são 0,83 e 0,78, novamente uma diferença pequena.

Para distribuições que são mais distantes da situação descrita por uma Maxwelliana, como os painéis (c) e (d) da figura 4.10, o comportamento é parecido. Vemos que o valor máximo de  $\gamma$  no painel 4.10(d) é em torno de 2,2 vezes o valor do máximo no painel (c). No caso da figura 4.6, o valor máximo de  $\gamma$  no painel (d) e (c) apresenta a razão 2,3, muito próximo do caso com pequeno valor de  $\beta_i$ , apresentado na figura 4.10.

## 4.4 *Ion Firehose Com Poeira*

Neste ponto nosso foco será na colaboração da presença de partículas de poeira nas instabilidades alvo de nosso estudo. Para a análise numérica a respeito do efeito das partículas de poeira na relação de dispersão de ondas propagando-se no modo *whistler*, bem como para acompanhar a taxa de crescimento da instabilidade *ion firehose*, faremos uma comparação com resultados que obtivemos a respeito desta mesma instabilidade, na ausência de poeira, expostos na seção 4.2 e já publicados em [12]. Usamos novamente aqui os valores  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$  e  $\beta_i = 2,0$ , e consideramos, assim como nas situações anteriores, a massa dos íons sendo igual à massa de um próton, o número de carga dos íons sendo  $Z_i = 1,0$ . Buscando acompanhar as características devido à anisotropia dos íons, usaremos novamente que a temperatura dos elétrons é igual à temperatura paralela dos íons,  $T_e = T_{i\parallel}$ .

Usando esses parâmetros, resolvemos a relação de dispersão considerando diferentes formas de distribuição para os íons e os elétrons, e diferentes valores para a densidade de população de partículas de poeira, inicialmente considerando a situação de ausência de poeira, com  $\epsilon = n_{d0}/n_{i0} = 0$ , onde  $n_{d0}$  e  $n_{i0}$  são respectivamente os valores de equilíbrio da densidade de poeira e densidade de íons. A figura 4.11 mostra os resultados obtidos para esse caso.

Os painéis na coluna da esquerda da figura 4.11 mostram respectivamente os valores obtidos para a parte imaginária da frequência de onda normalizada,  $z_i$ , enquanto que os painéis da direita mostram os valores da parte real da frequência de onda nor-

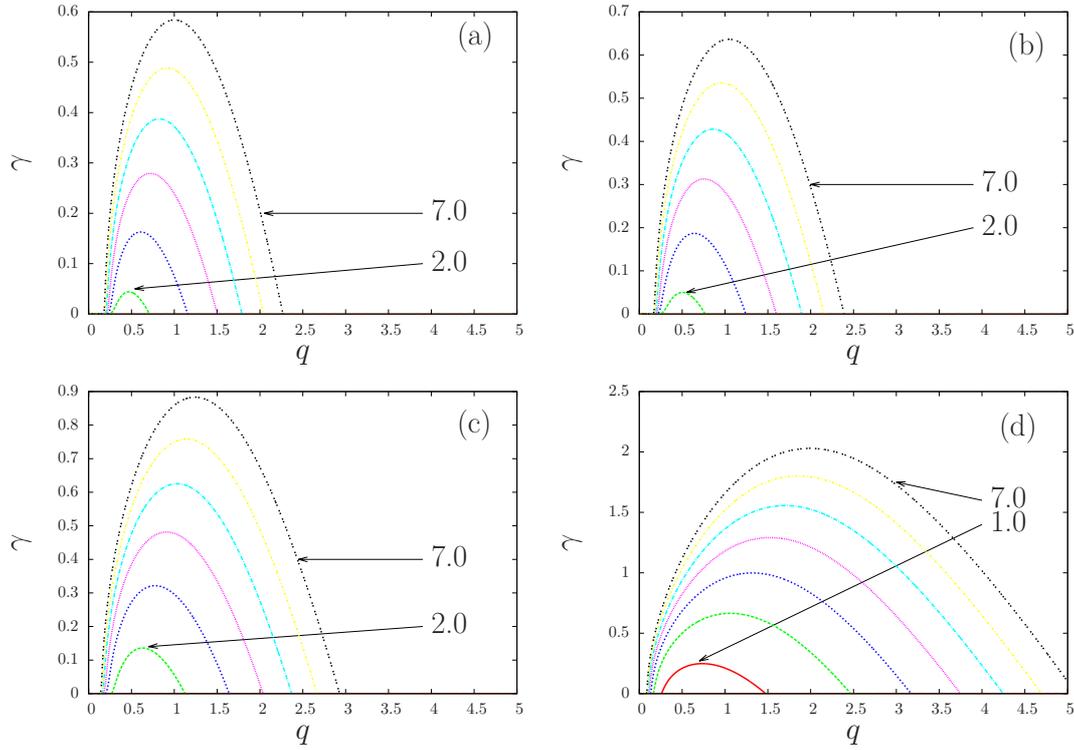


Figura 4.10: Taxa de crescimento das instabilidades ( $\gamma$ ), para ondas do tipo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado, considerando elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica e diferentes formas de função de distribuição para os íons, para diversos valores da razão de temperaturas, com  $\beta_i = 1,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) Íons com distribuição Maxwelliana anisotrópica. (b) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ . (c) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ . (d) Íons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 2,5$ . Em todas figuras as razões de temperatura são  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0, 2,0, 3,0, 4,0, 5,0, 6,0$  e  $7,0$ .

malizada,  $z_r$ . As curvas individuais mostram os resultados obtidos considerando diferentes valores da razão de temperatura dos íons,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$  e  $1,0$ . As figuras 4.11(a) e 4.11(b) mostram os resultados obtidos considerando uma distribuição bi-Maxwelliana para os íons e uma distribuição bi-Maxwelliana isotrópica para os elétrons. Vemos que a instabilidade, ou seja,  $z_i > 0$ , começa a ocorrer para valores de razão de temperatura ao redor de 0,6. Para o caso mais anisotrópico mostrado na figura, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2$ , a instabilidade começa a ocorrer no valor do número de onda normalizado dado por  $q \simeq 0,27$ , e continua até próximo de  $q = 1,8$ . Para valores maiores da razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$ , a região instável diminui e a magnitude da taxa de crescimento também, tanto que para  $T_{i\perp} = 0,6T_{i\parallel}$  existe uma pequena instabilidade dada por um valor próximo de zero para a taxa de crescimento no intervalo entre  $q \simeq 0,4$  e  $q \simeq 0,5$ .

Nas figuras 4.11(c) e 4.11(d) consideramos o caso em que os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 5$ , e os mesmo valores da razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  usados nas figuras 4.11(a, b). Os valores correspondentes de razão de temperatura efetiva são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,233, 0,466, 0,700, 0,933$  e  $1,166$ . É interessante notar que a razão de temperatura efetiva é maior que a unidade para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} \geq 1,0$ , sendo assim, a figura 4.11(c) mostra somente quatro linhas com razão de temperatura efetiva menor que um. Da mesma forma que na figura 4.11(a, b), os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana isotrópica. Os valores assumidos pelo índice  $\kappa$ ,  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 5$ , são pequenos o suficiente para que a distribuição dos íons tenha uma proeminente característica não-térmica, sendo portanto muito diferente de uma distribuição bi-Maxwelliana, caracterizada com uma bem perceptível cauda em ambos os sentidos, paralelo e perpendicular. Contudo, as curvas representando os valores de  $z_i$  e  $z_r$  nas figuras 4.11(c, d) são qualitativamente similares às das figuras 4.11(a, b), com três notáveis diferenças. Uma dessas diferenças é o começo da instabilidade em um valor menor de  $q$ , se comparado ao caso da distribuição bi-Maxwelliana visto na figura 4.11(a, b). Particularmente, para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2$  a instabilidade começa a ocorrer para o número de onda normalizado  $q \simeq 0$ . A segunda diferença é que a magnitude da taxa de crescimento é maior que a obtida no caso bi-Maxwelliano, para as mesmas razões de temperatura. Por exemplo, o pico do valor da taxa de crescimento para o caso com razão de temperatura 0,2 é  $z_i \simeq 0,12$  na figura 4.11(c), que pode ser comparado com  $z_i \simeq 0,05$  na figura 4.11(a), repre-

sentando mais de 100% de aumento. A terceira diferença é que a instabilidade ocorre para todas razões de temperatura, enquanto que no caso bi-Maxwelliano a mesma não ocorre para razões de temperatura maiores que 0,6. Por outro lado, em relação à parte real da frequência de onda normalizada, as figuras 4.11(c, d) mostram resultados que são muito similares aos vistos nas figuras 4.11(a, b), indicando que esse aumento da característica não-térmica na distribuição dos íons não interfere nas propriedades de dispersão das ondas. Nas figuras 4.11(e) e 4.11(f) consideramos o caso em que os íons são descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana, assim como nas figuras 4.11(a, b), mas com os elétrons sendo agora descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5$  e temperatura isotrópica. Os valores de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  que são aqui considerados são os mesmos utilizados nas figuras 4.11(a, b). Em comparação com os resultados vistos nas figuras 4.11(a), os resultados vistos na figura 4.11(e) mostram a tendência de a instabilidade começar em valores ligeiramente maiores de  $q$ , para as mesmas razões de temperatura de íons. Podemos notar que o valor máximo da taxa de crescimento, para a correspondente razão de temperatura, é menor no caso da figura 4.11(e) do que na figura 4.11(a). Com isso temos que um aumento na característica não-térmica na distribuição dos elétrons leva a uma redução na instabilidade *ion firehose*. O painel da direita, figura 4.11(f), mostra que para uma distribuição dos elétrons do tipo *product-bi-kappa*, a dependência de  $z_r$  em  $q$  é similar à que foi obtido no caso de os elétrons serem caracterizados por uma distribuição Maxwelliana, apesar de o valor de  $z_r$  ser ligeiramente maior para o caso da distribuição *product-bi-kappa*, para os mesmos valores de  $q$ .

Nos painéis inferiores da figura 4.11, que são os painéis (g) e (h), os resultados são obtidos considerando que tanto íons quanto elétrons são descritos por uma função de distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 5$  e  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5$ . Os elétrons são isotrópicos ao passo que os íons tem como parâmetros de temperatura os mesmos valores já utilizados  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$  e  $1,0$  na figura 4.11. Assim como no caso das figuras 4.11(c, d), as razões de temperaturas efetivas correspondentes são  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 0,233, 0,467, 0,700, 0,933$  e  $1,16$ . Os resultados obtidos para  $z_i$  mostram uma tendência de mistura do que foi observado nas figuras 4.11(c) e 4.11(e). Por exemplo, para cada valor de razão de temperatura, a figura 4.11(c) mostra que a instabilidade tem início em valores menores de  $q$  do que no caso em que os íons tem uma distribuição bi-Maxwelliana, mas com valores maiores do que no caso da figura 4.11(c),

uma situação que pode ser atribuída à característica não-térmica devido a distribuição dos elétrons ser agora do tipo *product-bi-kappa* como na figura 4.11(g). Os valores de pico das taxas de crescimento são maiores do que os valores vistos na figura 4.11(a), devido à distribuição *product-bi-kappa* dos íons, mas são menores do que os valores vistos na figura 4.11(c), o que novamente pode ser atribuído à distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons. Apesar da influência da distribuição dos elétrons na diminuição da instabilidade, o caso visto nas figuras 4.11(g, h) é mais instável do que o visto no caso das figuras 4.11(a, b), com instabilidade ocorrendo em todos valores de razão de temperatura que são mostrados nas figuras, assim como no caso da figura 4.11(c, d). Os resultados para a parte real  $z_r$ , que aparecem na figura 4.11(h), são muito mais próximos aos vistos na figura 4.11(f) do que aos vistos nas figuras 4.11(b, d), indicando que a mudança na distribuição dos elétrons, de Maxwelliana para *product-bi-kappa*, tem maior influência na parte real da relação de dispersão do que a troca na distribuição dos íons.

Na figura 4.12 consideramos situações similares às expostas na figura 4.11, com as mesmas funções de distribuição e os mesmos valores de razão de temperatura dos íons. A diferença nesta figura 4.12 é que consideramos a presença de uma população de partículas de poeira, com razão de densidade  $\epsilon = 1 \times 10^{-7}$ . Nós assumimos neste caso a densidade de íons dada por  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ , um valor que é mais alto do que o considerado para o plasma na vizinhança solar mas que pode ser encontrado no entorno de estrelas de carbono [47]. Esta escolha foi feita para permitir a comparação com os resultados obtidos anteriormente, considerando populações de poeira, como os obtidos na referência [10]. À primeira vista, parece que os resultados obtidos com a presença desta pequena população de poeira são semelhantes aos obtidos na ausência de poeira, mostrado na figura 4.11. Contudo, podemos notar que para a maioria dos casos as curvas são deslocadas para baixo, principalmente na região de pequenos números de onda, de modo que a gama instável e a magnitude das taxas de crescimento são reduzidas em comparação com os casos correspondente sem poeira. Apenas no caso de a distribuição dos íons ser do tipo *product-bi-kappa* e a distribuição dos elétrons ser Maxwelliana, devido à anisotropia suficientemente alta, exemplificada pelo caso de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2$  na figura 4.12(c), vemos que a instabilidade continua a ocorrer para  $q \simeq 0$ , na presença de poeira. Por outro lado, os painéis do lado direito mostram que a presença de uma pequena população de poeira não causa efeito

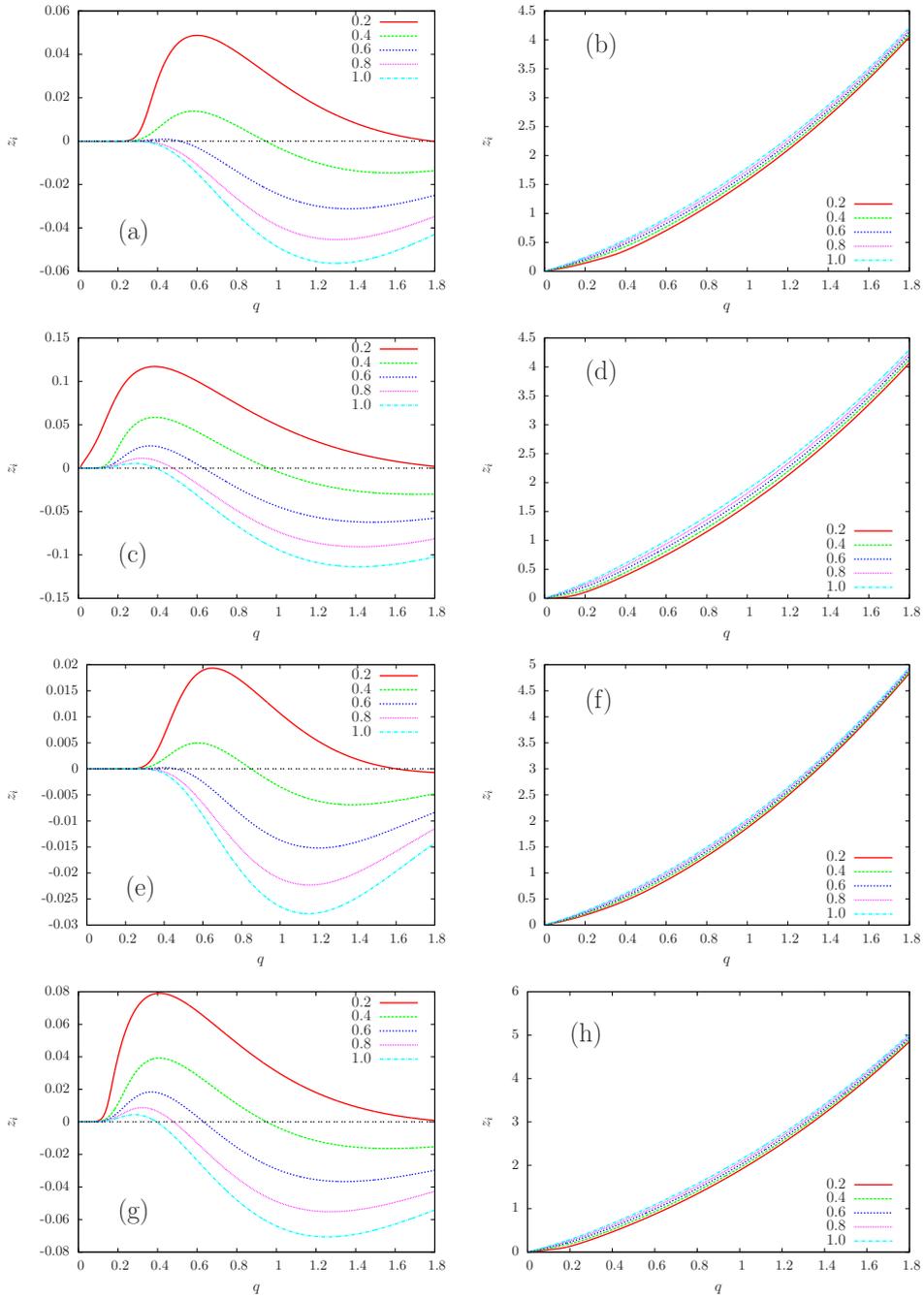


Figura 4.11: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de razão de temperatura dos íons ( $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, \text{ e } 1,0$ ), na ausência de partículas de poeira. Os parâmetros de plasma são  $\beta_i = 2,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para os elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

significativo na parte real da relação de dispersão, independentemente da forma da distribuição dos íons e dos elétrons.

Os efeitos da presença de grãos de poeira na parte imaginária da frequência de onda normalizada podem ser melhor vistos na figura 4.13, onde os resultados obtidos para  $z_i$  nas figuras 4.11 e 4.12 são agrupados para melhor comparação. A coluna da esquerda da figura 4.13 mostra os resultados obtidos para  $z_i$  na ausência de partículas de poeira e a coluna da direita mostra os valores obtidos considerando  $\epsilon = 1 \times 10^{-7}$ , como na figura 4.12. Os painéis (a) e (b) mostram os resultados obtidos considerando uma distribuição Maxwelliana para os elétrons e uma distribuição bi-Maxwelliana para os íons. Podemos ver que a presença de uma densidade de poeira provoca apenas uma ligeira diminuição na magnitude da taxa de crescimento e no intervalo de números de onda onde ocorre instabilidade. Para íons com distribuição *product-bi-kappa* e elétrons Maxwellianos, no caso da razão de temperatura de íons sendo 0,2 na figura 4.12(c, d) mostramos que a presença de uma pequena população de poeira causa somente uma diminuição na magnitude da taxa de crescimento. Para razões de temperatura maiores que 0,4, contudo, a figura 4.12 mostra que uma região de absorção aparece em pequenos números de onda, o que não ocorre na ausência de poeira. Isto é claramente um efeito da absorção colisional de ondas uma vez que o amortecimento de Landau é insignificante neste número de onda. Por outro lado, os resultados obtidos para o plasma empoeirado no caso representado no painel (d) são muito semelhantes aos resultados obtidos para o plasma sem poeira. Contudo, as figuras 4.13(c) e (d) mostram que a instabilidade ainda ocorre para razões de temperatura 0,8 e 1,0, na ausência de poeira, e que não ocorre nas mesmas razões de temperatura em um plasma empoeirado. O efeito mais notável da presença de poeira é visto na comparação entre as figuras 4.13(f) e 4.13(e), onde vemos o caso dos íons com uma distribuição bi-Maxwelliana e elétrons com função de distribuição *product-bi-kappa*. Como já foi observado nos comentários sobre a figura 4.11, apesar do fato de que a instabilidade *ion firehose* é causada por uma anisotropia na distribuição dos íons, o aumento do carácter não-térmico na distribuição de elétrons contribui para reduzir fortemente a instabilidade. Na presença de poeira, as curvas que descrevem  $z_i$  vs.  $q$  são deslocadas para baixo com a distribuição de elétrons sendo *product-bi-kappa*, apesar de manter aproximadamente a mesma forma que no caso sem poeira. Como consequência, o caso de anisotropia com razão de temperatura dos íons sendo 0,4, que no plasma sem poeira apresenta uma região com valores posi-

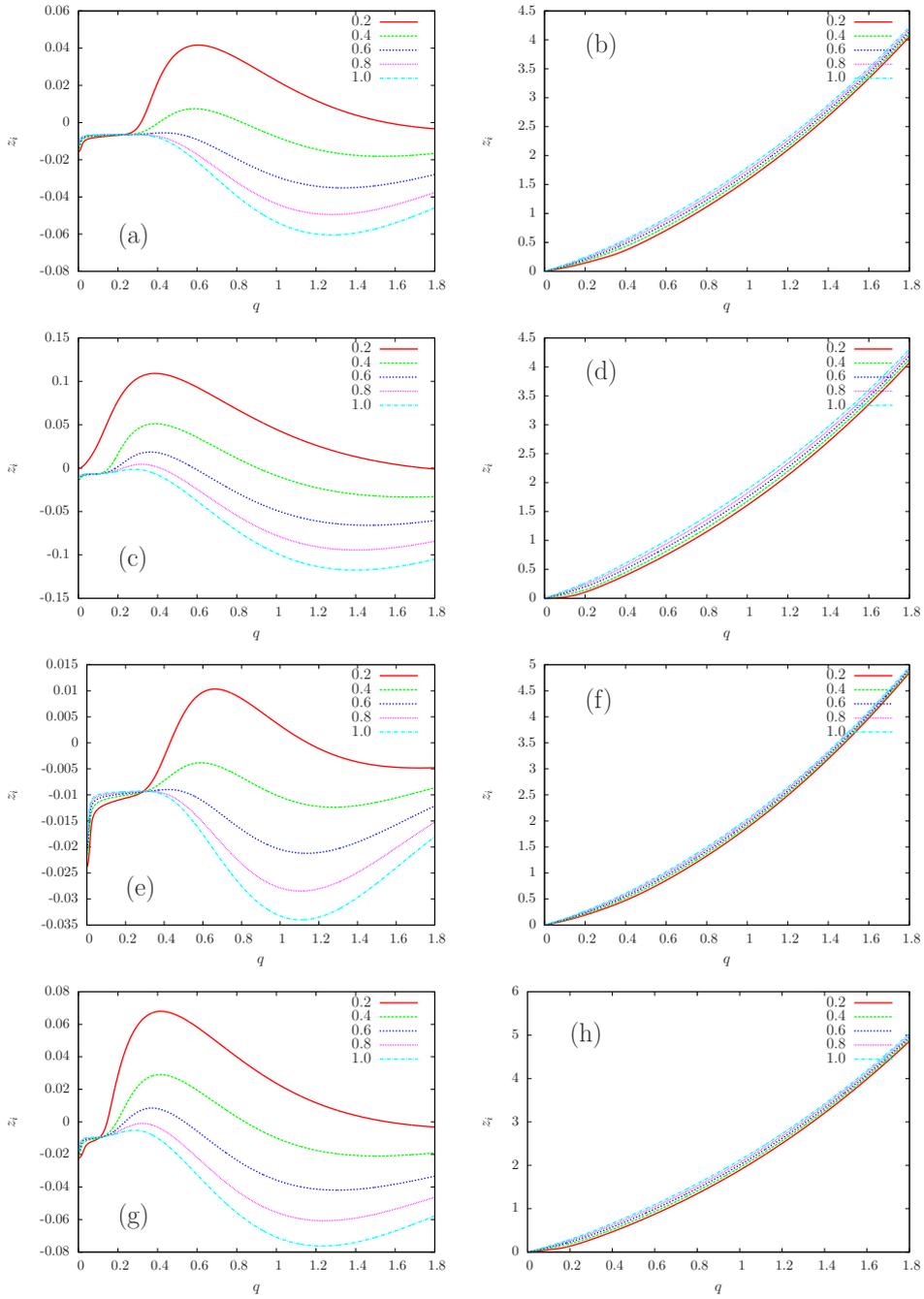


Figura 4.12: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de razão de temperatura dos íons ( $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8, \text{ e } 1,0$ ), considerando uma população de poeira com densidade de valor  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$ . Os parâmetros de plasma são  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ , e  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para os elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

tivos de  $z_i$ , encontra-se totalmente abaixo de zero no caso com poeira. A instabilidade permanece apenas para situações mais anisotrópicas, apesar de reduzida quando comparada com o caso sem poeira, como mostrado pela curva indicada por 0,2 na figura 4.13(f). No último caso exibido na figura 4.13, painéis (g) e (h), que é o caso em que tanto os íons quanto os elétrons são descritos por distribuição *product-bi-kappa*, com temperaturas isotrópicas para os elétrons e anisotrópicas para os íons, vemos que o realce da instabilidade associada às distribuições *product-bi-kappa* dos íons parcialmente compensa a diminuição associada à distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons, fazendo com que assim o efeito da população de elétrons não seja tão prejudicial para a ocorrência da instabilidade, como no caso mostrado nas figuras 4.13(e, f). No entanto, verifica-se que na presença de poeira não existe instabilidade para razões de temperatura de íons de 0,8 e 1,0, enquanto estas mesmas situações eram instáveis no plasma sem poeira. É também notável o amortecimento para número de onda pequeno, na presença de poeira.

Considerando todos os casos que foram mostrados, a conclusão em relação à forma das distribuições de velocidade é semelhante à obtida no caso sem poeira. Ou seja, o aumento na população de íons super-térmicos associado a uma distribuição *product-bi-kappa* leva a um aumento na região de comprimentos de onda para a qual ocorre a instabilidade *ion firehose*, e também a um aumento na magnitude das taxas de crescimento. Por outro lado, apesar do fato de que a instabilidade depende da anisotropia dos íons, um aumento na população de elétrons super-térmicos associado a uma distribuição *product-bi-kappa* para os elétrons contribui para a diminuição da instabilidade. Como regra geral, o efeito positivo sobre a instabilidade causada pela distribuição *product-bi-kappa* dos íons parece ser mais significativo do que a diminuição associada à distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons para os mesmos índices  $\kappa$ .

Na figura 4.14 analisamos ainda mais a influência do aumento da população de poeira sobre a instabilidade *ion firehose*, considerando as diferentes formas das distribuições de velocidade para as partículas. Os painéis do lado esquerdo da figura 4.14 mostram os valores de  $z_i$  obtidos da relação de dispersão, enquanto que a coluna da direita mostra os valores de  $\gamma$ , que é a taxa de crescimento da instabilidade. Para todos os casos vistos na figura 4.14, consideramos a razão de temperatura dos íons como sendo  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,4$  e nos concentramos no efeito da presença de partículas de poeira e na mudança da distribuição de velocidades. Nos painéis (a) e (b) da figura 4.14 são apre-

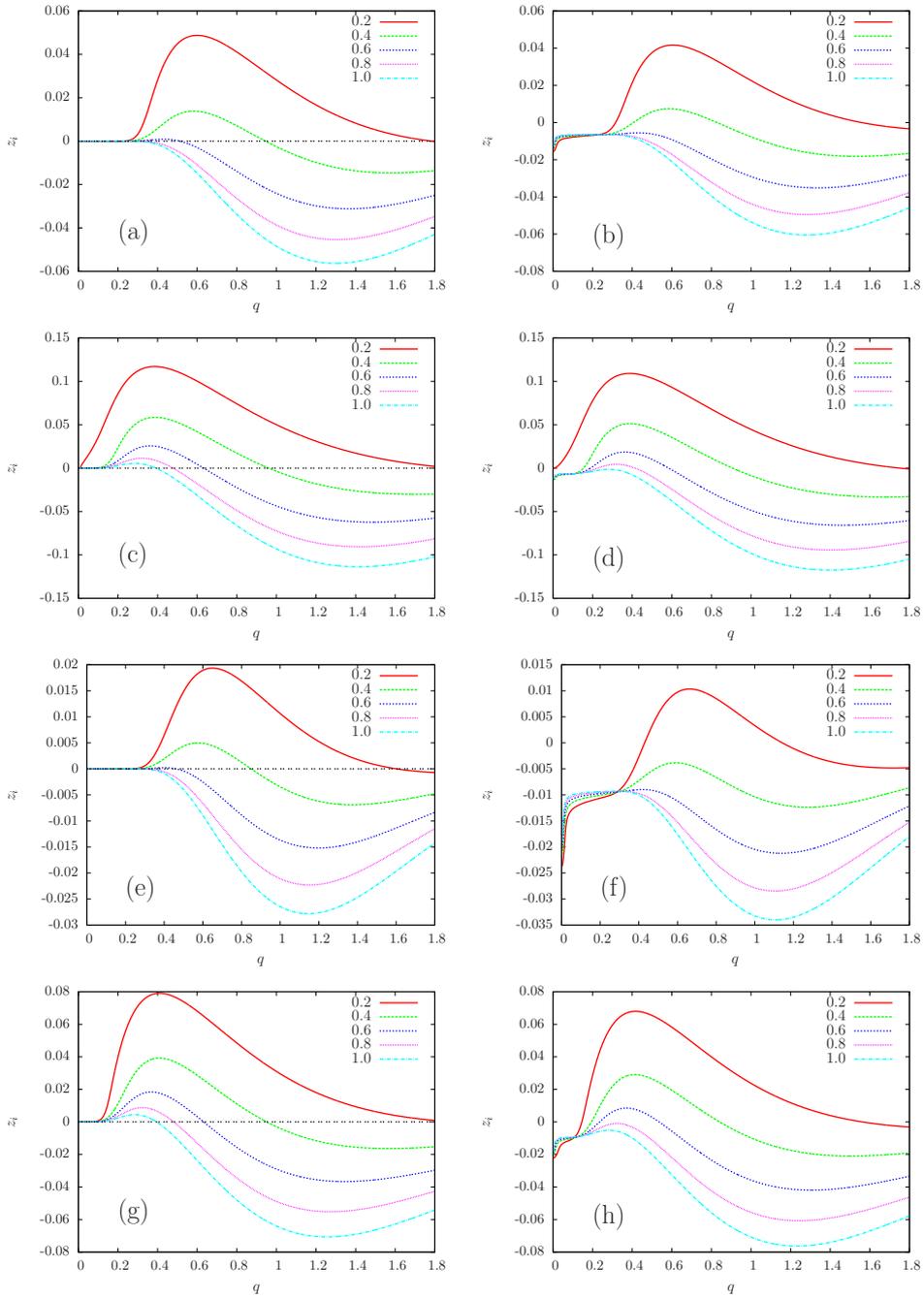


Figura 4.13: Parte imaginária da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* ( $z_i$ ) vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição para íons e elétrons e diferentes valores de razão de temperatura de íons ( $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,2, 0,4, 0,6, 0,8$  e  $1,0$ ). Na coluna da esquerda,  $\epsilon = 0$ ; e na coluna da direita,  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$ . Os parâmetros de plasma são  $\beta_i = 2,0$  e  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ . (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para os elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

sentados os resultados obtidos considerando uma função de distribuição Maxwelliana para os elétrons e uma distribuição bi-Maxwelliana para os íons. O painel do lado esquerdo mostra que com o aumento na densidade de poeira a curva representando  $z_i$  é deslocada para baixo, mantendo basicamente a mesma forma, exceto para as modificações mais perceptíveis na região de número de onda pequeno. O painel do lado direito, (b), mostra que a densidade de poeira dada por  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-8}$  pouco altera a taxa de crescimento, mas o efeito aumenta gradualmente com o aumento da densidade de poeira, de modo que a instabilidade desaparece para valores de densidade de poeira logo acima de  $\epsilon \simeq 2,0 \times 10^{-7}$ . Comentários similares podem ser feitos a respeito do caso em que os íons tem uma distribuição *product-bi-kappa* e os elétrons uma distribuição Maxwelliana, vistos nas figuras 4.14(c) e (d). Na figura 4.14(c) vemos as curvas para  $z_i$  sendo movidas para baixo pelo aumento da densidade de poeira, com uma modificação na região  $q \simeq 0$  mais pronunciada no caso da figura 4.14(a). A figura 4.14(d) mostra uma tendência de aumento na instabilidade associada à distribuição *product-bi-kappa* dos íons, vista no fato de que o efeito de uma pequena densidade de poeira é menos eficaz do que na situação em que os íons são descritos por uma distribuição Maxwelliana. Por exemplo, na figura 4.14(d) vemos que a taxa de crescimento máxima no caso de  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$  é reduzida por um fator de aproximadamente 20% se comparada ao caso sem poeira, enquanto que a redução na mesma situação de densidade de poeira gira em torno de 50% no caso visto na figura 4.14(b). Além disso, vemos que para densidade de poeira  $\epsilon = 2,0 \times 10^{-7}$ , que praticamente não tinha instabilidade no caso da figura 4.14(b), sofreu somente uma redução de aproximadamente 30% na taxa de crescimento máxima no caso da figura 4.14(d). O efeito da distribuição *product-bi-kappa* para os elétrons leva a uma situação que pode ser denominada como oposta ao caso da distribuição *product-bi-kappa* para os íons. As figuras 4.14(e) e (f) mostram que uma distribuição *product-bi-kappa* para os elétrons gera uma redução na taxa de crescimento causada pela presença de poeira que é mais efetiva do que no caso em que os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana. De acordo com o painel (f), densidade de poeira com valor  $\epsilon = 5,0 \times 10^{-8}$  é já o suficiente para fazer o pico da taxa de crescimento diminuir a quase um décimo do valor obtido com  $\epsilon = 0,0$ . E uma densidade de  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$  é suficiente para eliminar a instabilidade. É preciso lembrar neste ponto que, no caso da distribuição dos íons ser *product-bi-kappa* e a dos elétrons ser Maxwelliana, como visto na figura 4.14(c), a mesma densidade de poeira

somente reduz a taxa de crescimento por um fator próximo de 20%. Finalmente, as figuras 4.14(g) e (h) mostram a situação em que a distribuição de ambas espécies é do tipo *product-bi-kappa*, o efeito danoso da característica não-térmica dos elétrons não é tão efetivo como visto nas figuras 4.14(e, f). Uma comparação da figura 4.14(h) com a figura 4.14(d), ambas obtidas com uma distribuição dos íons do tipo *product-bi-kappa*, mostra que com a distribuição dos elétrons sendo *product-bi-kappa*, a densidade de poeira tendo valor de  $\epsilon = 2,0 \times 10^{-7}$  leva a taxa de crescimento máxima a um valor ligeiramente menor do que a metade do valor máximo obtido sem poeira, enquanto que no caso de uma distribuição de elétrons Maxwelliana o mesmo valor de densidade de poeira só causou uma diminuição de 30% na taxa máxima de crescimento. Vemos também na figura 4.14(h) que  $\epsilon = 4,0 \times 10^{-7}$  é suficiente para eliminar a instabilidade, o que não ocorreu no caso da distribuição dos elétrons ser Maxwelliana como na figura 4.14(d).

Na figura 4.15 é feita a análise a respeito do efeito dos valores de  $\kappa$  na instabilidade *ion firehose*, na presença de partículas de poeira. Para essa análise consideramos a razão de temperatura dos íons sendo  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,4$ , assim como na figura 4.14. Para a densidade relativa de partículas de poeira, supomos o valor  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$ . Na coluna da esquerda da figura 4.15 mostramos as curvas representando  $z_i$ , e na coluna do lado direito as curvas representam os valores de  $\gamma$ . Consideramos três diferentes combinações de função de distribuição para as velocidades. Para os três casos, usamos  $\kappa_{\perp} = \kappa_{\parallel}$ , e consideramos quatro diferentes valores,  $\kappa = 20, 10, 5$  e  $3$ . Com esses valores, a distribuição *product-bi-kappa* muda sua forma de um modelo não muito distante de uma Maxwelliana para uma forma não-térmica com uma proeminente cauda. Nos painéis de cima das figuras 4.15(a) e (b), os resultados são obtidos considerando uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons e uma distribuição Maxwelliana para os elétrons. Nesse caso vemos que a faixa de número de onda com instabilidade muda para menores valores de  $q$ , e que a taxa de crescimento máxima aumenta com a diminuição do valor de  $\kappa$ , isto é, com o aumento na característica não-térmica da distribuição dos íons. Podemos notar no painel da esquerda uma região de amortecimento próximo de  $q = 0$ , com valores que vemos serem em parte independentes do índice  $\kappa$  da distribuição dos íons. Nas figuras 4.15(c) e (d) mostramos os resultados obtidos no caso em que os íons são descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana e os elétrons por uma distribuição *product-bi-kappa*. A figura 4.15(c) mostra claramente uma mu-

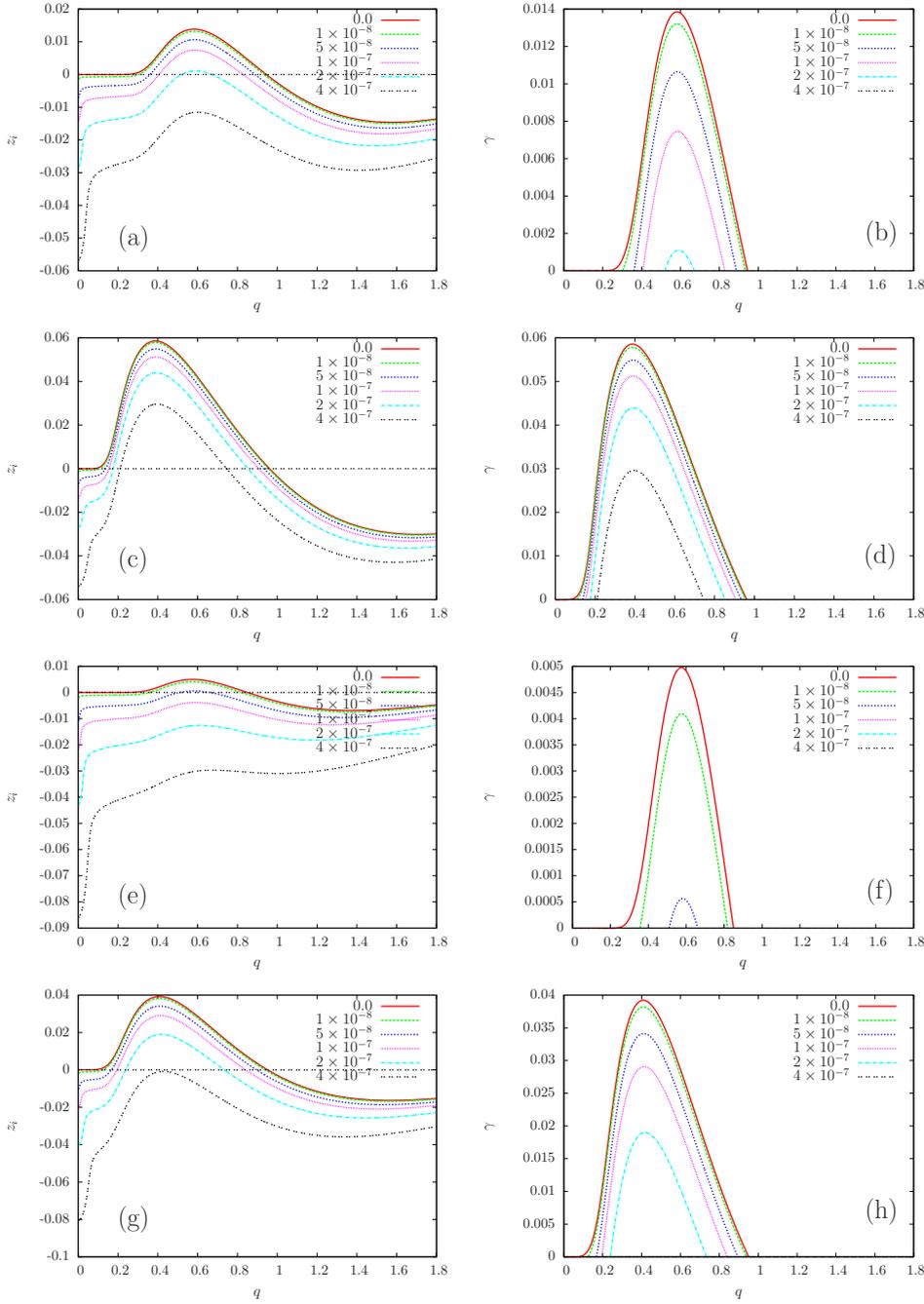


Figura 4.14: Parte imaginária da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* ( $z_i$ , coluna da esquerda), e taxa de crescimento da instabilidade *ion firehose* ( $\gamma$ , ou  $z_i > 0$ , coluna da direita), vs. número de onda normalizada  $q$ , para diferentes formas da distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de densidade de poeira ( $\epsilon = 1,0 \times 10^{-8}$ ,  $5,0 \times 10^{-8}$ ,  $1,0 \times 10^{-7}$ ,  $2,0 \times 10^{-7}$ , e  $4,0 \times 10^{-7}$ ). Os parâmetros de plasma são  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,4$ . (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para os elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

dança para baixo nos valores de  $z_i$ , na região da instabilidade, com o decréscimo do índice  $\kappa$  na distribuição dos elétrons, isto é, com o aumento da característica não térmica da distribuição dos elétrons. De fato, vemos na figura 4.15(c) que no caso de  $\kappa_e$  suficientemente pequeno, entre o valor 10 e o valor 5, a instabilidade deixa de existir e passa a ocorrer apenas amortecimento, ou seja, apenas valores negativos de  $z_i$ . Além disso, vemos uma grande mudança na forma das curvas descrevendo  $z_i$ , entre os valores de  $\kappa_e = 5,0$  e  $3,0$ . É também notado que os valores negativos de  $z_i$  próximos a  $q = 0$  aumentam em valor absoluto, quanto menor for o valor de  $\kappa$  na distribuição dos elétrons. Combinando isso com a observação feita sobre a figura 4.15(a), ou seja, que os valores de  $z_i$  nessa região são independentes do índice  $\kappa$  da distribuição dos íons, chegamos à conclusão que o amortecimento na região de  $q = 0$  é associado à distribuição dos elétrons. A figura 4.15(c) e mais especificamente a figura 4.15(d) mostra que a instabilidade, apesar de ser dependente da anisotropia na distribuição dos íons, é diminuída com o aumento da característica não térmica da distribuição dos elétrons, associada à diminuição do índice  $\kappa$  da distribuição *product-bi-kappa*.

Nas figuras 4.15(e) e 4.15(f) mostramos os resultados obtidos considerando uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons e elétrons, com temperatura isotrópica para os elétrons e anisotrópica para os íons. Com a diminuição do índice  $\kappa$  para ambas espécies, comparamos a efetividade da distribuição não térmica dos íons para aumentar a taxa de crescimento, com a tendência de a distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons diminuir a instabilidade. A figura 4.15(e) mostra que com uma diminuição do índice  $\kappa$  de 20 para 5 as curvas que representam  $z_i$  mostram um aumento na taxa de crescimento e a tendência da faixa de instabilidade se aproximar de menores valores de  $q$ . O comportamento é similar ao observado na figura 4.15(a), mas com menores valores de taxa de crescimento. Por exemplo, para  $\kappa = 5$  a taxa de crescimento vista nas figuras 4.15(a) e (b) é ao redor de 0,05, e é de 0,03 na figura 4.15(c). Essa redução é efeito do aumento da característica não térmica da distribuição dos elétrons, pois a distribuição dos íons é a mesma nas figuras 4.15(a) e (c). Contudo, as figuras 4.15(e) e (f) também mostram uma mudança no comportamento da parte imaginária da frequência de onda, para  $\kappa$  com valor igual a 5. Enquanto a taxa de crescimento máxima que foi observada aumenta entre  $\kappa = 20$  e  $\kappa = 5$ , ela sofre uma importante diminuição entre 5 e 3, por um fator de aproximadamente 50%. Ao passo que as figuras 4.15(e) e (f) mostram que depois de  $\kappa = 5$  ocorre uma inversão da tendência de crescimento da taxa de cresci-

mento máxima observada na situação entre  $\kappa = 20$  e  $\kappa = 5$ , o caso da figura 4.15(a) e (b) mostra que a taxa de crescimento continua a aumentar entre  $\kappa = 5$  e  $\kappa = 3$ . A conclusão é que o efeito causado pela característica não térmica dos elétrons, sobre a instabilidade *ion firehose*, torna-se mais eficaz para menores valores do índice  $\kappa$ .

Na figura 4.16 investigamos o efeito da anisotropia dos índices  $\kappa$  na distribuição dos íons, considerando uma temperatura isotrópica para íons e elétrons. Consideramos a população de íons representada por uma função de distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = 3,0$  e alguns valores de  $\kappa_{i\perp}$ , dados por  $\kappa_{i\perp} = 3,0, 5,0, 10,0, 20,0$  e  $40,0$ , valores esses que correspondem a razões de temperaturas efetivas de valores  $1,5, 0,83, 0,625, 0,555$  e  $0,526$ . A densidade de poeira é dada por  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$ . Na figura 4.16(a), consideramos o caso em que os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana isotrópica, considerando  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Conforme vemos na figura 4.16(a) com o aumento do índice  $\kappa_{i\perp}$ , isto é, com o aumento da anisotropia, é aumentado o intervalo de valores de  $q$  com instabilidade, e a magnitude da taxa de crescimento também aumenta. É interessante notar que, para os casos vistos na figura, aqueles onde  $\kappa_{i\perp} \geq 5,0$  tem a razão de temperatura efetiva menor que um, mas o caso de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 3,0$  representa uma situação em que  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} > 1$ . Na figura 4.16(b), consideramos o caso em que os elétrons possuem uma distribuição de velocidade *product-bi-kappa*, considerando  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5,0$ . Como no caso da figura 4.16(a), assumimos  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . A comparação entre os resultados da figura 4.16(b) e a figura 4.16(a) mostra que, assim como no caso de índices  $\kappa$  isotrópicos e temperatura de íons anisotrópica, o aumento da característica não térmica da distribuição dos elétrons leva a uma diminuição nos valores de  $z_i$  e contribui para diminuir a instabilidade *ion firehose*. Nos painéis (c) e (d) investigamos o efeito da variação de parâmetros do plasma, relevantes em um plasma com a presença de uma população de poeira, e considerando íons com uma distribuição *product-bi-kappa* com temperaturas isotrópicas e anisotrópica devido aos índices  $\kappa$ . Na figura 4.16(c) mostramos uma situação similar àquela considerada no painel (a), com a diferença de que no caso do painel (c) a densidade de íons é  $n_{i0} = 10 \text{ cm}^{-3}$ , um valor próximo ao esperado em plasmas no sistema solar, na vizinhança de 1 unidade astronômica, ao invés de  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Como visto na figura 4.16(c), os resultados são muito similares aos obtidos para valores maiores de densidade de íons no plasma, como visto na figura

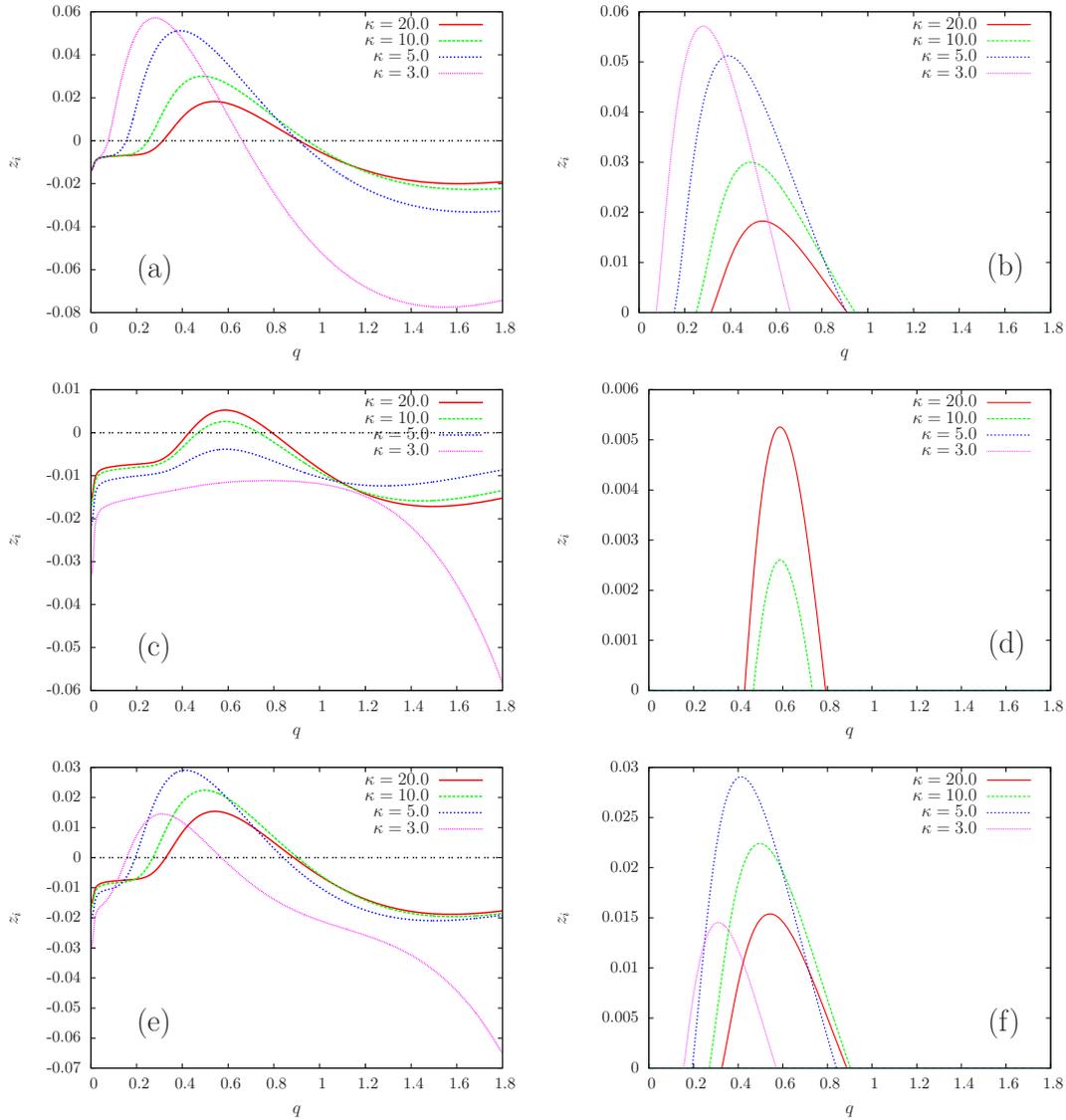


Figura 4.15: Parte imaginária da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* ( $z_i$ , coluna da esquerda), e taxa de crescimento da instabilidade *ion firehose* ( $\gamma$ , ou  $z_i > 0$ , coluna da direita), vs. número de onda normalizada  $q$ , para diferentes formas da distribuição de íons e elétrons. Os parâmetros de plasma são  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 0,4$ ,  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$  e temperaturas de elétrons isotrópicas. (a) e (b) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$  para íons, com  $\kappa_{i\parallel} = 20, 10, 5$ , e 3, e distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons; (c) e (d) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel}$ , sendo  $\kappa_{e\parallel} = 20, 10, 5$  e 3; (e) e (f) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel}$ , sendo  $\kappa_{e\parallel} = 20, 10, 5$  e 3.

4.16(a). Finalmente, na figura 4.16(d) consideramos um caso semelhante ao visto na figura 4.16(a), exceto pelo fato de que nessa figura 4.16(d) consideramos  $\beta_i = 1,0$ , ao invés de  $\beta_i = 2,0$ . Os resultados obtidos são qualitativamente os mesmos, a não ser que para um menor valor de  $\beta_i$  a taxa de crescimento é menor, comportamento que é similar ao que foi visto no estudo na ausência de poeira e que foi publicado em [12].

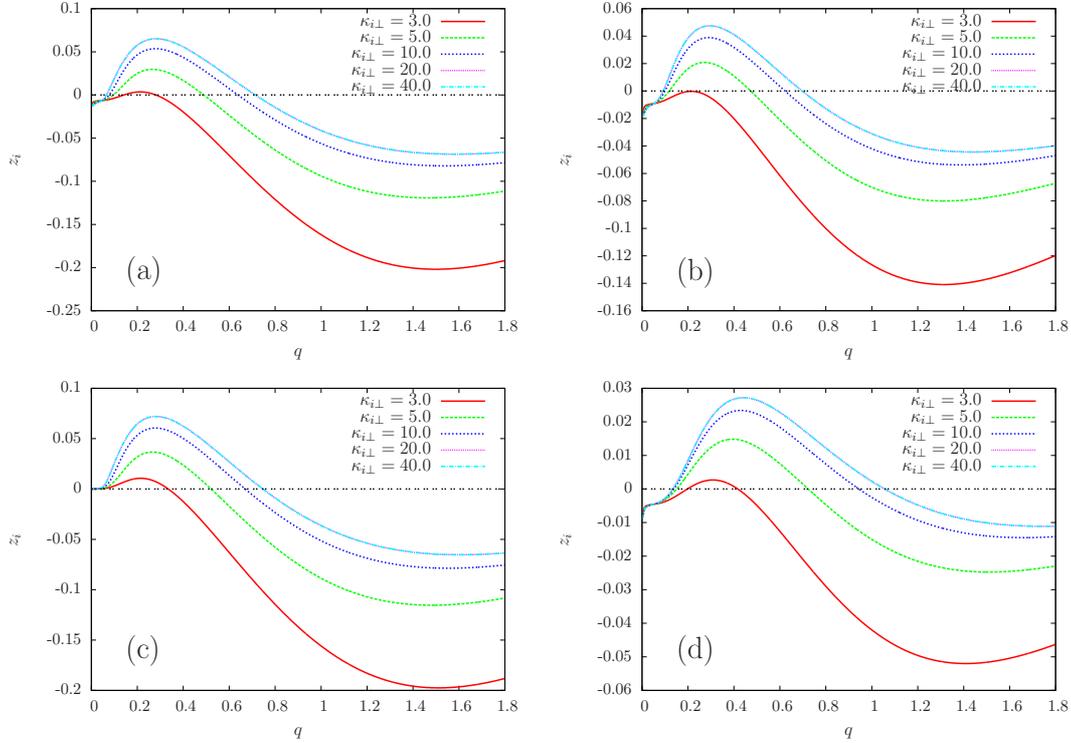


Figura 4.16: Parte imaginária da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *whistler* ( $z_i$ ) vs. número de onda normalizada  $q$ , com densidade de poeira  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-7}$ , para diferentes conjuntos de distribuições de íons e elétrons e parâmetros de plasma. (a) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica, íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = 3,0$  e  $\kappa_{i\perp} = 3,0, 5,0, 10,0, 20,0$  e  $40,0$ ,  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (b) Elétrons com distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5,0$ , íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = 3,0$  e  $\kappa_{i\perp} = 3,0, 5,0, 10,0, 20,0$  e  $40,0$ ,  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; (c) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica, íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = 3,0$  e  $\kappa_{i\perp} = 3,0, 5,0, 10,0, 20,0$  e  $40,0$ ,  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^1 \text{ cm}^{-3}$ ; (d) Elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica, íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\parallel} = 3,0$  e  $\kappa_{i\perp} = 3,0, 5,0, 10,0, 20,0$  e  $40,0$ ,  $\beta_i = 1,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ; Para todos os casos considerados,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 1,0$ .

## 4.5 *Ion-Cyclotron* Com Poeira

Nesta seção, para a análise numérica sobre o efeito da presença de partículas de poeira na relação de dispersão de ondas propagando-se no modo *ion-cyclotron*, bem como na taxa de crescimento da instabilidade *ion-cyclotron*, consideraremos os mesmos parâmetros que usamos na seção 4.3 e na Ref. [13], parâmetros esses que também já foram usados em conhecido estudo sobre instabilidade em plasma espacial [19]. Aqui temos anisotropia na distribuição dos íons, considerando em todos os casos que a temperatura dos elétrons tem o mesmo valor que a temperatura paralela dos íons,  $T_e = T_{i\parallel}$ . Quando levada em conta a população de poeira, consideramos, para simplificar, que todas as partículas de poeira são esféricas, com raio  $a = 1,0 \times 10^{-4}$  cm.

Usando esse parâmetros, resolvemos a relação de dispersão considerando diferentes formas de função de distribuição para os íons e elétrons, e diferentes valores de densidade para a população de partículas de poeira. Inicialmente, consideramos os efeitos na presença de poeira na parte imaginária da frequência de onda, como pode ser visto na figura 4.11, onde os resultados obtidos no caso de ausência de poeira são mostrados na coluna da esquerda enquanto que os resultados obtidos com a presença de população de poeira são vistos na coluna da direita. Na figura 4.17 consideramos a presença de uma pequena população de poeira, com densidade numérica relativa dada por  $\epsilon = n_{d0}/n_{i0} = 2,5 \times 10^{-6}$ , onde  $n_{d0}$  e  $n_{i0}$  são respectivamente os valores de equilíbrio de densidade de poeira e densidade de íons. Para obtenção dessa figura, e para a análise subsequente, consideramos  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9$  cm<sup>-3</sup>, valor que, como já dito, representa a densidade de íons em ambientes no entorno de estrelas de carbono [47].

As curvas individuais mostram os resultados obtidos considerando diferentes valores de razão de temperatura de íons,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2, 3, 4, 6, \text{ e } 8$ . As figuras 4.17(a) e 4.17(b) foram obtidas considerando uma distribuição bi-Maxwelliana para os íons e uma distribuição Maxwelliana isotrópica para os elétrons. Podemos ver que a taxa de crescimento da instabilidade, que é simplesmente  $z_i > 0$ , aumenta com o aumento da razão de temperatura em ambos os casos, com e sem poeira. Vemos também que a faixa de valores de  $q$  onde ocorre instabilidade aumenta da mesma forma. O efeito da presença de poeira gera, como podemos ver na figura 4.17(b), uma pequena redução de  $|z_i|$  quando comparado com a figura 4.17(a), e a ocorrência de uma pequena região

de amortecimento ( $z_i < 0$ ) para pequenos valores de  $q$ , que não é vista no caso sem poeira.

No caso descrito pelas figuras 4.17(c) 4.17(d) a distribuição dos elétrons é a mesma dos painéis (a) e (b), mas a dos íons é agora uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , os mesmos valores de razão de temperatura e os mesmos valores usados nos outros parâmetros. A comparação entre as figuras 4.17(c) e 4.17(a) mostra que um aumento na característica não térmica na distribuição dos íons, devido ao uso da distribuição *product-bi-kappa*, gera um aumento na instabilidade tanto na taxa de crescimento quanto na faixa de número de onda. A comparação entre as figuras 4.17(c) e 4.17(d) mostra que nesse caso a presença de uma pequena população de poeira causa efeito similar ao visto no caso em que os íons são descritos pelo uso de uma distribuição *product-bi-kappa*, levando a uma pequena diminuição na magnitude dos valores de  $|z_i|$ , diminuição da faixa de número de onda instável e ocorrência de uma região de amortecimento para valores pequenos de  $q$ .

Por outro lado, as figuras 4.17(e) e 4.17(f) mostram que o caso em que os íons são descritos por uma função de distribuição bi-Maxwelliana e os elétrons por uma função de distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5,0$ , razão de temperatura de íons e os outros parâmetros iguais aos da figura 4.17(a) e 4.17(b), a magnitude dos valores de  $z_i$  e a faixa de valores de  $q$  com valores positivos de  $z_i$  são reduzidas se comparadas ao caso em que os elétrons são Maxwellianos, visto nos painéis (a) e (b). Esta observação também foi feita no caso da instabilidade *ion firehose*, tanto na presença quanto na ausência de partículas de poeira [12, 14]. O efeito da presença de poeira é uma ligeira redução na taxa de crescimento e na faixa de número de onda instável, como pode ser visto na comparação entre as figuras 4.17(f) e 4.17(e).

Os painéis finais da figura 4.17 são os painéis (g) e (h), onde os resultados são obtidos considerando que a distribuição tanto dos íons quanto dos elétrons é do tipo *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5,0$ ,  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , com os mesmos parâmetros de razão de temperatura dos íons usados nos painéis (a) e (b). Podemos ver que os valores de  $z_i$  são maiores nos painéis (g) e (h) que nos painéis (a) e (b), respectivamente, indicando a influência da característica não térmica da distribuição dos íons sendo dominante frente à característica não térmica da distribuição dos elétrons. Ou seja, para os mesmos índices  $\kappa$ , a tendência para aumentar a taxa de crescimento causada pela distribuição *product-bi-kappa* dos íons é vista como mais significativa do que

a tendência de diminuição da instabilidade associada à distribuição *product-bi-kappa* dos elétrons. O efeito da presença de uma pequena população de poeira é semelhante ao efeito observado no caso de outras combinações de funções de distribuição dos íons e elétrons, com o aparecimento de uma região com amortecimento para pequenos valores de  $q$  e uma pequena diminuição das taxas de crescimento e do intervalo de números de onda com instabilidade.

A figura 4.18 mostra os valores da parte real da frequência de onda normalizada, correspondente às partes imaginárias apresentadas na figura 4.17. A sequência dos painéis de cima para baixo da figura 4.18 mostra que uma mudança na distribuição dos íons e dos elétrons, de Maxwelliana para uma *product-bi-kappa* com um valor relativamente pequeno de índice  $\kappa$ , produz uma mudança quantitativa nos valores de  $z_r$ , mas não modifica a dependência quantitativa em número de onda normalizado  $q$  ou sobre as razões de temperatura dos íons.

Na figura 4.19 apresentamos as partes real e imaginária da relação de dispersão de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron*, considerando o valor da razão de temperatura fixo, diferentes formas para função de distribuição de velocidades e diferentes valores de densidade de poeira. Os painéis da esquerda mostram os valores de  $z_i$ , enquanto que os painéis da direita mostram os valores correspondentes a  $z_r$ . Consideramos a razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 5,0$ , cinco valores para a densidade de poeira e os outros parâmetros iguais aos usados na figura 4.17. A sequência de figuras na coluna da esquerda, de cima para baixo, mostra que o efeito global da presença de poeira é uma redução da instabilidade, tanto em magnitude da taxa de crescimento como na faixa de números de onda instáveis. No entanto, a eficácia do efeito da poeira depende das funções de distribuição de velocidade. No caso de elétrons com uma distribuição Maxwelliana e íons descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana, representado nas figuras 4.19(a) e 4.19(b), a instabilidade praticamente deixa de existir para o caso com uma população de poeira próxima de  $\epsilon = 7,5 \times 10^{-6}$ . Se a distribuição de íons é mudada para uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , a instabilidade somente se aproxima de zero para um número de densidade próximo de  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-5}$ , como pode ser visto na figura 4.19(c). Por outro lado, se a distribuição dos íons é uma bi-Maxwelliana e a dos elétrons for uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5,0$ , a instabilidade praticamente desaparece para um número de densidade de poeira de  $\epsilon \simeq 5,0 \times 10^{-6}$ , como visto na figura 4.19(e). No painel da

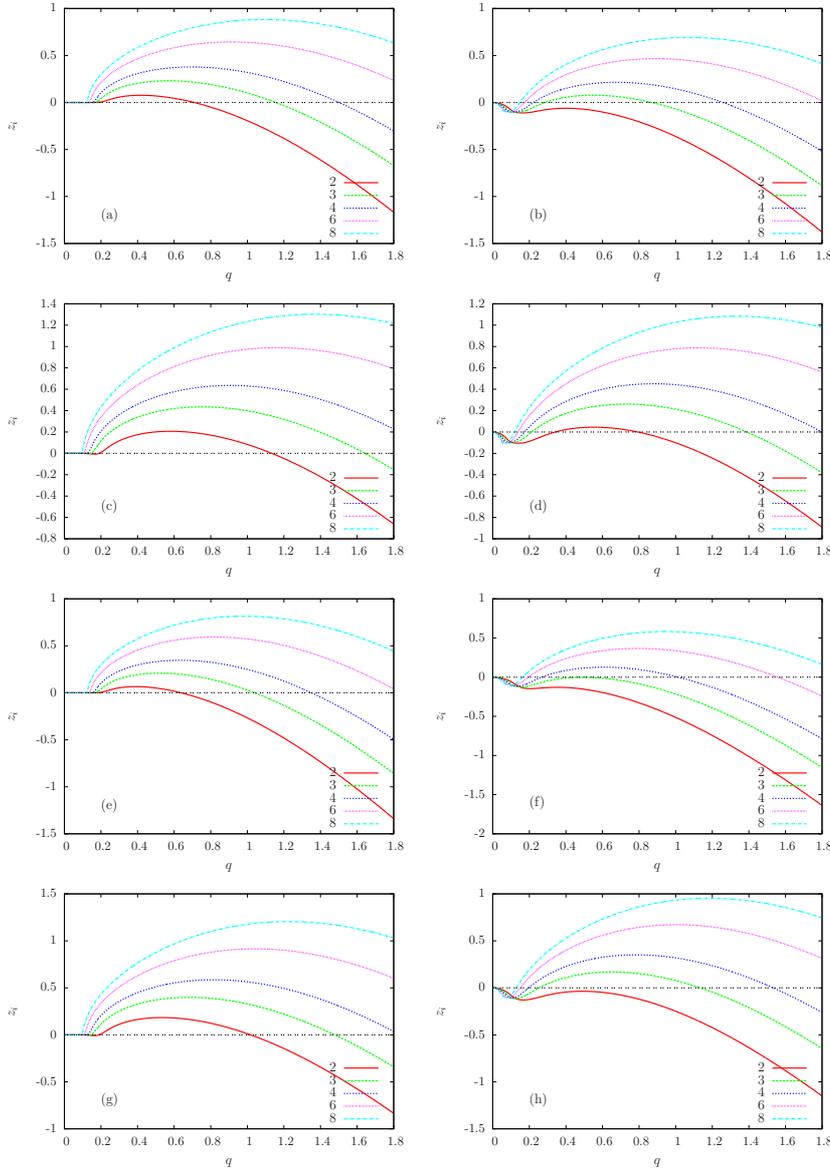


Figura 4.17: Parte imaginária da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* ( $z_i$ ) vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de razão de temperatura de íons ( $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2, 3, 4, 6$  e  $8$ ). Na coluna da esquerda  $\epsilon = 0$ ; e na coluna da direita,  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$ . Os parâmetros do plasma são  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$  e  $a = 1,0 \times 10^{-4} \text{ cm}$ , com elétrons com temperatura isotrópica,  $T_e = T_{i\parallel}$ . (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

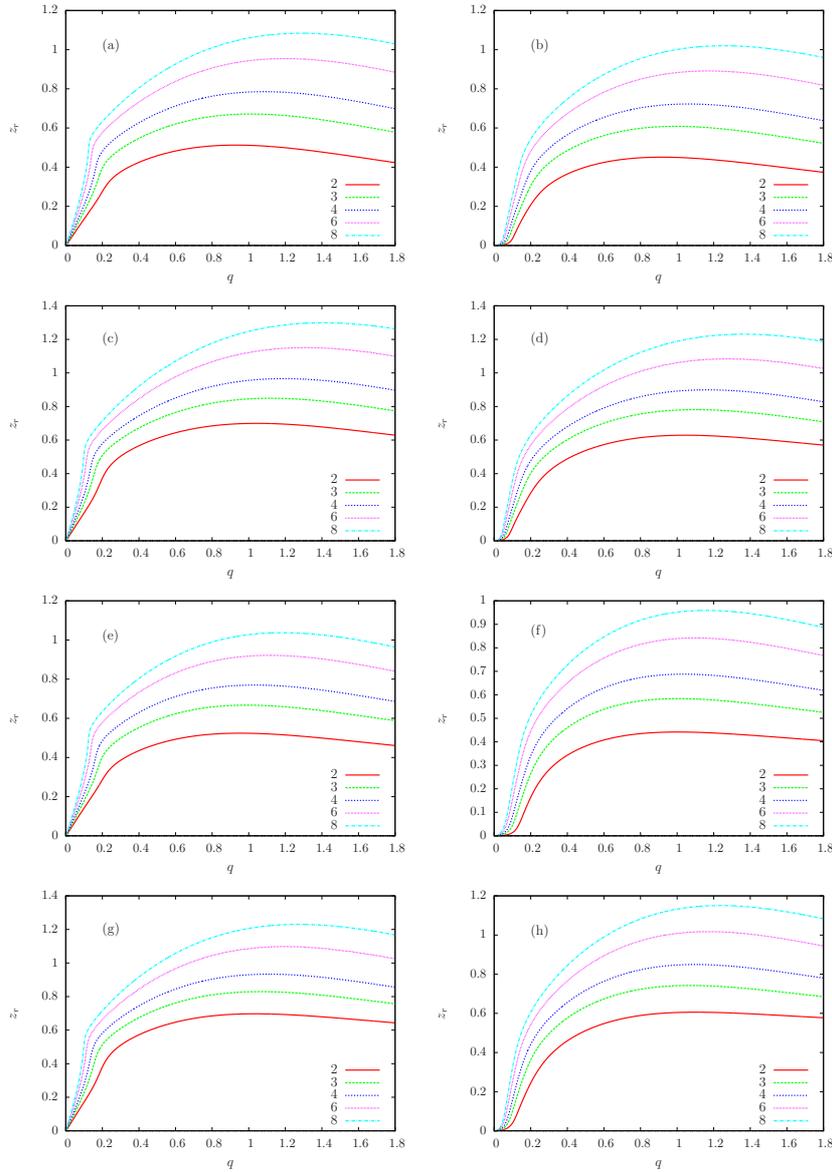


Figura 4.18: Parte real da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* ( $z_r$ ) vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de razão de temperatura de íons ( $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2, 3, 4, 6$  e  $8$ ). Na coluna da esquerda  $\epsilon = 0$ ; e na coluna da direita,  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$ . Os parâmetros do plasma são os mesmos da figura 4.17. (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

ultima linha, 4.19(g), vemos que quando ambas espécies, elétrons e íons, são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, a instabilidade desaparece somente para valores de densidade de poeira próximos de  $\epsilon \simeq 9,0 \times 10^{-6}$ , que é um valor intermediário entre os valores obtidos nos casos das figuras 4.19(c) e 4.19(e).

Na figura 4.20 investigamos o efeito do valor do índice  $\kappa$  na instabilidade *ion-cyclotron*, quando os íons e elétrons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*. A coluna da esquerda mostra os valores da parte imaginária  $z_i$  enquanto que a coluna da direita expressa os valores para a parte real  $z_r$ , obtidos da solução numérica da relação de dispersão. Para todos os painéis da figura 4.20, consideramos um valor fixo de razão de temperatura,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 5,0$ , densidade de poeira relativa de poeira dada por  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$ , os outros parâmetros são os mesmo usados na figura 4.17. Nas figuras 4.20(a) e 4.20(b) mostramos os resultados obtidos no caso em que os elétrons são descritos por uma distribuição Maxwelliana e os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, considerando cinco valores para os índices  $\kappa$ ,  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20, 10, 6, 5$ , e  $4$ . As razões de temperaturas efetivas são portanto  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 5,14, 5,31, 5,63, 5,83$  e  $6,25$ . A figura 4.20(a) mostra que para  $\kappa_i$  igual a 20, a instabilidade *ion-cyclotron* ocorre entre  $0,2 \leq q \leq 1,65$ . Com a diminuição do índice  $\kappa$  para 10, o limite superior da região instável é movido para  $q \simeq 1,8$ , e o limite inferior é movido para um menor valor de  $q$ . Com posterior diminuição dos índices  $\kappa$ , a região instável aumenta consideravelmente e se prolonga bem para além do valor máximo de  $q$  que é mostrado como limite na figura 4.19. O limite inferior da região instável continua diminuindo para valores menores de  $q$ , sendo de  $q \simeq 0,13$  para  $\kappa$  igual a 4. O valor máximo da taxa de crescimento aumenta à medida que o índice  $\kappa$  da distribuição dos íons diminui, sendo de  $z_i \simeq 0,38$  em  $q \simeq 0,8$ , nos casos de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 20$ , e  $z_i \simeq 0,77$  em  $q \simeq 1,1$ , no caso de  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 4$ .

Nas figuras 4.20(c) e 4.20(d) apresentamos os resultados obtidos para a solução numérica da relação de dispersão no caso de os íons serem descritos por uma bi-Maxwelliana e os elétrons serem descritos por uma *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 20, 10, 6, 5$  e  $4$ . Apesar da isotropia na temperatura dos elétrons,  $T_{e\perp} = T_{e\parallel}$ , existe aqui o efeito da anisotropia efetiva que vai de 1,03 no caso do índice  $\kappa$  igual a 20 até 1,25 no caso de  $\kappa$  igual a 4. A figura 4.20(c) mostra que uma diminuição no índice  $\kappa$  na distribuição dos elétrons é associada a uma diminuição na magnitude da instabilidade e na faixa instável, contrariamente ao observado no caso de uma diminuição no

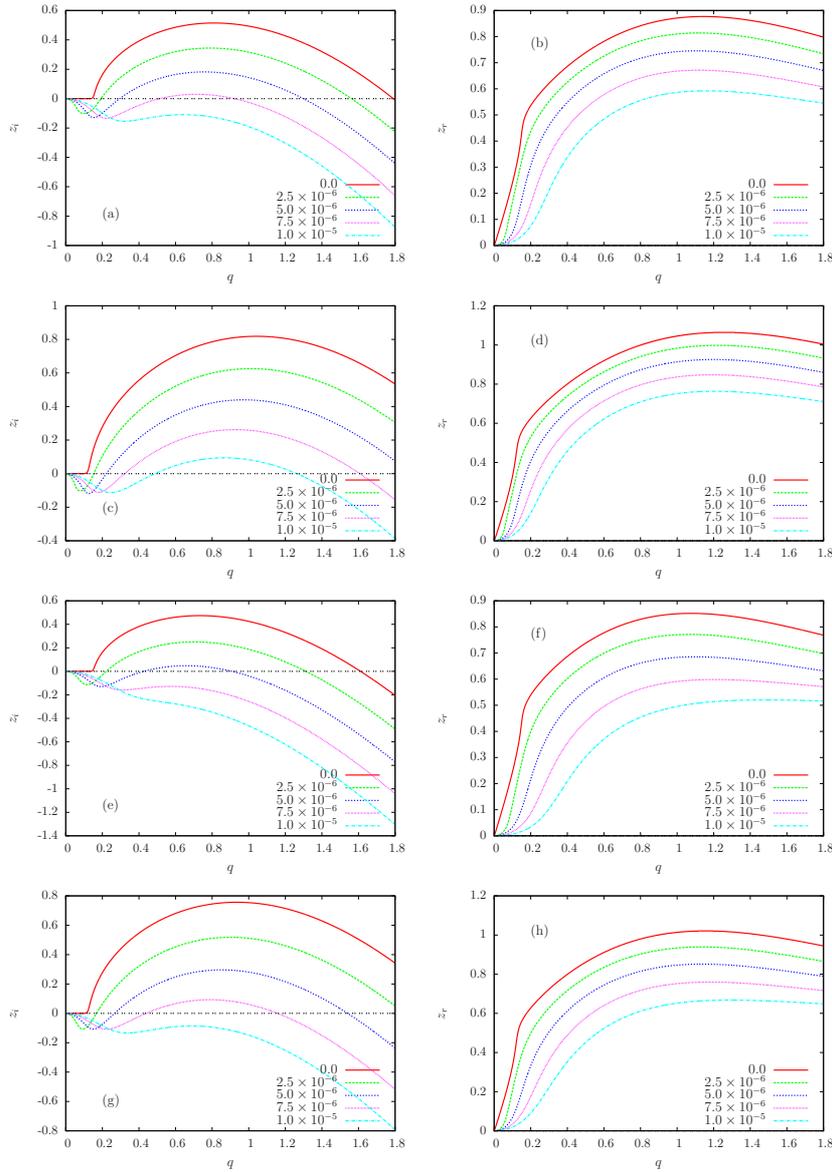


Figura 4.19: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e diferentes valores de densidade de poeira ( $\epsilon = 0, 2,5 \times 10^{-6}, 5,0 \times 10^{-6}, 7,5 \times 10^{-6},$  e  $1,0 \times 10^{-5}$ ). A razão de temperatura dos íons é  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 5,0$  e os outros parâmetros do plasma são os mesmos da figura 4.17. (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

índice  $\kappa$  na distribuição dos íons, conforme visto na figura 4.20(a). Para a parte real da relação de dispersão, a figura 4.20(d) mostra que o efeito do índice  $\kappa$  na distribuição dos elétrons é muito pequeno, menos importante do que o efeito devido ao índices  $\kappa$  nos íons, visto na Figura 4.20(b).

Nas figura 4.20(e) e 4.20(f) apresentamos os resultados obtidos considerando tanto os íons como os elétrons sendo descritos por uma função de distribuição *product-bi-kappa*, considerando os mesmos índices  $\kappa$ , 20, 10, 6, 5 e 4. Em consonância aos resultados obtidos nas figuras 4.20(a) e 4.20(c), que nos mostram que a taxa de crescimento da instabilidade *ion-cyclotron* tende a ser maior no caso da distribuição de íons ser do tipo *product-bi-kappa* e menor no caso de os elétrons terem uma distribuição *product-bi-kappa*, a figura 4.20 mostra as taxas de crescimento com valores que estão entre aqueles obtidos nos casos anteriores. Por exemplo, no caso de  $\kappa$  igual a 5, a figura 4.20(e) mostra que o valor máximo de  $z_i$  é próximo de 0,51 enquanto, que é de  $z_i \simeq 0,6$  no caso da figura 4.20(a) e de  $z_i \simeq 0,23$  na figura 4.20(c).

Na figura 4.21 reproduzimos a análise feita na figura 4.19, mas considerando agora  $\beta_i = 0,2$ , ao invés de  $\beta = 2,0$ . Como no caso apresentado na figura 4.19, a sequência dos painéis que constituem a figura 4.21, de cima para baixo, mostra que a presença de partículas de poeira leva a uma redução da instabilidade, tanto em magnitude quanto na faixa de número de onda instável, com efetividade que depende das funções de distribuição de velocidade. No caso de elétrons com uma distribuição de Maxwell e com distribuição de íons bi-Maxwelliana, representado nas figuras 4.21(a) e 4.21(b), a instabilidade deixa de existir para  $\epsilon \simeq 6,0 \times 10^{-6}$ . A figura 4.21(c) mostra que no caso de íons com distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , a instabilidade somente desaparece para o caso em que a população de poeira seja dada por um valor próximo de  $\epsilon = 1,0 \times 10^{-5}$ . Se a distribuição dos íons for dada por uma bi-Maxwelliana e os elétrons tiverem uma distribuição *product-bi-kappa*, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5,0$ , a instabilidade desaparece para  $\epsilon \simeq 5,0 \times 10^{-6}$ , como visto na figura 4.21(e). A figura 4.21(g) mostra que quando, tanto íons quanto elétrons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, a instabilidade desaparece para  $\epsilon \simeq 7,5 \times 10^{-6}$ , valor esse que é intermediário entre os valores obtidos para os casos das figuras 4.21(c) e 4.21(e).

Nas figuras 4.22 e 4.23 investigamos o efeito da anisotropia do índice  $\kappa$  na distribuição dos íons, considerando temperaturas de elétrons e íons isotrópicas. A coluna

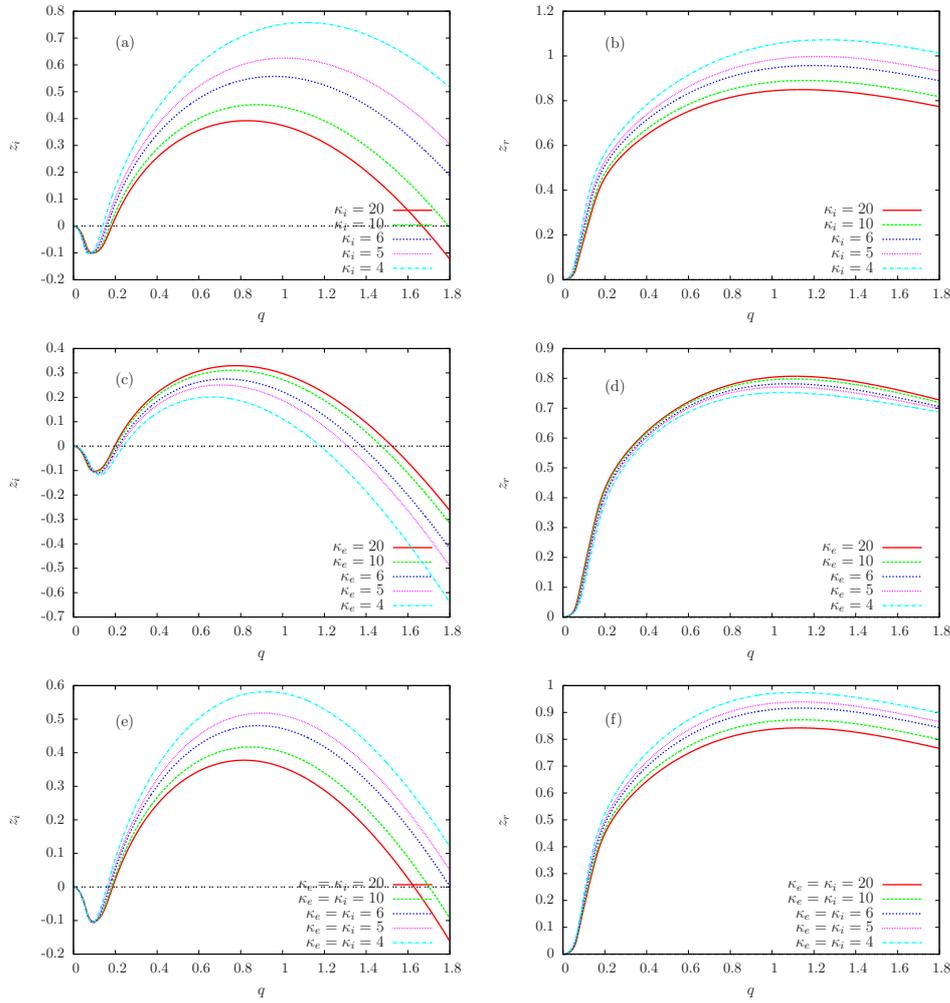


Figura 4.20: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons, com diferentes valores de índice  $\kappa$ . Os parâmetros são  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 5,0$ ,  $a = 1,0 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ,  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$ , com temperatura de elétron isotrópica,  $T_e = T_{i\parallel}$ . (a) e (b) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$  para íons, com  $\kappa$  20, 10, 6, 5 e 4, e distribuição Maxwelliana para os elétrons; (c) e (d) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel}$ , com  $\kappa$  20, 10, 6, 5 e 4; (e) e (f) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para os elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel}$  e  $\kappa$  20, 10, 6, 5 e 4.

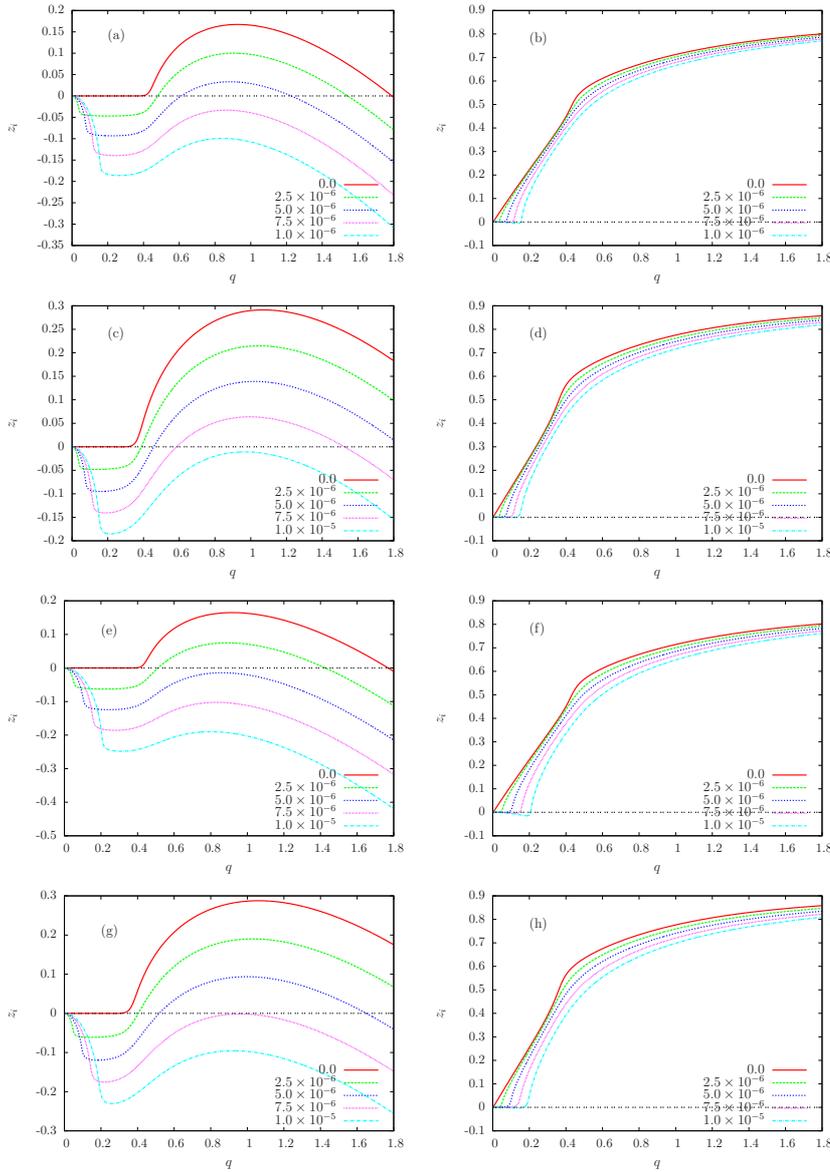


Figura 4.21: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons, com diferentes valores de densidade de poeira ( $\epsilon = 0, 2,5 \times 10^{-6}, 5,0 \times 10^{-6}, 7,5 \times 10^{-6}$  e  $1,0 \times 10^{-5}$ ). Aqui temos  $\beta_i = 0,2$  e os outros parâmetros como os da figura 4.19. (a) e (b) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e Maxwelliana isotrópica para elétrons; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons; (e) e (f) Distribuição bi-Maxwelliana para íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ ; (g) e (h) Distribuição *product-bi-kappa* com  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5$  para íons e distribuição *product-bi-kappa* para os elétrons, com  $\kappa_{e\perp} = \kappa_{e\parallel} = 5$ .

da esquerda mostra os valores de  $z_i$  e a coluna da direita mostra os valores de  $z_r$ .

No caso da figura 4.22, consideramos um valor fixo para a densidade relativa de poeira,  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$ , outros parâmetros idênticos aos da figura 4.17, e distribuição *product-bi-kappa* para os íons, com temperaturas isotrópicas,  $\kappa_{i\parallel} = 30$ , e valores de  $\kappa_{i\perp}$  sendo  $\kappa_{i\perp} = 20, 10, 5$  e  $2,93$ . Os valores de razão de temperaturas efetivas correspondentes a esses índices  $\kappa$  são  $1,06, 1,19, 1,58$  e  $2,99$ . Podemos comparar os resultados vistos na figura 4.22(a) com os da figura 4.17(d), que foram obtidos considerando a mesma combinação de funções de distribuição de velocidade e os mesmos parâmetros, mas com índices  $\kappa$  isotrópicos e temperaturas anisotrópicas para os íons. Podemos ver na figura 4.17(d) que para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 3,0$  temos instabilidade na faixa de  $0,2 \leq q \leq 1,4$ , com valor máximo dado em  $z_i \simeq 0,25$ , enquanto que no caso da figura 4.22(a) a instabilidade começa a aparecer em  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,99$  ocorrendo entre  $0,3 \leq q \leq 0,9$ , com menores valores de taxa de crescimento. Outra comparação que pode ser feita é entre a figura 4.22(c) e a figura 4.17(h), que mostra os resultados obtidos para uma distribuição *product-bi-kappa* para os íons e elétrons, com anisotropia de temperatura na figura 4.17 e anisotropia no índice  $\kappa$  dos íons na figura 4.22. Na figura 4.17(h) a região de instabilidade para  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 3,0$  é vista na região  $0,22 \leq q \leq 1,15$ , com taxa de crescimento máxima em aproximadamente  $z_i = 0,2$ . O caso com anisotropia similar na temperatura efetiva é aquele dado por  $\kappa_{i\perp} = 2,93$  na figura 4.22(c) no qual vemos que não ocorre instabilidade. A conclusão que pode ser feita é que a anisotropia na temperatura efetiva que é devida à anisotropia dos parâmetros  $\kappa$  na distribuição dos íons não é tão eficaz como a anisotropia na temperatura dos íons, sobre a efetividade da instabilidade *ion-cyclotron*. As flutuações que aparecem em alguns resultados, na região de grandes valores de  $q$ , são devidas à diminuição da precisão na localização de raízes da relação de dispersão. O código numérico utilizado mostrou dificuldade para atingir naquela faixa de parâmetros a mesma precisão na convergência para as raízes que pode ser obtida para outras condições. Entretanto, essa precisão reduzida se manifesta apenas como uma flutuação em torno de um valor médio, o que não interfere na análise qualitativa da situação descrita.

Na figura 4.23 investigamos em mais detalhes o papel da densidade de poeira no caso de íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com anisotropia devida aos índices  $\kappa$ , ao invés de anisotropia devido a temperaturas. Assumimos os mesmos parâmetros usados na figura 4.17 e uma distribuição *product-bi-kappa* com isotropia

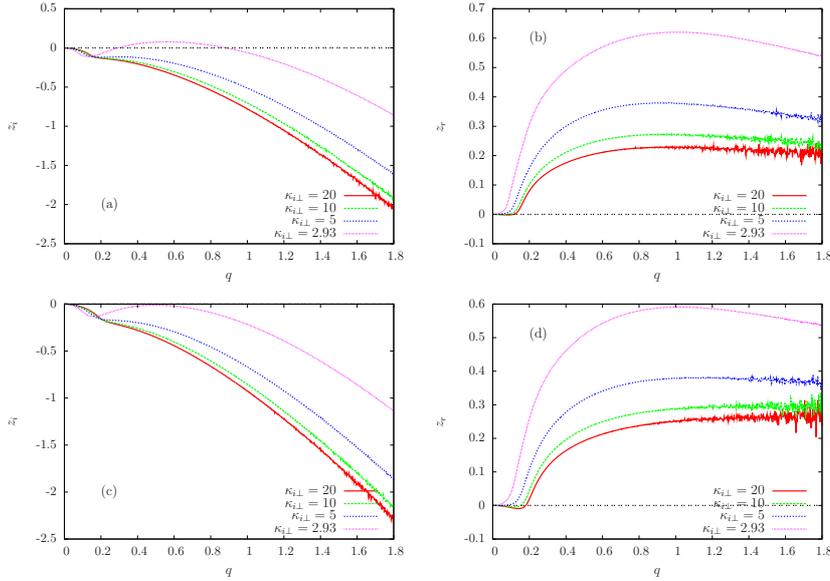


Figura 4.22: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons, com temperatura de íons isotrópica e diferentes valores de anisotropia de íons nos índices  $\kappa$ . Aqui temos  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $a = 1,0 \times 10^{-4} \text{ cm}$ ,  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$  e temperatura de elétrons isotrópica  $T_e = T_{i\parallel}$ . (a) e (b) Distribuição *product-bi-kappa* para íons, com  $\kappa_{i\parallel} = 30$  e valores de  $\kappa_{i\perp}$  (20, 10, 5 e 2,93) com elétrons Maxwellianos isotrópicos; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* para íons e elétrons, com  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5,0$ ,  $\kappa_{i\parallel} = 30$  e valores de  $\kappa_{i\perp}$  (20, 10, 5 e 2,93).

na temperatura, com  $\kappa_{i\parallel} = 30$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,93$ , que geram uma temperatura efetiva com valor de  $\theta_{i\perp}/\theta_{i\parallel} = 2,99$ , e alguns valores de densidade relativa de poeira. Na figura 4.23(a) temos os valores de  $z_i$  obtidos considerando uma distribuição Maxwelliana isotrópica descrevendo os elétrons. Podemos ver que a instabilidade *ion-cyclotron* desaparece para uma população de poeira entre  $\epsilon = 2,5 \times 10^{-6}$  e  $\epsilon = 5,0 \times 10^{-6}$ . Por comparação, a figura 4.23(e) mostra os valores de  $z_i$  obtidos com uma distribuição similar, mas com índices  $\kappa$  isotrópicos,  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel} = 5,0$ , e anisotropia devido a temperatura, com  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2,565$ , que leva a uma anisotropia próxima da temperatura efetiva vista na figura 4.23(a). Podemos ver que no caso da figura 4.23(e) a instabilidade é ligeiramente mais forte, com uma faixa maior de número de onda instável, do que no caso da figura 4.23(a). Como já foi observado nos comentários sobre a figura 4.22, vê-se que a anisotropia devida aos índices  $\kappa$  não é tão eficaz em produzir a instabilidade *ion-cyclotron* como a anisotropia devida à temperatura dos íons.

As figuras 4.23(c) e 4.23(d) mostram uma situação similar ao visto nas figuras 4.23(a) e 4.23(b), exceto que a função de distribuição dos elétrons é uma *product-bi-kappa*, com temperaturas isotrópicas e  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5,0$ , ao invés de uma Maxwelliana isotrópica. Vemos que no caso de distribuição de íons com anisotropia devido aos índices  $\kappa$  e com o aumento do carácter não térmico da distribuição dos elétrons, ocorre uma diminuição da instabilidade *ion-cyclotron*, como era de se esperar, visto que todos resultados até aqui mostram que um aumento do carácter não térmico dos elétrons leva a um enfraquecimento da instabilidade.

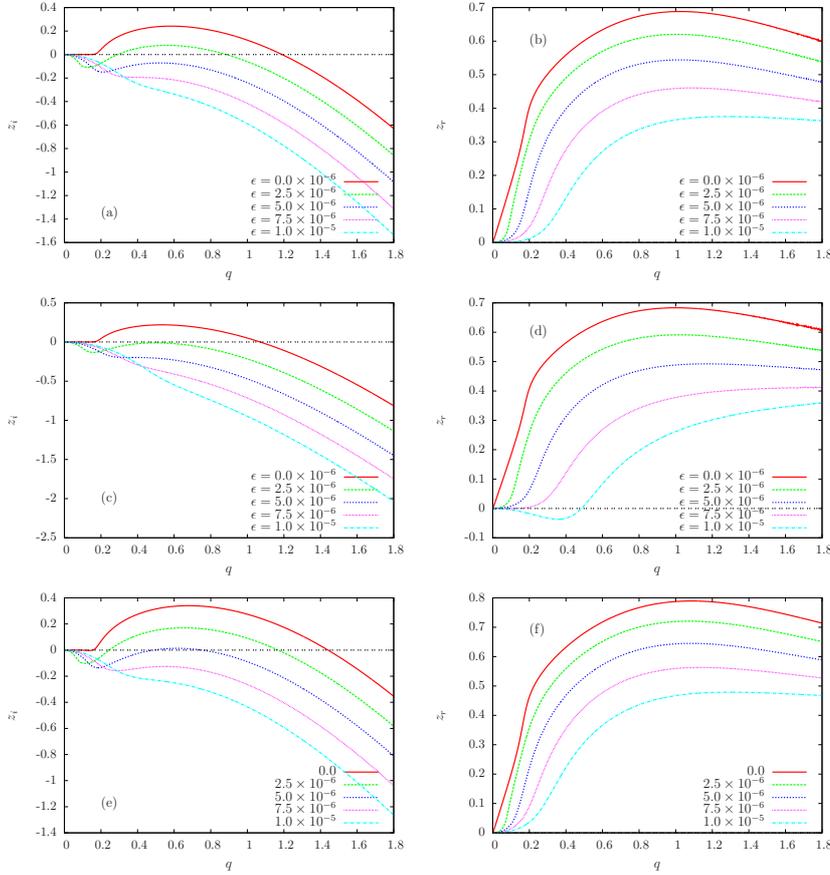


Figura 4.23: Parte imaginária ( $z_i$ , coluna da esquerda) e parte real ( $z_r$ , coluna da direita) da frequência de onda normalizada de uma onda propagando-se no modo *ion-cyclotron* vs. número de onda normalizado  $q$ , para diferentes formas de distribuição de íons e elétrons e densidade de poeira dada por ( $\epsilon = 0, 2,5 \times 10^{-6}, 5,0 \times 10^{-6}, 7,5 \times 10^{-6}$ , e  $1,0 \times 10^{-5}$ ). Aqui temos  $\beta_i = 2,0$ ,  $v_A/c = 1,0 \times 10^{-4}$ ,  $n_{i0} = 1,0 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $a = 1,0 \times 10^{-4} \text{ cm}$  e temperatura de elétrons isotrópica  $T_e = T_{i\parallel}$ . (a) e (b) Distribuição *product-bi-kappa* para íons, com  $\kappa_{i\parallel} = 30$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,93$ , com temperatura isotrópica para os íons e elétrons com distribuição Maxwelliana isotrópica; (c) e (d) Distribuição *product-bi-kappa* para íons, com  $\kappa_{i\parallel} = 30$  e  $\kappa_{i\perp} = 2,93$ , com temperatura isotrópica para os íons e distribuição *product-bi-kappa* para elétrons, com  $\kappa_{e\parallel} = \kappa_{e\perp} = 5,0$ ; (e) e (f) Distribuição *product-bi-kappa* para íons, com  $\kappa_{i\parallel} = \kappa_{i\perp} = 5,0$  e  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} = 2,565$ , com distribuição Maxwelliana isotrópica para elétrons.

# Capítulo 5

## Considerações Finais

O objetivo principal deste trabalho foi o estudo de instabilidades em ondas eletromagnéticas de baixa frequência em plasmas empoeirados, no caso de distribuições de velocidade do tipo *product-bi-kappa* para elétrons e íons. Entretanto, não se constatou a existência de trabalhos com enfoque nesse tipo de distribuição, mesmo para plasmas convencionais, na ausência de poeira. Para suprir essa lacuna, desenvolvemos um estudo dessas ondas, em plasmas sem poeira, buscando conhecer a influência direta de parâmetros da distribuição, tanto de íons quanto de elétrons, sobre instabilidades do tipo *firehose* e *ion-cyclotron* em ondas propagando-se no modo *whistler* e *ion-cyclotron*.

Para isso, dividimos nossos estudos em quatro partes, onde em duas delas analisamos as instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron* na ausência de poeira e ao fim analisamos a influência da introdução de partículas de poeira para tratar as mesmas instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron*. Na primeira parte de nossos estudos, os resultados obtidos mostram que a instabilidade *ion firehose* é aumentada quando uma situação em que a característica não térmica da distribuição *product-bi-kappa* associada aos íons no plasma é comparada com a situação em que os mesmos íons são descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana anisotrópica. A gama de valores do número de onda que apresentam instabilidade no caso *product-bi-kappa* cobre a região instável do caso em que os íons são descritos por uma distribuição bi-Maxwelliana, mas aumenta para a região de maiores comprimentos de onda quando diminuimos o índice  $\kappa$ , para os mesmos valores de razão de temperatura  $T_{i\perp}/T_{i\parallel} < 1$ . De acordo

com a análise numérica que foi feita, esses efeitos associados ao caráter não térmico da distribuição *product-bi-kappa* dos íons são claramente aumentados com a redução do parâmetro de plasma  $\beta_i$ . Nossos resultados mostraram também que, no caso em que os íons são descritos por uma distribuição *product-bi-kappa*, a instabilidade ocorre mesmo para a razão de temperatura 1,0 e igual índice  $\kappa_{i\perp} = \kappa_{i\parallel}$ , devido à anisotropia que é inerente à distribuição *product-bi-kappa*. Como é sabido, para o caso de distribuição bi-Maxwelliana a ocorrência da instabilidade exige um certo grau de anisotropia na temperatura.

Nós também investigamos o efeito da função de distribuição dos elétrons sobre a taxa de crescimento da instabilidade. Nossos resultados mostraram que, apesar do fato de que a instabilidade *ion firehose* é ocasionada pela anisotropia na distribuição dos íons, o aumento da característica não térmica na distribuição dos elétrons que é associado ao uso de uma função *product-bi-kappa* afeta a instabilidade, com redução significativa da taxa de crescimento. Os resultados demonstram que diferenças aparentemente pequenas nas funções de distribuição de velocidades das partículas do plasma pode conduzir a diferenças significativas na magnitude das taxas de crescimento e no intervalo de números de onda que caracterizam a chamada instabilidade *ion firehose*. Conclui-se nessa primeira parte do trabalho que as distribuições *product-bi-kappa*, por possibilitarem a modelagem de anisotropia nos valores dos índices  $\kappa$  nas direções paralela e perpendicular, podem ser úteis para a análise de fenômenos ondulatórios no ambiente espacial, frequentemente feitas considerando combinações de distribuições Maxwellianas.

Ainda considerando um plasma convencional, isto é, sem a presença de partículas de poeira, os resultados que foram obtidos na análise numérica mostram um aumento da instabilidade *ion-cyclotron* devido à característica não térmica associada à distribuição *product-bi-kappa* dos íons, em comparação com os resultados obtidos quando a distribuição dos íons é do tipo bi-Maxwelliana anisotrópica. Foi demonstrado que a gama de valores do número de onda  $q$  em que a instabilidade ocorre, cobre a região instável do caso bi-Maxwelliano. Vemos que a parte superior limite é aumentada a medida que o índice  $\kappa$  diminui, isto é, aumentando o caráter não térmico na distribuição dos íons. O aumento do intervalo de instabilidade é particularmente significativo para pequenos valores de  $\kappa$ , como por exemplo,  $\kappa \leq 5,0$ .

De acordo com as análises numéricas, os efeitos qualitativos associados ao caráter

não térmico da distribuição dos íons sendo do tipo *product-bi-kappa* são relativamente independentes do parâmetro de plasma  $\beta_i$ . Quanto ao efeito da função de distribuição de elétrons sobre a taxa de crescimento da instabilidade *ion-cyclotron*, os nossos resultados mostraram que, para os elétrons descritos por distribuição *product-bi-kappa*, o aumento da característica não térmica da distribuição de elétrons afeta de maneira significativa a instabilidade *ion-cyclotron*, conduzindo a uma diminuição da magnitude da taxa de crescimento e à redução da gama de números de onda  $q$  instáveis.

Na segunda parte de nosso trabalho, pudemos então introduzir uma população de poeira no plasma convencional a fim de investigar a influência das partículas de poeira nas instabilidade *ion firehose* e *ion-cyclotron*. Apresentamos resultados de uma análise numérica da relação de dispersão considerando íons e elétrons com distribuições de velocidade que levam em conta as características não térmicas associados à distribuição *product-bi-kappa*, e tendo em conta agora a presença de uma população de partículas de poeira. A análise mostrou que o aumento no caráter não térmico da distribuição de íons, que é associado à diminuição do índice  $\kappa$ , assim como visto no caso sem poeira, contribui para aumentar a magnitude das taxas de crescimento da instabilidade *ion firehose* e o tamanho da região de número de onda  $q$  onde a instabilidade ocorre. Por outro lado, da mesma forma que no caso sem poeira, o resultados obtidos demonstraram que o aumento do caráter não térmico da função de distribuição de elétrons contribui para diminuir a instabilidade, diminuindo a magnitude da taxa de crescimento. Foi observado que, para menores valores do índice  $\kappa$ , a capacidade devida à distribuição não térmica dos íons de aumentar a instabilidade supera a tendência de queda devida à característica não térmica da distribuição de elétrons. Para valores mais baixos ainda do índice  $\kappa$ , por outro lado, o efeito deletério sobre a instabilidade que é devido à anisotropia efetiva dos elétrons tende a superar o efeito positivo sobre a instabilidade, que ocorre devido à distribuição não térmica dos íons.

Nos resultados referentes à investigação da instabilidade *ion-cyclotron* na presença de partículas de poeira continuamos vendo a tendência de o caráter não térmico dos íons aumentar a instabilidade. Enquanto que uma elevação na característica não térmica dos elétrons segue causando um enfraquecimento na instabilidade, mesmo essa instabilidade sendo gerada pela anisotropia nos íons.

A presença de uma pequena população de poeira leva a uma redução na magnitude e amplitude das instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron*, e surge um amortecimento

na região de número de onda com pequenos valores de  $q$ , o que não ocorre no caso sem poeira. Todas estas características relacionadas às diferentes formas de distribuições de íons e elétrons na presença de uma pequena quantidade de poeira, foram observados ao longo de um amplo intervalo de valores de  $\beta_i$ , de  $\beta_i = 0,2$  a  $\beta_i = 2,0$ .

Em relação ao efeito da presença de poeira, os resultados obtidos demonstraram que uma densidade relativa de poeira que é suficiente para fazer desaparecer completamente a instabilidade *ion-cyclotron* no plasma bi-Maxwelliano, pode não ser suficiente para superar a instabilidade em plasmas com íons descritos por uma distribuição *product-bi-kappa* com pequeno índices  $\kappa$ . Também tem sido observado que o aumento da população de poeira conduz à diminuição da velocidade da fase das ondas *ion-cyclotron*, para todos os tipos de combinações de distribuição Maxwelliana e *product-bi-kappa* que foram investigadas no caso da instabilidade *ion-cyclotron*.

Para razões de temperatura fixas  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  e valor fixo do valor da densidade numérica de partículas de poeira fixo, verificou-se que a diminuição do índice  $\kappa$  numa distribuição *product-bi-kappa* para os íons, leva a um aumento da instabilidade, tanto na extensão da faixa de valores de  $q$  e na magnitude da taxa de crescimento, e que o aumento torna-se cada vez mais pronunciado para valores progressivamente menores do índice  $\kappa$  para os íons. Por outro lado, para valores fixos de  $T_{i\perp}/T_{i\parallel}$  e de densidade de poeira, com distribuição bi-Maxwelliana para os íons, a diminuição do índice  $\kappa$  na distribuição do tipo *product-bi-kappa* dos elétrons, leva à diminuição da instabilidade *ion-cyclotron*, em magnitude e alcance, mas a diminuição não é muito pronunciada.

Nós também investigamos o efeito da anisotropia nos índices  $\kappa$  na distribuição *product-bi-kappa* de íons, para um dado valor da densidade de poeira e para íons com razões de temperaturas isotrópicas. Foi visto que a anisotropia devido à anisotropia nos índices  $\kappa$  não é tão eficaz em produzir a instabilidade *ion-cyclotron* como a anisotropia devido à relação entre as temperaturas perpendicular e paralela dos íons.

De forma geral, uma anisotropia na distribuição de velocidades dos íons tende a aumentar as instabilidades *ion firehose* e *ion-cyclotron*, sejam elas geradas pela anisotropia nos valores dos índices  $\kappa$  ou pela diferença entre a temperatura perpendicular e a temperatura paralela. Por outro lado, embora essas instabilidades tenham sua origem na anisotropia da distribuição de íons, o caráter não térmico associado ao uso de distribuições do tipo *product-bi-kappa* para os elétrons, leva a um enfraquecimento nessas mesmas instabilidades. A presença de partículas de poeira, de modo

geral, causa também uma diminuição nas instabilidades, assim como ocorre com a presença de elétrons supertérmicos.

# Referências Bibliográficas

- [1] A. I. Akhiezer, I. A. Akhiezer, R. V. Polovin, A. G. Sitenko, and K. N. Stepanov. *Plasma Electrodynamics, vol. 1, Linear Theory*. Pergamon, New York, 1975.
- [2] M. K. Alam, B. A. Begum, and A. R. Chowdhury. Effect of dust charge fluctuation on the Alfvén wave propagation in a magnetized dusty plasma. *Phys. Plasmas*, 8(10):4318–4324, Oct. 2001.
- [3] B. Basu. Hydromagnetic waves and instabilities in kappa distribution plasma. *Phys. Plasmas*, 16:052106, 2009.
- [4] J. A. Bittencourt. *Fundamentals of Plasma Physics*. São José dos Campos, 3rd. edition, 2003.
- [5] J. S. Chang and K. Spariosu. Dust particle charging characteristics under a collisionless magneto-plasma. *J. Phys. Soc. Japan*, 62(97), Jan 1993.
- [6] U. de Angelis. The physics of dusty plasmas. *Phys. Scripta*, 45:465–474, 1992.
- [7] M. C. de Juli and R. S. Schneider. The dielectric tensor for dusty magnetized plasmas with variable charge on dust particles. *J. Plasma Phys.*, 60(2):243–263, Aug./Sept. 1998.
- [8] M. C. de Juli and R. S. Schneider. The spatial absorption of the magnetosonic waves in dusty magnetized plasmas. *J. Plasma Phys.*, 64:57–76, 2000.
- [9] M. C. de Juli, R. S. Schneider, L. F. Ziebell, and V. Jatenco-Pereira. Effects of dust charge fluctuation on damping of Alfvén waves in dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 12(5):052109, 12p., May 2005.

- [10] Marcelo C. de Juli, R. S. Schneider, L. F. Ziebell, and R. Gaelzer. Effect of charged dust particles on the ion cyclotron and firehose instabilities. *J. Geophys. Res.*, 112:A10105, Oct. 2007.
- [11] Marcelo Camargo de Juli. *Ondas em plasmas empoeirados magnetizados, com carga variável das partículas de poeira*. PhD thesis, UFRGS, Curso de Pós-Graduação em Física, julho 2000. Orientação Dra. R. S. Schneider.
- [12] M. S. dos Santos, L. F. Ziebell, and R. Gaelzer. Ion firehose instability in plasmas with plasma particles described by product bi-kappa distributions. *Phys. Plasmas*, 21(112102), Nov 2014.
- [13] M. S. dos Santos, L. F. Ziebell, and R. Gaelzer. Ion-cyclotron instability in plasmas described by product-bi-kappa distributions. *Phys. Plasmas*, 22(122107), Dez 2015.
- [14] M. S. dos Santos, L. F. Ziebell, and R. Gaelzer. Ion firehose instability in a dusty plasma considering product-bi-kappa distributions for the plasma particles. *Phys. Plasmas*, 23(013705), Jan 2016.
- [15] B. D. Fried and S. D. Conte. *The Plasma Dispersion Function*. Academic Press, New York, 1961.
- [16] R. Gaelzer, M. C. de Juli, R. S. Schneider, and L. F. Ziebell. Obliquely propagating Alfvén waves in a Maxwellian dusty plasma. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 51(1):015011, 17p., Jan. 2009.
- [17] R. A. Galvão, L. F. Ziebell, R. Gaelzer, and M. C. de Juli. The dielectric tensor for magnetized dusty plasmas with superthermal plasma populations and dust particles of different sizes. *Braz. J. Phys.*, 41(4-6):258–274, Dec. 2011.
- [18] R. A. Galvão, L. F. Ziebell, R. Gaelzer, and M. C. de Juli. Alfvén waves in dusty plasmas with plasma particles described by anisotropic kappa distributions. *Phys. Plasmas*, 19:123705, 12pp, 2012.
- [19] S. Peter Gary. *Theory of space plasma microinstabilities*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge, New York, 2005.

- [20] J. R. Hill and D. A. Mendis. The dynamical evolution of the saturnian ring spokes. *J. Geophys. Res.*, 87(A9):7413–7420, Sept 1982.
- [21] N. Ya. Kotsarenko, S. V. Koshevaya, and A. N. Kotsarenko. Low frequency electromagnetic and kinetic Alfvén waves in a magnetized dusty plasma. *Phys. Scripta*, 56(4):388–391, Oct. 1997.
- [22] N. A. Krall and A. W. Trivelpiece. *Principles of Plasma Physics*. McGraw-Hill, New York, 1973.
- [23] M. Lazar. The electromagnetic ion-cyclotron instability in bi-kappa distributed plasmas. *Astron. Astrophys.*, 547:A94, 2012.
- [24] M. Lazar. Nonlinear evolution of the electromagnetic electron-cyclotron instability in bi-kappa distributed plasma. *Phys. Plasmas*, 22, 2015.
- [25] M. Lazar, V. Pierrard, S. Poedts, and R. Schlickeiser. Modeling space plasma dynamics with anisotropic kappa distributions. *Astrophys. Space Sci. Proc.*, 33:97–107, 2012.
- [26] M. Lazar and S. Poedts. Firehose instability in space plasmas with bi-kappa distributions. *Astron. Astrophys.*, 494:311–315, 2009.
- [27] M. Lazar and S. Poedts. Limits for the firehose instability in space plasmas. *Sol. Phys.*, 258:119–128, 2009.
- [28] M. Lazar, R. Schlickeiser, and S. Poedts. Is the Weibel instability enhanced by the suprathermal populations or not? *Phys. Plasmas*, 17:062112, 5p., 2010.
- [29] M. P. Leubner. A nonextensive entropy approach to kappa-distributions. *Astrophys. Space Sci.*, 282:573–579, Feb. 2002.
- [30] M. P. Leubner. Core-halo distribution functions: A natural equilibrium state in generalized thermostatics. *Astrophys. J.*, 604:469–478, March. 2004.
- [31] G. Livadiotis. Introduction to special section on origins and properties of kappa distributions: Statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas. *J. Geophys. Res.*, 120:A020825, Jan. 2015.

- [32] M. Maksimovic, V. Pierrard, and P. Riley. Ulysses electron distributions fitted with kappa functions. *Geophys. Res. Lett.*, 24(9):1151–1154, May 1997.
- [33] Ingrid Mann, Nicole Meyer-Vernet, and Andrzej Czechowski. Dust in the planetary system: Dust interactions in space plasmas of the solar system. *Phys. Rep.*, 536(1):1–39, Mar 1 2014.
- [34] Ingrid Mann, Asta Pellinen-Wannberg, Edmond Murad, Olga Popova, Nicole Meyer-Vernet, Marlene Rosenberg, Tadashi Mukai, Andrzej Czechowski, Sonoyo Mukai, Jana Safrankova, and Zdenek Nemecek. Dusty plasma effects in near Earth space and interplanetary medium. *Space Sci. Rev.*, 161(1-4):1–47, Nov 2011.
- [35] D. A. Mendis and M. Rosenberg. Cosmic dusty plasma. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 32:419–463, 1994.
- [36] R. L. Merlino, J. R. Heinrich, S-H Kim, and J. K. Meyer. Dusty plasmas: Experiments on nonlinear dust acoustic waves, shock and structures. *Plasma Phys. Contr. Fusion*, 54(12, 1-2), Dec 2012.
- [37] A. I. Momot and A. G. Zagorodny. Kinetic theory of ion-acoustic waves in dusty plasmas with grains of different sizes. *Phys. Scripta*, 71:543–547, 2005.
- [38] V. Pierrard and M. Lazar. Kappa distributions: Theory and applications in space plasmas. *Sol. Phys.*, 267(1):153–174, Nov 2010.
- [39] W. Pilipp, T. W. Hartquist, O. Havnes, and G. E. Morfill. The effects of dust on the propagation and dissipation of Alfvén waves in interstellar clouds. *Astrophys. J.*, 314:341–351, Mar. 1987.
- [40] M. Rosenberg. Ion-acoustic and dust-acoustic instabilities in dusty plasmas. *Planet. Space Sci.*, 41:229–233, 1993.
- [41] M. Salimullah and M. Rosenberg. On kinetic Alfvén waves in a dusty plasma. *Phys. Lett. A*, 254(6):347–350, Apr. 1999.
- [42] M. Salimullah, J. Sandberg, and P. K. Shukla. Dust charge fluctuations in a magnetized dusty plasma. *Phys. Rev. E*, 68:027403, 4p., 2003.

- [43] R. S. Schneider, L. F. Ziebell, M. C. de Juli, and V. Jatenco-Pereira. Electrostatic waves in a Maxwellian dusty plasma with variable charge on dust particles. *Braz. J. Phys.*, 36(3A):759–771, Sept. 2006.
- [44] B. A. Smith, L. Soderblom, R. Batson, P. Bridges, I. Inge, H. Masursky, E. Shoemaker, R. Beebe, J. Boyce, G. Briggs, A. Bunker, S. A. Collins, C. J. Hansen, T. V. Johnson, J. L. Mitchell, R. J. Terrile, A. F. Cook, J. Cuzzi, J. B. Pollack, G. E. Danielson, A. P. Ingersoll, M. E. Davies, G. E. Hunt, D. Morrison, T. Owen, C. Sagan, J. Veverka, R. Strom, and V. E. Suomi. A new look at the Saturn system: The Voyager 2 images. *Science*, 215(4532):504–537, Jan 1982.
- [45] Dany Summers and Richard M. Thorne. The modified plasma dispersion function. *Phys. Fluids B*, 3(8):1835–1847, Aug. 1991.
- [46] E. Thomas Jr., R. L. Merlino, and M. Rosenberg. Magnetized dusty plasmas: The next frontier for complex plasma research. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 54:124034, 2012.
- [47] V. N. Tsytovich, G. E. Morfill, and H. Thomas. Complex plasmas IV: Theoretical approaches to complex plasmas and their applications. *Plasma Phys. Rep.*, 30(10):816–864, 2004.
- [48] V. M. Vasyliunas. A survey of low-energy electrons in evening sector of magnetosphere with OGO 1 and OGO 3. *J. Geophys. Res.*, 73(9):2839, 1968.
- [49] Sergey V. Vladimirov. Propagation of waves in dusty plasmas with variable charges on dust particles. *Phys. Plasmas*, 1(8):2762–2767, Apr. 1994.
- [50] L. F. Ziebell, M. C. de Juli, R. S. Schneider, and V. Jatenco-Pereira. Mode coupling of low frequency electromagnetic waves in magnetized dusty plasmas. *Phys. Plasmas*, 12(8):082102, 16p, Aug. 2005.
- [51] L. F. Ziebell, R. S. Schneider, M. C. de Juli, and R. Gaelzer. A new formulation for the dielectric tensor for magnetized dusty plasmas with variable charge on the dust particles. *Braz. J. Phys.*, 38(3A):297–322, Sep. 2008.