

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA



Dissertação

**Título: Influência da Distribuição de Partículas do Vento Solar
na Instabilidade de Ondas em Plasmas**

Gabriel Chaves Brito

Pelotas, 2018

Gabriel Chaves Brito

**Influência da Distribuição de Partículas do Vento Solar na
Instabilidade de Ondas em Plasmas**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física do Instituto de Física e Matemática da Universidade Federal de Pelotas, como requisito parcial à obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Joel Pavan

Pelotas, 2018

Gabriel Chaves Brito

Título: Influência da Distribuição de Partículas do Vento Solar na Instabilidade de Ondas em Plasmas

Dissertação aprovada, como requisito parcial, para obtenção do grau de Mestre em Física, Programa de Pós-Graduação em Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas.

Data da Defesa: 23 de Julho de 2018

Banca examinadora:

Joel Pavan (Orientador)



Universidade Federal de Pelotas

Mário Lúcio Moreira



Universidade Federal de Pelotas

Willian Edgardo Alayo Rodriguez



Universidade Federal de Pelotas

Rudi Gaelzer



Universidade Federal do Rio Grande do Sul

“Nada pode ser obtido sem sacrifício. Para se obter algo é preciso oferecer algo em troca de igual valor. Esse é o princípio básico da alquimia, a Lei da Troca Equivalente.”.

ALPHONSE ELRIC.

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente a minha mãe Rosinete Chaves e ao meu irmão Rafael Chaves, por me apoiarem em momentos de fraqueza, me guiarem nos momentos de indecisão e por estarem por perto sempre que foi preciso.

As amigadas que fiz durante o tempo que estive em Pelotas, que ajudaram a me tornar uma pessoa melhor. As pessoas que passaram por minha vida e me mostraram uma forma diferente de enxergar o mundo.

Ao meu orientador Joel Pavan, pela paciência e respeito. Aos professores e pesquisadores do Instituto de Física e Matemática - IFM pelo conhecimento e respeito compartilhado.

Ao Curso de Pós-Graduação em Física pela oportunidade de estudo e utilização de suas instalações e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq pela bolsa de estudos.

RESUMO

BRITO, Gabriel Chaves, **Influência da Distribuição de Partículas do Vento Solar na Instabilidade de Ondas em Plasmas** 2018, 80p. Dissertação (Mestrado em Física) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, Pelotas, 2018.

Simulamos o ambiente interplanetário, a partir de um plasma de fundo (ambiente) descrito por uma função de distribuição de velocidade κ (FDV- κ). Este plasma de fundo interage com feixes contrapropagantes que são emitidos pelo Sol. Esses feixes são descritos por uma função de distribuição Maxwelliana (FDV-Maxwelliana) e esta interação feixe-plasma ocasiona o crescimento de ondas no plasma (modos dispersivos). Estudamos os modos de Langmuir, pois estão relacionados com as emissões solares tipo III. As emissões tipo III são resultantes da instabilidade produzida por feixes de partículas que podem ser gerados em eventos solares eruptivos, como *flares* e Ejeções Coronais de Massa (CMEs). A FDV- κ foi escolhida para representar o plasma de fundo, com o objetivo de verificar a influência no crescimento das ondas, a partir da variação do índice espectral κ . Primeiramente, realizamos um estudo a respeito da FDV- κ e justificamos o motivo de sua utilização para representar o plasma ambiente. Utilizamos como base do estudo a teoria quase linear pois esta, permite estudar a evolução do plasma após uma perturbação inicial. Para estudar a influência do índice κ , variamos alguns parâmetros como densidade e velocidade dos feixes. Com isso, é possível verificar o comportamento do crescimento das ondas a partir dessas variações. Os resultados foram obtidos de duas formas diferentes, por simulação numérica e analiticamente. A partir disso foi possível encontrar valores para a energia das ondas, fator de amplificação e taxa de crescimento inicial. Como forma de comparativa, também foi simulada uma situação em que o plasma ambiente era descrito por uma FDV-Maxwelliana. Os resultados mostraram que além da influência do índice κ a variação da velocidade e densidade dos feixes afetam diretamente o crescimento das ondas. Em particular, ambientes com as mesmas características, a FDV- κ apresentou um menor crescimento das ondas, quando comparada a uma FDV-Maxwelliana.

Palavras Chave: Plasmas, Interação Feixe-Plasma, Função de Distribuição de Velocidade Kappa

ABSTRACT

BRITO, Gabriel Chaves, 2018, 80p. Dissertation (Master Degree in Physics) - Programa de Pós-Graduação em Física, Departamento de Física, Instituto de Física e Matemática, Universidade Federal de Pelotas, 2018.

We simulate the interplanetary environment, from a background plasma (ambient) described by a Kappa Velocity Distribution Function (VDF- κ). This environment plasma interacts with counterstreaming beams that are emitted by the Sun. These beams are described by a Maxwellian Distribution Function (VDF-Maxwellian) and this beam-plasma interaction causes the growth of waves in the plasma (dispersive modes). In this work, we employ the Langmuir modes, since they are related to type III solar emissions. Type III emissions are the result of instabilities produced by beams of particles that can be generated in eruptive solar events, such as flares and Coronal Mass Ejections (CME's). The VDF- κ was chosen to represent the background plasma in order to verify the influence on the wave growth from the variation of the κ spectral index. First, we carried out a study about VDF- κ and justified the reason for its use to represent the plasma environment. We used as the basis of the study the quasilinear theory because, it allows to study the evolution of plasma after an initial disturbance. To study the influence of the κ -index, we varied some parameters such as density and velocity of the beams. With this, it is possible to verify the wave growth behavior from this variation. The results were obtained in two different ways, by numerical and analytical. From this it was possible to find values for wave energy, magnification factor and initial growth rate. From comparison, a situation in which the ambient plasma was described by an VDF-Maxwellian was also simulated. The results showed that in addition to the influence of the κ -index the variation of the velocity and density of the beams affect the direct wave growth. In particular, for environments with the same characteristics, the VDF- κ case presented a smaller wave growth, when compared to an VDF-Maxwellian.

Key-words: Plasmas, Plasma-Beam Interaction, Kappa velocity distribution function

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1	INTRODUÇÃO	19
2	FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO KAPPA	23
2.1	A distribuição Kappa em plasmas espaciais	24
2.2	Índice κ	26
3	TEORIA CINÉTICA	29
3.1	Sistema Vlasov-Maxwell	31
3.2	Teoria de Vlasov de ondas no plasma	32
3.3	Ondas de Langmuir	33
4	TEORIA QUASE LINEAR	35
4.0.1	Equação para as ondas e partículas	35
5	INSTABILIDADE EM PLASMAS	37
5.1	A FDV	39
5.2	Modo de dispersão	41
6	RESULTADOS	43
6.1	Interação feixe-plasma	43
6.2	Variação da densidade dos feixes contrapropagantes	49
6.2.1	Densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$	50
6.2.2	Densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$	56
6.3	Variação da velocidade dos feixes contrapropagantes	61
6.3.1	Velocidade de deriva $v_b = 4$ e $v_f = 4$	62
6.4	Taxa de crescimento inicial	67
7	CONSIDERAÇÕES FINAIS	73
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	75

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Função distribuição Maxwelliana F_M comparada com uma função de distribuição Kappa F_κ , para dois valores do índice espectral κ . [1]	20
2.1 Resultados obtidos através da coleta de dados dos satélites HELIOS 1 e 2, WIND e Ulysses, em que compara o comportamento da FDV das partículas em relação a variação da distancia radial.	28
3.1 Representação da velocidade de fase maior que a velocidade térmica (adaptada de [47]).	33
5.1 Função distribuição com um feixe quente (adaptada de [47]).	37
5.2 Evolução da função distribuição dos elétrons e da energia das ondas (adaptada de [47]).	38
5.3 Deformação da função distribuição dos elétrons (adaptada de [47]).	38
6.1 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.	44
6.2 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.	45
6.3 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.	46
6.4 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.	47
6.5 Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.	48
6.6 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.	50
6.7 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.	51
6.8 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.	52
6.9 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.	53
6.10 Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.	54
6.11 Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.	56

6.12	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.	57
6.13	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.	58
6.14	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.	59
6.15	Evolução temporal da energia das partículas.	60
6.16	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.	62
6.17	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.	63
6.18	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.	64
6.19	Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.	65
6.20	Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.	66
6.21	Taxa inicial de crescimento das ondas.	69
6.22	Taxa inicial de crescimento das ondas.	70
6.23	Taxa inicial de crescimento das ondas.	71
6.24	Taxa inicial de crescimento das ondas.	72

LISTA DE TABELAS

		<u>Pág.</u>
6.1	Fator de amplificação das ondas.	49
6.2	Fator de amplificação das ondas com densidade de feixes normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$	55
6.3	Fator de amplificação das ondas com densidade de feixes normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$	61
6.4	Fator de amplificação das ondas em uma interação feixe-plasma com velocidade normalizada $\nu_b = 4$ e $\nu_f = 4$	67
6.5	Taxa de crescimento inicial das ondas.	68
6.6	Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$	69
6.7	Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$	70
6.8	Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $\nu_b = 4$ e $\nu_f = 4$	71

1 INTRODUÇÃO

A principal distinção entre um plasma artificial confinado em um espaço limitado no laboratório e plasmas que ocorrem naturalmente no meio interplanetário é a onipresença de “caudas” energéticas, também chamadas de caudas supertérmicas [1]. Na literatura, é comum a utilização de uma Função de Distribuição de Velocidade (FDV) para representar a distribuição de partículas presentes no plasma. Estas distribuições desempenham um papel importante na descrição da aceleração de partículas, na definição da temperatura termodinâmica ou cinética e nas interações onda-partícula em qualquer sistema de plasma.

Observações espaciais desde 1960 demonstram que a velocidade de distribuição das partículas carregadas desviam consideravelmente de uma distribuição Maxwelliana. Entretanto, elas apresentam componentes supertérmicas caracterizadas por uma função de lei de potência ($f(v) \propto v^{-\alpha}$) em regime de alta velocidade [2]. Isso ocorre pois as partículas do plasma apresentam um tempo entre as colisões binárias muito maior que os tempos característicos do plasma. Logo, não é possível descrevê-las através de uma distribuição Maxwelliana ou uma distribuição bi-Maxwelliana. Essa distribuição de velocidade de partículas não térmicas que muitas vezes aparecem como extensões de uma cauda supertérmica e que diminui com uma lei de potência de velocidade, são onipresentes em um plasma espacial [3] e usualmente são descritas por uma função de distribuição Kappa (FDV- κ) [1, 4–8].

A utilização de uma FDV- κ para representar plasmas espaciais foi inicialmente proposto por Vasyliunas (1968) [9], de forma que fosse possível descrever dados de velocidades obtidos pelos satélites OGO 1 e 3. Em 1991, Thorne & Summers (1991) [1] realizaram um estudo no qual consideraram a teoria clássica linear do eletromagnetismo no crescimento de ondas em um plasma quente. Através de sua pesquisa concluiu-se que para determinados modos de propagação, o crescimento das ondas no plasma seria influenciado pela presença das caudas supertérmicas. Para este estudo, os modos de propagação utilizados, foram os circularmente polarizados à direita, modo R, que é caracterizado por apresentarem ondas polarizadas que se propagam paralelamente ao campo magnético ambiente.

Como forma de representar as caudas supertérmicas obtidas através de dados observacionais, os autores utilizaram uma FDV- κ baseada na função de distribuição proposta por Vasyliunas(1968), Thorne & Summers definiram um modelo anisotrópico para a FDV- κ como sendo:

$$F_k(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{\pi^{(3/2)} \theta_{\perp}^2 \theta_{\parallel} \kappa^{3/2}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left[1 + \frac{v_{\parallel}^2}{\kappa \theta_{\parallel}^2} + \frac{v_{\perp}^2}{\kappa \theta_{\perp}^2} \right]^{\kappa+1}} \quad (1.1)$$

Neste caso foram definidas as componentes da velocidade de propagação paralela $v_{\parallel}$ e perpendicular $v_{\perp}$ em relação ao campo magnético $\vec{B}$ ambiente. O índice κ que mostra a medida da cauda energética na distribuição do plasma e as variáveis $\theta_{\parallel}$ e $\theta_{\perp}$ foram definidas como velocidades térmicas efetivas, no qual, para $\kappa \geq 2$, relacionam-se com a definição padrão da temperatura no plasma:

$$\frac{2k_B T_{\parallel}^{\pm}}{m_{\pm}} = 2 \int v_{\parallel}^2 F^{\pm}(v_{\parallel}, v_{\perp}) d^3v = \frac{\kappa}{(\kappa - 3/2)} \theta_{\parallel}^2$$

$$\frac{2k_B T_{\perp}^{\pm}}{m_{\pm}} = \int v_{\perp}^2 F^{\pm}(v_{\parallel}, v_{\perp}) d^3v = \frac{\kappa}{(\kappa - 3/2)} \theta_{\perp}^2$$

Os autores mostram também que em um caso limite $\kappa \rightarrow \infty$ a FDV- κ recai em uma FDV-Maxwelliana (Figura: 1.1) da forma:

$$F_M(v_{\parallel}, v_{\perp}) = \frac{1}{\pi^{3/2}} \frac{1}{a_{\perp}^2} \frac{1}{a_{\parallel}^2} \exp\left(-\frac{v_{\parallel}^2}{a_{\parallel}^2} - \frac{v_{\perp}^2}{a_{\perp}^2}\right)$$

onde, $a_{\perp}^2 = (2k_B T_{\perp}^2)/m_{\pm}$ e $a_{\parallel}^2 = (2k_B T_{\parallel}^2)/m_{\pm}$.

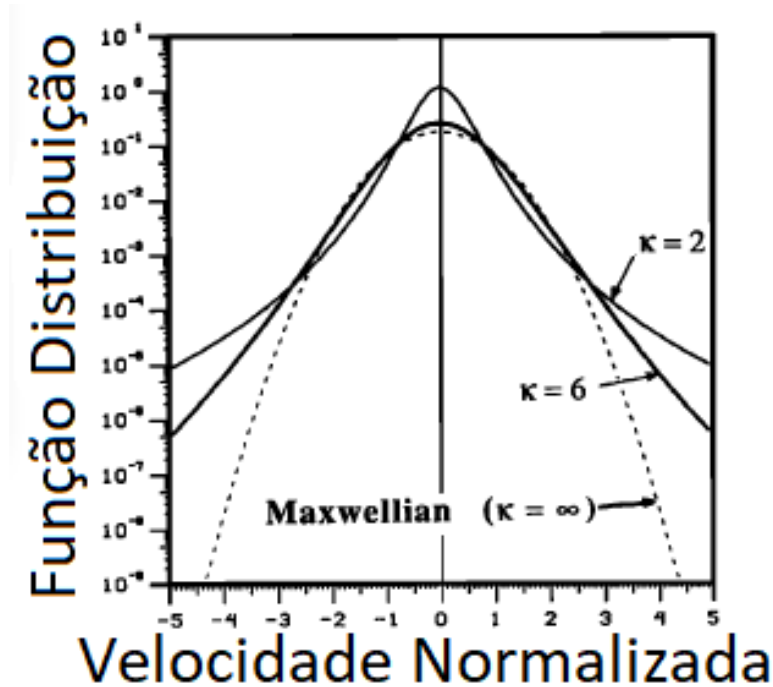


Figura 1.1 - Função distribuição Maxwelliana F_M comparada com uma função de distribuição Kappa F_{κ} , para dois valores do índice espectral κ . [1]

Sistemas envolvendo plasmas espaciais, tais como, magnetosferas planetárias, coroa solar e o vento solar, são compostos por partículas que podem ser modeladas por uma FDV- κ ou por combinações de distribuições Kappa, ao invés de qualquer possibilidade de Maxwellianas [10]. Emissões espaciais associadas à emissão solar tipo III são resultantes de instabilidades produzidas por feixes de partículas que podem ser gerados em eventos solares eruptivos como *flares* e Ejeções Coronais de Massa (CMEs). Essas explosões são caracterizadas por uma rápida variação de alta e baixa frequência. Essas variações são atribuídas à diminuição da frequência de plasma dos elétrons encontrados pelas partículas energéticas à medida que elas se movem em sentido contrário ao Sol [11]. Assim, embora a dinâmica colisional possa ser importante quando muito próxima à superfície solar, na maior parte do espaço interplanetário o processo dinâmico coletivo pode ter um papel importante nos processos de espalhamento de elétrons. À medida que o vento solar se expande em todo o meio interplanetário, os elétrons mais rápidos levam à formação de feixes alinhados. Esses elétrons incitam uma instabilidade no plasma, que por sua vez desaceleram os feixes. Ou seja, ocorre uma “luta” constante entre o relaxamento quase linear e o processo de reformação do feixe durante o tempo de propagação [12].

É importante resaltar que os feixes de plasma emitidos pelo Sol interagem com o plasma ambiente criando instabilidades que resultam em emissão de ondas eletromagnéticas. As ondas de Langmuir são modos de propagação impulsionadas por feixes de elétrons associados a explosões solares do tipo III. Essas ondas têm como uma importante característica uma frequência associada a frequência de plasma $f_p \equiv \frac{\omega_{pe}}{2\pi}$, em que ω_{pe} é a frequência de plasma para os elétrons [13].

O nosso objetivo é apresentar um estudo sobre a influência do índice κ no crescimento das ondas de Langmuir. Consideramos inicialmente um plasma ambiente definido por uma FDV- κ que interage com dois feixes contra-propagantes definidos por uma FDV-Maxwelliana. A partir da interação onda-partícula é possível obter a taxa de crescimento para ondas de Langmuir. Verificar a dependência das caudades supertérmicas ajudará a entender não somente a distância em que é possível obter um maior crescimento das ondas, como também para analisar a dependência da velocidade de propagação e densidade dos feixes emitidos.

2 FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO KAPPA

Observações espaciais em diferentes distâncias heliocêntricas têm sido realizadas através de várias décadas, tornando possível a compreensão da dinâmica do plasma solar através do comportamento das partículas presentes.

Os satélites Helios I e II (antes de 1985) e as missões Wind (depois 1994) forneceram medições dos elétrons entre 0.3 Unidades Astronômicas (UA) e 1 UA, já o satélite Ulysses (antes de 2009) para orbitas heliocêntricas entre 1 UA a 5 UA. Na magnetosfera terrestre, o primeiro relato sobre a existência de elétrons supertérmicos veio das missões OGO nas décadas de 60-70 e por Cluster (depois de 2000) [14].

Ao interpretar os dados obtidos pelos satélites OGO1 e OGO3 de 1963 a 1967, Vasyliunas (1968) [9] identificou uma região de “cauda” não Maxwelliana de partículas energéticas. Como forma de modelar essa região, propôs uma função Lorentziana, ou distribuição kappa, caracterizada por ser uma distribuição com lei de potência, a qual foi definida como:

$$f(v) = \frac{N}{\omega_o^3} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{(\pi\kappa)^{3/2} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\kappa\omega_o^2}\right)^{\kappa+1}} \quad (2.1)$$

sendo N o número total de densidade, ω_o a velocidade mais provável e κ o expoente do fluxo diferencial de altas energias. Vasyliunas também associou ω_o a uma energia conveniente $E_o = (1/2)m\omega_o^2$, como sendo a energia máxima. Ao calcular a densidade energética mostrou que essa energia de pico pode ser definida através da energia média do sistema:

$$E_m \equiv \frac{U}{N} = E_o \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2}$$

no qual, a densidade de energia U é definida como,

$$U \equiv \int dv \frac{1}{2} m v^2 f(v) = N E_o \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2}.$$

Por fim, mostrou que a distribuição Maxwelliana é um caso especial quando $\kappa \rightarrow \infty$ e sua temperatura vale $k_B T = E_o$.

Já em 1973, Formisano *et al.* [15] estudou as interações do vento solar com o campo magnético terrestre dando enfoque a uma região denominada “Magnetosheath”. O seu estudo foi desenvolvido com dados obtidos através do satélite europeu Helios I e ao analisar esses dados viu-se a necessidade de utilização de uma FDV- κ para obter um melhor ajuste.

Diferente de Vasyliunas (1968), ao fazer $\kappa \rightarrow \infty$ Formisano introduziu um novo conceito, relacionando a temperatura no plasma com a energia média por partícula:

$$k_B T = (2/3) E_m = m \omega_o^2 \frac{\kappa}{(2\kappa - 3)}.$$

Este conceito de temperatura também foi o mesmo proposto por Chateau e Meyer-Vernet em 1991 [16]. Ao investigarem ruídos eletrostáticos em plasmas não Maxwellianos, relacionaram a temperatura equivalente com a energia média $k_B T = \frac{m \langle v^2 \rangle}{3}$. Neste estudo, os pesquisadores imergiram uma antena eletrostática (utilizada como ferramenta para detectar ondas eletromagnéticas em um plasma) para detectar as ondas produzidas pelo movimento aleatório das partículas em um plasma ambiente. A utilização de uma FDV- κ teria como objetivo, simular um ambiente espacial no qual os resultados obtidos serviriam como base para as futuras missões dos satélites Ulysses e Wind no meio interplanetário.

Atualmente o formalismo de entropia não extensiva, proposta por Tsallis antes de 1995 [17], tem sido usado por pesquisadores como meio de justificativa da utilização das FDV- κ . A família de distribuições Kappa resultariam de uma nova mecânica estatística generalizada de Lorentz. Podendo descrever um plasma sem colisões ou com colisões de longo alcance, que é encontrada em interações Coulombianas e longe do equilíbrio térmico (Boltzmann-Maxwell) [18]. Livadiotis [19–21] também abordou o uso das FDV- κ . Seu estudo, além de demonstrar uma definição consistente para a temperatura em sistemas fora do equilíbrio térmico, apresenta diferentes formulações para distribuições κ isotrópicas e anisotrópicas.

2.1 A distribuição Kappa em plasmas espaciais

Vários mecanismos têm sido propostos para explicar a origem das caudas supertérmicas das FDVs e da ocorrência das distribuições Kappa na coroa solar, no vento solar e no plasma espacial.

Scudder e Olbert (1979) [22] identificaram uma falta de regularidade na expansão do vento solar e nas propriedades globais e locais do sistema. Esta falta de regularidade combinada com a redução de colisões Coulombianas sofrida pelos elétrons supertérmicos ($E > 7k_B T$), seriam os responsáveis por dar origem a distribuições não Maxwellianas.

Em 2003 Vocks e Mann [7] apresentaram um estudo sobre a geração de caudas supertérmicas através da interação onda-partícula, tanto na coroa, quanto no vento solar. Este estudo considerou a aceleração das caudas supertérmicas a partir da coroa solar e a interação dos elétrons com as ondas whistler, presentes no plasma ambiente. Assim como as caudas, as ondas também são geradas na coroa solar se propagando em sentido

contrário ao Sol. A alta velocidade de fase das ondas e a interação ressonante com os elétrons fazem com que eles sejam acelerados paralelamente ao campo magnético, dando origem às caudas supertérmicas no meio interplanetário.

Wang *et al.* (2012) [23] ao interpretar dados coletados pelo satélite STEREO nos períodos de mínimo solar (Março 2007 até Março 2009), em que há uma redução da atividade solar, mostraram que é possível identificar a existência de caudas supertérmicas de elétrons na região de 1 UA. A permanência dessas caudas se daria por dois possíveis motivos: O primeiro é a relação com as emissões tipo III, que são resultantes de instabilidades produzidas por feixes de partículas [24] em períodos de máximo solar. Essas emissões interagem com as ondas presentes no plasma ambiente e contribuem para a formação de caudas supertérmicas que persistem mesmo em eventos de mínimo solar. A segunda possibilidade seria a aceleração de elétrons principalmente pela interação onda-partícula com as ondas de Langmuir, presentes no meio interplanetário.

Parker e Zank (2012) [25], identificaram um conjunto de ondas de choque quase paralelos a 1 UA. Os autores utilizaram informações sobre distribuições de partículas no vento solar para estudar a aceleração dessas partículas por ondas de choque quase paralelas. Com isso foi possível construir distribuições específicas a serem modeladas por uma Maxwelliana e uma distribuição Kappa, por conta da proeminência das caudas supertérmicas.

Leubner [6] ainda enfatiza que as distribuições do *core-halo* são consequência de um estado natural de equilíbrio na termostatística generalizada. A distribuição Kappa é equivalente à função de distribuição q , obtida pela maximização da entropia de Tsallis. Sistemas não extensivos, sujeitos a interações e correlações de longo alcance, estão fundamentalmente relacionados a distribuições não Maxwellianas [26]. Algumas questões sobre as distribuições Kappa em plasmas espaciais e distribuições de íons (prótons) no meio interplanetário, também são bem discutidas pelo autor [27].

Alguns pesquisadores utilizaram a FDV para descrever vários eventos no meio interplanetário. Leubner (1983) [28] inicia um estudo sobre a interação onda-partícula em distribuições κ . Neste caso o modo de dispersão utilizado são os modos de cyclotron polarizados à direita e à esquerda. O autor conclui que, mesmo comparando com uma FDV-Bi-Maxwelliana, a variação do índice κ influencia o crescimento das ondas. Em 2000 o mesmo autor [4] também apresenta um outro estudo, nesse caso analisando o crescimento das ondas Alfvén e LH (*Low Hybrid*). Os resultados obtidos mostraram que somente as ondas LH são influenciadas pelo índice κ .

Em 2011, Lazar [29, 30] inicia um conjunto de estudos sobre instabilidades em modos eletromagnéticos paralelos utilizando distribuições κ . Em seu primeiro estudo, o autor considera uma FDV produto-bi- κ para investigar a taxa de crescimento dos modos whistler-

ciclotron. Na sua segunda pesquisa, em 2013, o autor considera os modos de propagação ion-ciclotron eletromagnéticos (EMIC), analisando a instabilidade das ondas provocadas pelas caudas supertérmicas [31].

A FDV- κ também é utilizada como meio de obter um melhor ajuste das caudas supertérmicas encontradas em instabilidades *firehose* em plasmas espaciais [32, 33] e em plasmas empoeirados [34]. No estudo da instabilidade envolvendo os íons nos modos ciclotrônicos [35–39], e modos ion-ciclotrônicos em plasmas empoeirados [40].

Em 2014 Pierrard V. e Pieters M. [41] realizam um estudo no qual desenvolvem um modelo para descrição da coroa e do vento solar com base nas distribuições κ . O modelo é baseado no pressuposto de que uma maior população de partículas supratérmicas estão presente no topo da cromosfera. Estendendo este modelo ao vento solar, desenvolvido com base nas distribuições κ , foi possível incorporar condições de contorno de 1 UA produzindo uma visão estrutural da expansão do vento solar.

Nicolau G. e Livandits em 2016 [42] mostraram que a temperatura varia de acordo com o índice κ . Para isso utilizaram dois métodos de análise: Por ajuste direto da função distribuição utilizada, no qual é detectada a temperatura do plasma ajustada a uma distribuição Maxwelliana com pseudo-dados produzidos por uma distribuição κ e então examina-se a diferença da temperatura derivada como uma função do índice κ . Analisaram também uma modelagem direta simulando espectogramas de energia.

Pierrard V. *et al.* [43] também estudam as diferenças de temperatura do vento solar. O foco do seu trabalho está na comparação da temperatura em duas regiões diferentes da FDV, o *core* e o *halo*. Uma análise observacional foi feita, fornecendo estimativas para a temperatura e temperatura anisotrópica. A conclusão que se obteve é que a temperatura do *core* diminui com a distância radial, enquanto a temperatura do *halo* aumenta ligeiramente. Já para valores baixos do índice κ as duas componentes apresentam uma tendência a desviar-se da isotropia, o que confirma a existência de mecanismos com efeitos semelhantes nos dois componentes.

2.2 Índice κ

Se a distância heliocêntrica aumenta, as colisões entre as partículas diminuem, com isso a função de distribuição de velocidade exibe uma cauda supertérmica e os valores do índice de potência κ também diminuem com essa distância (Lazar 2012) [14]. Distribuições com $2 < \kappa < 6$ têm sido utilizadas para ajustar dados dos satélites no vento solar [44]. Maksimovic, Pierrard e Riley (1997) demonstraram que é possível ajustar a FDV- κ através de dados coletados pelo satélite Ulysses, considerando parâmetros como: as distâncias em

UA, o tempo de medição, a área de alcance, a densidade e a velocidade das partículas no vento solar.

Em 2005 Maksimovic [45] reuniu alguns dados obtidos por diferentes satélites presentes no meio interplanetário em diferentes intervalos temporais. A partir desses dados, analisaram separadamente três diferentes componentes da função de distribuição dos elétrons: o *core* térmico, que é o núcleo da função de distribuição, o *halo* supertérmico, que são as caudas supertérmicas presentes na função de distribuição e o *strahl*, que é a região de partículas alinhadas ao campo magnético solar. Com isso percebeu-se que com o aumento da distância, a densidade dos elétrons no *core* permanece constante e enquanto a densidade de elétrons no *halo* aumenta, no *strahl* diminui.

Através da análise desses dados, pode-se construir um gráfico que exhibe a diferença entre as funções de distribuição dos elétrons em relação à distância radial, em UA, Figura: 2.1.

Mais tarde em 2009, Štverák *et al.* [46] apresenta um estudo estatístico no qual reúne dados obtidos pelos satélites Hélios, Cluster e Ulysses com o objetivo de estudar a formação de caudas não térmicas no vento solar. Através deste estudo, os autores confirmam a dependência das caudas em razão da distância heliocêntrica assim como a variação de densidade dos elétrons entre o *halo* e o *strahl*.

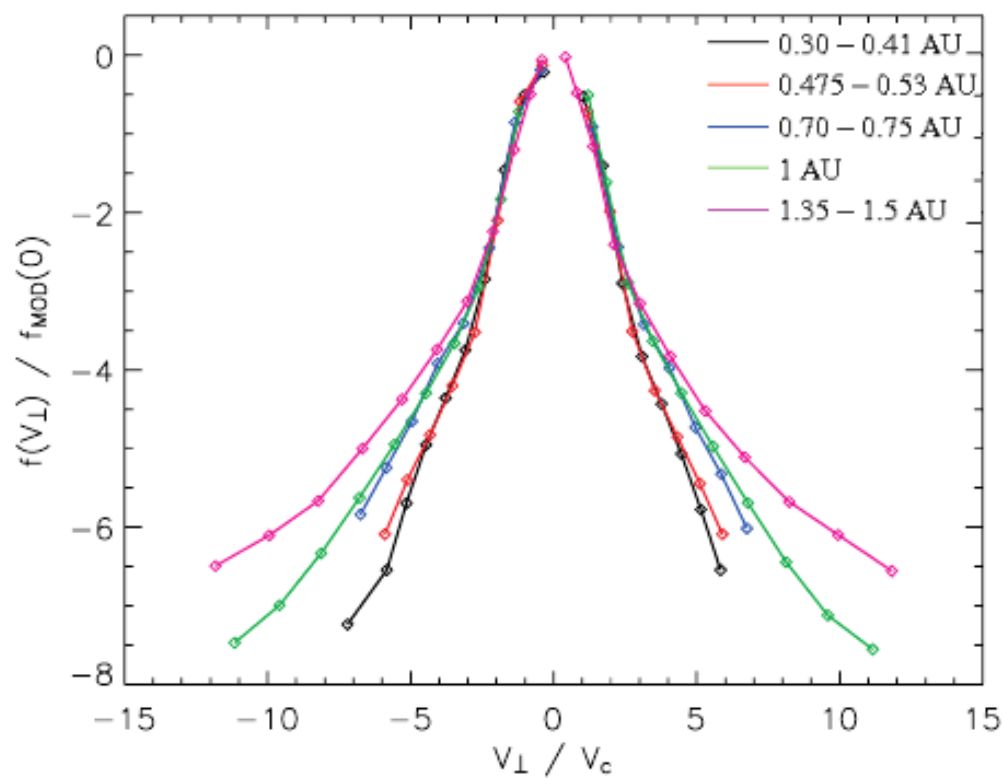


Figura 2.1 - Resultados obtidos através da coleta de dados dos satélites HELIOS 1 e 2, WIND e Ulysses, em que compara o comportamento da FDV das partículas em relação a variação da distancia radial.

Fonte: [45]

3 TEORIA CINÉTICA

Uma das formas de estudar as interações de uma FDV, é através de uma abordagem cinética, na qual é possível definir os parâmetros do plasma, as interações onda-partícula e calcular os modos de dispersão. Com isso, utilizamos este capítulo para abordar um breve resumo sobre a teoria cinética, baseada na referência [47].

Caracterizada por ser uma teoria estatística complexa e consistente, a teoria cinética permite estudar detalhadamente instabilidades dependentes da função de distribuição das partículas. Definindo uma função $N_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t)$ contendo as informações do sistema como, posição e velocidade das partículas em qualquer instante de tempo:

$$\begin{aligned} N_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) &= \sum_{1 \leq i \leq N_\alpha^T} \delta[\vec{x} - \vec{x}_{\alpha i}(t)] \delta[\vec{v} - \vec{v}_{\alpha i}(t)], \\ &= \sum_{1 \leq i \leq N_\alpha^T} \delta[\vec{X} - \vec{X}_{\alpha i}(t)], \end{aligned} \quad (3.1)$$

onde $\vec{X} = (\vec{x}, \vec{v})$.

Podemos agora calcular o número total de partículas $N_\alpha^T(t)$ num instante de tempo t :

$$N_\alpha^T(t) = \int d^3x d^3v N_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t). \quad (3.2)$$

Para escrever a equação de movimento para as partículas, é necessário escrever as equações para os campos. Essas equações são definidas pela ação dos campos através da força de Lorentz.

$$\frac{d\vec{x}_i}{dt} = \vec{v}_i, \quad \frac{d\vec{v}_i}{dt} = \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E}^M + \frac{\vec{v} \times \vec{B}^M}{c} \right)'. \quad (3.3)$$

O índice M enfatiza que são campos microscópicos e a aspa significa que as partículas interagem somente com campos de outras partículas. Se o número de partículas é conservado no espaço de fase, obtemos uma equação chamada *equação de Klimontovich-Dupree*,

$$\frac{dN_\alpha}{dt} = \frac{\partial N_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla N_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E}^M + \frac{\vec{v} \times \vec{B}^M}{c} \right)' \cdot \nabla_v N_\alpha. \quad (3.4)$$

Como $N_\alpha(\vec{X}, t)$ não é uma função estatística, é necessário definir uma função de probabilidade f_N , a qual permite obter o valor médio estatístico de qualquer função. Neste caso,

o número médio das partículas:

$$\begin{aligned}\langle N_\alpha(\vec{X}, t) \rangle &= \int f_N N_\alpha(\vec{X}, t) d^{6N} X, \\ &= \bar{n}_\alpha f_\alpha(x, v, t),\end{aligned}\tag{3.5}$$

onde $\bar{n}_\alpha = N_\alpha^T/V$ é a densidade de partículas da espécie α e $d^{6N}(X)$ é o elemento de volume. Fazendo a média da equação de Klimontovich-Dupree (3.4) obtem-se:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left\langle \left(\vec{E}^M + \frac{\vec{v} \times \vec{B}^M}{c} \right)' \cdot \nabla_v N_\alpha \right\rangle = 0,\tag{3.6}$$

no qual reescrevemos como:

$$\begin{aligned}& \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E}^M + \frac{\vec{v} \times \vec{B}^M}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} \\ &= \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left[\left\langle \left(\vec{E}^M + \frac{\vec{v} \times \vec{B}^M}{c} \right) \cdot \nabla_v \frac{N_\alpha}{\bar{n}_\alpha} \right\rangle - \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{v}} \right].\end{aligned}\tag{3.7}$$

O termo do lado direito está relacionado à interação entre partículas do plasma. Como a função depende de uma função de distribuição para duas partículas $f_{\alpha\beta}$, essa pode ser obtida através da equação de Klimontovich-Dupree. Contudo a função de distribuição de duas partículas dependerá de uma função de distribuição de três partículas $f_{\alpha\beta\gamma}$, formando assim o que é conhecido como *cadeia de equações estatísticas*, envolvendo todas as ordens de correlações entre partículas.

Fazendo uma aproximação eletrostática no qual, $\vec{B}^M = 0$ e ignorando os efeitos retardados ($v_{\text{ter}} \ll c$, onde v_{ter} é a velocidade térmica), o campo elétrico é reescrito como, $\vec{E}^M = -\vec{\nabla}\phi^M$, logo a equação para as partículas (3.7) é reescrita de forma:

$$\begin{aligned}& \frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f_\alpha}{\partial \vec{X}'} - \sum_\beta \bar{n}_\beta q_\beta \int f_\beta(\vec{X}') \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{|x - x'|} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha(\vec{X})}{\partial v} dX', \\ &= \sum_\beta \frac{q_\alpha q_\beta}{m_\alpha} \bar{n}_\beta \int \left(\frac{\partial}{\partial x} \frac{1}{|x - x'|} \right) \frac{\partial}{\partial v} (f_{\alpha\beta}(\vec{X}, \vec{X}', t) - f_\alpha f_\beta) dX'.\end{aligned}\tag{3.8}$$

A equação (3.8) inclui uma função de distribuição para duas partículas, $f_\alpha f_\beta$ e assim como dito anteriormente, para solução desta equação dependemos de outra equação $f_{\alpha\beta\gamma}$.

Com isso, obtemos uma cadeia de equações formando uma *hierarquia BBGKY* (Bogolyubov-Born-Green-Kirkwood-Yvon). As funções de distribuição de mais de uma partícula podem ser expressas em termos de funções de distribuição de uma partícula e de correlações. Para trabalhar com essas funções, utilizamos aproximações que podem ser feitas para as correlações, de forma a obter um conjunto fechado de equações para as funções de distribuição.

No plasma, consideramos o comprimento de Debye λ_{De} , que é definido como:

$$\lambda_{De} = \sqrt{\frac{k_B T_e}{4\pi n_e e^2}}, \quad (3.9)$$

onde k_B é a constante de Boltzmann, T_e , n_e e e são respectivamente a temperatura, densidade e carga eletrônica. O comprimento de Debye é a região em que um íon (próton) atrai os elétrons que o circulam, os elétrons que estão a uma distância λ_{De} superior interagem fracamente com o íon. Este comprimento em torno do íon forma um raio chamado, esfera de Debye. Quando a energia do elétron é muito maior que a energia de interação Coulombiana entre ele e as outras partículas do plasma, considera-se aproximadamente como uma partícula livre, logo:

$$\frac{\text{Módulo de energia média da interação}}{\text{Energia cinética média}} \propto \frac{(1/n_e^{-1/3})}{T_e} \ll 1. \quad (3.10)$$

Com isso, é possível encontrar o número de elétrons em uma esfera de raio λ_{De} (N_D) e definir o parâmetro:

$$\sigma_D = \frac{1}{N_D} \propto \frac{n_e^{-1/2}}{T^{3/2}}, \quad \text{onde} \quad N_D = \frac{4}{3}\pi\lambda_{De}^3 n_e. \quad (3.11)$$

Usando 3.10 vemos que para uma energia de interação muito maior que a energia cinética teremos $\sigma_D \ll 1$. Definimos então um parâmetro que é proporcional à quantidade σ_D para medir a correlação entre as partículas. Este parâmetro é conhecido como, *parâmetro de plasma*,

$$g \equiv \frac{1}{n_e \lambda_{De}^3}. \quad (3.12)$$

3.1 Sistema Vlasov-Maxwell

Uma simples aproximação a ser feita nas correlações estatísticas é desprezando todas as possíveis correlações entre as partículas, logo a equação obtida para f_α pode ser definida

como:

$$\frac{\partial f_\alpha}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla_x f_\alpha + \frac{q_\alpha}{m_\alpha} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v} \times \vec{B}}{c} \right) \cdot \nabla_v f_\alpha = 0, \quad (3.13)$$

que é conhecida como *equação de Vlasov*.

A aproximação de Vlasov tem como propriedade conservar o número de partículas e os campos que aparecem na equação são campos médios. Logo, é possível obter campos médios fazendo a média sobre as equações de Maxwell para campos micrónicos,

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \vec{E} &= 4\pi \sum_\alpha q_\alpha \int f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v, \\ \nabla \times \vec{E} &= -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \\ \nabla \cdot \vec{B} &= 0, \\ \nabla \times \vec{B} &= \frac{4\pi}{c} \sum_\alpha q_\alpha \int \vec{v} f_\alpha(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \end{aligned} \quad (3.14)$$

obtendo assim o conjunto de equações (3.13) e (3.14) que formam o sistema *Vlasov-Maxwell*.

3.2 Teoria de Vlasov de ondas no plasma

Para esta aproximação as interações de curto alcance são ignoradas, ou seja, é presuposto que o tempo de colisão entre as partículas é muito maior que o tempo de oscilação do plasma. É possível obter um sistema de equações linearizadas através de soluções de equilíbrio e uma pequena perturbação para os campos $(\vec{E}_1, \vec{B}_1)$ e na função de distribuição $f_{\alpha 1}$.

Através de alguns cálculos utilizando transformadas de Fourier-Laplace é possível obter a equação da *relação de dispersão* para oscilações que permanecem depois da perturbação inicial:

$$D(\vec{k}, \omega) = 1 - \sum_\alpha \frac{\omega_{p\alpha}^2}{k^2} \int \frac{\partial F_{\alpha 0}(u)/\partial u}{u - \omega/|\vec{k}|} du = 0 \quad (3.15)$$

onde $F_{\alpha 0}(u)$ é a função de distribuição não perturbada obtida integrando nas velocidades perpendiculares e $\omega_{p\alpha} = (4\pi n_{\alpha 0} q_\alpha^2 / m_\alpha)^{1/2}$ é a frequência do plasma. É possível encontrar os modos normais procurando os zeros de $D(\omega, \vec{k})$, onde ω é uma função que depende de $\vec{k}$ ou vice-versa,

$$D[\vec{k}, \omega(\vec{k})] = 0. \quad (3.16)$$

3.3 Ondas de Langmuir

Estudaremos agora a solução da relação de dispersão no limite de ondas de alta frequência, conhecidas como *oscilações de Langmuir*. As ondas de alta frequência estão no limite para partículas com velocidade de fase maior do que sua velocidade térmica ($\omega/|\vec{k}| \gg v_{\text{ter}}$), como é mostrado na Figura: 3.1.

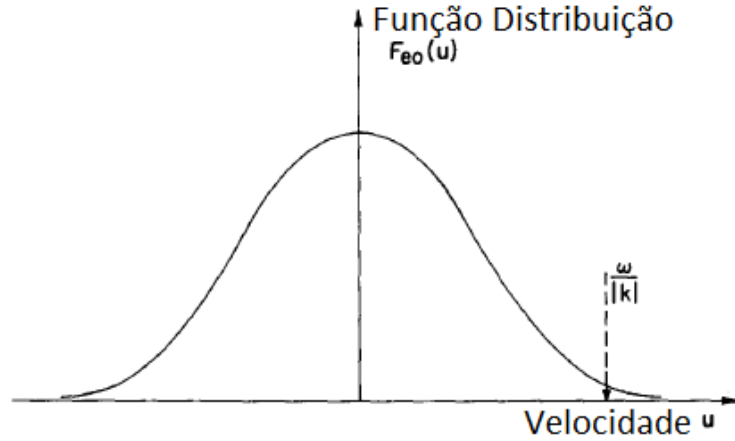


Figura 3.1 - Representação da velocidade de fase maior que a velocidade térmica (adaptada de [47]).

Expandindo $D(\vec{k}, \omega)$ em séries de Taylor ao redor de ω_i obtém-se

$$\begin{aligned} D(\vec{k}, \omega) &\simeq D(\vec{k}, \omega_r) + i\omega_i \left. \frac{\partial D(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right|_{\omega_r} \cdots, \\ &= D_r(\vec{k}, \omega_r) + iD_i(\vec{k}, \omega_r) + \omega_i \left[i \frac{\partial D_r(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} - \frac{\partial D_i(\vec{k}, \omega)}{\partial \omega} \right]_{\omega_r} \cdots. \end{aligned} \quad (3.17)$$

A parte imaginária e a parte real da frequência são obtidas ao aproximar

$$D_r(\vec{k}, \omega_r) \simeq 0, \quad (3.18)$$

e considerar a série até a segunda ordem, obtendo então a relação para ω_i

$$\omega_i = -\frac{D_i(\vec{k}, \omega_r)}{\partial D_r / \partial \omega_r}. \quad (3.19)$$

A parte imaginária negativa origina um leve amortecimento das ondas conhecido como *amortecimento de Landau*. Quando $\omega_i > 0$ ocorre uma instabilidade.

4 TEORIA QUASE LINEAR

A teoria quase linear é uma aproximação que inclui um termo não linear em ordem mais baixa, permitindo estudar a evolução do plasma após uma perturbação inicial. Recentemente, foi desenvolvida uma nova formulação, envolvendo inicialmente ondas eletrostáticas incluindo modos harmônicos (não lineares) [48, 49], depois esses cálculos foram generalizados para incluir o caso de ondas eletromagnéticas [50]. Para os desenvolvimentos apresentados neste trabalho, utilizaremos somente o caso de ondas eletrostáticas [48].

4.0.1 Equação para as ondas e partículas

Considera-se um plasma não magnetizado $\vec{B} = 0$, onde o efeito de colisões das partículas pode ser desprezado levando em conta apenas o efeito de ondas eletrostáticas. Tomando como referência Yoon (2000) [48], é possível escrever as equações para as ondas de Langmuir (L), contendo apenas o termo de emissão induzida. Estas equações descrevem a evolução temporal das ondas presentes no sistema feixe-plasma.

A evolução temporal da intensidade das ondas é definida como:

$$\frac{\partial I_k^{\sigma L}}{\partial t} = C_i^{QL} I_k^{\sigma L} \quad (4.1)$$

onde o *coeficiente de emissão induzida* é dado pela seguinte expressão:

$$C_i^{QL} = \pi \omega_{pe}^2 \frac{\sigma \omega_k^L}{k} \int dv \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \frac{\partial f_e}{\partial v} \quad (4.2)$$

em que $\omega_{pe} = (4\pi n e / m_e)^{1/2}$ é a frequência de plasma, o termo de emissão induzida é obtido por aproximação quase linear, a $\delta(\sigma \omega_k^L - kv)$ descreve a condição de ressonância onda-partícula e f_e é a função de distribuição das partículas.

A relação de dispersão para as ondas de Langmuir é definida como:

$$\omega_k^L = \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_{De}^2 \right). \quad (4.3)$$

É também possível demonstrar a equação para a evolução das partículas a partir de Yoon (2000), que é descrita como:

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f_e}{\partial v} \right) \quad (4.4)$$

onde:

$$D = \frac{\pi e_e^2}{m_e^2} \sum_{\sigma=\pm 1} \int dk I_k^{\sigma L} \delta(\sigma \omega_k^L - kv) \quad (4.5)$$

é o *coeficiente de difusão* no espaço de velocidade.

Para implementação numérica reescrevemos as equações em variáveis adimensionais definidas abaixo:

$$\begin{aligned} \bar{k} &= \frac{kv_e}{\omega_{pe}} & \nu &= \frac{v}{v_e} & \tau &= t\omega_{pe} & \phi &= v_e F & \varepsilon_k^{\sigma L} &= \frac{I_k^{\sigma L}}{2\sqrt{2}\lambda_{De}^3 n_e m_e v_e^2} \\ g &= \frac{1}{8\pi^2 \sqrt{2} \lambda_{De}^3 n_e} & \lambda_{De} &= \frac{v_e}{\sqrt{2}\omega_{pe}} & \omega_{pe} &= \sqrt{\frac{4\pi n_e e_e^2}{m_e}}. \end{aligned} \quad (4.6)$$

É considerada a aproximação $\omega_k^L \sim \omega_{pe}$.

Com isso, as equações (4.1) e (4.4), foram reescritas de forma que a evolução temporal da intensidade das ondas é definida por:

$$\frac{\partial \varepsilon_k^{\sigma L}}{\partial \tau} = \frac{\pi \sigma \varepsilon_k^{\sigma L}}{\bar{k}^2} \frac{\partial \phi(\nu)}{\partial \nu} \Big|_{\nu=(\frac{\sigma}{\bar{k}})} \quad (4.7)$$

e a evolução temporal para as partículas é definida por:

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial \nu} \sum_{\sigma=\pm 1} \left[\frac{1}{|\nu|} \frac{\partial \phi(\nu)}{\partial \nu} \varepsilon_k^{\sigma L} \Big|_{\bar{k}=(\frac{\sigma}{\nu})} \right] \quad (4.8)$$

onde $\varepsilon_k^{\sigma L}$ é a densidade espectral da energia das ondas.

5 INSTABILIDADE EM PLASMAS

A teoria quase linear pode ser utilizada para investigar efeitos não lineares em um plasma instável, incluindo a alteração e o equilíbrio da função de distribuição. O conteúdo deste capítulo é baseado no capítulo 10 do livro *Principles of Plasmas Physics* [47].

Considerando oscilações de Langmuir, esta instabilidade é fraca, já que a taxa de crescimento ω_i é muito menor que a frequência de oscilação natural ω_r . Apesar de ser uma instabilidade fraca, as perturbações iniciais do plasma eventualmente crescem a tal amplitude que a teoria linear não é mais válida. Nestas grandes amplitudes, os efeitos não-lineares causam uma distorção da $f_e(\vec{v}, t)$ que altera a taxa de crescimento, uma vez que $\omega_i \propto (\partial f_e / \partial \vec{v})|_{\vec{v}=\omega/\vec{k}}$ e

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon_k}{dt} &= 2\omega_i \varepsilon_k \\ \omega_i &= \frac{\pi \omega_{pe}^2 \omega_r}{2 k^2} \frac{\partial f_e(\vec{v})}{\partial \vec{v}} \Big|_{\vec{v}=\frac{\omega_r}{|\vec{k}|}} \\ \omega_r &= \omega_{pe} \left(1 + \frac{3}{2} k^2 \lambda_{De}^2 \right) \approx \omega_{pe} \end{aligned} \quad (5.1)$$

Uma função de distribuição Maxwelliana isotrópica é instável para as ondas de Langmuir se considerarmos um feixe quente em sua cauda, como mostrado na Figura: 5.1, devido à derivada positiva de f_e .

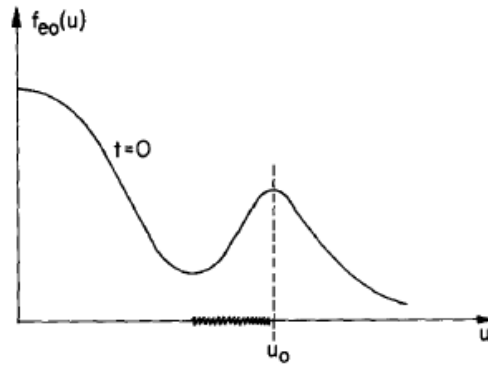


Figura 5.1 - Função distribuição com um feixe quente (adaptada de [47]).

O aumento da energia das ondas corresponde à perda da energia das partículas ressonantes de tal forma que, metade da perda de energia transforma-se em energia das ondas e a outra metade em energia para as partículas não ressonantes.

É possível observar a evolução da função de distribuição dos elétrons e da energia das ondas na Figura: 5.2.

A saturação da instabilidade pode ser encontrada usando

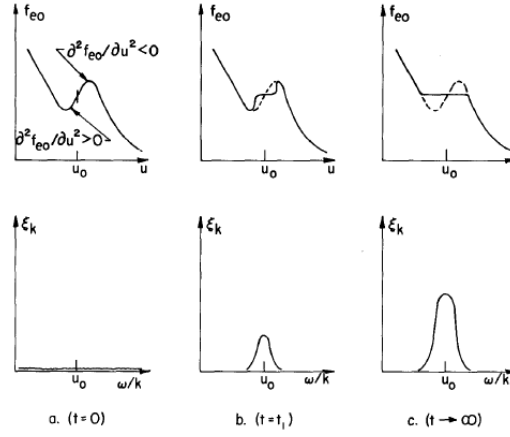


Figura 5.2 - Evolução da função distribuição dos elétrons e da energia das ondas (adaptada de [47]).

$$\frac{d}{dt} \left(f_e - \frac{2\omega_p e}{n_e m_e} \frac{d}{du} \frac{1}{v^3} \varepsilon_{k=\omega/v} \right) = 0. \quad (5.2)$$

No limite assintótico $\varepsilon_k \rightarrow 0$, então f_e se deforma até que deixa de ser instável, ou seja

$$\frac{\partial f_e}{\partial v} = 0, \quad (5.3)$$

logo, quando $f_e(v, t = \infty)$ é constante na região ressonante, formando-se um *plateau* Figura: 5.3.

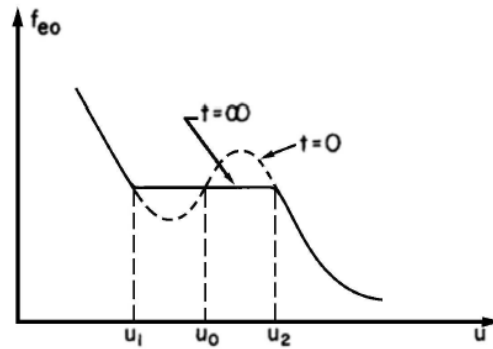


Figura 5.3 - Deformação da função distribuição dos elétrons (adaptada de [47]).

5.1 A FDV

A FDV utilizada para descrever esse sistema e analisar o crescimento das ondas é a FDV- κ , baseada na proposta por Thorne & Summers (1991) [51]:

$$F_\kappa = \frac{n_p}{\sqrt{\pi}\theta} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{v^2}{\kappa\theta^2}\right)^\kappa} \quad (5.4)$$

onde n_p é a densidade do plasma de fundo, v é a velocidade de deriva do feixe e θ é a velocidade térmica para uma distribuição κ .

Como a proposta do estudo visa analisar a interação feixe-plasma, a FDV- κ com feixes contrapropagantes Maxwellianos é apresentada como:

$$F_\kappa = \frac{N}{\sqrt{\pi}\theta} \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{(v-v_e)^2}{\kappa\theta^2}\right)^\kappa} + \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}v_{tb}} \exp\left(-\frac{(v+v_b)^2}{v_{tb}^2}\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}v_{tf}} \exp\left(-\frac{(v-v_f)^2}{v_{tf}^2}\right), \quad (5.5)$$

em que $N = 1 - n_b/n - n_f/n$ é a densidade do plasma de fundo normalizada, n é a densidade total do plasma, n_b e n_f são respectivamente as densidades dos feixes contrapropagante *backward* e *forward*. O termo $v_e = (n_b v_b - n_f v_f)/(n - n_b - n_f)$ foi introduzido para obter uma função de distribuição sem deriva, v_b e v_f são respectivamente as velocidades de deriva dos feixes *backward* e *forward*. Por fim os termos v_{tb} e v_{tf} são as velocidades térmicas dos feixes contrapropagantes. Para prosseguir com a normalização da FDV, defimos o termo $\bar{\theta}$, retirando a dependência da temperatura do índice κ , então:

$$\bar{\theta} = \sqrt{\frac{\kappa - (3/2)}{\kappa}} \rightarrow \theta = \bar{\theta} v_{te}. \quad (5.6)$$

Por definição temos que,

$$\theta^2 = \frac{2\kappa - 3}{\kappa} \frac{k_B T}{m_e}. \quad (5.7)$$

De acordo com Thorne & Summers (1991) [1], ao fazermos $\kappa \rightarrow \infty$, devemos retornar à função de distribuição Maxwelliana. Fazendo $\kappa \rightarrow \infty$, a velocidade térmica para uma κ se comporta da seguinte maneira:

$$\theta_{(\kappa \rightarrow \infty)}^2 = \lim_{\kappa \rightarrow \infty} \frac{2\kappa - 3}{\kappa} \frac{k_B T}{m_e} = 2 \frac{k_B T}{m_e} = v_{te}^2. \quad (5.8)$$

Reescrevemos a FDV- κ com feixes contrapropagantes Maxwellianos como:

$$F_\kappa = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi}\bar{\theta}v_{te}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{(v-v_e)^2}{\kappa(\bar{\theta}v_{te})^2}\right)^\kappa} \quad (5.9)$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}v_{tb}} \exp\left(-\frac{(v+v_b)^2}{v_{tb}^2}\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}v_{tf}} \exp\left(-\frac{(v-v_f)^2}{v_{tf}^2}\right).$$

Utilizando as seguintes condições de normalização:

$$\nu = \frac{v}{v_{te}} \quad \phi = v_{te} F \quad . \quad (5.10)$$

A FDV é reescrita como:

$$\phi = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi}\bar{\theta}} \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \frac{1}{\left(1 + \frac{(\nu-\nu_e)^2}{\kappa\bar{\theta}^2}\right)^\kappa} \quad (5.11)$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_e}{T_b}\right)^{1/2} \exp\left(-(\nu + \nu_b)^2\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_e}{T_f}\right)^{1/2} \exp\left(-(\nu - \nu_f)^2\right).$$

Para tratamento das equações normalizadas para as ondas e partículas, foi desenvolvido um código numérico usando a linguagem de programação *Fortran-90*. A partir das equações apresentadas e com base na teoria quase linear para as ondas e para as partículas e utilizando o método de interpolação numérica, foi possível evoluir o sistema temporalmente e obter resultados.

A fim de confrontar os resultados obtidos com as análises disponíveis na literatura [47], analisamos o comportamento de uma FDV-Maxwelliana com dois feixes contrapropagantes, também Maxwellianos. A FDV-Maxwelliana é descrita como:

$$F_m = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi}v_{te}} \exp\left(-\frac{(v-v_e)^2}{v_{te}^2}\right) \quad (5.12)$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}v_{tb}} \exp\left(-\frac{(v+v_b)^2}{v_{tb}^2}\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}v_{tf}} \exp\left(-\frac{(v-v_f)^2}{v_{tf}^2}\right).$$

Assim como a FDV- κ , a equação (5.12) deve ser normalizada obedecendo os mesmos parâmetros da equação (5.10), como resultado, reescrevemos a equação como:

$$\phi = \frac{1 - n_b/n - n_f/n}{\sqrt{\pi}} \exp\left(-(\nu - \nu_e)^2\right) \quad (5.13)$$

$$+ \frac{n_b/n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_e}{T_b}\right)^{1/2} \exp\left(-(\nu + \nu_b)^2\right) + \frac{n_f/n}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{T_e}{T_f}\right)^{1/2} \exp\left(-(\nu - \nu_f)^2\right).$$

5.2 Modo de dispersão

Para estudar a evolução temporal do sistema, consideramos como modo de dispersão, as ondas de Langmuir. Quando a FDV que descreve o plasma é alterada, é preciso recalcular a função de dispersão e o tensor dielétrico do plasma. A função de dispersão utilizada foi calculada por Ziebell *et.al* (2017) [5], apresentando um estudo detalhado sobre as relações de dispersão para ondas eletrostáticas em um plasma com distribuições Kappa. A relação de dispersão para as ondas de Langmuir (ondas L) é definida como sendo:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{\kappa}{\kappa - 3/2} \frac{k^2 \theta^2}{\omega^2} \right) = 0 \quad (5.14)$$

Entretanto, $\theta = \sqrt{\frac{\kappa - (3/2)}{\kappa}} v_{te}$. Substituindo θ diretamente na equação (5.14), retornamos a relação de dispersão de uma FDV-Maxwelliana, descrita como:

$$1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{te}^2}{\omega^2} \right) = 0. \quad (5.15)$$

No qual é possível rescrever de uma forma mais usual, encontrada na literatura [52], de forma que:

$$\omega^2 \sim \omega_{pe}^2 \left(1 + \frac{3}{2} \frac{k^2 v_{te}^2}{\omega_{pe}^2} \right). \quad (5.16)$$

6 RESULTADOS

6.1 Interação feixe-plasma

No código, foi utilizada uma grade com 400 pontos para o espaço de velocidade (n_v) e 100 pontos para o espaço de onda em k (n_k). O número de pontos foi escolhido de forma que os resultados gerados possuísem um custo computacional aceitável e os gráficos não sofressem distorção. O código utilizado foi descrito com base na interpolação numérica.

Também foram definidos como parâmetros fixos, $m_v = 20$ e $m_k = 9$, os quais definem o intervalo entre $-m_v < v < m_v$ e $-m_k < k < m_k$. Os espaços definidos entre os valores de v e k foram determinados através das seguintes expressões:

$$dv = \frac{2m_v}{n_v - 1} \quad \text{e} \quad dk = \frac{m_k - k_{min.}}{n_k - 1}, \quad (6.1)$$

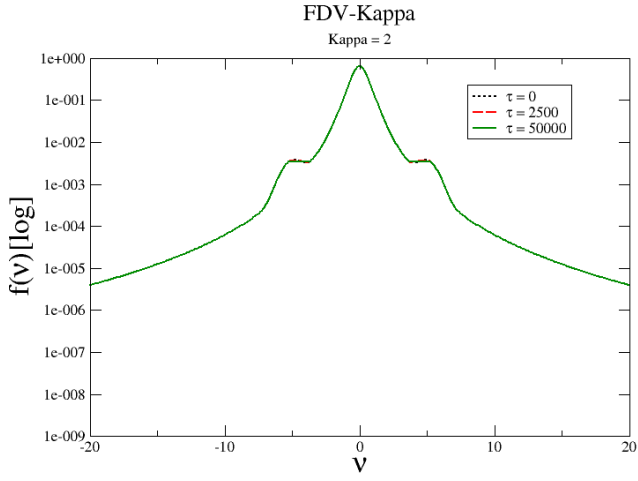
onde $k_{min.} = 0.001$, que é o valor mínimo para o espaço em k .

Para as primeiras soluções numéricas, foram considerados os parâmetros normalizados $n_b/n = 5 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 5 \times 10^{-3}$ que são os termos que correspondem às densidades dos feixes. Definiu-se também as velocidades de deriva normalizadas e a razão de temperaturas dos feixes como sendo, $v_b = 5$, $v_f = 5$ e $T_b/T_e = 1$, $T_f/T_e = 1$. A densidade espectral, utilizada para medir o crescimento das ondas, foi definida a partir de um “nível semente” no qual $\varepsilon_k^{\sigma L} = 1 \times 10^{-6}$.

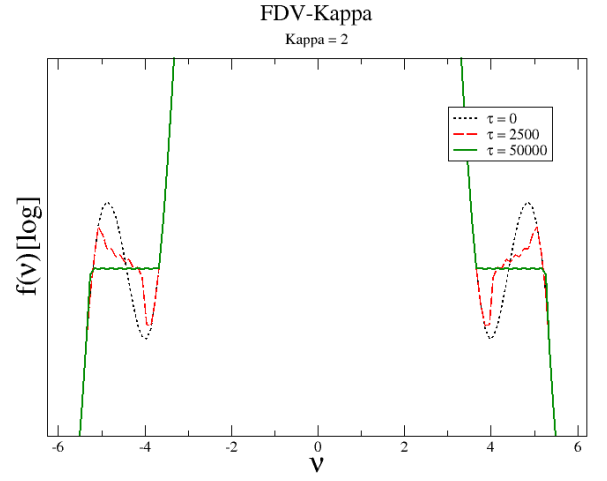
Todas as simulações foram geradas com tempo de evolução diferentes, entretanto todas possuem o mesmo passo temporal normalizado de $d\tau = 0.01$.

Os resultados obtidos para diferentes instantes de tempo, foram representados graficamente através do *software* livre, *Grace-5.1.25*.

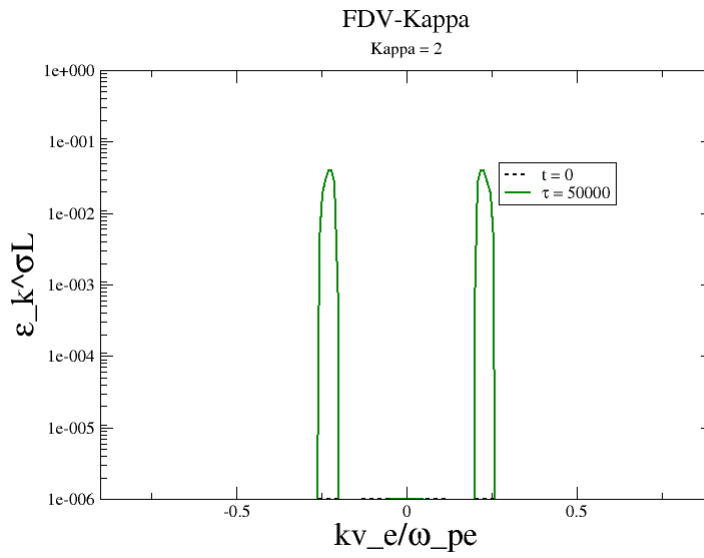
Em cada figura é mostrada a evolução temporal para as FDV- κ e Maxwelliana, além da intensidade das ondas. Ambos os plasmas de fundo interagiram com feixes contrapropagantes descritos por uma FDV-Maxwelliana. As figuras que representam a interação feixe-plasma estão divididas em três índices, o índice (a) representa o comportamento geral da FDV com os feixes contrapropagantes, o índice (b) também representa o comportamento da FDV, entretanto é destacada a região de interação e a formação do *plateau*, o índice (c) representa a evolução temporal da intensidade das ondas. Os índices κ utilizados para as simulações foram definidos como $\kappa = 2$, $\kappa = 6$ e $\kappa = 20$ [44]. O índice $\kappa = 20$ representa $\kappa \rightarrow \infty$, com isso espera-se que os resultados sejam os mais próximos possíveis de uma Maxwelliana.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

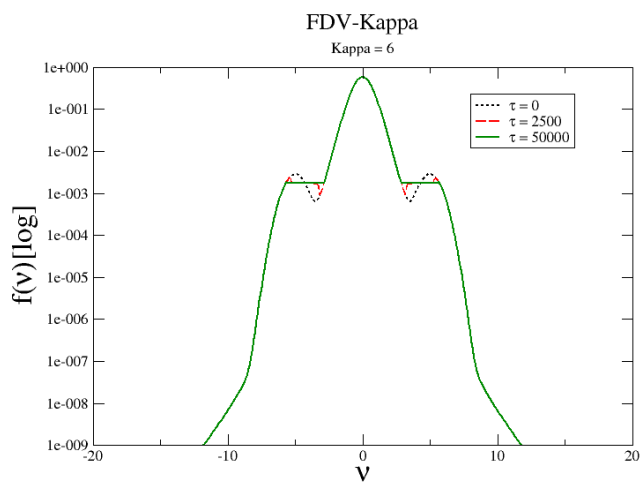


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

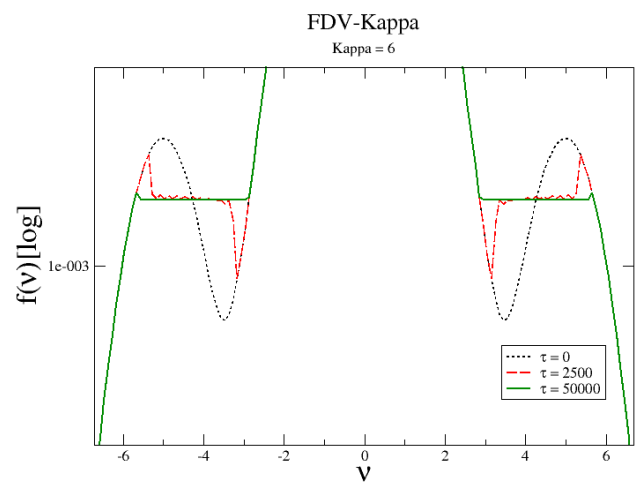


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

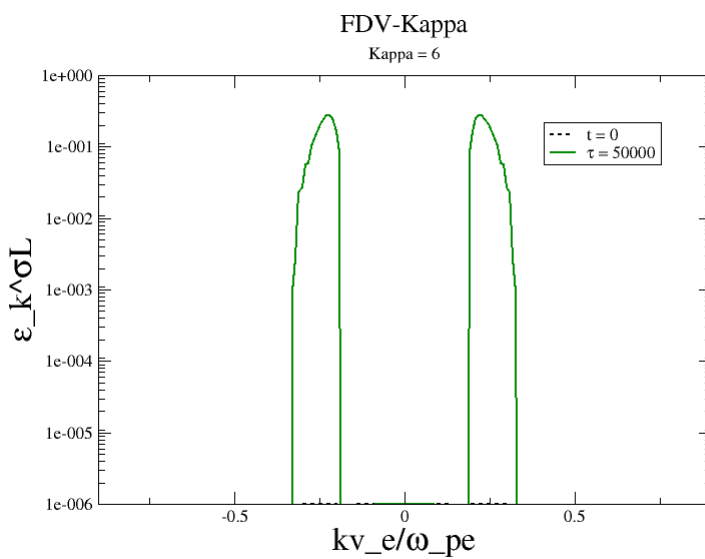
Figura 6.1 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

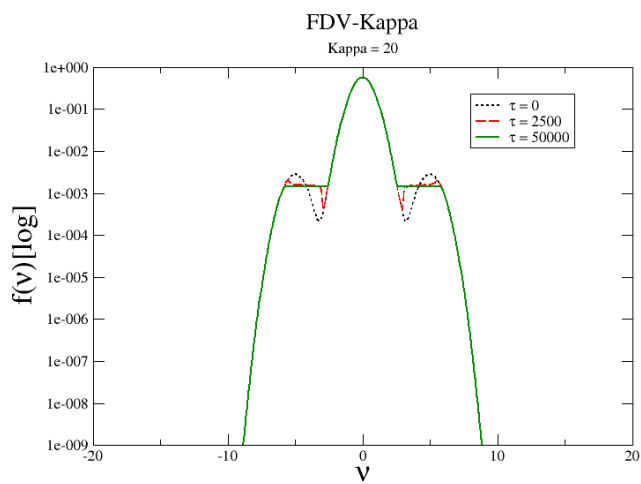


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

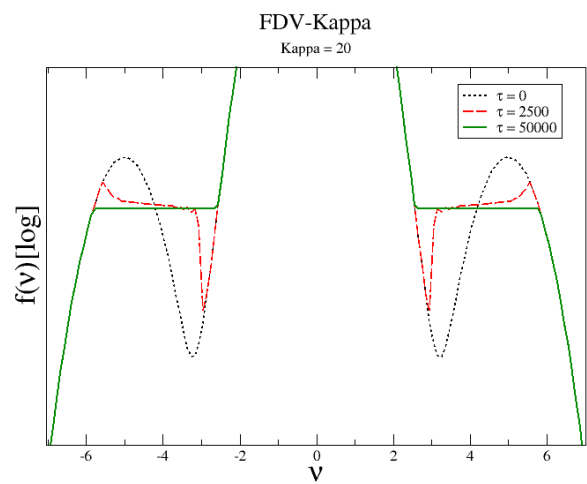


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

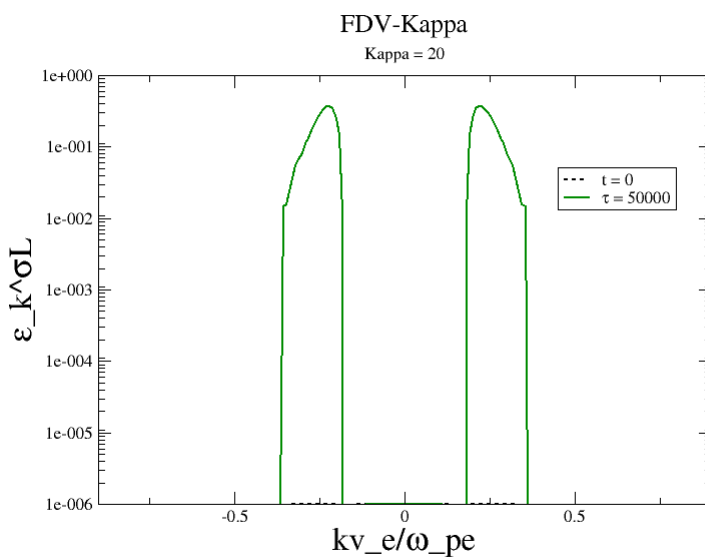
Figura 6.2 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

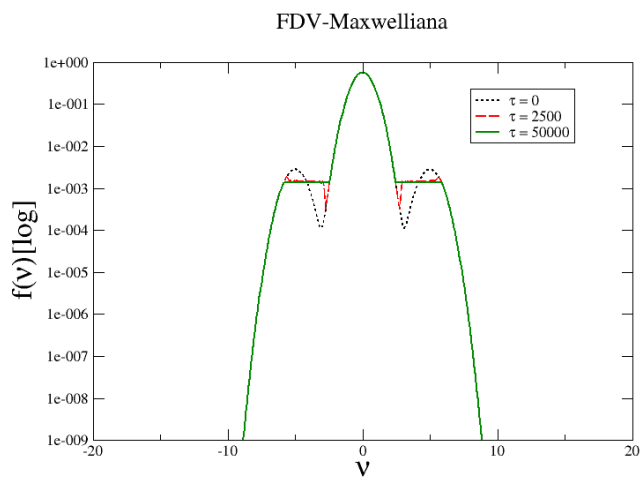


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

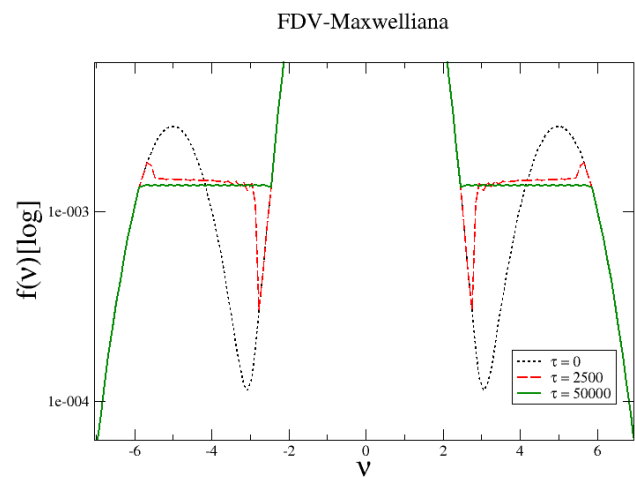


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

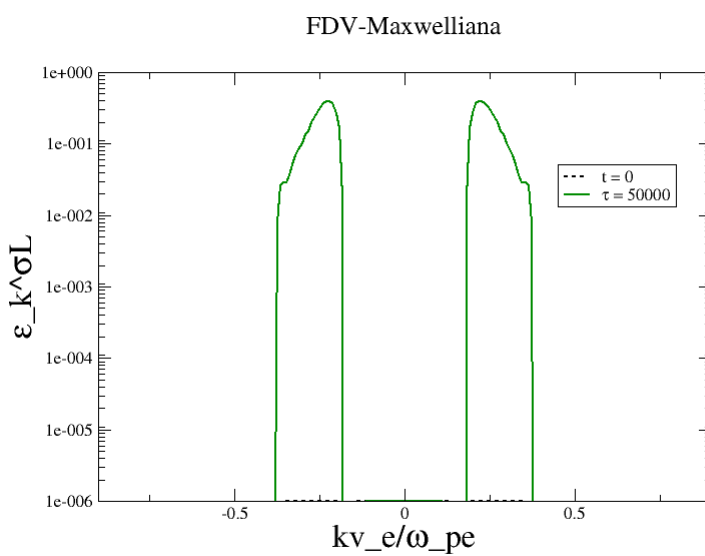
Figura 6.3 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

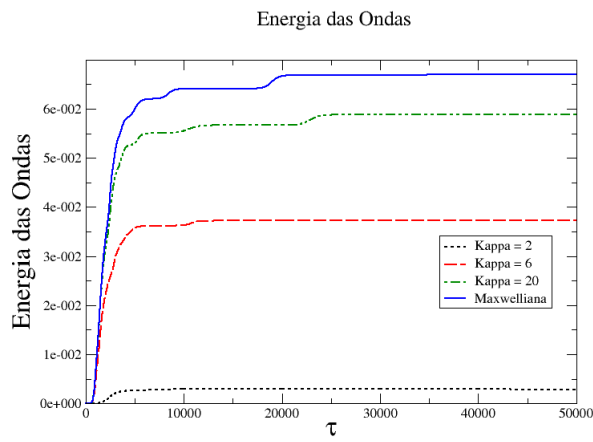


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

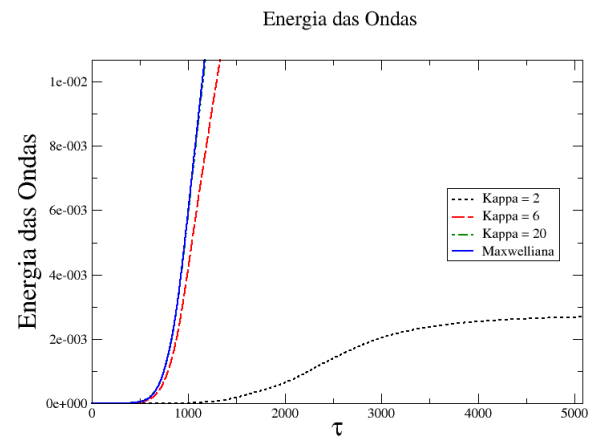
Figura 6.4 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.

Os gráficos das Figuras: 6.1, 6.2, 6.3 e 6.4 representam as evoluções temporais das distribuições eletrônicas e da intensidade das ondas de Langmuir para $\kappa = 2, 6, 20$ e uma distribuição Maxwelliana.

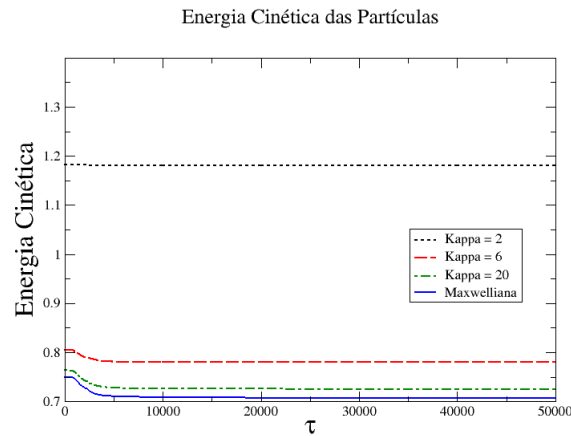
É possível também obter informações sobre a energia cinética das partículas e a energia das ondas para todas as distribuições apresentadas acima e com isso, montar um quadro comparativo entre elas. A figura abaixo está dividida em três índices, os índices (a) e (b) representam o comportamento da energia das ondas, entretanto o índice (b) tem como propósito exibir o comportamento inicial. O índice (c) exibe a evolução temporal da energia das partículas.



(a) Evolução temporal da energia das ondas.



(b) Evolução temporal da energia das ondas.



(c) Evolução temporal da energia das partículas

Figura 6.5 - Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.

A presença das caudas supertérmicas justifica uma maior energia cinética para valores menores de κ como é exibido na Figura: 6.5(c), entretanto $\kappa = 2$ apresentou a menor variação energética enquanto a maior variação foi obtida com uma FDV-Maxwelliana. Os gráficos da Figuras: 6.5(a) e 6.5(b) apresentam a evolução temporal da energia das ondas, que cresce por conta da interação onda-partícula [53, 54]. Como a variação da energia cinética, $\kappa = 2$ foi menor, apresentando o menor crescimento na energia das ondas. A partir dos dados obtidos, é possível calcular o fator de amplificação χ para as funções de distribuição. O fator de amplificação é determinado através da expressão

$$\chi = \ln \left(\frac{I}{I_0} \right), \quad (6.2)$$

que considera a evolução da energia final no crescimento das ondas em razão da energia inicial. Os índices I e I_0 representam as intensidades das ondas final e inicial. Esses parâmetros utilizados também foram obtidos via interpolação numérica com uma precisão de sete casas decimais após a vírgula, como nas demais tabelas.

O fator de ampliação para a simulação é mostrado na Tabela 6.1.

Índice	χ
$\kappa = 2$	03,50
$\kappa = 6$	04,77
$\kappa = 20$	05,23
Maxwelliana	05,36

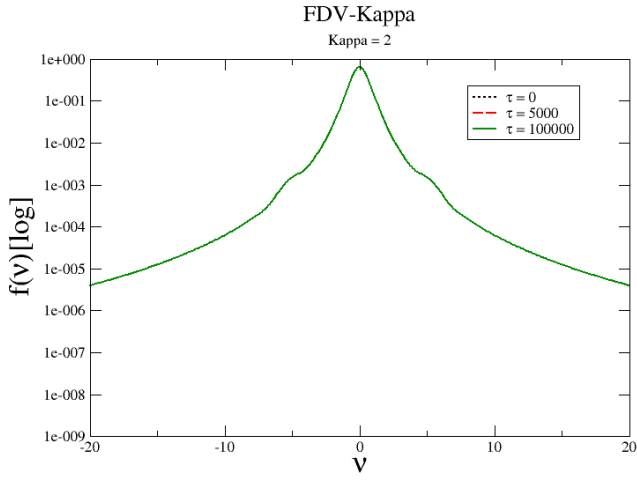
Tabela 6.1 - Fator de amplificação das ondas.

Assim como constatado nas Figuras: 6.5(a) e 6.5(b) a FDV-Maxwelliana obteve um maior fator de amplificação das ondas, seguido pela FDV- κ em ordem decrescente.

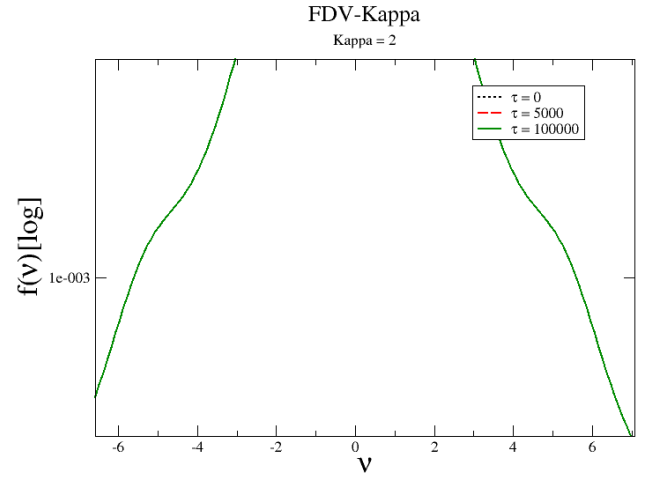
6.2 Variação da densidade dos feixes contrapropagantes

Como forma de investigar ainda mais a interação feixe-plasma com uma FDV- κ , variamos a densidade de propagação dos feixes descritos por uma FDV-Maxwelliana. Neste caso as velocidades de deriva dos feixes, $v_b = 5$ e $v_f = 5$ e a razão entre as temperaturas $T_b/T_e = 1$ e $T_f/T_e = 1$ foram mantidos.

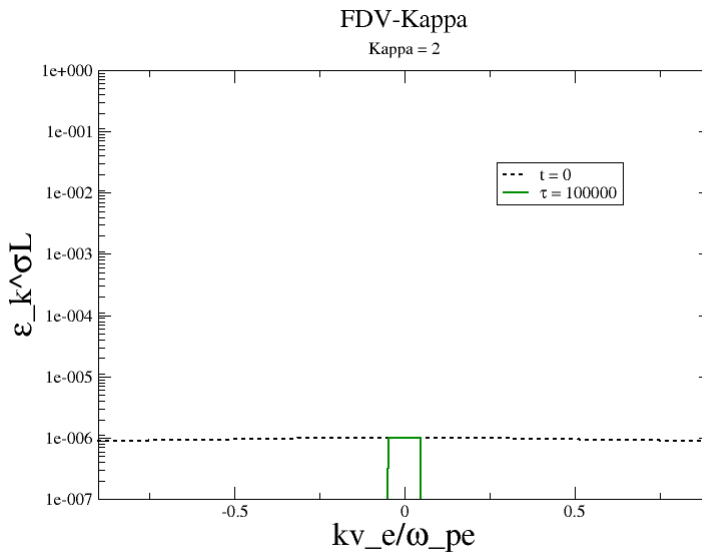
6.2.1 Densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

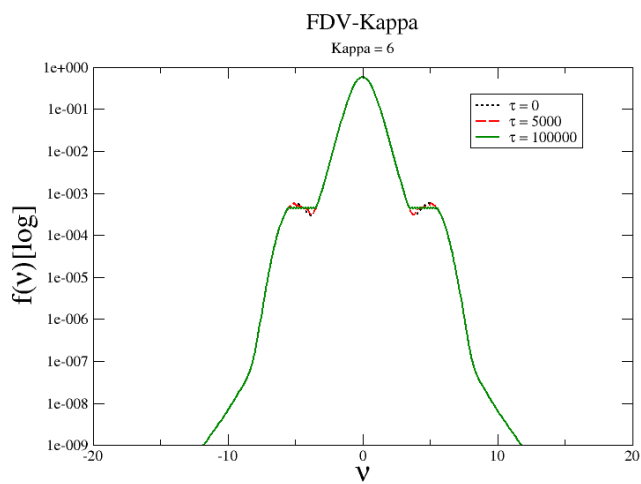


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

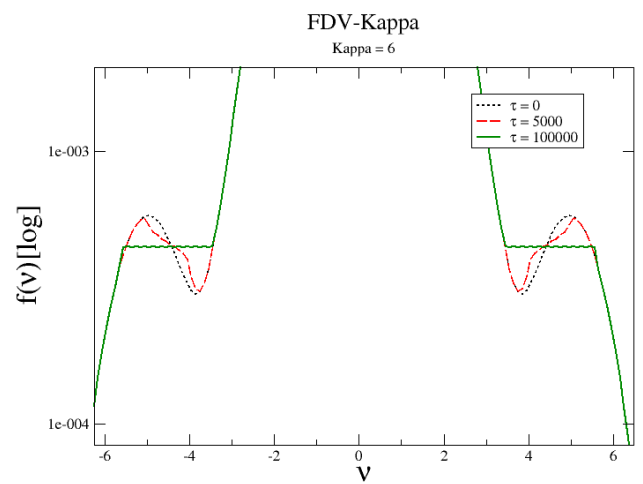


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

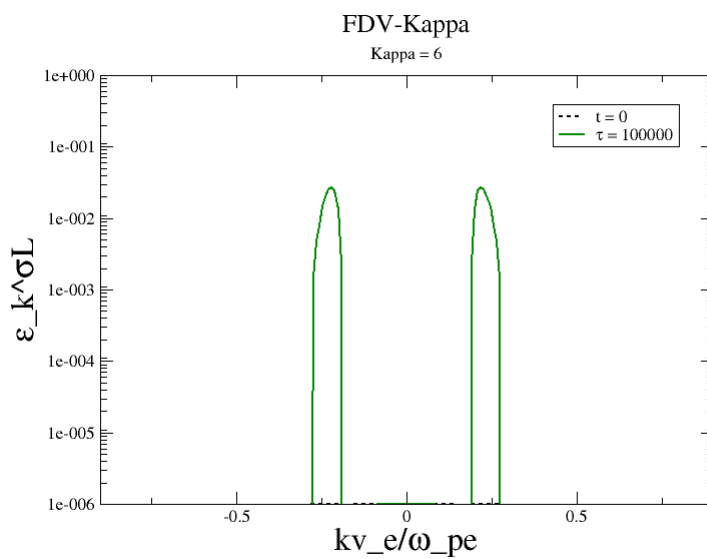
Figura 6.6 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

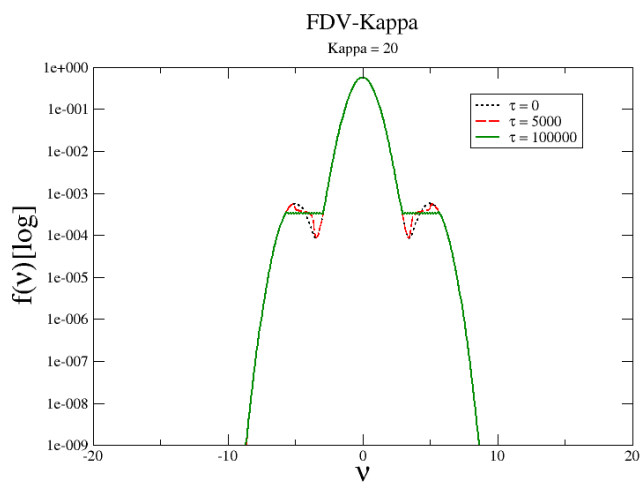


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

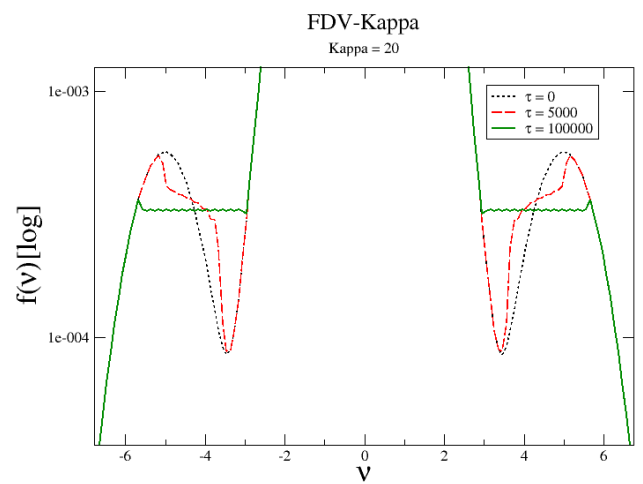


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

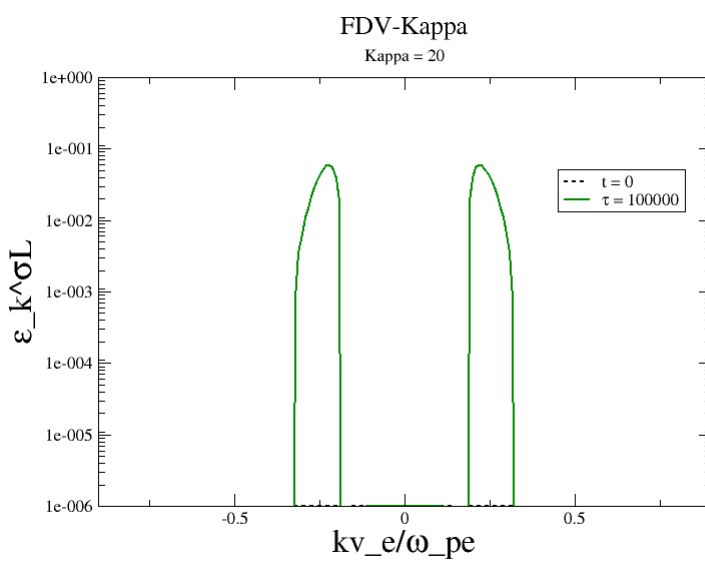
Figura 6.7 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

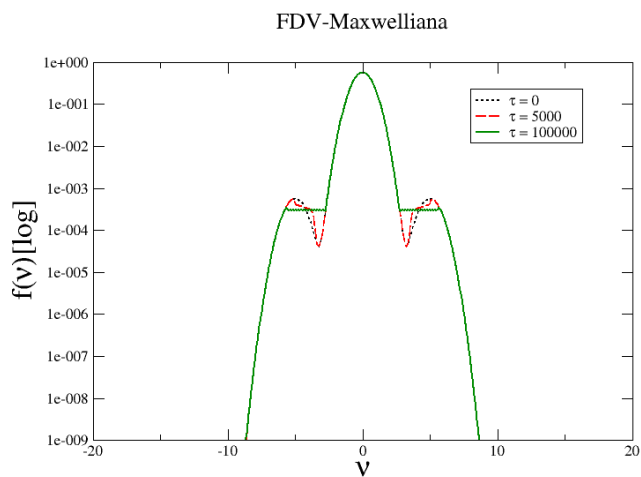


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

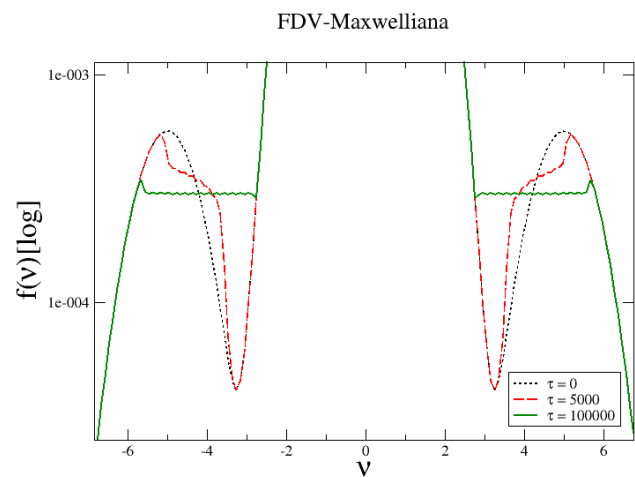


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

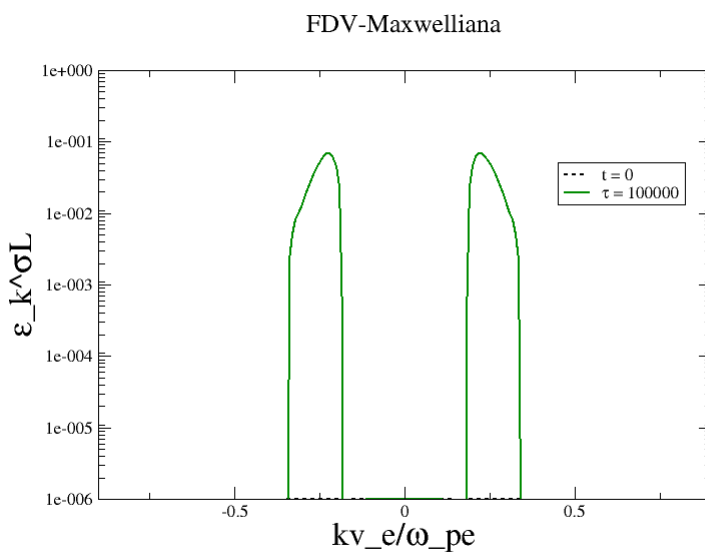
Figura 6.8 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

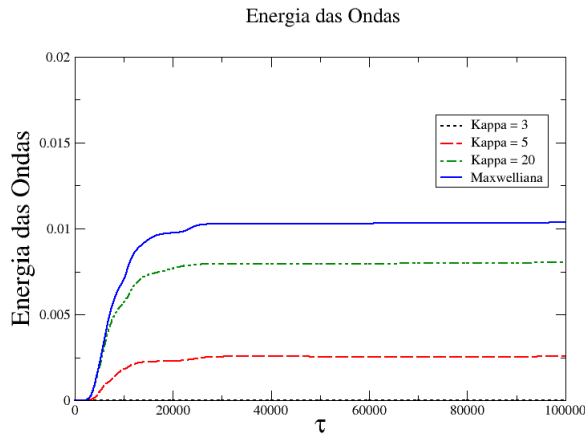


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

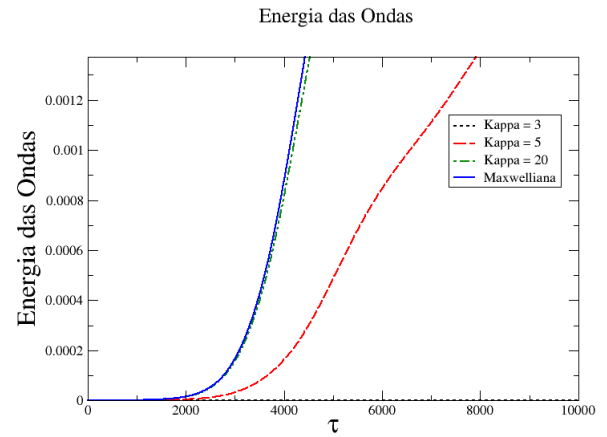
Figura 6.9 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.

De maneira análoga à situação inicial, com um feixe mais denso, as Figuras: 6.6, 6.7, 6.8 e 6.9 exibem um crescimento das ondas maior para uma FDV-Maxwelliana e menor para as FDV- κ . No caso específico para $\kappa = 2$ a baixa densidade dos feixes resultou na absorção das ondas, por isso não apresentou crescimento (Figura: 6.6(c)).

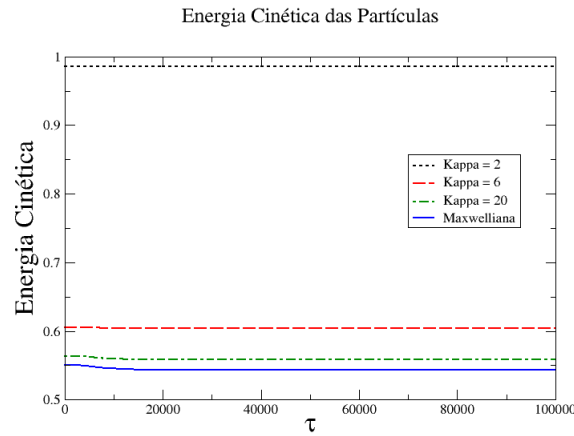
Os gráficos com as energias cinéticas das partículas e energia das ondas mostram também que a variação energética é menor se comparada com o caso inicial, como podemos verificar na Figura: 6.10.



(a) Evolução temporal da energia das ondas.



(b) Evolução temporal da energia das ondas.



(c) Evolução temporal da energia das partículas

Figura 6.10 - Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.

O fator de amplificação χ para essas FDV são exibidos na Tabela 6.2.

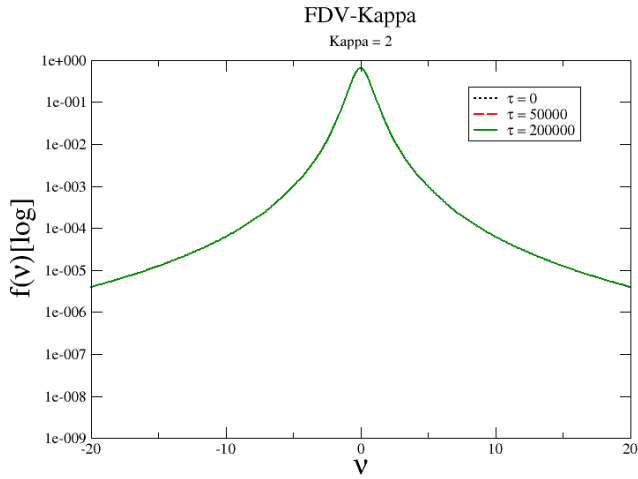
Índice	χ
$\kappa = 2$	-01,46
$\kappa = 6$	03,39
$\kappa = 20$	04,54
Maxwelliana	03,50

Tabela 6.2 - Fator de amplificação das ondas com densidade de feixes normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$

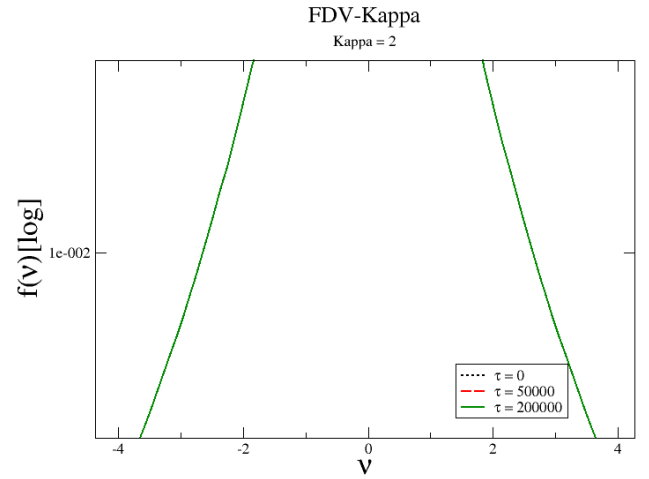
Diferente dos resultados obtidos para um plasma de maior densidade, o fator de amplificação das ondas para este caso, é maior para $\kappa = 20$. Ou seja, mesmo possuindo uma menor energia da onda, a FDV- κ tem um crescimento maior que uma FDV-Maxwelliana, se considerarmos $\kappa = 20$. É possível observar também que o fator de amplificação para $\kappa = 2$ é negativo, logo, houve absorção da energia das ondas, o que resulta no não crescimento dos modos de Langmuir.

6.2.2 Densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$

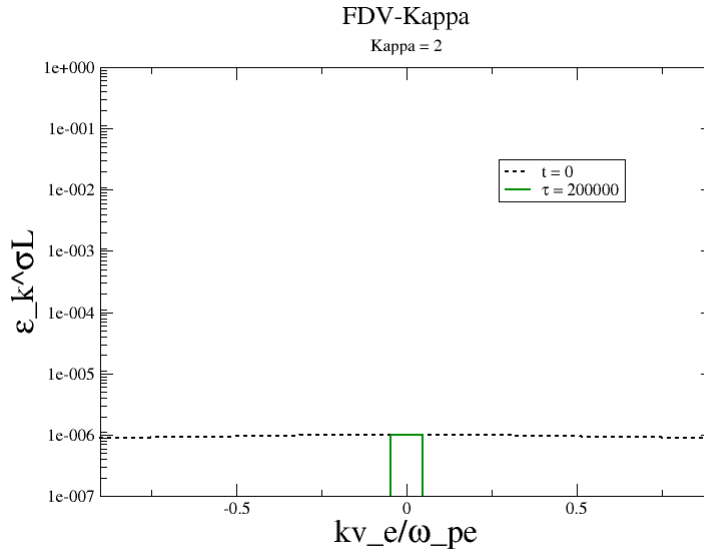
Reduzindo ainda mais a densidade dos feixes contrapropagantes e mantendo os mesmos parâmetros iniciais da razão entre as temperaturas $T_b/T_e = 1$, $T_f/T_e = 1$ e velocidade de deriva $v_b = 5$ e $v_f = 5$. Obtêm-se os seguintes resultados:



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

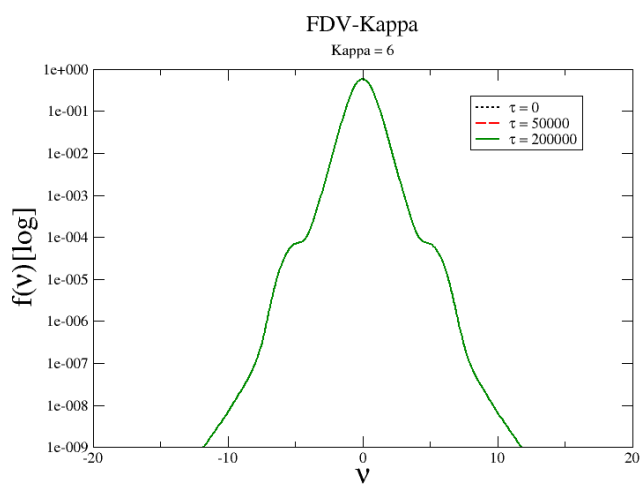


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

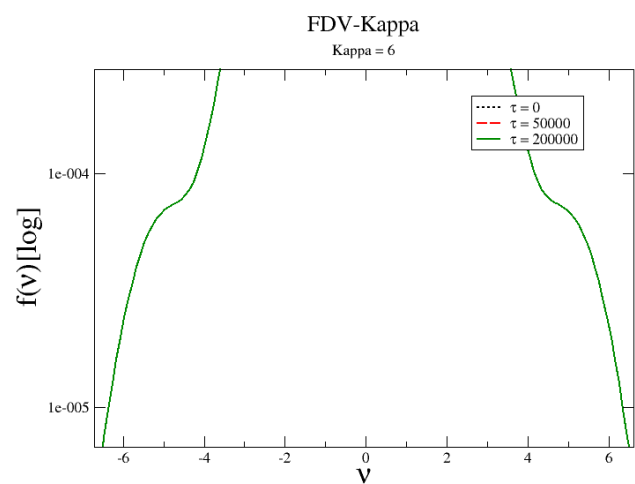


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

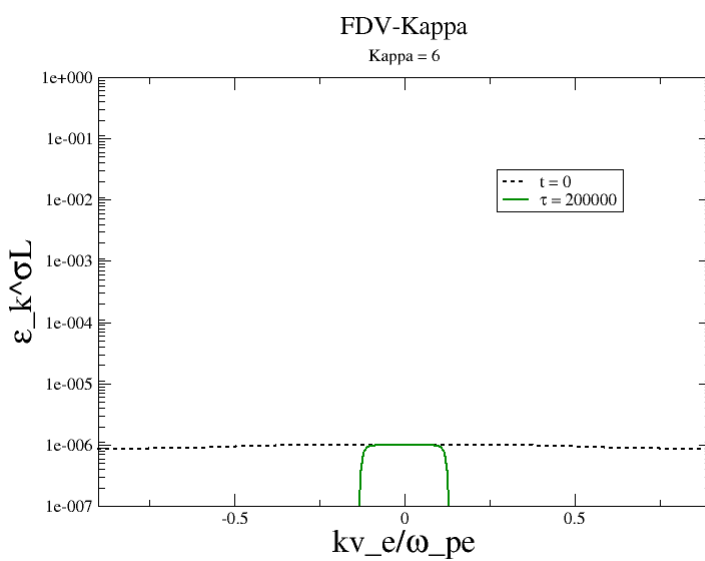
Figura 6.11 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

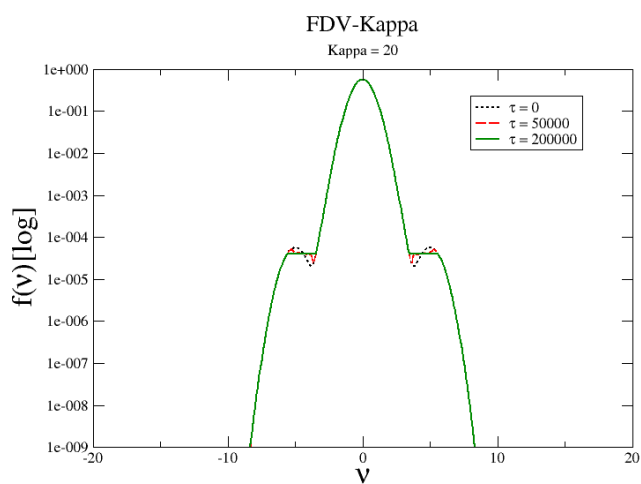


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

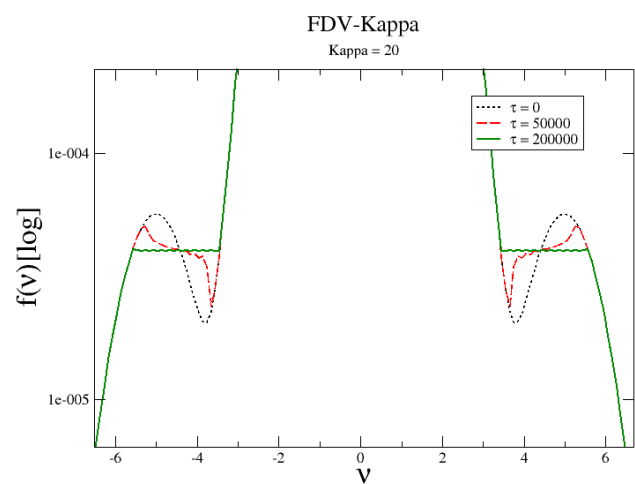


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

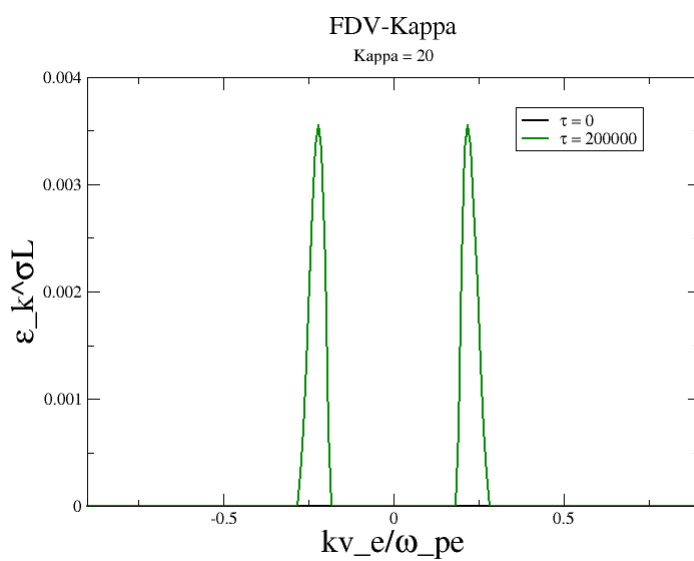
Figura 6.12 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

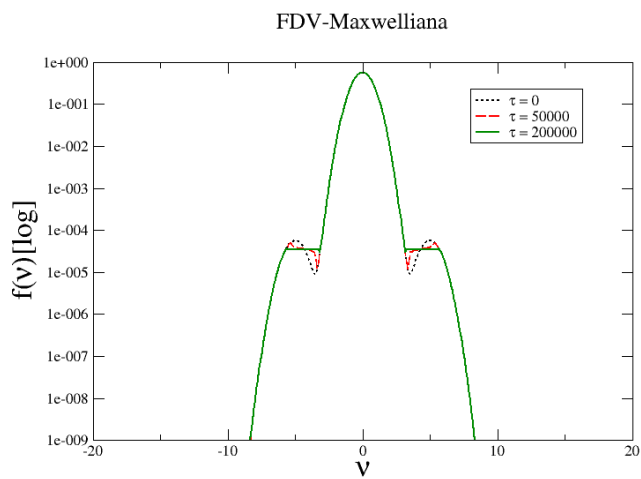


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

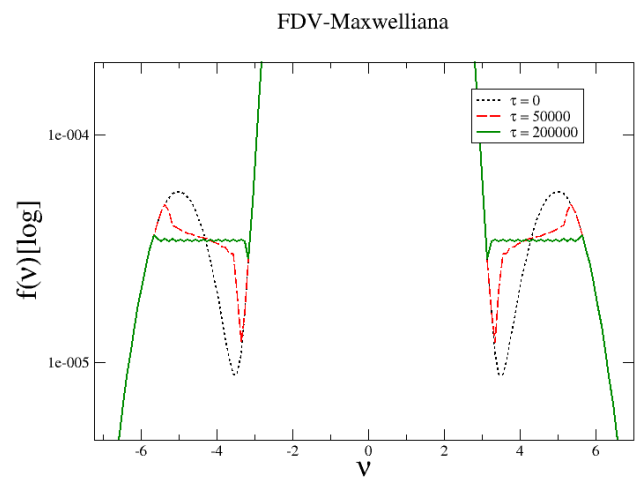


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

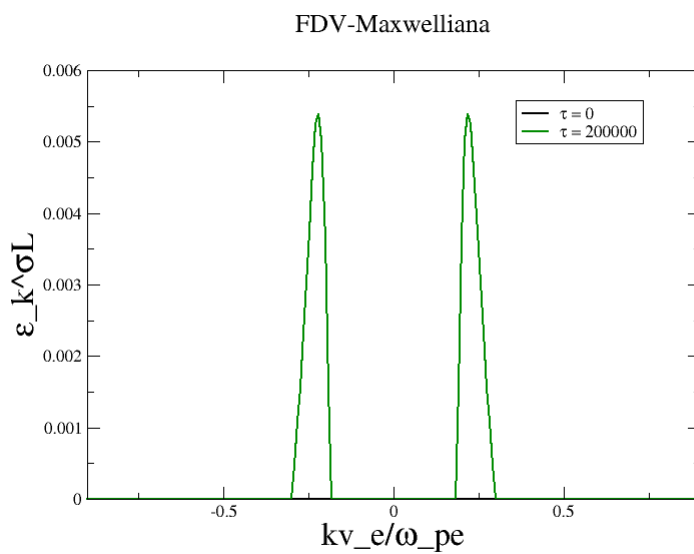
Figura 6.13 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



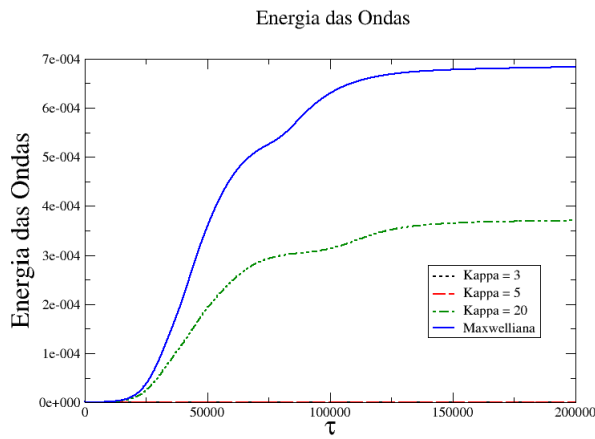
(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



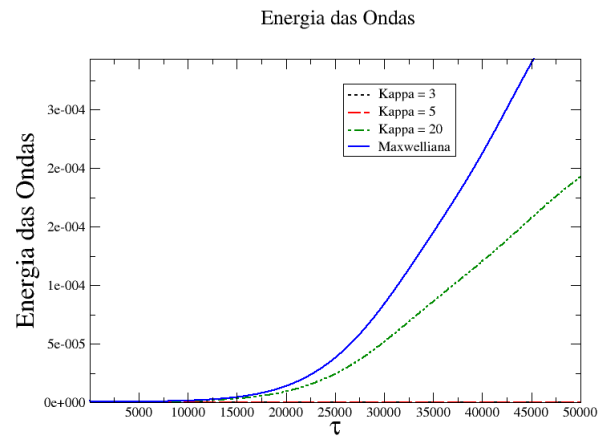
(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

Figura 6.14 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.

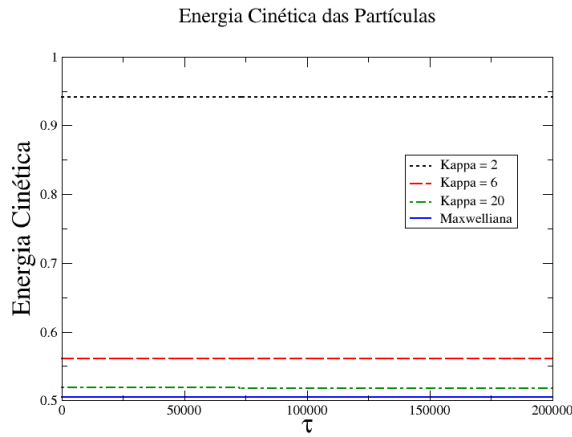
As Figuras: 6.11, 6.12, 6.13 e 6.14 mostram que, para feixes menos densos, a interação com o plasma de fundo é ainda menor. Podemos notar que as Figuras: 6.11 e 6.12 apresentaram absorção, logo não obteve crescimento das ondas, Figuras: 6.11(c) e 6.12(c). Com a redução das caudas supertérmicas é possível notar o crescimento das ondas, Figuras: 6.13 e 6.14. Os resultados para a evolução da energia cinética das partículas e energia das ondas exibem o seguinte comportamento, Figura: 6.15, em que os índices (b) e (d) representam a evolução inicial para a energia das ondas e para a energia das partículas.



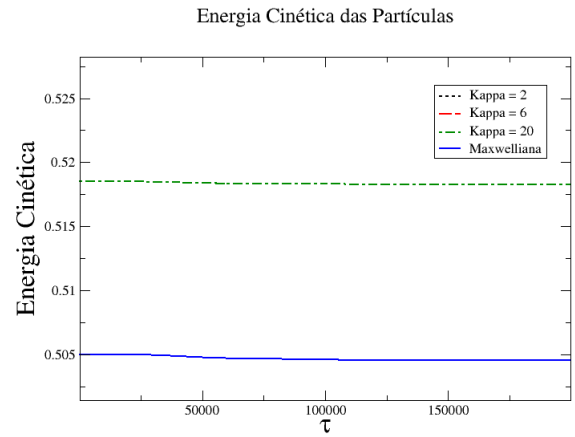
(a) Evolução temporal da energia das ondas.



(b) Evolução temporal da energia das ondas.



(c) Evolução temporal da energia das partículas



(d) Evolução temporal da energia das partículas.

Figura 6.15 - Evolução temporal da energia das partículas.

Neste caso, a energia cinética das partículas se manteve constante em $\kappa = 2$ e $\kappa = 6$, pois não houve crescimento da energia das ondas. A energia cinética de $\kappa = 20$ e Maxwelliana, apresentaram uma pequena variação, o que é justificado pela baixa energia das ondas. O fator de amplificação χ para as FDVs é exibido na Tabela 6.3.

Índice	χ
$\kappa = 2$	-01,46
$\kappa = 6$	-01,16
$\kappa = 20$	02,77
Maxwelliana	03,38

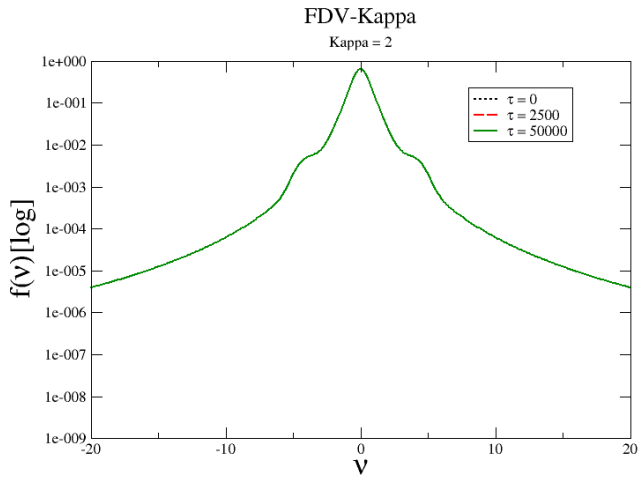
Tabela 6.3 - Fator de amplificação das ondas com densidade de feixes normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$

Mesmo com a baixa densidade dos feixes o índice $\kappa = 20$ e a Maxwelliana apresentaram um fator de amplificação positivo. Os índices $\kappa = 2$ e $\kappa = 6$ apresentaram um fator de amplificação negativo, ou seja, absorção da energia das ondas.

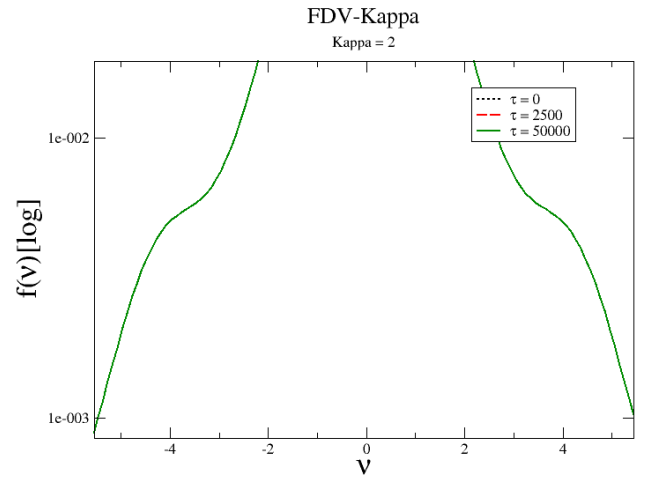
6.3 Variação da velocidade dos feixes contrapropagantes

Assim como é possível reduzir a densidade dos feixes contrapropagantes, a redução da velocidade de deriva dos feixes também podem ajudar a analisar o crescimento das ondas de Langmuir. Neste caso foram mantidas as densidades iniciais $n_b/n = 5 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 5 \times 10^{-3}$ e a razão das temperaturas normalizadas $T_b/T_e = 1$ e $T_f/T_e = 1$ dos feixes contrapropagantes. Assim como nos resultados obtidos para as simulações que envolviam as variações de densidade, as figuras da evolução temporal do processo de interação feixe-plasma estão também divididas em três índices.

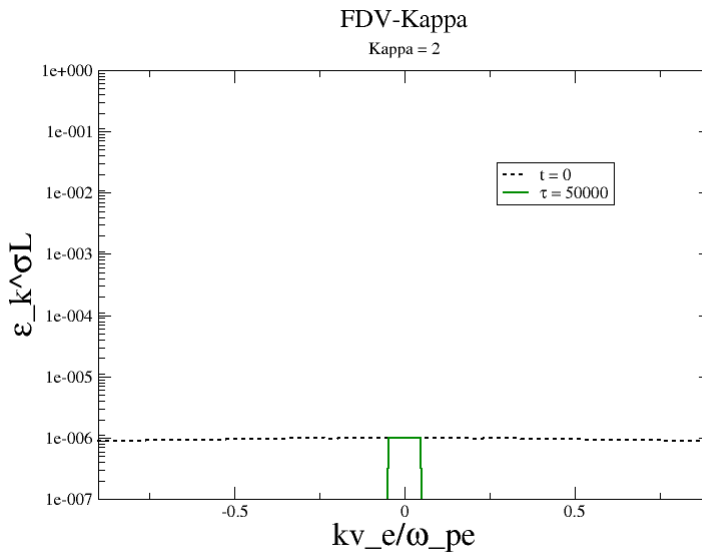
6.3.1 Velocidade de deriva $v_b = 4$ e $v_f = 4$



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

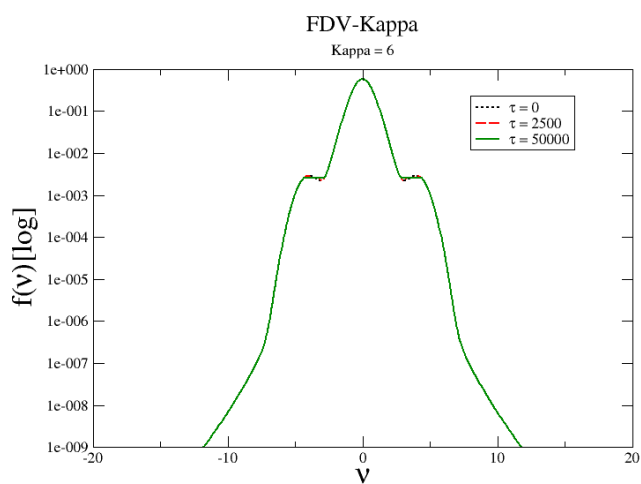


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

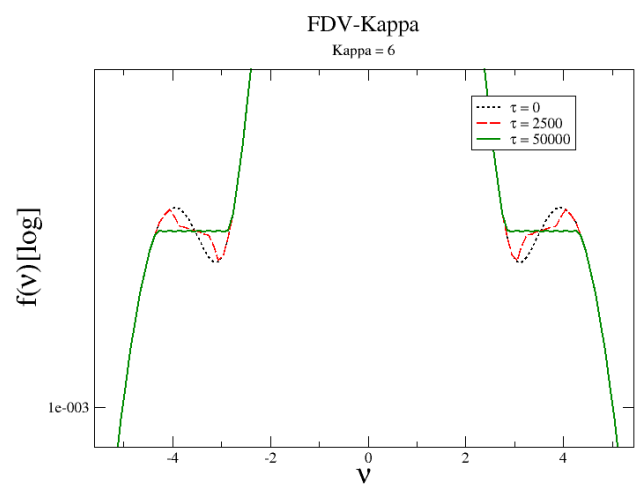


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

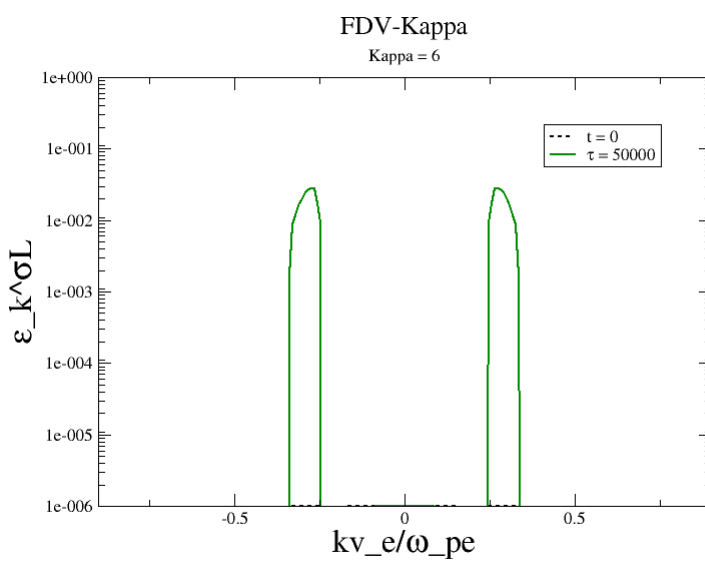
Figura 6.16 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 2$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

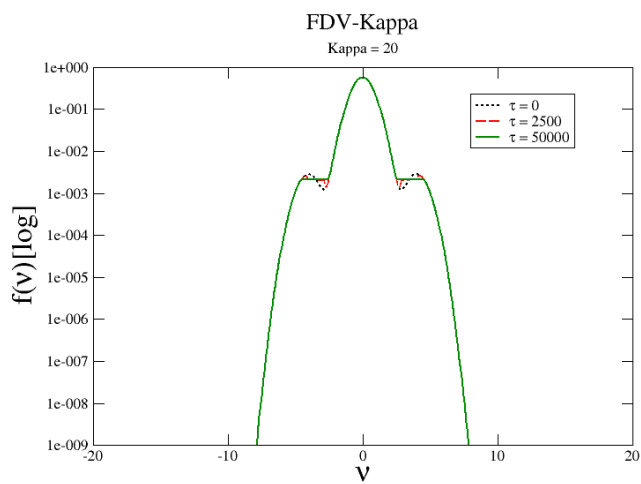


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

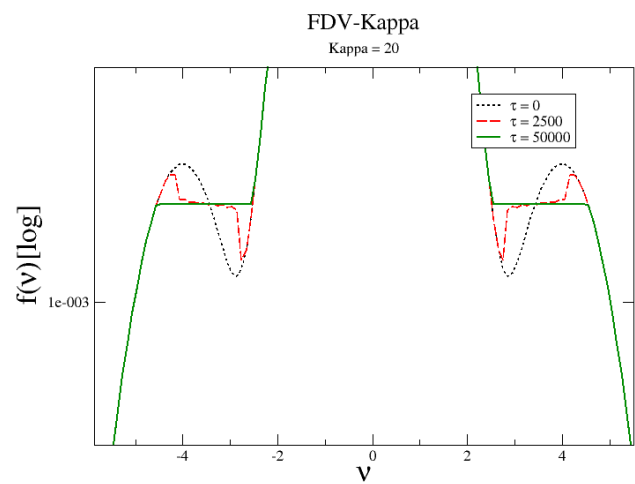


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

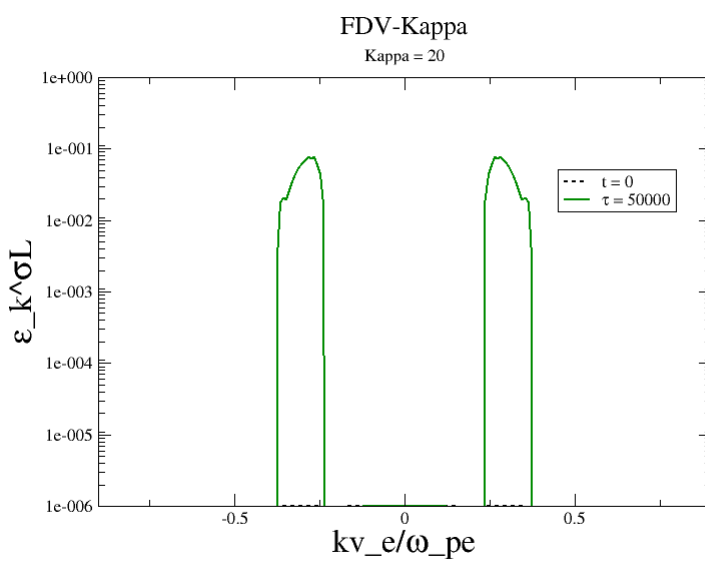
Figura 6.17 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 6$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

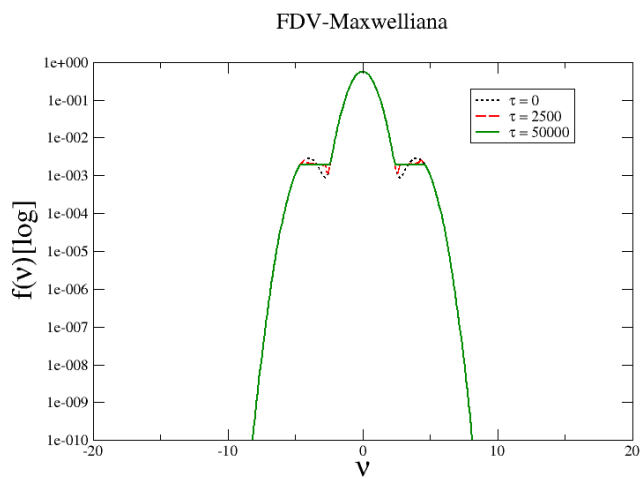


(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.

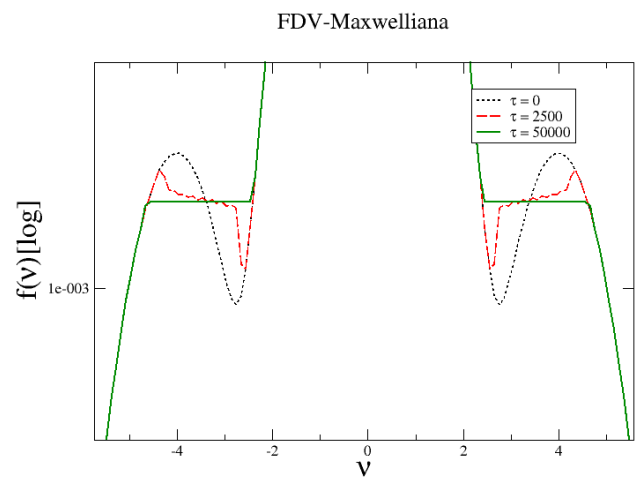


(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

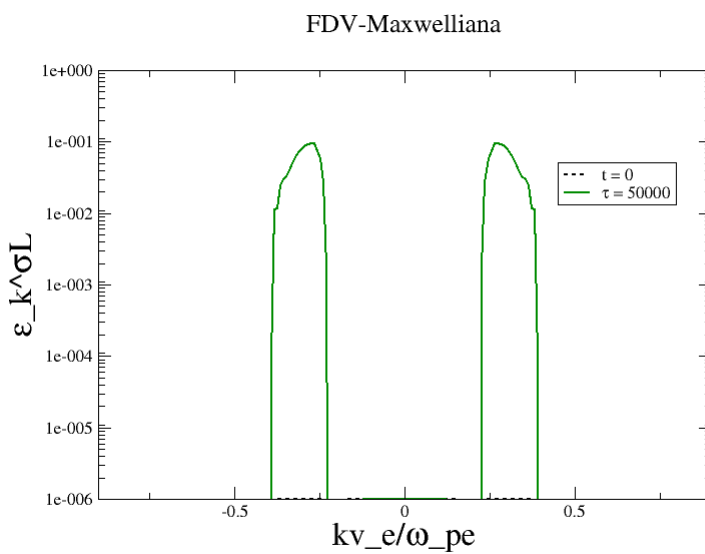
Figura 6.18 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente $\kappa = 20$ e feixes Maxwellianos.



(a) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



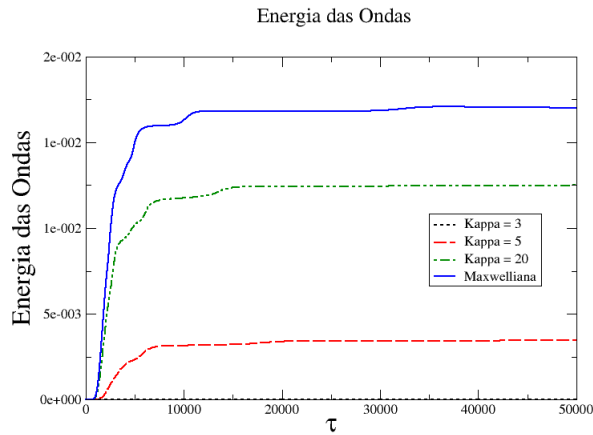
(b) Evolução temporal da distribuição eletrônica.



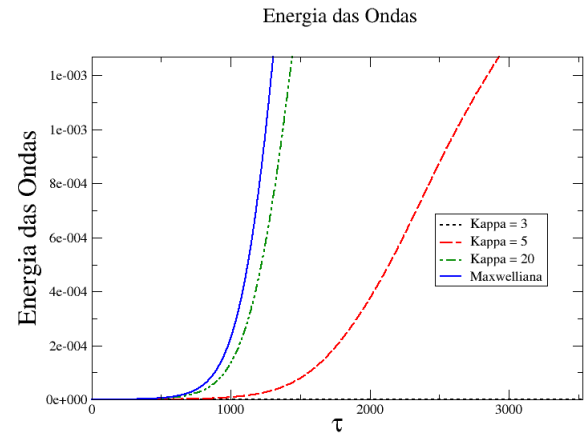
(c) Evolução temporal da intensidade das ondas.

Figura 6.19 - Processo de interação feixe-plasma para um plasma ambiente e feixes Maxwelliano.

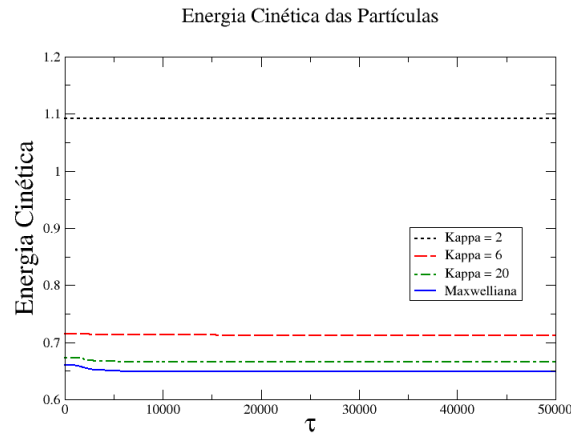
De acordo com os resultados é possível notar que a redução da velocidade de deriva dos feixes tem como consequência a redução da região de interação feixe-plasma. Somente para $\kappa = 2$ (Figura: 6.16) não houve crescimento das ondas. Todos os demais índices e a Maxwelliana apresentaram crescimento. Os resultados para a energia cinética das partículas e a energia das ondas apresentam o seguinte comportamento:



(a) Evolução temporal da energia das ondas.



(b) Evolução temporal da energia das ondas.



(c) Evolução temporal da energia das partículas

Figura 6.20 - Evolução temporal das energias no processo feixe-plasma.

Assim como os resultados mostrados anteriormente, a pequena variação da energia cinética (Figura: 6.15(c)) resulta no aumento da energia das ondas (Figura: 6.15(a),(b)). O índice $\kappa = 2$ apresenta maior energia cinética e a Maxwelliana apresenta maior crescimento das ondas.

Os fatores de amplificação das ondas χ para a seguinte simulação são mostrados na Tabela 6.4:

Índice	χ
$\kappa = 2$	-01,46
$\kappa = 6$	03,39
$\kappa = 20$	03,68
Maxwelliana	03,99

Tabela 6.4 - Fator de amplificação das ondas em uma interação feixe-plasma com velocidade normalizada $\nu_b = 4$ e $\nu_f = 4$

Os resultados mostram que o índice $\kappa = 6$ tem um fator de ampliação das ondas maior que $\kappa = 20$. Para $\kappa = 2$ temos um fator de amplificação negativo (absorção). Novamente a Maxwelliana obteve o maior fator de amplificação.

6.4 Taxa de crescimento inicial

Além dos dados obtidos numericamente, podemos encontrar de forma analítica a taxa de crescimento inicial das ondas ω_i . Logo, é possível verificar através da FDV, o comportamento inicial da taxa de crescimento. Para isso, consideramos taxa de variação de velocidade da FDV envolvida e a taxa de variação da relação de dispersão. ω_i é descrito por [47]:

$$\omega_i \approx \frac{\pi \frac{\omega_{pe}^2}{k^2} \frac{\partial F_{\alpha 0}}{\partial v}}{\partial D_r / \partial \omega_r} \quad (6.3)$$

onde $F_{\alpha 0}$ é a FDV e $D_r(k, \omega_r)$ é a parte real da equação de dispersão, que para este caso utilizamos a Equação (5.15).

A equação (6.3), foi normalizada através dos parâmetros definidos na equação (4.6), onde $\varpi_i = \omega_i / \omega_{pe}$.

Para a FDV- κ a Equação (6.3) é definida por:

$$\begin{aligned} \varpi_i(\bar{k}) = -\sqrt{\pi} \left[\frac{N}{\bar{k}^3 \bar{\theta}^3} (1 - \nu_e \bar{k}) \frac{\Gamma(\kappa + 1)}{\kappa^{3/2} \Gamma(\kappa - \frac{1}{2})} \left(1 + \frac{(\frac{1}{\bar{k}} - \nu_e)^2}{\kappa \bar{\theta}} \right)^{-(\kappa+1)} + \right. \\ \left. + \frac{n_b}{n} \frac{1}{\bar{k}^3} (1 + \nu_b \bar{k}) \exp \left(- \left(\frac{1}{\bar{k}} + \nu_b \right)^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{n_f}{n} \frac{1}{\bar{k}^3} (1 - \nu_f \bar{k}) \exp \left(- \left(\frac{1}{\bar{k}} - \nu_f \right)^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (6.4)$$

E para uma FDV-Maxwelliana, ω_i é definido por:

$$\begin{aligned} \varpi_i(\bar{k}) = -\sqrt{\pi} \left[\frac{N}{\bar{k}^3} (1 - \nu_e \bar{k}) \exp \left(- \left(\frac{1}{\bar{k}} - \nu_e \right)^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{n_b}{n} \frac{1}{\bar{k}^3} (1 + \nu_b \bar{k}) \exp \left(- \left(\frac{1}{\bar{k}} + \nu_b \right)^2 \right) + \right. \\ \left. + \frac{n_f}{n} \frac{1}{\bar{k}^3} (1 - \nu_f \bar{k}) \exp \left(- \left(\frac{1}{\bar{k}} - \nu_f \right)^2 \right) \right]. \end{aligned} \quad (6.5)$$

A taxa inicial de crescimento Equação (6.3) foi obtida analiticamente utilizando os mesmos parâmetros para obtenção da energia das ondas.

Uma forma de interpretar os resultados a seguir é analisando as curvas existentes na região positiva, quando $\omega_i/\omega_{pe} > 0$ as curvas representam o crescimento das ondas. Quando ω_i/ω_{pe} não atinge o limiar para o crescimento, significa que as ondas foram absorvidas.

Primeiramente consideramos o caso em que as densidades dos feixes foram definidas de acordo com a Tabela 6.5, que representa o primeiro caso abordado:

Parâmetro	Valor
$n_b/n, n_f/n$	5×10^{-3}
v_b, v_f	5
$T_b/T_e, T_f/T_e$	1

Tabela 6.5 - Taxa de crescimento inicial das ondas.

A taxa de crescimento apresentou o seguinte comportamento:

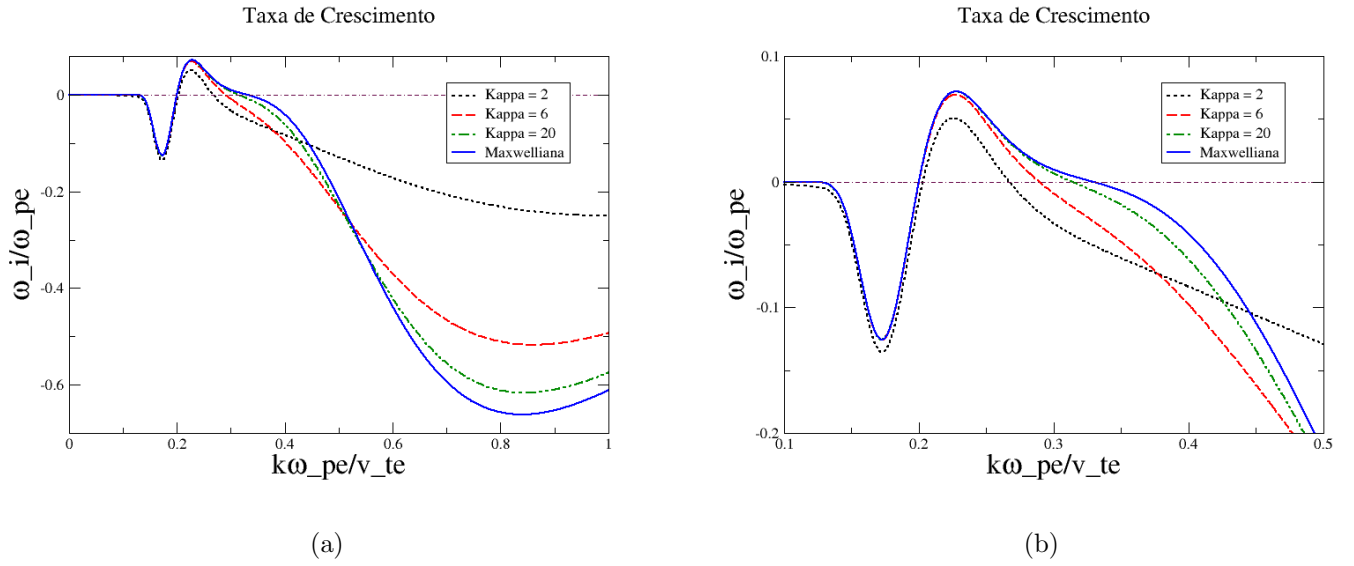


Figura 6.21 - Taxa inicial de crescimento das ondas.

A taxa de crescimento inicial representada pela Figura: 6.21 é dividida em dois índices, o índice (a) que mostra o comportamento geral das FDVs e o índice (b) mostra o comportamento de interesse para análise dos resultados. Ao observar a Figura: 6.21(b) é possível verificar o crescimento das FDVs a partir do eixo das abscissas, este crescimento representa a taxa de crescimento inicial das ondas que é possível obter. Esses resultados são comparados com os resultados obtidos numericamente exibidos na Figura: 6.5(a). É notável que em ambos os casos $\kappa = 2$ apresentou menor crescimento seguido de $\kappa = 6$, $\kappa = 20$ e Maxwelliana.

No segundo caso, consideramos um feixe menos denso, como exibido na Tabela 6.6:

Parâmetro	Valor
$n_b/n, n_f/n$	1×10^{-3}
v_b, v_f	5
$T_b/T_e, T_f/T_e$	1

Tabela 6.6 - Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-3}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-3}$.

A taxa de crescimento obtido apresentou o seguinte comportamento:

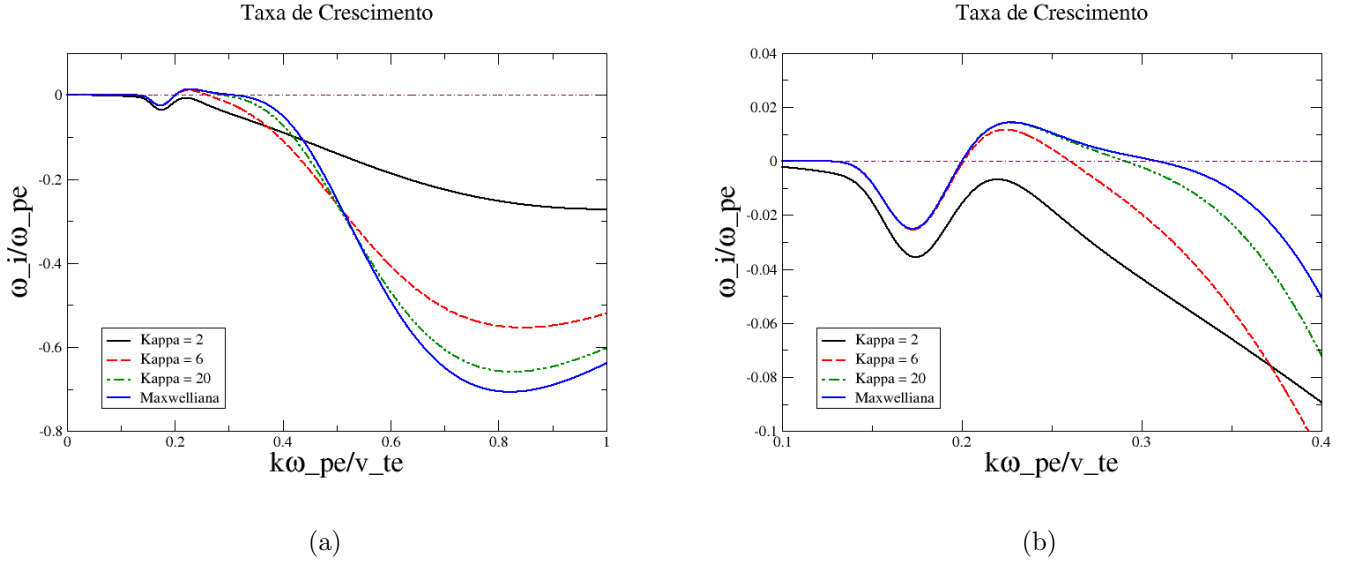


Figura 6.22 - Taxa inicial de crescimento das ondas.

Assim como no caso anterior o resultado obtido na Figura: 6.22(b) se assemelha com o resultado obtido numericamente exibido na Figura: 6.10(a). Da mesma forma que foi apresentado numericamente, o índice $\kappa = 2$ não apresenta uma taxa inicial de crescimento das ondas, a onda é absorvida (curva abaixo da linha das abscissas). Neste caso, a FDV-Maxwelliana também apresentou uma maior taxa de crescimento.

No terceiro caso, consideramos um feixe mais rarefeito, como é exibido na Tabela 6.7:

Parâmetro	Valor
$n_b/n, n_f/n$	1×10^{-4}
v_b, v_f	5
$T_b/T_e, T_f/T_e$	1

Tabela 6.7 - Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $n_b/n = 1 \times 10^{-4}$ e $n_f/n = 1 \times 10^{-4}$.

A taxa de crescimento obtido apresentou o seguinte comportamento:

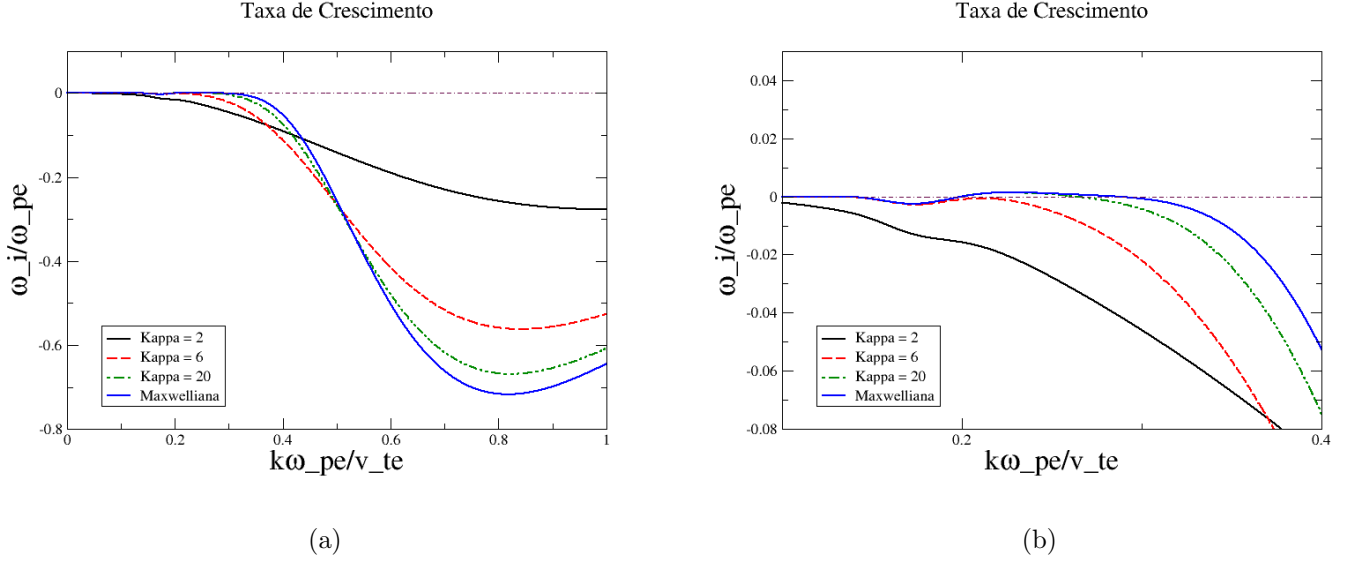


Figura 6.23 - Taxa inicial de crescimento das ondas.

A Figura: 6.23(b) foi a que obtive a menor taxa de crescimento das ondas. O resultado apresentado na Figura: 6.15(a) é semelhante e mostra que, apesar do baixo crescimento a FDV-Maxwelliana continua obtendo a maior taxa inicial.

Apresentamos agora o último caso, em que a velocidade de deriva dos feixes é reduzida. Os valores considerados são exibidos na Tabela 6.8:

Parâmetro	Valor
$n_b/n, n_f/n$	5×10^{-3}
v_b, v_f	4
$T_b/T_e, T_f/T_e$	1

Tabela 6.8 - Taxa de crescimento inicial das ondas para uma densidade normalizada $\nu_b = 4$ e $\nu_f = 4$.

A taxa de crescimento obtida apresentou o seguinte comportamento:

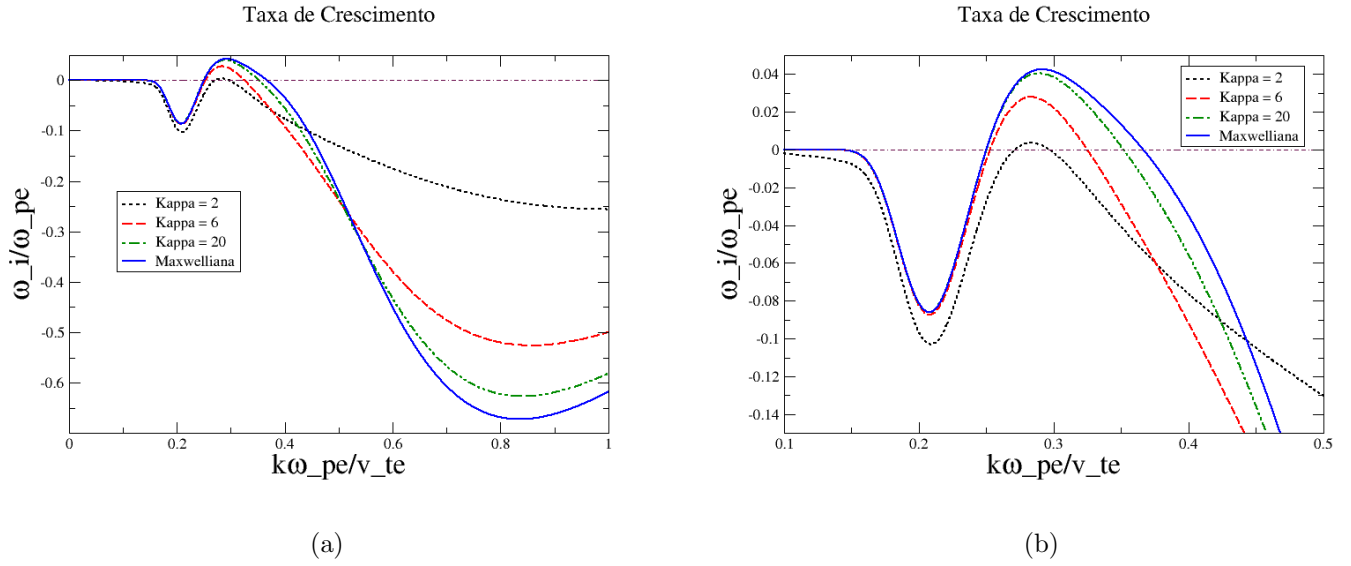


Figura 6.24 - Taxa inicial de crescimento das ondas.

Assim como a variação da densidade, a variação da velocidade também influencia na taxa inicial de crescimento. É possível notar, através da Figura: 6.24(b) que o índice $\kappa = 2$ tem o menor crescimento e a FDV-Maxwelliana o maior. O resultado também foi próximo ao obtido numericamente e exibido na Figura: 6.20(a).

7 CONSIDERAÇÕES FINAIS

A partir dos resultados obtidos, foi possível determinar algumas situações em que a presença das caudas supertérmicas influenciam no crescimento das ondas de Langmuir.

É importante resaltar que a variação de parâmetros como, densidade e velocidade dos feixes, influenciaram diretamente no crescimento das ondas para uma FDV- κ e uma FDV-Maxwelliana. Com isso, foi possível fazer um comparativo entre as duas FDVs.

Situações como a baixa velocidade de deriva dos feixes e a baixa densidade, mostraram que as ondas sempre sofrem absorção para $\kappa = 2$ e alguns casos para $\kappa = 6$. Apesar da variação desses parâmetros, $\kappa = 20$ e a Maxwelliana apresentaram comportamentos parecidos.

O fator de amplificação das ondas mostrou que para baixas densidade e velocidade, $\kappa = 2$ apresentou valores negativos para o fator de amplificação, pois as ondas foram absorvidas. Outros índices como $\kappa = 6$, $\kappa = 20$ e a Maxwelliana apresentaram valores relacionados ao do crescimento das ondas. Em alguns casos as variações de parâmetros mostraram resultados maiores para os fatores de amplificação $\kappa = 20$ (menor densidade) e $\kappa = 6$ (menor velocidade).

A taxa de crescimento inicial também mostrou resultados compatíveis aos que foram obtidos pela simulação numérica. A FDV-Maxwelliana obteve o maior crescimento das ondas seguido da FDV- κ . Novamente, quando a densidade e a velocidade de deriva dos feixes eram baixas, $\kappa = 2$ apresentou um comportamento similar, absorção.

Se relacionarmos a variação da FDV- κ com a distância radial em UA (Maksimovic, 2005 [45]), os resultados obtidos são satisfatórios. O índice espectral $\kappa = 2$, representa uma distribuição de partículas a uma distância $> 1,5$ UA. Como são considerados feixes contrapropagantes produzidos por emissões tipo III (*flares* e CMEs), as baixas densidades e velocidade do feixe justificam a absorção das ondas nessa região. Em 1991 Thorne & Summers [55] estudaram o comportamento dos modos de Langmuir e íon-acústico em uma FDV- κ , comparando com uma FDV-Maxwelliana. O resultado obtido mostrou que para o modo de Langmuir o comportamento é similar ao obtido nos nossos resultados. A FDV- κ apresentou um crescimento menor que uma FDV-Maxwelliana. Entretanto, Thorne & Summers consideraram um ambiente estático em seus estudos, diferente do que foi realizado em nossa pesquisa, no qual consideramos uma interação que evolui temporalmente. No caso do modo íon-acústico, o resultado obtido foi totalmente o inverso, a FDV- κ apresentou um maior crescimento das ondas do que a FDV-Maxwelliana. Diferente do caso estático, analisar temporalmente a interação feixe-plasma permite uma melhor descrição

do crescimento das ondas. A utilização de uma FDV- κ favorece um melhor ajuste aos dados observacionais obtidos e a variação do índice κ nos mostrou que o crescimento das ondas não é uniforme em todo o meio interplanetário.

Adicionalmente, uma vez que seja possível inferir a respeito da energia do feixe a partir da medida remota da intensidade das respectivas ondas geradas, os resultados sugerem que esse procedimento deve tomar em conta a forma da distribuição ambiente para que a inferência seja acurada.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- [1] THORNE, R. M.; SUMMERS, D. Enhancement of wave growth for warm plasmas with a high-energy tail distribution. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A1, p. 217–223, 1991. 15, 19, 20, 39
- [2] YOON, P. H. Electron kappa distribution and quasi-thermal noise. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 119, n. 9, p. 7074–7087, 2014. 19
- [3] VIÑAS, A. F.; MOYA, P. S.; NAVARRO, R. E.; VALDIVIA, J. A.; ARANEDA, J. A.; MUÑOZ, V. Electromagnetic fluctuations of the whistler-cyclotron and firehose instabilities in a maxwellian and tsallis-kappa-like plasma. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 5, p. 3307–3317, 2015. 19
- [4] LEUBNER, M. Wave induced suprathermal tail generation of electron velocity space distributions. **Planetary and Space Science**, Elsevier, v. 48, n. 2, p. 133–141, 2000. 19, 25
- [5] ZIEBELL, L.; GAELZER, R.; SIMÕES, F. Dispersion relation for electrostatic waves in plasmas with isotropic and anisotropic kappa distributions for electrons and ions. **Journal of Plasma Physics**, Cambridge University Press, v. 83, n. 5, 2017. 19, 41
- [6] LEUBNER, M. P. Core-halo distribution functions: A natural equilibrium state in generalized thermostatics. **The Astrophysical Journal**, v. 604, n. 1, p. 469, 2004. 19, 25
- [7] VOCKS, C.; MANN, G. Generation of suprathermal electrons by resonant wave-particle interaction in the solar corona and wind. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 593, n. 2, p. 1134, 2003. 19, 24
- [8] MACE, R.; HELLBERG, M. Generalized langmuir waves in a magnetized plasma with a maxwellian–lorentzian distribution. **Physics of Plasmas**, AIP, v. 10, n. 1, p. 21–28, 2003. 19
- [9] VASYLIUNAS, V. M. A survey of low-energy electrons in the evening sector of the magnetosphere with ogo 1 and ogo 3. **Journal of Geophysical Research**, v. 73, n. 9, p. 2839–2884, 1968. 19, 23
- [10] GAELZER, R.; ZIEBELL, L. F. Obliquely propagating electromagnetic waves in magnetized kappa plasmas. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 23, n. 2, p. 022110, 2016. 21

- [11] LIN, R.; POTTER, D.; GURNETT, D.; SCARF, F. Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type iii radio burst. **The Astrophysical Journal**, v. 251, p. 364–373, 1981. 21
- [12] GAELZER, R.; ZIEBELL, L. F.; VINAS, A.; YOON, P. H.; RYU, C.-M. Asymmetric solar wind electron superthermal distributions. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 677, n. 1, p. 676, 2008. 21
- [13] LIN, R.; LEVEDAHL, W.; LOTKO, W.; GURNETT, D.; SCARF, F. Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type iii radio bursts. **The Astrophysical Journal**, v. 308, p. 954–965, 1986. 21
- [14] M SCHLICKERISER R, P. S. L. Suprathermal particle populations in the solar wind and corona. InTech, p. 462, 2012. 23, 26
- [15] FORMISANO, V.; HEDGECOCK, P. Solar wind interaction with the earth's magnetic field: 3. on the earth's bow shock structure. **Journal of Geophysical Research**, Wiley Online Library, v. 78, n. 19, p. 3745–3760, 1973. 23
- [16] CHATEAU, Y. F.; MEYER-VERNET, N. Eletrostatic noise in non-maxwellian plasmas: Generic properties and kappa distributions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 96, n. A4, p. 5825–5836, 1991. 24
- [17] TSALLIS, C. Non-extensive thermostatistics: brief review and comments. **Physica A: Statistical Mechanics and its Applications**, Elsevier, v. 221, n. 1-3, p. 277–290, 1995. 24
- [18] LEUBNER, M. P. A nonextensive entropy approach to kappa-distributions. **Astrophysics and space science**, v. 282, n. 3, p. 573–579, 2002. 24
- [19] LIVADIOTIS, G.; MCCOMAS, D. Beyond kappa distributions: Exploiting tsallis statistical mechanics in space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics (1978–2012)**, v. 114, n. A11, 2009. 24
- [20] _____. Invariant kappa distribution in space plasmas out of equilibrium. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 741, n. 2, p. 88, 2011. 24
- [21] LIVADIOTIS, G. Introduction to special section on origins and properties of kappa distributions: Statistical background and properties of kappa distributions in space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 120, n. 3, p. 1607–1619, 2015. 24

- [22] SCUDDER, J. D.; OLBERT, S. A theory of local and global processes which affect solar wind electrons. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 84, n. A6, p. 2755–2772, 1979. 24
- [23] WANG, L.; LIN, R. P.; SALEM, C.; PULUPA, M.; LARSON, D. E.; YOON, P. H.; LUHMANN, J. G. Quiet-time interplanetary 2-20 keV superhalo electrons at solar minimum. **The Astrophysical Journal Letters**, IOP Publishing, v. 753, n. 1, p. L23, 2012. 25
- [24] LI, B.; CAIRNS, I. H. Type III bursts produced by power law injected electrons in Maxwellian background coronal plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 118, n. 8, p. 4748–4759, 2013. 25
- [25] PARKER, L. N.; ZANK, G. Particle acceleration at quasi-parallel shock waves: theory and observations at 1 (au). **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 757, n. 1, p. 97, 2012. 25
- [26] LEUBNER, M. Consequences of entropy bifurcation in non-Maxwellian astrophysical environments. **Nonlinear Processes in Geophysics**, Copernicus GmbH, v. 15, n. 4, p. 531, 2008. 25
- [27] _____. Fundamental issues on kappa-distributions in space plasmas and interplanetary proton distributions. **Physics of Plasmas**, AIP, v. 11, n. 4, p. 1308–1316, 2004. 25
- [28] _____. High-energy tail distributions and resonant wave particle interaction. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 88, n. A1, p. 469–473, 1983. 25
- [29] LAZAR, M.; POEDTS, S.; SCHLICKEISER, R. Instability of the parallel electromagnetic modes in kappa distributed plasmas–i. electron whistler-cyclotron modes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 410, n. 1, p. 663–670, 2010. 25
- [30] LAZAR, M. The electromagnetic ion-cyclotron instability in bi-kappa distributed plasmas. **Astronomy and Astrophysics**, EDP Sciences, v. 547, p. A94, 2012. 25
- [31] LAZAR, M.; POEDTS, S.; SCHLICKEISER, R. Instability of the parallel electromagnetic modes in kappa distributed plasmas–i. electron whistler-cyclotron modes. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, The Royal Astronomical Society, v. 410, n. 1, p. 663–670, 2010. 26

- [32] LAZAR, M.; POEDTS, S. Firehose instability in space plasmas with bi-kappa distributions. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 494, n. 1, p. 311–315, 2009. 26
- [33] LAZAR, M.; POEDTS, S.; SCHLICHEISER, R. Proton firehose instability in bi-kappa distributed plasmas. **Astronomy & Astrophysics**, EDP Sciences, v. 534, p. A116, 2011. 26
- [34] SANTOS, M. D.; ZIEBELL, L.; GAELZER, R. Ion firehose instability in a dusty plasma considering product-bi-kappa distributions for the plasma particles. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 23, n. 1, p. 013705, 2016. 26
- [35] SHAABAN, S.; LAZAR, M.; POEDTS, S.; ELHANBALY, A. Effects of electrons on the electromagnetic ion cyclotron instability: Solar wind implications. **The Astrophysical Journal**, IOP Publishing, v. 814, n. 1, p. 34, 2015. 26
- [36] SANTOS, M. D.; ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R. Ion-cyclotron instability in plasmas described by product-bi-kappa distributions. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 22, n. 12, p. 122107, 2015. 26
- [37] SHAABAN, S.; LAZAR, M.; POEDTS, S.; ELHANBALY, A. The interplay of the solar wind proton core and halo populations: Emic instability. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 121, n. 7, p. 6031–6047, 2016. 26
- [38] _____. Shaping the solar wind temperature anisotropy by the interplay of electron and proton instabilities. **Astrophysics and Space Science**, Springer, v. 362, n. 1, p. 13, 2017. 26
- [39] ZIEBELL, L.; GAELZER, R. On the influence of the shape of kappa distributions of ions and electrons on the ion-cyclotron instability. **Physics of Plasmas**, AIP Publishing, v. 24, n. 10, p. 102108, 2017. 26
- [40] SANTOS, M. dos; ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R. Electromagnetic ion-cyclotron instability in a dusty plasma with product-bi-kappa distributions for the plasma particles. **Astrophysics and Space Science**, Springer, v. 362, n. 1, p. 18, 2017. 26
- [41] PIERRARD, V.; PIETERS, M. Coronal heating and solar wind acceleration for electrons, protons, and minor ions obtained from kinetic models based on kappa distributions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 119, n. 12, p. 9441–9455, 2014. 26

- [42] NICOLAOU, G.; LIVADIOTIS, G. Misestimation of temperature when applying maxwellian distributions to space plasmas described by kappa distributions. **Astrophysics and Space Science**, Springer, v. 361, n. 11, p. 359, 2016. 26
- [43] PIERRARD, V.; LAZAR, M.; POEDTS, S.; ŠTVERÁK, Š.; MAKSIMOVIC, M.; TRÁVNÍČEK, P. The electron temperature and anisotropy in the solar wind. comparison of the core and halo populations. **Solar Physics**, Springer, v. 291, n. 7, p. 2165–2179, 2016. 26
- [44] MAKSIMOVIC, M.; PIERRARD, V.; RILEY, P. Ulysses electron distributions fitted with kappa functions. **Geophysical research letters**, Wiley Online Library, v. 24, n. 9, p. 1151–1154, 1997. 26, 43
- [45] MAKSIMOVIC, M.; ZOUGANELIS, I.; CHAUFRAY, J.-Y.; ISSAUTIER, K.; SCIME, E.; LITTLETON, J.; MARSCH, E.; MCCOMAS, D.; SALEM, C.; LIN, R. et al. Radial evolution of the electron distribution functions in the fast solar wind between 0.3 and 1.5 au. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 110, n. A9, 2005. 27, 28, 73
- [46] ŠTVERÁK, Š.; MAKSIMOVIC, M.; TRÁVNÍČEK, P. M.; MARSCH, E.; FAZAKERLEY, A. N.; SCIME, E. E. Radial evolution of nonthermal electron populations in the low-latitude solar wind: Helios, cluster, and ulysses observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, Wiley Online Library, v. 114, n. A5, 2009. 27
- [47] KRALL, N. A.; TRIVELPIECE, A. W. **Principles of plasma physics**. [S.l.]: AAPT, 1973. 1380–1381 p. 15, 29, 33, 37, 38, 40, 67
- [48] YOON, P. H. Generalized weak turbulence theory. **Physics of Plasmas (1994-present)**, AIP Publishing, v. 7, n. 12, p. 4858–4871, 2000. 35
- [49] _____. Effects of spontaneous fluctuations on the generalized weak turbulence theory. **Physics of plasmas**, AIP, v. 12, n. 4, p. 042306, 2005. 35
- [50] _____. Statistical theory of electromagnetic weak turbulence. **Physics of plasmas**, AIP, v. 13, n. 2, p. 022302, 2006. 35
- [51] SUMMERS, D.; THORNE, R. M. The modified plasma dispersion function. **Physics of Fluids B: Plasma Physics**, AIP, v. 3, n. 8, p. 1835–1847, 1991. 39
- [52] BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. [S.l.]: Springer Science & Business Media, 2013. 41

- [53] ZIEBELL, L.; GAELZER, R.; PAVAN, J.; YOON, P. Two-dimensional nonlinear dynamics of beam–plasma instability. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, IOP Publishing, v. 50, n. 8, p. 085011, 2008. 49
- [54] ZIEBELL, L. F.; GAELZER, R.; YOON, P. H. Dynamics of langmuir wave decay in two dimensions. **Physics of Plasmas**, AIP, v. 15, n. 3, p. 032303, 2008. 49
- [55] THORNE, R. M.; SUMMERS, D. Landau damping in space plasmas. **Physics of Fluids B: Plasma Physics**, AIP, v. 3, n. 8, p. 2117–2123, 1991. 73