

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PELOTAS
INSTITUTO DE FÍSICA E MATEMÁTICA
Programa de Pós-Graduação em Física



Efeitos da densidade eletrônica na geração de harmônicos eletrostáticos via interação feixe-plasmas. *

Fernanda Clenir Hernandes Machado

Pelotas
2013

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)

Fernanda Clenir Hernandes Machado

Efeitos da densidade eletrônica na geração de harmônicos eletrostáticos via interação feixe-plasmas. *

Dissertação elaborada sob orientação dos Profs. Drs. Fernando Jaques Ruiz Simões Jr. e Rudi Gaelzer, em preenchimento parcial dos requisitos para obtenção do título de Mestre em Física.

Pelotas
2013

* Trabalho financiado pela Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES)

A mente que se abre a uma nova idéia jamais voltará ao seu tamanho original.

Albert Einstein

*Dedico este trabalho a minha mãe:
Nara Lucia Tavares Hernandes!*

Agradecimentos

- Gostaria de agradecer o apoio, paciência, amizade, ao companheirismo e incentivo que me foram dados por todos durante o período em que realizei o meu trabalho de Mestrado.
- Ao Prof. Fernando Jaques Ruiz Simões Jr., pelo incentivo, orientação precisa, dedicação e extrema paciência;
- Ao Prof. Rudi Gaelzer, pelo apoio, incentivo e pelos valiosos comentários;
- Aos meus pais Gilnei e Nara, pelo carinho, amor, incentivo e por estarem sempre ao meu lado;
- Ao meu marido Álvaro, por ter estado ao meu lado sempre, e pela extrema paciência e compreensão nos momentos de estresse;
- Ao meu irmão Eduardo, pela grande amizade e apoio moral;
- À minha Tia Eunice, pela amizade, e por sempre ter torcido por mim durante todas as etapas de minha vida;
- Agradeço às minhas amigas Ana Paula Mendonça, Sabrina Nunes e Andréia Gorgeski pela grande amizade que me ofereceram desde quando nos conhecemos;
- Aos meus amigos Luís Martins, Kellen Pascoal pela amizade e companheirismo demonstrados, lembrando sempre de Rosália Krüger de Castro pela paciência comigo e conhecimento compartilhado;
- Aos membros da Banca Examinadora, pelos valiosos comentários e sugestões apresentadas;
- À Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pelo auxílio financeiro de dois anos de bolsa de Mestrado;

Resumo

Neste trabalho foi investigada a aproximação dos harmônicos eletrostáticos associados à emissão de plasmas espaciais. Simulações computacionais foram realizadas para investigar a interação não linear de múltiplos feixes de elétrons, com densidades diferentes, com um plasma ambiente. Em nossas simulações foi utilizado um código de partículas (PIC) unidimensional, KEMPO 1D (Kyoto university's ElectroMagnetic Particle cOde), em sua versão modificada para suportar múltiplos feixes de elétrons. Nos primeiros capítulos desse trabalho apresentamos uma revisão fenomenológica associada às explosões solares tipo III e a descrição do código KEMPO, assim como as equações (em sua forma discretizada) que descrevem o comportamento das partículas e campos. Para antecipar, nossos resultados mostram a aproximação dos harmônicos eletrostáticos. Essa aproximação está relacionada com a densidade do segundo feixe de elétrons. Ainda, nossos resultados mostraram uma intensificação dos harmônicos eletrostáticos após a injeção do segundo feixe de elétrons com densidade maior que a do primeiro feixe.

Abstract

In this work we investigate the approach of electrostatic harmonics emission in space plasmas. Computer simulations were performed to investigate the non-linear interaction of multiple electron beams, with different densities, with a background plasma. For our simulations we have used a one-dimensional particle code, KEMPO 1D (Kyoto university's ElectroMagnetic Particle cOde), in a modified version to support multiples electron beams. In the first chapters of this work we presents a review of the phenomena associated with type III solar bursts and the description of the KEMPO code as well as the equations (in discrete form) that describe the behavior of particles and fields. To anticipate, our results shown an approach of electrostatic harmonics. This approach is related with the density of the second electron beam. Also, our results have shown an intensification of the electrostatic harmonic emission after we introduce into simulation the second electron beam with density greater than the first beam.

Sumário

1. Plasmas Espaciais	1
1.1 Introdução	1
1.2 Eventos Solares Transientes	3
1.3 Emissões Solares Tipo III	6
1.4 Ondas em Plasmas	12
1.5 Instabilidade em Plasmas Espaciais	15
2. Conceitos Básicos sobre Simulação PIC: Código KEMPO 1D	18
2.1 Introdução	18
2.2 Modelos de Simulação	19
2.3 Superpartículas	20
2.4 Discretização Espacial e Temporal	22
2.4.1 Grade Espacial	23
2.4.2 Grade Temporal	24
2.5 Código KEMPO 1D	25
2.6 Equações Básicas	25
2.7 Normalização e Sistema de Unidades	26
2.8 Sub-Rotinas	27
2.8.1 INPUT	27
2.8.2 CHKPRM	27
2.8.3 RENORM	28
2.8.4 POSITION	29
2.8.5 VELOCITY	29
2.8.6 EFIELD	30
2.8.7 BFIELD	31
2.8.8 CHARGE	31
2.8.9 CURRNT	32

3. Resultados e Discussões.	35
3.1 Introdução	35
3.2 Caso Padrão	36
3.3 Simulações Computacionais	38
4. Conclusões Finais	53

Lista de Figuras

1.1	Representação artística da interação Sol-Terra e a magnetosfera terrestre [1]	1
1.2	Esquema de uma provável configuração das linhas do campo magnético de uma região ativa solar [2].	3
1.3	Representação de uma Reconexão Magnética. Fonte: [3]	5
1.4	Esquema de uma ejeção de massa coronal. Fonte: [4]	6
1.5	Diagrama da descrição de teoria de Ginzburg e Zheleznyakov para a geração de emissão em plasmas.	7
1.6	Representação artística de um “loop” magnético, e a indicação das regiões de aceleração, métricas (m) e decimétricas (dm) [2].	8
1.7	Esquema de uma típica explosão solar e emissão solar tipo III , [5].	9
1.8	Espectrograma de frequência - tempo no qual mostra uma explosão solar tipo III produzida numa intensa emissão solar ocorrida no dia 28 de outubro de 2003 [5].	10
1.9	Representação de uma intensa emissão solar, imagem do coronógrafo do satélite (lado esquerdo) e espectrograma de frequência apresentando emissões tipo II e III (lado direito) [6].	10
1.10	Diagrama das relações de dispersão para o modo eletromagnético, modo de Langmuir e íon-acústico (fora de escala) [7].	14
1.11	Representação artística dos processos de decaimento e coalescência.	16
2.1	Diagrama do modelo de simulação cinética [8].	20
2.2	Superpartículas: (1) forma retangular; (2) forma triangular; (3) forma gaussiana [9].	21
2.3	Processo de ponderação, adaptada de [10].	21
2.4	Esquema representativo da grade espacial [8].	24
2.5	Esquema de evolução das quantidades físicas do código durante um passo temporal [8].	24
2.6	Método de distribuição de área no cálculo da densidade de carga [9].	32
2.7	Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente, para dois casos distintos da posição da superpartícula [9].	34

3.1	Evolução temporal das energias envolvidas no sistema para o caso padrão [8].	37
3.2	Diagrama $\omega \times k$ para o caso padrão [8].	38
3.3	Evolução temporal das energias: (a) Elétrica W_E ; (b) Cinética; (c) Magnética W_B e (d) Total, para a primeira simulação. Em unidades arbitrárias.	40
3.4	Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a primeira simulação.	40
3.5	Diagrama $\omega \times k$ para a primeira simulação para a componente Ex, onde o segundo feixe é considerado com 50% da densidade do primeiro feixe.	41
3.6	Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a primeira simulação: (a) $\omega_{pet} = 0 - 80$, (b) $\omega_{pet} = 80 - 160$, (c) $\omega_{pet} = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pet} = 240 - 327, 68$	42
3.7	Espectro de potência para a primeira simulação, considerando o segundo feixe com 50% da densidade do primeiro feixe.	43
3.8	Diagrama $\omega \times k$ para a segunda simulação para a componente Ex, nesse caso, o segundo feixe é considerado com 80% da densidade do primeiro feixe.	44
3.9	Evolução temporal das energias elétrica e cinética para a segunda simulação.	45
3.10	Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a segunda simulação.	46
3.11	Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a segunda simulação: (a) $\omega_{pet} = 0 - 80$, (b) $\omega_{pet} = 80 - 160$, (c) $\omega_{pet} = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pet} = 240 - 327, 68$	47
3.12	Espectro de potência para a segunda simulação, considerando o segundo feixe com 80% da densidade do primeiro feixe.	48
3.13	Diagrama $\omega \times k$ para a terceira simulação para a componente Ex, onde o segundo feixe é considerado com 110% da densidade do primeiro feixe.	49
3.14	Evolução temporal das energias elétrica e cinética para a terceira simulação.	49
3.15	Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a terceira simulação.	50
3.16	Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a terceira simulação: (a) $\omega_{pet} = 0 - 80$, (b) $\omega_{pet} = 80 - 160$, (c) $\omega_{pet} = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pet} = 240 - 327, 68$	51
3.17	Espectro de potência para a terceira simulação, considerando o segundo feixe com 110% da densidade do primeiro feixe.	52

Lista de Tabelas

2.1	Parâmetros especificados na sub-rotina INPUT.	28
3.1	Parâmetros de entrada definidos para o caso padrão.	36
3.2	Parâmetros de entrada definidos para o segundo feixe, para as três simulações propostas.	39

Capítulo 1

Plasmas Espaciais

1.1 Introdução

Nas últimas décadas a exploração espacial tem se desenvolvido rapidamente graças aos avanços tecnológicos; por exemplo, veículos espaciais, satélites científicos e sondas interplanetárias. Como consequência do avanço tecnológico, foi possível investigar vários fenômenos que ocorrem no meio interplanetário, em especial a interação Sol-Terra, ponto chave da assim chamada ciência espacial [11]. Quase que simultaneamente, as simulações computacionais surgiram como uma poderosa ferramenta para cobrir a lacuna existente entre os dados observados do meio interplanetário e as teorias científicas que descreviam os fenômenos observados.

Vários fenômenos que são observados no meio interplanetário estão relacionados com a interação Sol-Terra, destacando-se entre estes os eventos conhecidos como explosões solares “flares” e ejeções de massa coronal (CMEs-“coronal mass ejection”). A Figura 1.1 ilustra de forma artística o sistema Sol-Vento Solar-Magnetosfera terrestre.

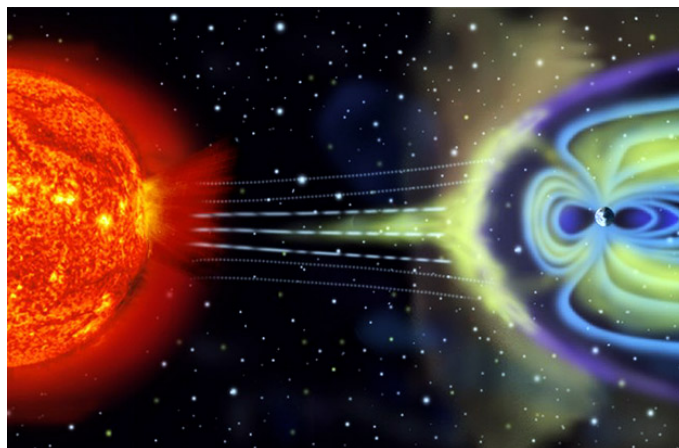


Fig. 1.1: *Representação artística da interação Sol-Terra e a magnetosfera terrestre [1]*

Em plasmas, é possível observar uma grande variedade de fenômenos ondulatórios. Acredita-se que algumas ondas observadas no meio interplanetário estão associadas à instabilidades eletromagnéticas geradas por feixes energéticos que são ejetados dos eventos solares transientes. Um exemplo clássico, é a excitação de intensos pacotes de ondas de Langmuir induzidas por feixes de elétrons através da instabilidade feixe-plasma (bump-on-tail instabilities) [8].

Nos últimos 30 anos, basicamente duas teorias estão sendo desenvolvidas e utilizadas para descrever o processo de emissão eletromagnética a partir das ondas de Langmuir: Teoria de Turbulência Forte e Teoria de Turbulência Fraca [12, 13, 14].

A teoria de turbulência forte baseia-se nos processos físicos produzidos pela força ponderomotiva [15, 16, 17]. Esta força cria regiões de baixa densidade de plasma chamadas “cávitos” onde as ondas de Langmuir de alta frequência são aprisionadas. Estas possuem pacotes de ondas com densidade de energia com várias ordens de grandeza maior que a densidade média do meio. Estes pacotes de onda podem produzir diretamente radiação eletromagnética próxima à frequência local de plasma e seu harmônico [15]. Entretanto, algumas observações mostram que estas ondas de Langmuir intensas ainda são muito fracas para produzir ondas eletromagnéticas a partir da descrição da teoria de forte turbulência [13, 18].

Na teoria de turbulência fraca, a radiação é convertida diretamente a partir das ondas de Langmuir. De acordo com esta teoria, as ondas eletromagnéticas se originam do acoplamento onda-onda entre um modo de Langmuir com uma onda íon-acústica e/ou com uma onda de Langmuir contrapropagante [7, 12].

A presente dissertação está estruturada em quatro capítulos e inicia-se com a apresentação de alguns conceitos básicos de fenômenos que ocorrem no meio interplanetário, como a emissão solar e a geração dos harmônicos, objetivo central deste trabalho. Os aspectos fundamentais dos fenômenos, bem como os critérios para que ocorram são apresentados de forma sucinta no primeiro capítulo.

No capítulo dois será apresentado o código KEMPO 1D (“Kyoto university’s ElectroMagnetic Particle cOde”) utilizado neste trabalho [19]. Ainda, serão apresentados os conceitos básicos de simulação PIC, as equações básicas utilizadas no código e a discretização das mesmas.

No capítulo três apresentamos os resultados das simulações para diferentes casos, bem como discussões. No capítulo quatro são apresentadas as conclusões e as perspectivas de trabalhos futuros.

1.2 Eventos Solares Transientes

Os eventos solares transientes que ocorrem com frequência na fotosfera solar são responsáveis por uma série de perturbações que ocorrem no meio interplanetário. Estes eventos são considerados os principais geradores dos fenômenos relacionados com o clima espacial (“space weather”). Como exemplo dos eventos solares transientes temos as explosões solares e as CMEs, fenômenos esses que ocorrem na fotosfera solar e são responsáveis por toneladas de partículas que são ejetadas para o meio interplanetário a partir da coroa solar, região mais externa do Sol. Estes eventos eruptivos ocorrem onde o campo magnético no Sol é mais intenso, ou seja, nas regiões ativas do Sol.

O campo magnético das chamadas regiões ativas, associadas às manchas solares, se estendem para a atmosfera solar - cromosfera e coroa - assumindo uma forma característica de arco, na sua configuração mais simples, com seus extremos presos à base da fotosfera e correspondendo as polaridades magnéticas opostas. Entretanto, na grande maioria dos casos a geometria da configuração do campo magnético destas regiões é extremamente complexa, envolvendo a interação de vários arcos de tamanhos e dinâmica distintos [2, 20].

A Figura 1.2 representa de forma esquemática uma possível geometria de campo magnético de uma região ativa evoluída, onde a região hachurada é chamada de mancha solar. Nessas regiões ocorre uma grande liberação de fluxo magnético, em virtude dessas regiões possuírem baixa temperatura e pressão quando comparada com as regiões vizinhas.



Fig. 1.2: *Esquema de uma provável configuração das linhas do campo magnético de uma região ativa solar [2].*

As explosões solares acontecem quando uma gigantesca quantidade de energia arma-

zenada nas linhas do campo magnético solar, geralmente acima das manchas solares, é repentinamente liberada. Durante estas erupções, ocorre uma liberação súbita de energia que aquece o plasma local e acelera as partículas, produzindo intensas emissões de radiação com amplo espectro eletromagnético, que vão desde ondas de rádio até a emissão de raios-x e raios gama [2].

Entre os processos eruptivos solares, os *flares* solares destacam-se como um dos fenômenos mais energéticos do Sol. A ocorrência de um *flare* solar envolve uma súbita liberação de energia da ordem de 10^{29} a 10^{33} erg na coroa solar, a qual acredita-se, ser devido a energia magnética armazenada, desencadeada por uma instabilidade na configuração das linhas do campo magnético. Tal liberação de energia acarreta a aceleração não térmica de partículas até altas energias e o aquecimento do plasma local, o que implica também grandes quantidades de radiação em quase todos os comprimentos de onda [20].

As explosões solares são compostas por três fases [21]:

- **Precursora:** caracteriza o período em que a energia é liberada das linhas magnéticas cuja complexidade vai aumentando de forma gradual.
- **Impulsiva:** o plasma é aquecido e as partículas são aceleradas possivelmente devido à reconexão magnética, e à consequente liberação da energia armazenada no campo magnético.
- **Gradual:** ocorre um aumento gradual da emissão em raios-x devido ao preenchimento dos arcos magnéticos pelo plasma aquecido.

Também são classificados com relação à intensidade, como segue:

- **Classes A e B** - são consideradas erupções muito fracas, portanto não apresentam nenhum efeito na terra.
- **Classe C** - Os flares são considerados fracos e pouco perceptíveis aqui na Terra.
- **Classe M** - São de tamanho médio e também causam blackouts de radiocomunicação que afetam diretamente as regiões polares.
- **Classe X** - Os flares são muito intensos e durante os eventos de maior atividade podem provocar *blackouts* em frequências de rádio que podem durar diversas horas ou até mesmo dias.

O fluxo de partículas que emana da coroa solar com alta velocidade é chamado de vento solar, estas partículas se originam a partir dos chamados buracos coronais e escapam do Sol para o espaço através das linhas “abertas” do campo magnético solar. As características do

vento solar mudam de acordo com as atividades solares, como a densidade e a velocidade. As variações no vento solar afetam na estrutura dinâmica da magnetosfera, refletindo-se em perturbações no campo geomagnético, as chamadas atividades geomagnéticas [22].

Após uma erupção solar, dependendo da categoria, são liberadas as CMEs, possivelmente de uma reconexão magnética, que é quando duas ou mais linhas do campo magnético se reúnem liberando a energia armazenada nas linhas do campo na forma de radiação eletromagnética [21], como podemos observar na Figura 1.3.

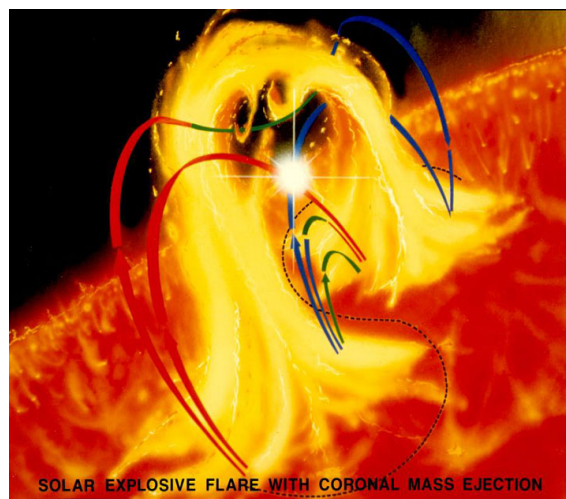


Fig. 1.3: Representação de uma Reconexão Magnética. Fonte: [3]

Na Figura 1.4, podemos observar uma CMEs típica, relacionado à liberação de grandes quantidades de matéria com velocidades que variam de centenas a poucos milhares de quilômetros por segundo. As CMEs podem ser aceleradas nas regiões próximas do Sol, seguindo uma trajetória radial a partir do mesmo. À medida que as CMEs se propagam no meio interplanetário podem produzir ondas de choque, que por sua vez podem acelerar partículas do meio interplanetário e induzir ondas eletrostáticas e eletromagnéticas [23].

Uma CMEs consiste em uma liberação de grandes quantidades de plasma e fluxo magnético da coroa solar em direção a heliosfera. Neste fenômeno, não necessariamente, a massa ejetada seja oriunda da coroa solar, mas sim vista na coroa solar. Uma vez que, as partículas são ejetadas da fotosfera solar.

Enquanto os *flares* solares resultam de uma liberação local de energia na baixa coroa solar, a qual é convertida em aceleração de partículas e aquecimento do plasma, sendo, por fim, termalizada, as CMEs implicam a desestabilização e a liberação de uma porção significativa de partículas da coroa solar, na qual a energia é mecânica, pela alta velocidade das partículas e pelo grande potencial armazenado nos campos.

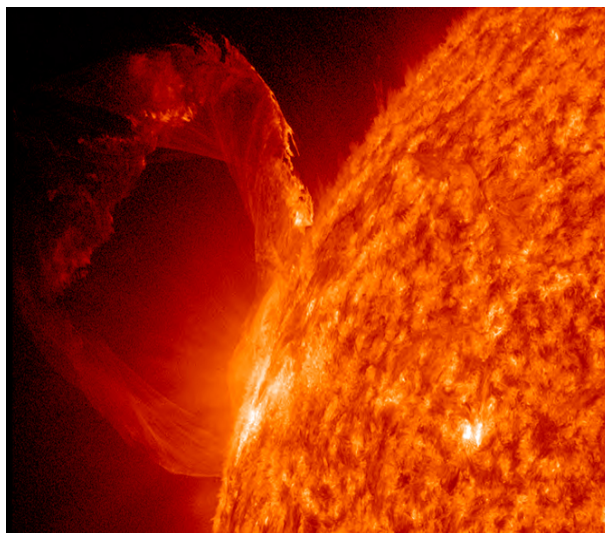


Fig. 1.4: *Esquema de uma ejeção de massa coronal. Fonte: [4]*

As CMEs podem alterar o fluxo do vento solar e produzir perturbações na Terra, que trazem danos às atividades humanas. Este fenômeno, em conjunto com intensas explosões solares, afetam diretamente o “clima espacial”. Assim, as explosões solares e as CMEs são consideradas as grandes responsáveis pelas falhas de equipamentos de comunicação (satélites), sistemas de navegação (GPS-“Global Positioning System”) e também podem, potencialmente, representar um grande perigo a astronautas em bases espaciais em virtude da exposição às partículas energéticas.

1.3 Emissões Solares Tipo III

Desde a década de 60, as observações solares em rádio frequências métricas e decimétricas têm contribuído para um melhor entendimento sobre a física de plasmas espaciais e o processo de emissão de radiação eletromagnética que ocorre no meio interplanetário.

As emissões solares tipo III se originam a partir dos feixes de elétrons que emanam do Sol, os quais são acelerados em regiões ativas da baixa coroa solar e se propagam ao longo das linhas de campo magnético abertas através da coroa solar exterior e espaço interplanetário. Este fenômeno ocorre com frequências de radiação próxima a frequência de plasma local na sua região de origem e estão associados as ondas de Langmuir, ondas íon-acústicas e ondas eletromagnéticas [24].

Uma das primeiras teorias para descrever a emissão tipo III na coroa solar foi proposta por Ginzburg e Zheleznyakov, em 1958 [25], onde descreviam uma possível teoria para o processo de emissão fundamental ($\omega = \omega_{pe}$) e harmônicos ($\omega = n\omega_{pe}$), no qual n é o grau

do harmônico. Sua teoria foi proposta basicamente em três etapas, representadas na Figura 1.5:

1. A geração da turbulência de Langmuir devido a instabilidades no plasma;
2. Produção da emissão fundamental e dispersão de ondas de Langmuir por meio de espalhamento de ondas íon-acústicas;
3. Produção da emissão do segundo harmônico através da coalescência de duas ondas de Langmuir;

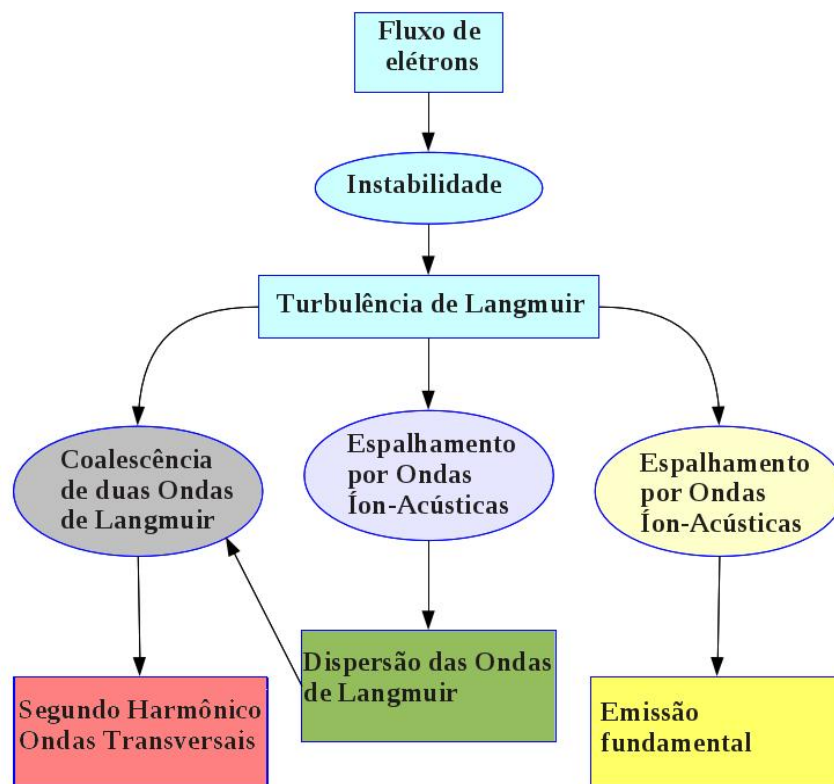


Fig. 1.5: Diagrama da descrição de teoria de Ginzburg e Zheleznyakov para a geração de emissão em plasmas.

Na Figura 1.6 é ilustrado um laço (“loop” magnético) associado a uma região ativa, com a indicação das regiões de aceleração e as fontes de emissão de plasma tipo III, métricas e decimétricas. Ainda, observa-se que quando os elétrons se deslocam para regiões próximas à fotosfera solar, ocorre a emissão de raios-x mais intensos e emissões solares tipo III decimétricas, devido ao aumento local da densidade e temperatura do plasma. Já os elétrons

que se deslocam em direção ao meio interplanetário, são acelerados por forças Coulombianas (Região de Aceleração), e ao se afastarem da cromosfera solar emitem radiação tipo III métrica.

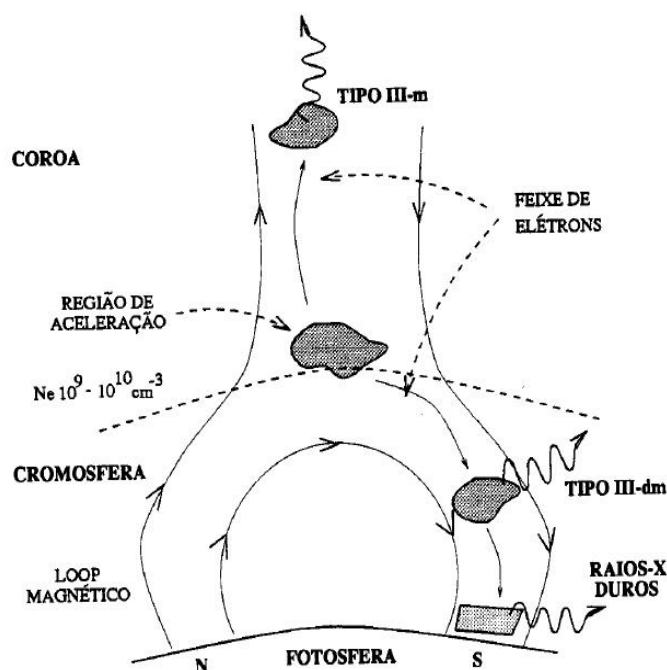


Fig. 1.6: Representação artística de um “loop” magnético, e a indicação das regiões de aceleração, métricas (*m*) e decimétricas (*dm*) [2].

A Figura 1.7 representa uma emissão solar tipo III típica, onde um feixe de elétrons é injetado no meio interplanetário a partir da superfície do Sol, resultado da liberação de energia durante uma erupção solar [26]. O feixe de elétrons se propaga ao longo das linhas de campo magnético em direção radial se afastando do Sol. Durante a propagação, o feixe interage com o plasma ambiente do vento solar induzindo ondas de Langmuir e radiação eletromagnética com frequências próximas à frequência de plasma local e harmônicos [27, 28].

Segundo Kellogg [29], as ondas de Langmuir refletidas podem fundir-se com as ondas incidentes e produzir o primeiro harmônico eletromagnético. Emissão eletromagnética fundamental também pode ser gerada diretamente por meio do espalhamento das ondas de Langmuir por íons térmicos, enquanto que a emissão do segundo harmônico pode ser produzida pela coalescência entre ondas de Langmuir e outras ondas espalhadas de Langmuir [30, 31].

A frequência de plasma local varia de acordo com a densidade do meio assim, próximo

ao Sol é possível observar radiação com frequência da ordem de 200MHz e próximo ao arco choque terrestre em torno de 20KHz [8].

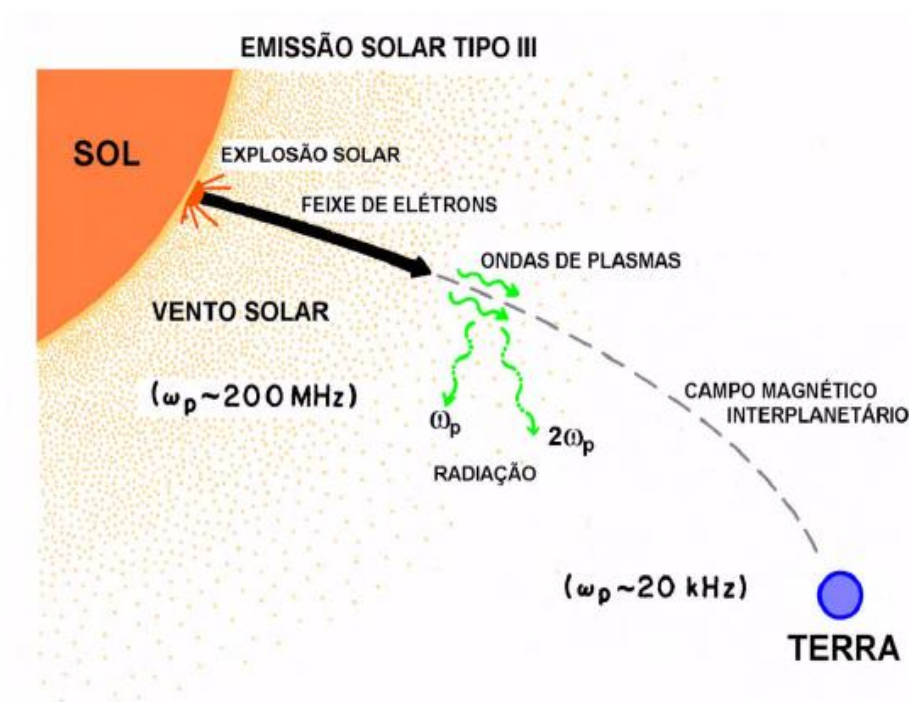


Fig. 1.7: Esquema de uma típica explosão solar e emissão solar tipo III , [5].

Na Figura 1.8 pode ser observado um espectro de frequência de uma emissão solar tipo III, produzida por uma intensa explosão solar ocorrida em 28 de outubro de 2003, no qual a intensidade da emissão é identificada pela escala de cores em dB (decibéis) [5]. Pode-se notar que o fenômeno de emissão solar tipo III observado, ocorre com maior intensidade nos instantes iniciais da observação, apresentando um decaimento na frequência de aproximadamente 10^7Hz à 10^4Hz em média de 4 horas, no qual caracteriza uma assinatura clássica de uma emissão solar tipo III.

Na Figura 1.9 é apresentada uma imagem do coronógrafo do satélite SOHO (Solar and Heliospheric Observatory) (esquerda) e o espectro de frequência (direita) associado a intensa emissão. É possível observar as emissões tipo II e III relacionadas a essa emissão ocorrida em 10 de setembro de 2005 [6]. A parte interna do lado esquerdo da figura é o disco do coronógrafo que cobre a superfície solar, e a parte mais externa representa a intensa emissão solar no instante captado pelo espectro de frequência a direita.

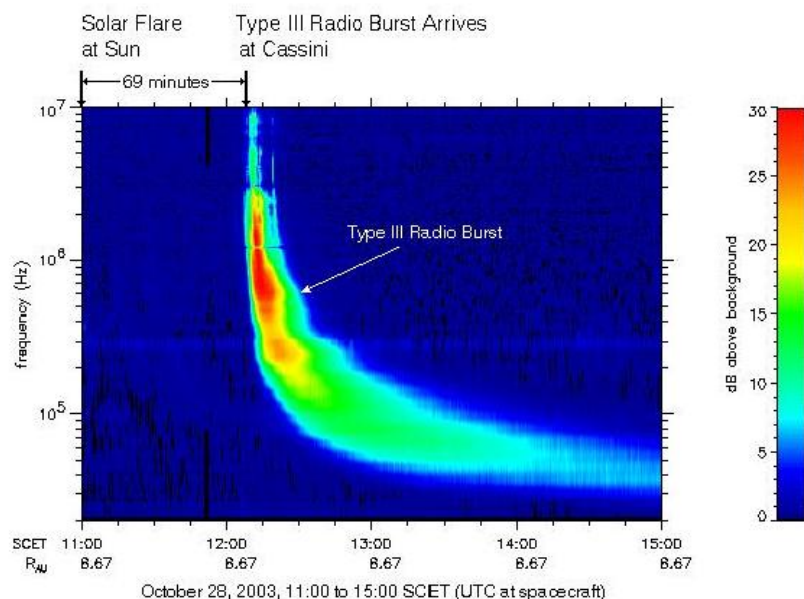


Fig. 1.8: *Espectrograma de frequência - tempo no qual mostra uma explosão solar tipo III produzida numa intensa emissão solar ocorrida no dia 28 de outubro de 2003 [5].*

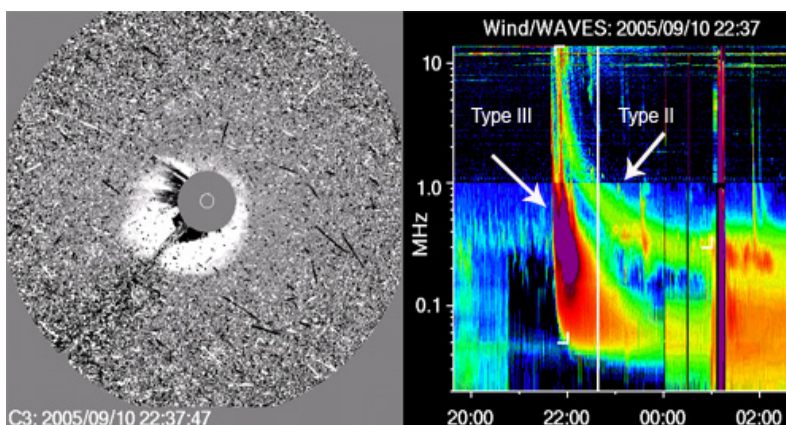


Fig. 1.9: *Representação de uma intensa emissão solar, imagem do coronógrafo do satélite (lado esquerdo) e espectrograma de frequência apresentando emissões tipo II e III (lado direito) [6].*

As explosões solares foram originalmente classificadas na década de 50 em três tipos, denominadas Tipo I, Tipo II e Tipo III (Figura 1.9), de acordo com a intensidade do espectro. Mais tarde (cerca de 1960) foram incluídas mais dois tipos IV e V. Estes tipos de emissões distinguem-se por características como frequências típicas, direção de propagação,

região de emissão e como são geradas. Dentre elas:

- **Emissão solar tipo I** - ocorre durante as tempestades solares de curta duração, que podem envolver tanto emissões contínuas quanto emissões abruptas. Estas tempestades são de curta duração e podem derivar tanto para maior ou menor frequência. A emissão tipo I ocorre acima de $\gtrsim 50\text{MHz}$, que tende a variar com o tempo lentamente. A curta duração para a emissão tipo I, acelera os elétrons aumentando a energia térmica do plasma ambiente;
- **Emissão solar tipo II** - são caracterizadas por uma rápida mudança de alta para baixas frequências num curto período de tempo. As emissões do tipo II são causadas pela propagação de uma onda de choque a partir da corona solar para o meio interplanetário. As emissões solares tipo II são sempre vistas em conjunto com os *flares* solares impulsivos e precursores de CMEs. Sua deriva em frequência é dada como a assinatura de uma onda de choque propagando-se em direção externa à coroa solar, a qual pode estar associada a uma CMEs ou à liberação súbita de energia durante um *flare* solar;
- **Emissão solar tipo III** - ocorrem numa faixa de frequência de $10\text{kHz} \lesssim \omega \lesssim 1\text{GHz}$, o que corresponde a uma faixa de região que se estende desde a corona solar para além da órbita terrestre. As emissões do tipo III ocorrem esporadicamente isoladas ou em grupos durante grandes tempestades de forma arternada ao longo de um período prolongado; são característicos da fase impulsiva, onde o plasma é aquecido e as partículas são aceleradas. Uma característica clássica desta emissão é a frequência emitida com maior intensidade que deriva rapidamente para frequências baixas próximas a frequência de plasma local;
- **Emissão solar tipo IV** - pode ser caracterizada de duas maneiras, modo estacionário ou modo contínuo:
 - ↔ Modo estacionário - é ocasionado por uma intensa tempestade que se segue a partir de um grande flare. Inicialmente, dada por uma liberação contínua e muitas vezes super intensa de feixes de partículas.
 - ↔ Modo contínuo - este processo de emissão ocorre como uma fonte contínua de energia em movimento. Em teoria, este fenômeno é seguido a partir do Sol até grandes distâncias, porém, de acordo com observações, após uma certa distância nunca foi possível visualizar tal fenômeno.
- **Emissão solar tipo V** - é considerada uma emissão contínua, que se inicia durante ou pouco tempo depois das emissões solares tipo III, cerca de poucos minutos e

possuem uma longa duração. A emissão ocorre com frequência em torno de 20MHz $> \omega > 100\text{MHz}$ [32]. Com polarização baixa, e sentido geralmente oposto ao da emissão solar tipo III. Estudos recentes comprovam que as emissões tipo III e V ocorrem a partir do mesmo fenômeno, correspondendo à mesma região ativa (CMEs), porém, com frequências bem diferentes. Este fenômeno ocorre devido ao ângulo de espalhamento de propagação dos feixes de partículas e sua dispersão, assim, após a remoção das partículas do ambiente devido à emissão tipo III, a emissão tipo V ocorre num ambiente com menor densidade, conseqüentemente emitindo com frequências menores [33].

1.4 Ondas em Plasmas

O estudo da propagação de ondas eletromagnéticas em plasmas é uma das áreas mais investigadas na física dos plasmas por sua grande aplicabilidade em plasmas de laboratório e na natureza.

Uma das propriedades fundamentais de um plasma é a sua tendência para manter a neutralidade de carga elétrica numa escala macroscópica, em condições de equilíbrio. Quando esta neutralidade de carga macroscópica é perturbada, produz temporariamente um desequilíbrio significativo de cargas, e forças Coulombianas tendem a restaurar a neutralidade macroscópica de carga.

O movimento coletivo de um grande número de partículas é caracterizado por uma frequência natural de oscilação chamada de *frequência de plasma* dada por:

$$\omega_{p\alpha}^2 = \frac{n_\alpha e^2}{\varepsilon_0 m_\alpha} \quad (1.1)$$

onde n_α representa a densidade característica de partículas α (íons ou elétrons), e é a carga do elétron, m_α é a massa correspondente à partícula escolhida e ε_0 é a permissividade elétrica [16].

Em plasma espaciais, elétrons, íons e partículas neutras estão em constante movimento térmico e frequentemente colidem entre si. Nesse aspecto, o plasma não difere dos gases ordinários, possuindo assim um comportamento de fluido. Contudo, uma das características básicas dos plasmas não reside nas colisões de suas partículas, mas no fato delas interagirem entre si através de forças Coulombianas.

Por ser composto por partículas carregadas, o movimento relativo entre porções do plasma pode gerar acúmulos locais de cargas positivas e negativas que, de acordo com as leis do eletromagnetismo, dão origem à existência de campos elétricos muito intensos. Além disso, esse movimento produz correntes elétricas e conseqüentemente campos magnéticos. A

existência desses campos permite que perturbações locais possam se propagar por uma vasta região do plasma, afetando assim o movimento de partículas muito distantes. Neste aspecto o plasma exibe um caráter coletivo, que lhe confere uma série de propriedades particulares não observadas nos gases neutros.

Características importantes do plasma, como densidade do plasma, temperatura dos elétrons e íons e campos magnéticos estão diretamente ligadas com o equilíbrio dinâmico do plasma ambiente. Qualquer efeito não linear que pode afetar o equilíbrio do plasma e alterar as características das ondas, pode envolver a emissão de ondas no plasma, ocorrendo a amplificação ou a absorção de ondas. Ao se propagarem no plasma, as ondas geradas interagem com as partículas, fornecendo mais energia para o plasma ambiente, provocando uma elevação da sua temperatura, ou amplificação nas ondas (instabilidade feixe-plasma, por exemplo), produzindo no plasma perturbações que podem evoluir com o tempo. No presente trabalho destacam-se três modos de ondas principais:

1. Ondas de Langmuir¹ - L:

- O modo de Langmuir é considerado uma onda eletrostática longitudinal [27, 34], uma vez que considera o campo magnético igual a zero ($\vec{B} = 0$).
- São excitadas com frequência próxima à frequência de plasma local ω_{pe} .
- São consideradas ondas de alta frequência, isto se deve ao fato de a frequência dos elétrons ser muito maior do que a dos íons, com isto para o modo de Langmuir pode-se considerar os íons em repouso ($v_{Ti} = n_i = 0$).
- As ondas de Langmuir tem relação de dispersão dada por [16, 35]:

$$\omega_L^2 = \omega_{pe}^2 + 3v_{Te}^2 k^2 \quad (1.2)$$

onde k é o número de onda, $v_{Te} = (k_B T_e / m_e)^{1/2}$ é a velocidade térmica dos elétrons.

2. Ondas Íon-Acústicas - S:

- Para o modo íon-acústico, considera-se a temperatura dos íons pequena, ou seja, leva-se em conta os efeitos dos elétrons e também dos íons.
- São ondas de baixa frequência.
- Para o modo íon-acústico a relação de dispersão é dada por:

¹ Ondas de Langmuir são ondas longitudinais resultantes de uma instabilidade do plasma local, que tem seus elétrons deslocados de sua posição de equilíbrio em relação aos íons. A perturbação do plasma local pode ser provocada por feixes de elétrons, frente de choques ou nuvens de elétrons acelerados em movimento com uma frente de choque.

$$\omega_S^2 = \frac{C_S^2 k^2}{1 + \lambda_{De}^2 k^2} \quad (1.3)$$

onde $C_S = \omega_{pi} v_{Te} / \omega_{pe} = (T_e / m_i)^{1/2}$ é a velocidade íon-acústica e $\lambda_{De} = (v_{Te} / \omega_{pe})$ é o comprimento de Debye.

3. Ondas Eletromagnéticas - T:

- São ondas de alta frequência.
- Em virtude da alta frequência dessas oscilações pode-se considerar os íons em repouso.
- O modo eletromagnético tem relação de dispersão dada por [35]:

$$\omega_T^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (1.4)$$

onde c é a velocidade da luz no vácuo.

A Figura 1.10 mostra de forma esquemática os gráficos das relações de dispersão para o modo eletromagnético, modo de Langmuir e íon-acústico para um plasma morno e não magnetizado.

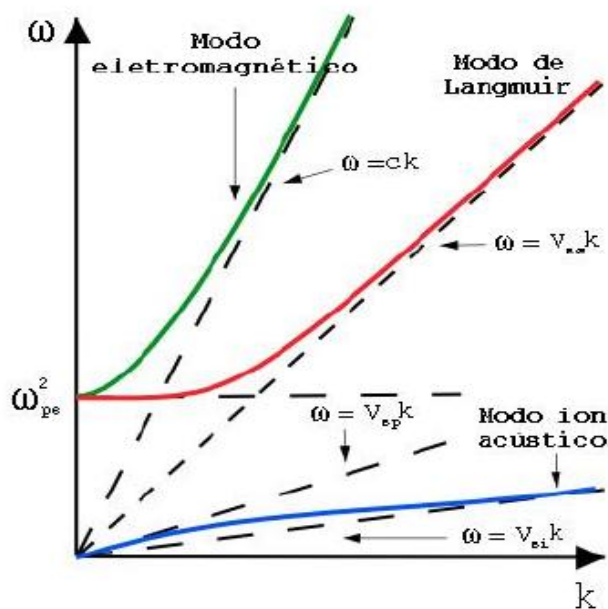


Fig. 1.10: Diagrama das relações de dispersão para o modo eletromagnético, modo de Langmuir e íon-acústico (fora de escala) [7].

1.5 Instabilidade em Plasmas Espaciais

Uma variedade de instabilidades podem ocorrer em plasmas. Convenientemente podemos dividi-las em duas classes distintas: instabilidades no espaço de configuração e instabilidades no espaço de velocidades [36]. Uma instabilidade no espaço de configuração envolve sistemas com dimensões finitas e pequenos níveis de energia em virtude das distorções nas variáveis dimensionais. Essas instabilidades não envolvem as funções de distribuições de velocidades das partículas e são usualmente estudadas via equações de fluidos.

Instabilidades no espaço de velocidades, por outro lado, envolvem as funções de distribuição de velocidades das partículas. São instabilidades microscópicas e surgem quando as funções de distribuição das partículas se afastam da uma função de distribuição Maxwelliana. Essas instabilidades tem natureza cinética e são estudadas considerando as equações de Boltzmann-Vlasov [36]. Essas instabilidades ainda podem ser subdivididas em instabilidades eletrostáticas e eletromagnéticas. Uma instabilidade eletrostática envolve o crescimento de ondas eletrostáticas, induzidas pelo crescimento acumulativo de cargas. Uma instabilidade eletromagnética envolve ondas eletromagnéticas, surgindo a partir do crescimento da densidade de corrente em um plasma [36].

Algumas instabilidades em plasmas estão relacionadas com perturbações do meio devido à interação de um feixe de partículas com um plasma ambiente, esta interação afeta consideravelmente os parâmetros do feixe e do meio, tais como a amplitude das ondas geradas, a densidade, temperatura, o grau de uniformidade do plasma (isotropia ou anisotropia). Como o feixe é uma fonte de energia livre no plasma, parte dessa energia pode ser convertida em radiação eletrostática ou eletromagnética com frequências próximas a frequência local de plasma ω_{pe} e harmônicos [27].

A excitação de ondas de Langmuir num plasma pode ser dada através de instabilidade feixe-plasma, que é um tipo específico de instabilidade que surge através da interação de um feixe de partículas energéticas com um plasma ambiente em um estado de equilíbrio termodinâmico.

A interação feixe-plasma é descrita, fisicamente, como uma interação onda-partícula, na qual as partículas do feixe são aprisionadas pelo potencial elétrico da onda, e consequentemente, ocorre a troca entre a energia cinética das partículas do feixe e a energia potencial da onda, proporcionando o crescimento do campo elétrico da onda [8].

Vários modelos de interação onda-onda foram propostos para explicar o segundo passo da geração de radiação eletromagnética e seus harmônicos. Ginzburg & Zheleznyakov em 1958, propuseram que uma onda eletromagnética na frequência fundamental pode ser produzida por um processo de três ondas, envolvendo um acoplamento não linear de uma onda de Langmuir e uma onda íon-acústica ($L + S \rightarrow T$) [25, 37]. Dentre as interações onda-onda

não lineares, um dos fenômenos mais estudados são as instabilidades paramétricas, termo usado, geralmente, para designar o fenômeno de amplificação dos modos de um sistema como consequência da modulação periódica de um dos parâmetros que caracterizam esse sistema [38].

Parâmetros obtidos por veículos espaciais têm mostrado que processos envolvendo ondas de Langmuir, ondas eletromagnéticas e ondas íon-acústicas estão associados às explosões rádio solar do tipo III. Diversos modelos de interação têm sido propostos para explicar a conversão das ondas de Langmuir em radiação eletromagnética e seus harmônicos, como exemplo, interação onda-onda que descreve o processo de coalescência onde duas ou mais ondas, produzem ondas eletromagnéticas ($L + L' \rightarrow T$), ou ainda o processo de decaimento, que é quando uma onda indutora decai em uma onda de baixa frequência (tipicamente uma onda íon-acústica) e outra onda eletromagnética ($L \rightarrow S + T$) [7, 11, 39], Figura 1.11.

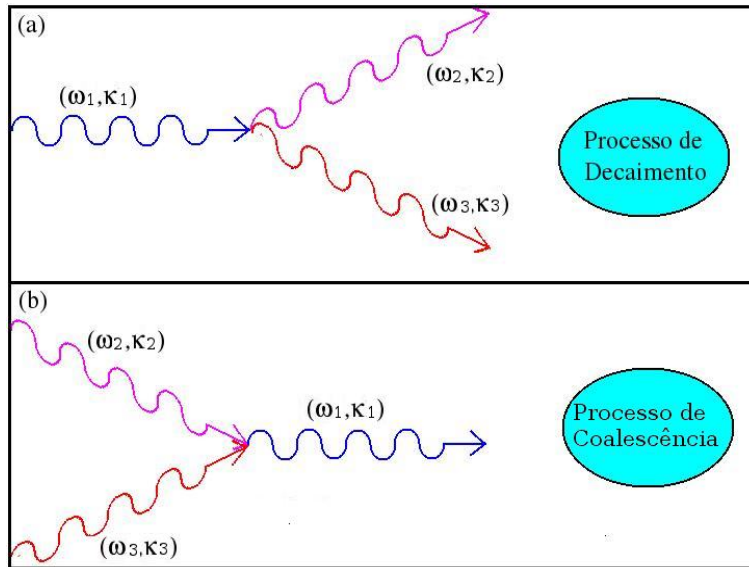


Fig. 1.11: Representação artística dos processos de decaimento e coalescência.

Há três tipos de instabilidade de decaimento; (1) quando há um espalhamento estimulado por um outro modo de plasma; (2) quando é possível transformar energia externa em energia interna do plasma; e (3) quando há uma perda de energia do plasma por radiação eletromagnética.

Os processos de decaimento e de coalescência envolvem três ondas descritas pela frequência ω_j e número de onda \vec{k}_j , onde $j = 1, 2$ e 3 representa o tipo de onda envolvida. Então, quando uma onda indutora sofre um processo de decaimento em outros modos naturais do plasma ou coalescência de dois modos em um outro modo, as ondas envolvidas no processo devem satisfazer às condições de casamento, que garantem a conservação de momentum e

energia:

$$\omega_1 = \omega_2 + \omega_3 \quad (1.5)$$

$$\vec{k}_1 = \vec{k}_2 + \vec{k}_3, \quad (1.6)$$

onde os subíndices j ($j = 1, 2, 3$) representam a onda indutora $j = 1$ (Onda de Langmuir) e os modos naturais do plasma ($j = 2, 3$, as ondas induzidas). As condições de casamento requerem que as ondas envolvidas no processo de decaimento, quando representadas como vetores no diagrama (ω, \vec{k}) , satisfaçam às regras de soma vetorial.

Capítulo 2

Conceitos Básicos sobre Simulação PIC: Código KEMPO 1D

2.1 Introdução

Numa simulação computacional típica, a técnica experimental consiste em perturbar o sistema e observar seu comportamento, a partir de condições iniciais [11]. As simulações possuem como principal vantagem, a geração de informações detalhadas sobre os fenômenos físicos que ocorrem no meio interplanetário, permitindo investigações de fenômenos lineares e não lineares.

Um experimento computacional também serve para simular o comportamento físico de um sistema, resolvendo um conjunto apropriado de equações matemáticas. As técnicas experimentais utilizadas consistem em perturbar o sistema e observar seu comportamento. Os resultados obtidos podem ser comparados com resultados experimentais e com a teoria, podendo ainda prever comportamentos de novos fenômenos.

Diferentes estruturas de plasmas espaciais observados no meio interplanetário, provenientes dos fenômenos solares transientes e do vento solar [2], podem ser investigadas a partir de simulação computacional. Os resultados obtidos são comparados com a teoria e com dados obtidos por satélites, ou seja, simulações computacionais tentam reproduzir esses fenômenos que ocorrem no meio interplanetário de forma que seja possível analisar com mais detalhes suas características físicas.

Neste capítulo apresentaremos uma revisão sobre o código de simulação utilizado para realizar o presente trabalho; mais explicitamente, o código KEMPO 1D (“Kyoto university’s ElectroMagnetic Particle cOde”) [8, 19], o qual trata de um código do tipo PIC modificado para receber múltiplas injeções de feixes de partículas.

O Modelo PIC (Particle-In-Cell) utilizado, é um método de simulação por partículas que se refere à proximidade da partícula na célula, que resolve as equações de Maxwell e a equação de movimento das partículas de forma autoconsistente, levando em consideração

os campos externos aplicados e os campos gerados pelo movimento das partículas.

Neste trabalho discutiremos um modelo de simulação específica apresentando suas características principais e a técnica de simulação computacional. Daremos ênfase no conjunto de equações que o código resolve para descrever o comportamento físico de um sistema complexo.

2.2 Modelos de Simulação

Os modelos de simulação de plasmas dividem-se basicamente em dois; modelos de fluidos e modelos cinético. A escolha por um desses modelos depende do tipo e detalhamento da informação que se deseja obter a partir da simulação computacional [9]. O modelo de simulação computacional pode ser escolhido de acordo com condições iniciais de interesse e das escalas de tempo e espaço.

O modelo de simulação de fluidos, é mais indicado em problemas de grande escala, como exemplo, para simular a estrutura global e a dinâmica da magnetosfera terrestre em grande escala. Este tipo de simulação é conhecida como magnetohidrodinâmica (MHD), no qual se considera o plasma como um único fluido; esse tipo de simulação é utilizado para obter um entendimento dinâmico macroscópico de um sistema [9].

No presente trabalho abordaremos a simulação por partículas, que consiste em resolver simultaneamente tanto as equações de Maxwell, quanto as equações de movimento de um número elevado de partículas de forma autoconsistente. Em linhas gerais, o papel da simulação é descrever o movimento das partículas, levando em consideração campos eletromagnéticos gerados pelo movimento das próprias partículas.

O modelo de simulação cinética é representado na Figura 2.1 [8]. Resumidamente, as etapas de execução do código consiste em: inicialmente identificar o tipo de espécie que será tratada no decorrer da simulação, definir as condições iniciais do sistema, assim como os parâmetros de entrada e as condições de contorno.

A partir das condições iniciais o código evolui armazenando informações do sistema [8]. Este processo consiste no avanço das partículas num intervalo de tempo (Δt), para assim coletar os termos de fontes (densidade de cargas e correntes) que são usados para calcular os campos. Uma vez obtidos os campos, o código evolui utilizando o método “leap-frog” [40], de forma a obter-se os novos termos de fontes atualizados.

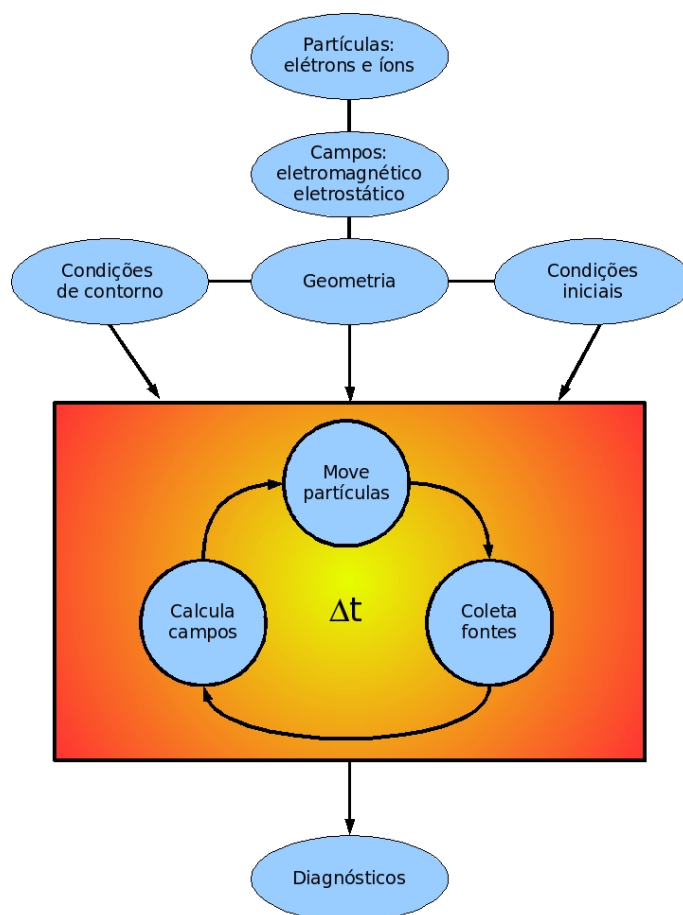


Fig. 2.1: Diagrama do modelo de simulação cinética [8].

2.3 Superpartículas

Superpartícula é um modelo matemático que representa muitas partículas de um plasma real com um tamanho finito, com sua carga distribuída sobre toda esta região finita do espaço [19]. O plasma espacial é representado por milhares de partículas (superpartículas, uma vez que cada superpartícula usada na simulação representa muitas partículas do experimento real). Considerando o ambiente escolhido para a simulação o número de superpartículas não muda, e sim a densidade destas.

O conceito de superpartícula foi proposto para suprir flutuações estatísticas, sendo partículas pontuais, numericamente, o potencial elétrico tende a infinito quando o raio da partícula tende a zero [41, 42]. A superpartícula pode assumir diferentes formas; dentre elas as apresentadas na Figura 2.2: a forma retangular (1), a forma triangular (2) e a forma gaussiana (3), neste trabalho é adotada a forma retangular, com comprimento Δx e sua carga distribuída uniformemente. A forma retangular escolhida, evita flutuações consi-

deráveis no cálculo do campo elétrico e na densidade de carga, uma vez que as partículas se distribuem uniformemente ao longo do eixo de propagação.

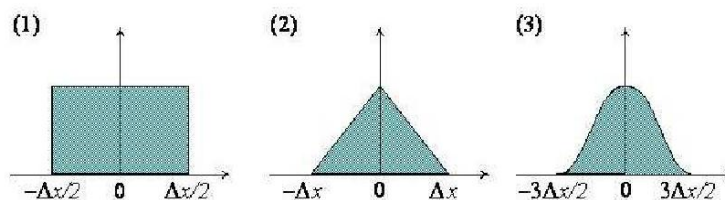


Fig. 2.2: Superpartículas: (1) forma retangular; (2) forma triangular; (3) forma gaussiana [9].

Devido a superpartícula apresentar um comprimento Δx , esta pode estar compartilhada por duas células, por exemplo, pelas células j e $j + 1$. De acordo com a Figura 2.3 a superpartícula se encontra entre duas células, esta irá contribuir para cada ponto da grade com frações correspondentes às regiões A e B. Estas regiões são calculadas nos pontos j e $j + 1$, adjacentes à grade e, uma vez encontradas as frações A e B pelo método de ponderação [43, 44, 45], calculam-se a densidade de carga, as posições das partículas e suas velocidades.

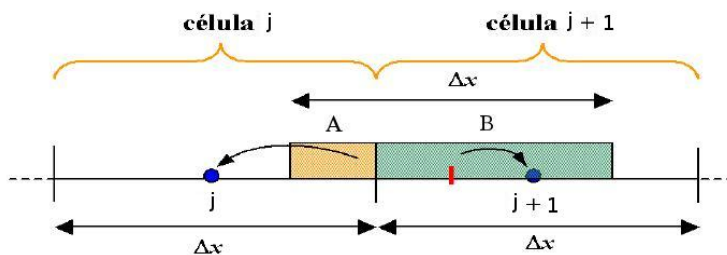


Fig. 2.3: Processo de ponderação, adaptada de [10].

Foram desenvolvidos vários métodos de ponderação que minimizam as instabilidades. Dentre os mais utilizados estão [42]:

- *Nearest Grid Point* – (NPG) que pondera igualmente todas as partículas que se encontram numa determinada distância do ponto da grade considerado;
- *Cloud In Cell* – (CIC) na qual a posição em que a superpartícula se encontra é onde se determina seu centro;
- *Particle In Cell* – (PIC) que é um método no qual a superpartícula é considerada no ponto da grade mais próximo à sua posição;

2.4 Discretização Espacial e Temporal

O método de discretização é necessário para qualquer aproximação numérica que seja feita. Em simulações por partículas, é indispensável a utilização deste método para resolver as equações diferenciais parciais. Uma vez definidos os parâmetros de entrada, temos que tomar cuidado com o valor escolhido para o passo temporal, ou seja temos que escolher um valor pequeno o suficiente para não se perder informação física do sistema mas não tão pequeno que torne as simulações impraticáveis.

A condição de Courant-Fredericks-Lewis (CFL) evita a instabilidade numérica, uma vez definido o passo temporal. Esta condição é dada por:

$$\Delta x > c\Delta t, \quad (2.1)$$

onde Δx é o espaçamento da grade, Δt é o passo temporal e c é a velocidade da luz [46].

A condição CFL pode ser obtida usando, por exemplo, a partir da propagação de uma onda eletromagnética no vácuo [9], representada pela equação,

$$A(x, t) = A_0 \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)], \quad (2.2)$$

onde A_0 é a amplitude da onda no instante em $t = 0$. Derivando a equação 2.2, obtém-se

$$\frac{\Delta A}{\Delta x} = \frac{A(x_0 + \frac{\Delta x}{2}, t) - A(x_0 - \frac{\Delta x}{2}, t)}{\Delta x},$$

$$\frac{\Delta A}{\Delta x} = \frac{\exp(ik\frac{\Delta x}{2}) - \exp(-ik\frac{\Delta x}{2})}{\Delta x} A(x_0, t),$$

$$\frac{\Delta A}{\Delta x} = i \frac{\sin(k\Delta x/2)}{\Delta x/2} A(x_0, t),$$

comparando com a derivada parcial:

$$\frac{\partial A}{\partial x} = A_0 ik \exp[i(\vec{k} \cdot \vec{x} - \omega t)],$$

temos,

$$\frac{\partial A}{\partial x} = ikA(x_0, t),$$

assim, definindo a nova variável K por:

$$K = \frac{\sin(k\Delta x/2)}{\Delta x/2},$$

consequentemente,

$$\Omega = \frac{\sin(\omega\Delta t/2)}{\Delta t/2}.$$

Usando agora a relação de dispersão para a onda eletromagnética no vácuo:

$$\Omega^2 = c^2 K^2,$$

substituindo K e Ω , para um número de onda máximo $K_{max} = \pi/\Delta x$, temos:

$$\sin^2 \left(\omega \frac{\Delta t}{2} \right) = \left(c \frac{\Delta t}{\Delta x} \right)^2. \quad (2.3)$$

A partir da Equação 2.3 obtemos as seguintes condições de estabilidade [19]:

- Se $c\Delta t/\Delta x > 1 \implies \omega$ torna-se complexo, dando origem a uma instabilidade numérica.
- Se $c\Delta t/\Delta x = 1 \implies$ o sistema é marginalmente estável.
- Se $c\Delta t/\Delta x < 1 \implies$ sistema será estável.

Birdsall e Langdon em 1991 [46], introduziram na literatura outra condição de estabilidade que evita um processo não físico, uma condição empírica para o método de ponderação linear utilizado no código KEMPO 1D, dada por:

$$\Delta x \leq 3\lambda_e, \quad (2.4)$$

onde $\lambda_e = V_{PA}/\omega_{pe}$ é o comprimento de Debye e V_{PA} é a velocidade térmica paralela.

2.4.1 Grade Espacial

Na grade espacial (Figura 2.4) são definidos os pontos inteiros da grade como j e $j + 1$, onde j significa a posição na grade, ($j = 1, 2, 3, \dots, N_x$), e também são definidos os meios pontos de grade dados por $j+1/2$ e $j+3/2$. O espaçamento da grade é dado pelo valor de Δx , especificado na sub-rotina responsável pela entrada de parâmetros. Este formalismo facilita a interpolação de diferença centrada no espaço para as derivadas espaciais nas equações de Maxwell.

No código KEMPO 1D são definidos, nos pontos inteiros da grade as componentes y do campo elétrico, campo magnético e densidade de corrente. Obtém-se também a densidade de carga. Enquanto que nos pontos da grade semi-inteiros são calculados as componentes z do campo elétrico, magnético e densidade de corrente, assim como a componente x do campo elétrico e a componente x da densidade de corrente.

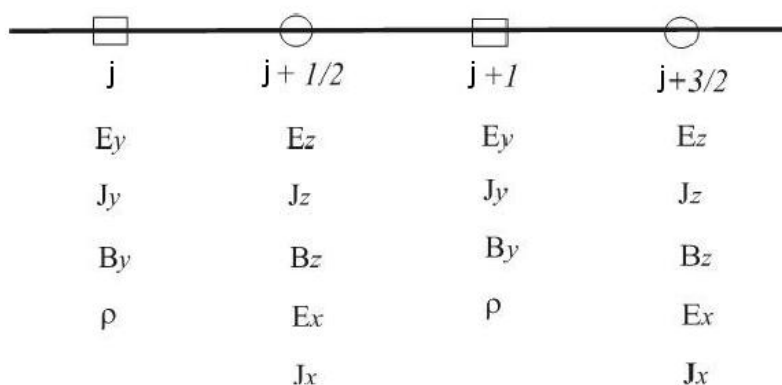


Fig. 2.4: Esquema representativo da grade espacial [8].

2.4.2 Grade Temporal

Na grade temporal são definidos os pontos inteiros dados por t e $t + \Delta t$ e semi-inteiros dados por $t - \Delta t/2$ e $t + \Delta t/2$. A evolução temporal é realizada utilizando o método de integração “*leap-frog*” [40]. A partir da Figura 2.5 pode-se visualizar que o campo magnético é calculado nos pontos semi inteiros da grade, porém a cada $\Delta t/2$ pelo método *leap-frog* [8, 9, 19].

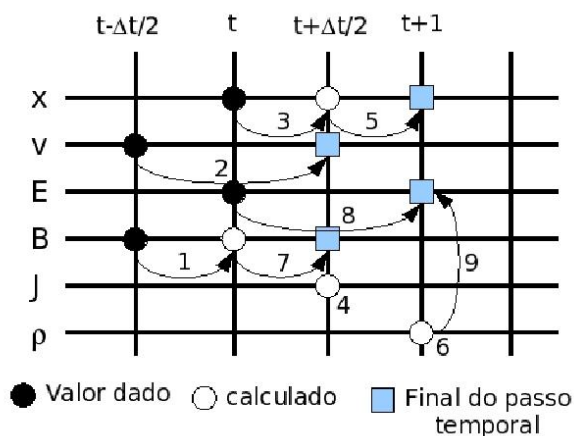


Fig. 2.5: Esquema de evolução das quantidades físicas do código durante um passo temporal [8].

O campo elétrico é calculado nos pontos inteiros da grade temporal t , assim como a posição das partículas, enquanto que a velocidade é calculada nos pontos intermediários da grade temporal. Uma vez calculado o campo magnético num primeiro passo $\Delta t/2$ (Figura 2.5 - passo 1), seu valor é utilizado para avançar a posição das partículas num passo $\Delta t/2$

(passo 3), após pode-se calcular a densidade de corrente \vec{J} com o novo valor da posição (passo 4).

As densidades de cargas e de correntes são obtidas nos pontos inteiros e semi inteiros, respectivamente, a partir das posições e velocidades das partículas através das equações de movimento e de continuidade. Estas densidades são necessárias para calcular os campos a partir das equações de Maxwell.

2.5 Código KEMPO 1D

Neste trabalho foi utilizada a versão modificada do código KEMPO 1D [47]. Assim como a versão original do código KEMPO 1D essa versão modificada calcula de forma autoconsistente as equações de Maxwell, levando em consideração os campos gerados pelo movimento das partículas e também os campos aplicados no sistema.

O movimento das partículas é considerado apenas na direção x , sendo que, uma vez definida a posição da partícula carregada (\vec{r}), e a velocidade (\vec{v}), é possível calcular as densidades de cargas (ρ) e a densidade de corrente (\vec{J}), e a partir destas, obter os campos elétricos (\vec{E}) e magnético (\vec{B}), e conseqüentemente, a força que atua sobre as partículas do plasma [48].

Após calcular os campos, move-se as partículas e recalcula-se novamente as densidades e os campos a partir das novas posições, levando em consideração os campos gerados pelo movimentos das partículas de uma posição antiga para uma nova posição. Este ciclo básico é repetido quantas vezes for necessário até que se conclua a simulação.

2.6 Equações Básicas

Para descrever o comportamento físico de um plasma magnetizado, o código KEMPO 1D calcula as equações de movimento e as equações de Maxwell para os campos elétrico $\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ e magnético $\vec{B} = (B_x, B_y, B_z)$ de forma auto consistente,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m}(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.5)$$

$$\frac{d\vec{x}}{dt} = \vec{v} \quad (2.6)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{J} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (2.7)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (2.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (2.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (2.10)$$

onde q , m , \vec{J} , ρ , c , ε_0 e μ_0 são a carga das partículas, a massa das partículas, a densidade de corrente, a densidade de carga, a velocidade da luz no vácuo, a permissividade elétrica e a permeabilidade magnética, respectivamente [49].

Para um sistema unidimensional ao longo do eixo x , E_x deve satisfazer a condição inicial dada pela equação de Poisson e pela equação da Lei de Gauss,

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}. \quad (2.11)$$

A densidade de corrente \vec{J} deve satisfazer a equação de continuidade, e o campo magnético B_x deve satisfazer à condição inicial:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0, \quad (2.12)$$

que nos garante que ao longo da direção x o campo magnético permanece constante no espaço e no tempo.

2.7 Normalização e Sistema de Unidades

Existe muita discrepância entre os valores numéricos típicos do meio espacial como, por exemplo, o campo magnético interplanetário com o valor de 5×10^{-9} T e a velocidade do vento solar de 3×10^5 m/s. Quando estes valores são usados diretamente em cálculos numéricos, grandes erros podem ocorrer. Uma forma simples de sobrepujar essa dificuldade numérica é normalizando as equações.

A normalização é a transformação dos parâmetros e variáveis da simulação em unidades apropriadas, que faz estes parâmetros e variáveis não variarem muito além da unidade. O procedimento consiste em dividir uma grandeza física por uma outra grandeza correspondente à mesma unidade, resultando numa equação algébrica adimensional.

Para este trabalho foram normalizada as variáveis típicas, como:

- Frequência angular (plasma, ciclotron, frequência da onda, etc.) ω_{pi} , Ω_{c1} , ω ;
- Comprimento do sistema L_x ;
- Razão carga-massa $(q/m)_i$;
- Número de superpartículas no sistema N_i ;

onde o sub-índice i representa a i -ésima espécie de partículas.

Alguns parâmetros, tais como permeabilidade magnética μ_0 e permissividade elétrica ε_0 podem ser definidos arbitrariamente, apenas com a condição que devem satisfazer a relação:

$$\mu_0\varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}, \quad (2.13)$$

sendo que, no código foi adotado $\varepsilon_0 = 1$.

As quantidades físicas como frequência ciclotrônica e a frequência de plasma são obtidas a partir das seguintes equações:

$$\Omega_{c1} = \frac{q_1}{m_1} B_0, \quad (2.14)$$

$$\omega_{pi} = \sqrt{\frac{n_i q_i^2}{m_i \varepsilon_0}}, \quad (2.15)$$

onde n_i é a densidade das superpartículas, q_i a carga e m_i a massa da superpartícula da espécie i , dados por:

$$n_i = \frac{N_i}{L_x}, \quad (2.16)$$

$$q_i = \frac{\varepsilon_0 L_x \omega_{pi}^2}{N_i (q/m)_i}, \quad (2.17)$$

$$m_i = \frac{\varepsilon_0 L_x \omega_{pi}^2}{N_i (q/m)_i^2}. \quad (2.18)$$

2.8 Sub-Rotinas

2.8.1 INPUT

Esta sub-rotina define os parâmetros de entradas para o início da simulação, e também define as dimensões espaciais e temporais do sistema. Os parâmetros que são estabelecidos nesta sub-rotina estão apresentados na Tabela 2.1.

2.8.2 CHKPRM

Esta sub-rotina é responsável por verificar se os parâmetros de entrada satisfazem as condições de estabilidade numérica, por exemplo, se o espaçamento da grade é maior que três comprimentos de Debye e se a condição de CFL é satisfeita.

Parâmetros	Definições
Δx	Espaçamento da grade.
Δt	Passo temporal.
c	Velocidade da luz.
ω_c	Frequência de ciclotron.
ω_p	Frequência de plasma.
$ANGLE$	Ângulo de “arremesso”.
$V_{min.}, V_{max.}$	Valores mínimos e máximos das velocidades.
NX	Número de pontos da grade.
NS	Número de espécies.
Q/M	Razão de carga e massa.
V_{PE}	Velocidade térmica perpendicular.
V_{PA}	Velocidade térmica paralela.
V_D	Velocidade de deriva.

Tab. 2.1: *Parâmetros especificados na sub-rotina INPUT.*

2.8.3 RENORM

Renormaliza todas as quantidades de acordo com os parâmetros dimensionais do sistema. O código KEMPO 1D re-escala a distância e o tempo, por Δx e $\Delta t/2$, respectivamente, e renormaliza todos os parâmetros de entrada da seguinte forma:

Distância	$x_s = (1/\Delta x)x_R$
Tempo	$t_s = (2/\Delta t)t_R$
Velocidade	$v_s = (\Delta t/2)(1/\Delta x)v_R$
Campo Elétrico	$E_s = (\Delta t/2)^2(1/\Delta x)E_R$
Campo Magnético	$B_s = (\Delta t/2)B_R$
Densidade de Carga	$\rho_s = (\Delta t/2)^2\rho_R$
Densidade de Corrente	$J_s = (\Delta t/2)^3(1/\Delta x)J_R$
Densidade de Número	$\sigma_s = (\Delta t/2)^4(1/\Delta x)^2\sigma_R$
Carga	$q_s = (\Delta t/2)^2(1/\Delta x)q_R$
Massa	$m_s = (\Delta t/2)^2(1/\Delta x)m_R$

sendo que os coeficientes Δx e Δt são definidos na sub-rotina INPUT. Os sub-índices s e R possuem definições distintas, onde s representa as quantidades físicas reais dadas na entrada de parâmetros, e R representa as unidades do sistema renormalizadas usados no código de simulação.

2.8.4 POSITION

Esta sub-rotina é responsável por avançar a posição das superpartículas. Em cada passo temporal Δt , as superpartículas são avançadas duas vezes em intervalos $\Delta t/2$. Esta evolução realizada em dois estágios ocorre em virtude do método pelo qual a velocidade é calculada.

Cada passo da evolução temporal é representado por uma das duas equações abaixo:

$$x^{t+\Delta t/2} = x^t + v_x^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.19)$$

$$x^{t+\Delta t} = x^{t+\Delta t/2} + v_x^{t+\Delta t/2} \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.20)$$

2.8.5 VELOCITY

Esta sub-rotina é responsável por avançar as velocidades das partículas integrando a equação de movimento,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = \frac{q}{m} (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}). \quad (2.21)$$

Utilizando o método de diferenças finitas [40],

$$\frac{v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{q_s}{m_s} \left(\vec{E}^t + \frac{v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2}}{2} \times \vec{B}^t \right), \quad (2.22)$$

$$\frac{v^{t+\Delta t/2}}{\Delta t} - \frac{v^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} - \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t = + \frac{q_s}{m_s} \left(\frac{v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2}}{2} \times \vec{B}^t \right), \quad (2.23)$$

$$v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2} - \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t \Delta t = + \frac{q_s}{m_s} \Delta t \left(\frac{v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2}}{2} \times \vec{B}^t \right). \quad (2.24)$$

Abrindo o terceiro termo do lado esquerdo da equação,

$$v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2} - \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2} - \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2} = + \frac{q_s}{m_s} \Delta t \left(\frac{v^{t+\Delta t/2} - v^{t-\Delta t/2}}{2} \times \vec{B}^t \right), \quad (2.25)$$

onde o sub-índice s indica a espécie da partícula a ser tratada na simulação, e \vec{B}^t e \vec{E}^t são campos elétricos e magnéticos nos instantes t , respectivamente. Novamente, definindo novas variáveis v^- e v^+ :

$$v^- = v^{t-\Delta t/2} + \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.26)$$

$$v^+ = v^{t+\Delta t/2} - \frac{q_s}{m_s} \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.27)$$

resulta em:

$$v^+ - v^- = +\frac{q_s}{2m_s}\Delta t \left((v^+ + v^-) \times \vec{B}^t \right). \quad (2.28)$$

Assim, as velocidades das partículas são obtidas integrando a equação de movimento seguindo quatro passos, chamados de método de Buneman-Boris [19]:

$$v^- = v^{t-\Delta t/2} + \left(\frac{q}{m} \right)_s \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.29)$$

$$v^0 = v^- + v^- \times \left(\frac{q}{m} \right)_s \vec{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.30)$$

$$v^+ = v^- + \frac{2}{1 + \left(\left(\frac{q}{m} \right)_s \vec{B}^t \frac{\Delta t}{2} \right)^2} \vec{v}_0 \times \vec{B}^t \frac{\Delta t}{2}, \quad (2.31)$$

$$v^{t+\Delta t/2} = v^+ + \left(\frac{q}{m} \right)_s \vec{E}^t \frac{\Delta t}{2}. \quad (2.32)$$

2.8.6 EFIELD

Calcula o campo elétrico, integrando a seguinte equação de Maxwell, Eq. 2.7:

$$\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = c^2 \nabla \times \vec{B} - \vec{J}, \quad (2.33)$$

reescrevendo a equação acima para um sistema unidimensional e lembrando que o campo magnético B_x deve satisfazer a condição inicial:

$$\frac{\partial B_x}{\partial x} = 0. \quad (2.34)$$

Então:

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = -J_x, \quad (2.35)$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -c^2 \frac{\partial B_z}{\partial x} - J_y, \quad (2.36)$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = c^2 \frac{\partial B_y}{\partial x} - J_z. \quad (2.37)$$

Utilizando o método de diferenças finitas [40] as equações anteriores podem ser escritas, respectivamente:

$$\frac{E_{x,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{x,i+1/2}^t}{\Delta t} = -\frac{1}{\varepsilon_0} J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.38)$$

$$\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i+1}^t}{\Delta t} = -c^2 \frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i-1/2}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\varepsilon_0} J_{y,i+1}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.39)$$

$$\frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i+1/2}^t}{\Delta t} = c^2 \frac{B_{y,i+1}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t+\Delta t/2}}{\Delta x} - \frac{1}{\varepsilon_0} J_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2}, \quad (2.40)$$

onde, os índices sobrescritos representam a discretização temporal das equações e os subscritos representam os pontos da grade espacial.

2.8.7 BFIELD

Esta sub-rotina é responsável pelo cálculo do campo magnético. Esse cálculo é realizado integrando a seguinte equação:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E}. \quad (2.41)$$

Para um sistema unidimensional, a Equação 2.41 pode ser reescrita como:

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = \frac{\partial E_z}{\partial x}, \quad (2.42)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}. \quad (2.43)$$

Utilizando o método de diferenças finitas as duas equações anteriores tornam-se:

$$\frac{B_{y,i}^{t+\Delta t/2} - B_{y,i}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = \frac{E_{z,i+1/2}^{t+\Delta t} - E_{z,i-1/2}^{t+\Delta t}}{\Delta x}, \quad (2.44)$$

$$\frac{B_{z,i+1/2}^{t+\Delta t/2} - B_{z,i+1/2}^{t-\Delta t/2}}{\Delta t} = -\frac{E_{y,i+1}^{t+\Delta t} - E_{y,i}^{t+\Delta t}}{\Delta x}. \quad (2.45)$$

2.8.8 CHARGE

Esta sub-rotina calcula a densidade de carga a partir da superpartícula, que para este trabalho consideramos ter forma retangular, numa posição x_p como mostra a Figura 2.6 [8]. A superpartícula possui uma distribuição de densidade de carga $q/\Delta x$ no intervalo

$$x_p - \frac{\Delta x}{2} \leq x_p < x_p + \frac{\Delta x}{2}. \quad (2.46)$$

De acordo com a Figura 2.6 cada ponto inteiro na grade se encontra em um determinado território, como por exemplo o ponto X_i que se encontra num intervalo de,

$$X_i - \frac{\Delta x}{2} \leq X_i < X_i + \frac{\Delta x}{2}. \quad (2.47)$$

Desta forma, a superpartícula que se encontra no intervalo $X_i \leq x_p < X_{i+1}$ tem a sua distribuição de carga nos pontos próximos da grade adjacentes [9], proporcionalmente à área ao longo dos pontos da grade.

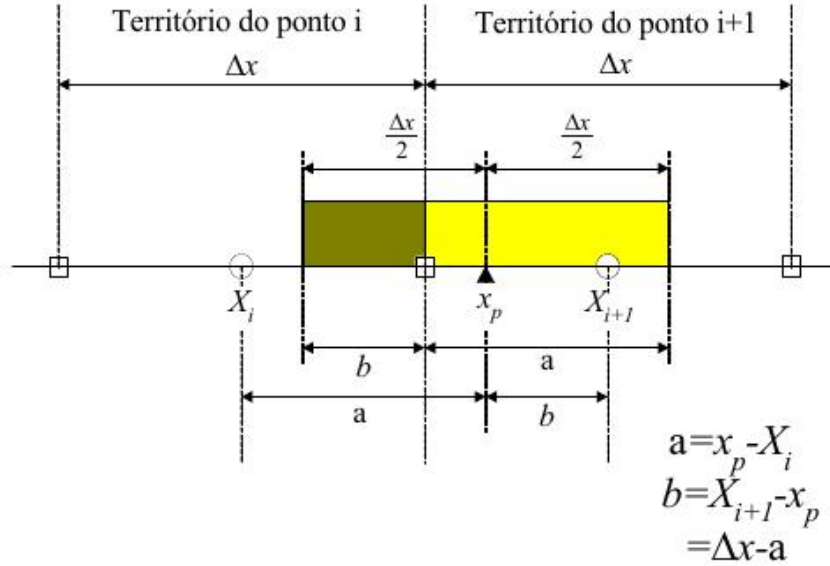


Fig. 2.6: Método de distribuição de área no cálculo da densidade de carga [9].

Assim, a distribuição de carga nos pontos da grade pode ser dada numericamente por $q(x_p - X_i)/\Delta x$ atribuído para $\rho(X_{i+1})$, e $q(X_{i+1} - x_p)/\Delta x$ atribuído para $\rho(X_i)$.

2.8.9 CURRNT

Esta sub-rotina calcula a densidade de corrente \vec{J} a partir da equação de continuidade:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \vec{J} = 0, \quad (2.48)$$

que discretizada é escrita na forma:

$$\rho_i^{t+\Delta t} - \rho_i^t = - \left(J_{x,i+1/2}^{t+\Delta t} - J_{x,i-1/2}^{t+\Delta t} \right) \frac{\Delta t}{\Delta x}. \quad (2.49)$$

A densidade de corrente pode ser calculada em duas situações de acordo com a Figura 2.7 desde que a partícula não se mova mais que um espaçamento da grade Δx em um passo temporal Δt , ou seja

$$x_p(t + \Delta t) - x_p(t) \leq \Delta x. \quad (2.50)$$

No caso um, tanto $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ estão na mesma célula, entre X_i e X_{i+1} , já no caso dois $x_p(t)$ e $x_p(t + \Delta t)$ se encontram em diferentes células. Assim, as correntes para os casos um e dois são dadas de diferentes maneiras. Para o primeiro caso, a corrente $I_{i+1/2}$ no ponto da grade $X_{i+1/2}$ é dada pela diferença de cargas que passam por este ponto em um passo temporal Δt ,

$$I_{i+1/2} = \frac{q_A - q_B}{\Delta t}, \quad (2.51)$$

onde q_A e q_B são dados por:

$$q_A = q \frac{X_i - x_p(t)}{\Delta x}, \quad (2.52)$$

$$q_B = q \frac{X_i - x_p(t + \Delta t)}{\Delta x}. \quad (2.53)$$

Para o segundo caso, o movimento da partícula contribui para as correntes nos pontos $X_{i+1/2}$ e $X_{i+3/2}$, dadas por

$$I_{i+1/2} = \frac{q_A}{\Delta t}, \quad (2.54)$$

$$I_{i+3/2} = -\frac{q_B}{\Delta t}. \quad (2.55)$$

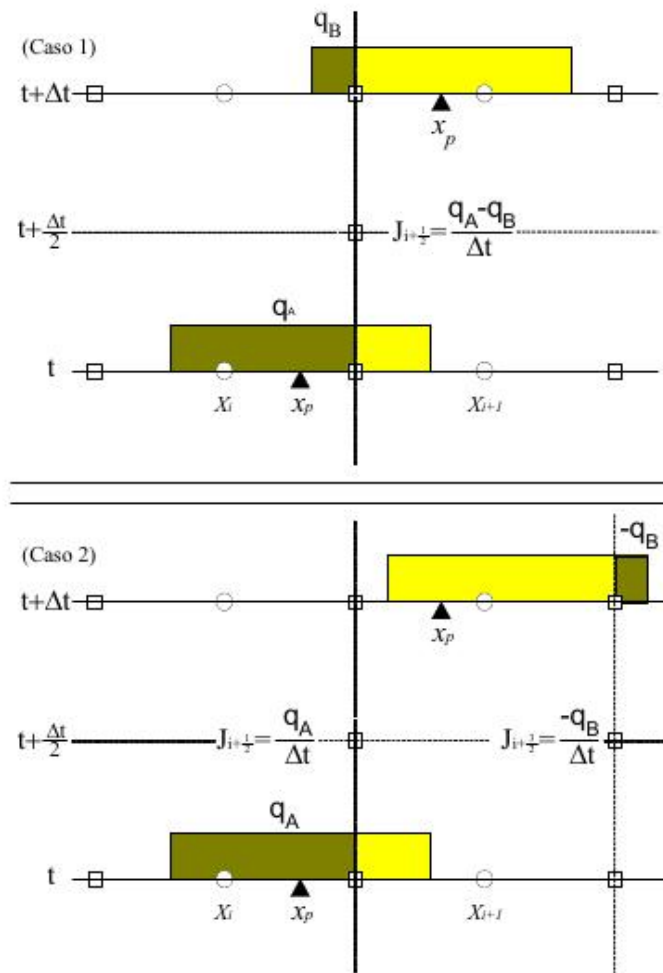


Fig. 2.7: Método de conservação da carga no cálculo da densidade de corrente, para dois casos distintos da posição da superpartícula [9].

Capítulo 3

Resultados e Discussões.

3.1 Introdução

Neste trabalho foi utilizada simulação computacional via código PIC para estudar o processo de emissão de harmônicos eletrostáticos em plasmas espaciais através da injeção de dois feixes de elétrons em instantes diferentes. Foi utilizada uma versão modificada do código eletromagnético, KEMPO 1D [49], nas simulações foi considerado um sistema unidimensional ao longo do eixo x do campo magnético.

Nas simulações feitas foram considerados dois feixes injetados num plasma de fundo, considerando o instante inicial da simulação, em $t = 0$, aquele no qual o primeiro feixe é injetado no sistema, perturbando o estado de equilíbrio e induzindo ondas de Langmuir. Posteriormente, foi injetado o segundo feixe com parâmetros pré definidos. A simulação evoluiu até o sistema atingir o estado de equilíbrio dinâmico.

Os parâmetros utilizados para as simulações são baseados em dados observacionais típicos do meio interplanetário [50]. Para cada simulação variamos a densidade do segundo feixe em relação ao primeiro, com o propósito de se obter um feixe cada vez mais denso, e investigar a aproximação dos harmônicos eletrostáticos gerados.

Para estudar a geração não linear dos harmônicos, Kasaba [38] e Schriver [51] realizaram simulações considerando um único feixe em sistemas uni e bidimensionais, naqueles trabalhos, ambos autores consideraram somente o primeiro harmônico. Posteriormente, vários trabalhos foram desenvolvidos para explicar a existência de múltiplos harmônicos [8, 52] e assim compreender mais sobre a existência destes e também sobre emissão eletrostática e eletromagnética [30, 38, 52].

Para as simulações realizadas foi considerado um sistema com tamanho $L = 2048\lambda_D$, onde λ_D é o comprimento de Debye e o espaçamento da grade foi definido como $\Delta_x = 1,0\lambda_D$. As simulações foram executadas num total de 16'384 passos temporais, com $\Delta_t = 0,02\omega_{pe}t^{-1}$. Após ser injetado o segundo feixe a simulação evoluiu num total de $\omega_{pe}t = 327,68$ períodos de plasmas.

Nas próximas seções serão apresentados os resultados das simulações computacionais via partículas para quatro diferentes casos; no primeiro caso, chamado caso padrão, um único feixe de partículas é injetado em um plasma ambiente para quebrar o equilíbrio e induzir ondas de Langmuir no sistema, sendo considerado o primeiro estágio do processo de emissão eletrostática em plasmas espaciais. A partir do caso padrão, podemos observar o efeito do segundo feixe injetado na simulação, podendo tomá-lo como referência. As outras três simulações serão iniciadas a partir das condições finais do caso padrão, que são carregadas como condição inicial nas simulações incluindo o segundo feixe de elétrons.

3.2 Caso Padrão

Nesta seção apresentaremos o resultado obtido após a injeção do primeiro feixe num plasma de fundo, chamado caso padrão. Este caso já foi apresentado no trabalho proposto por Simões Jr. (2008) [8] a fim de representar o primeiro estágio de emissão de radiação, que trata da geração de ondas de Langmuir via instabilidade de feixe-plasma.

No caso padrão foram considerados os seguintes parâmetros apresentados na Tabela 3.1:

Parâmetros	Plasma de Fundo	Primeiro feixe
Frequência de plasma	$\omega_{p(1)} = 1,0$	$\omega_{p(2)} = 0,35$
Razão carga/massa	$q/m_{(1)} = -1,0$	$q/m_{(2)} = -1,0$
Velocidade térmica perpendicular	$V_{pe(1)} = 1,0$	$V_{pe(2)} = 2,54$
Velocidade térmica paralela	$V_{pa(1)} = 1,0$	$V_{pa(2)} = 2,54$
Velocidade de deriva	$V_{D(1)} = 0,1$	$V_{D(2)} = 7,5$
Ângulo de “arremesso”	$PCH_{(1)} = 0,0$	$PCH_{(2)} = 0,0$
Número de superpartículas	$np_{(1)} = 512 \times 2048$	$np_{(2)} = 256 \times 2048$

Tab. 3.1: Parâmetros de entrada definidos para o caso padrão.

A Figura 3.1 mostra a evolução temporal das energias envolvidas no sistema, sendo: (a) Energia elétrica; (b) Energia magnética; (c) Energia cinética; e (d) Energia total. Segundo Simões Jr. (2008) [8], na Figura 3.1.(a) e 3.1.(c) é possível notar nos primeiros instantes da simulação a troca de energias entre as partículas e os campos.

A energia total do sistema está representada no quadro (d) da Figura 3.1, onde é possível perceber-se que ao longo da simulação não houve instabilidade numérica, pois esta estaria relacionada ao crescimento da energia total do sistema. Já no quadro (b), pode-se perceber que a energia magnética oscilou gradualmente durante toda a simulação. No início da simulação é possível notar que não há ondas no sistema, pois a energia elétrica inicia a partir do zero; entretanto, após poucos períodos de plasma pode-se notar um aumento

significativo na energia elétrica formando um primeiro pico em $\approx 58,8 \omega_{pe}t$.

Nos instantes finais da simulação, no quadro (a) e (c) da Figura 3.1, nota-se que quase não há mais troca de energia, este foi o critério para determinar o final do caso padrão e o instante inicial das simulações apresentadas neste trabalho.

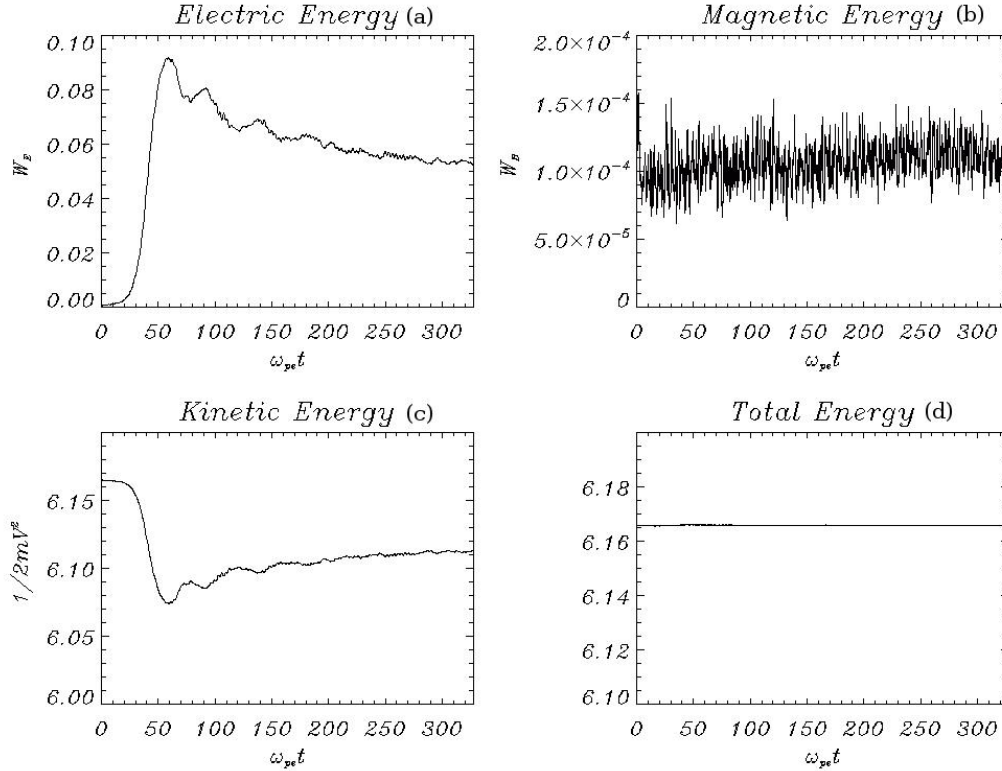


Fig. 3.1: Evolução temporal das energias envolvidas no sistema para o caso padrão [8].

O diagrama de dispersão $\omega \times k$ é apresentado na Figura 3.2 para a componente E_x do campo elétrico, onde é possível visualizar a presença do modo fundamental e a geração dos harmônicos da frequência de plasma.

Na Figura 3.2, a linha contínua representa a relação de dispersão para a onda de luz no vácuo $\omega = ck$ (onde c é a velocidade da luz); a tracejada identifica a frequência ciclotrônica normalizada ($\Omega_{ce}/\omega_{pe} = 0,5$); a linha com traços seguidos de três pontos identifica a frequência de plasma normalizada ($\omega_{pe}/\omega_{pe} = 1,0$); a linha pontilhada representa a onda elétron acústica ($\omega = v_{the}k$), e a linha com traço seguido de um ponto representa a relação de dispersão de Bohm-Gross ($\omega^2 = \omega_{pe}^2 + v_{the}^2 k^2$).

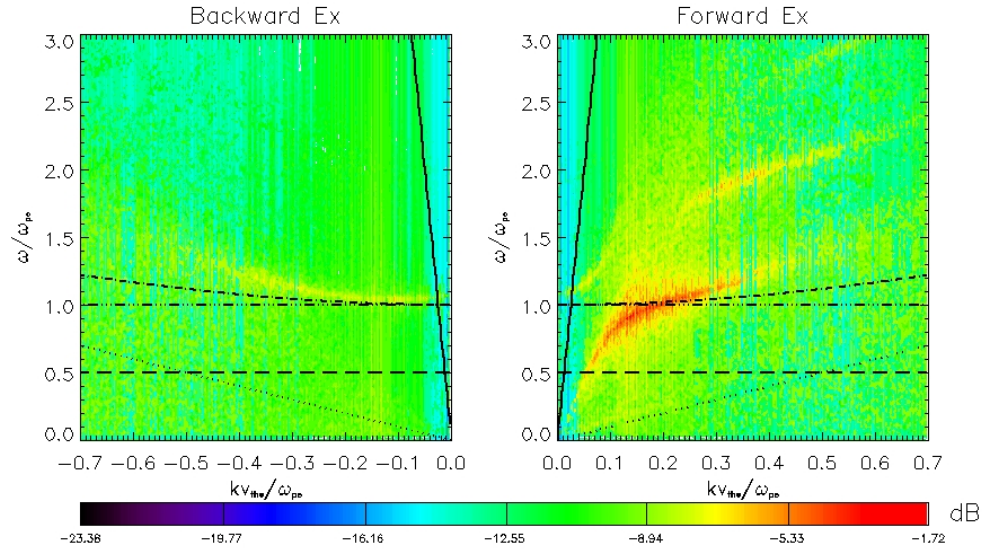


Fig. 3.2: Diagrama $\omega \times k$ para o caso padrão [8].

3.3 Simulações Computacionais

Nesta seção vamos mostrar os resultados obtidos após a injeção do segundo feixe. Nas simulações realizadas foram utilizados os mesmos parâmetros de entrada do caso padrão (Tabela 3.1) para o plasma de fundo e para o primeiro feixe. O primeiro feixe é responsável pela perturbação do meio, e a geração de ondas de Langmuir. O segundo feixe é injetado quando já não há mais trocas de energias entre as partículas e as ondas, porém devido a geração de ondas de Langmuir no sistema pelo primeiro feixe, o segundo feixe rapidamente é modulado pelo intenso campo elétrico dessas ondas.

Serão apresentados três resultados de simulações que mostram que há uma relação entre a aproximação dos harmônicos com a variação na densidade do segundo feixe. Dentre todas as simulações realizadas, variamos somente a frequência de plasma do segundo feixe, entretanto, serão apresentados para este trabalho apenas três simulações com resultados relevantes, que demonstram claramente a aproximação não linear dos primeiros harmônicos.

Os parâmetros considerados para o segundo feixe, utilizados neste trabalho para as três simulações são apresentados na Tabela 3.2:

Na primeira simulação foi considerado o segundo feixe com 50% da densidade do primeiro feixe. A Figura 3.3 representa a evolução temporal das energias elétrica, W_E , (quadro (a)), energia cinética (quadro (b)), energia magnética, W_B (quadro (c)) e a energia total do sistema (quadro (d)). Nos primeiros instantes da simulação ocorre um aumento significativo na energia elétrica, de $W_E = 0,047$ para $W_E = 0,073$ em 14,46 períodos de plasmas, com uma taxa de crescimento de aproximadamente $\gamma_{W_E} = 0,03$.

Parâmetros	Primeira simulação	Segunda simulação	Terceira simulação
$\omega_{p(3)}$	0,175	0,28	0,385
$q/m_{(3)}$	-1,0	-1,0	-1,0
$V_{pe(3)}$	2,54	2,54	2,54
$V_{pa(3)}$	2,54	2,54	2,54
$V_{D(3)}$	7,5	7,5	7,5
$PCH_{(3)}$	0,0	0,0	0,0
$np_{(3)}$	256×2048	256×2048	256×2048

Tab. 3.2: *Parâmetros de entrada definidos para o segundo feixe, para as três simulações propostas.*

Após ser injetado o segundo feixe, a energia cinética diminui porque as partículas são freadas devido a forças Coulombianas. Assim, à medida que a energia elétrica aumenta, a energia cinética diminui proporcionalmente. Entretanto, no decorrer da simulação a energia cinética vai aumentando, na mesma medida que a energia elétrica vai diminuindo.

Na Figura 3.3 (a) e (b), pode-se observar que as energias elétrica e cinética, diferentemente do caso padrão, possuem seus valores iniciais diferentes de zero, isto ocorre devido à presença de ondas de Langmuir induzidas pela injeção do primeiro feixe no plasma de fundo, que produzem intensos campos elétricos, assim, quando injetamos o segundo feixe as partículas são rapidamente freadas pelos potenciais elétricos relacionados com as ondas de Langmuir, isso fica evidente pela rápida diminuição da energia cinética e crescimento da energia elétrica do sistema. Após este estágio inicial as partículas são aceleradas aumentando gradualmente a energia cinética durante a simulação.

A energia magnética (quadro (c)), oscilou gradualmente durante toda a simulação. Na Figura 3.3 - (d), a energia total do sistema permanece constante ao longo da simulação, indicando que não ocorreu instabilidade numérica.

A energia das componentes eletromagnéticas está apresentada na Figura 3.4, pode-se observar que ela oscila gradualmente aumentando seu valor de aproximadamente 0,065 no instante inicial para 0,10 no final da simulação, com um taxa de crescimento de $\gamma_{el} = 1,31 \times 10^{-3}$, apresentando um comportamento bem diferente do que no caso padrão (não apresentado). Embora a energia eletromagnética apresente valor inferior àquele obtido no caso padrão, em nossas simulações obtivemos uma taxa de crescimento maior. Este resultado é interessante do ponto de vista de que ele reforça a teoria na qual supõe-se que múltiplos feixes são mais adequados para investigar o processo de emissão de plasma no meio interplanetário.

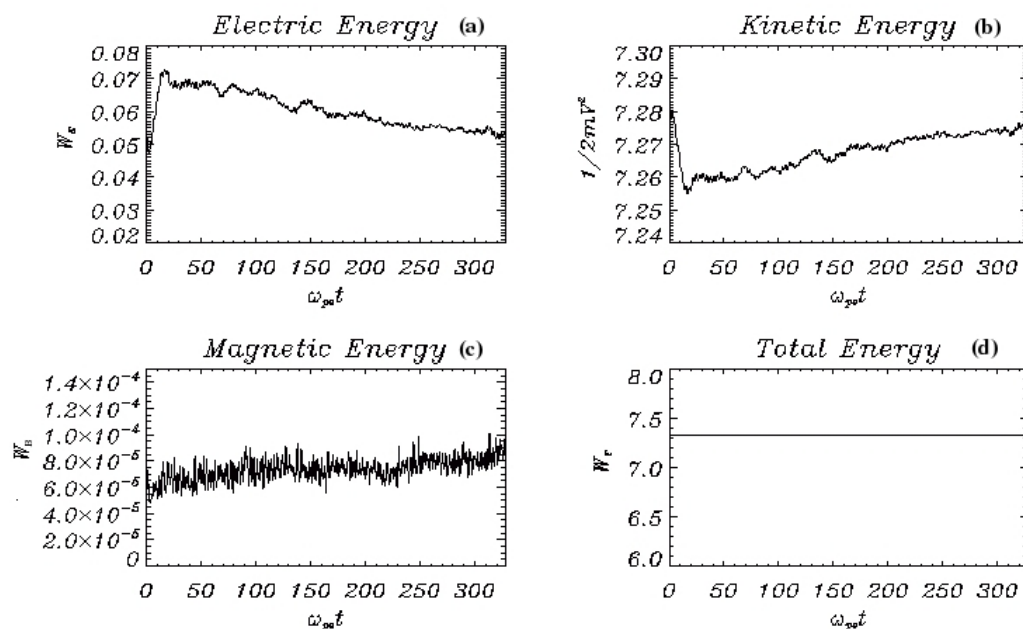


Fig. 3.3: Evolução temporal das energias: (a) Elétrica W_E ; (b) Cinética; (c) Magnética W_B e (d) Total, para a primeira simulação. Em unidades arbitrárias.

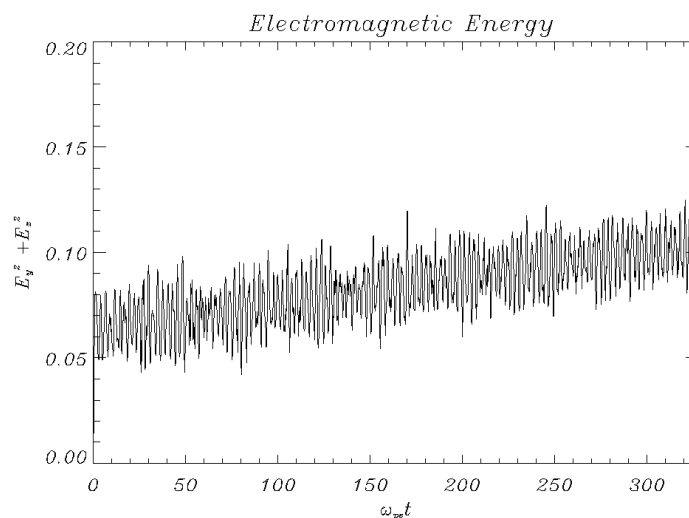


Fig. 3.4: Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a primeira simulação.

O diagrama $\omega \times k$ para o primeiro resultado é apresentado na Figura 3.5. Pode-se observar a emissão do modo fundamental para frente (Forward) $k > 0$, pode-se notar uma intensificação no modo fundamental e nos harmônicos após a injeção do segundo feixe, da ordem de 9,3% em dB, e também uma aproximação destes se comparados com o caso padrão. No quadro Backward (à esquerda da Figura 3.5), é apresentada a onda contrapropagante de Langmuir em $k < 0$.

A geração do primeiro harmônico para o primeiro resultado ocorre com maior intensidade em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 1,81$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,3$, já o segundo harmônico em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 2,6$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,4$. Apresentando uma redução na frequência do primeiro harmônico, quando comparado com o caso padrão, no qual o primeiro harmônico ocorre com maior intensidade em torno de $\omega/\omega_{pe} \approx 1,85$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,3$ (Figura 3.2).

O diagrama da relação de dispersão $\omega \times k$ na Figura 3.5, considera a emissão do modo fundamental juntamente com os harmônicos. Entretanto apresentamos na Figura 3.6 a projeção somente dos harmônicos, avançando os intervalos de $\omega/\omega_{pe} - kV_{the}/\omega_{pe}$ desconsiderando o intervalo de emissão do modo fundamental e a intensidade deste.

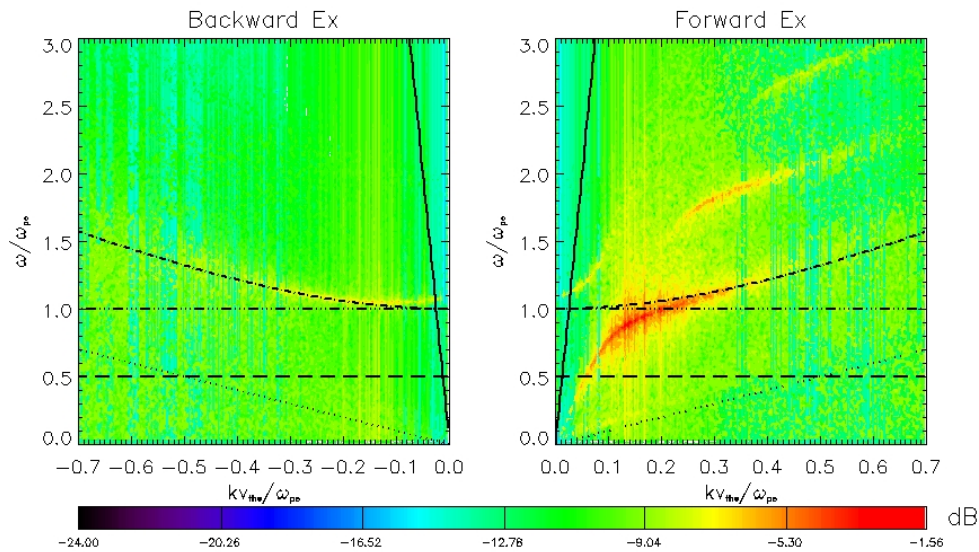


Fig. 3.5: Diagrama $\omega \times k$ para a primeira simulação para a componente Ex, onde o segundo feixe é considerado com 50% da densidade do primeiro feixe.

Para investigar com mais detalhes os harmônicos retiramos o modo fundamental e as ondas de Langmuir do gráficos $\omega \times k$; estes resultados são apresentados na Figura 3.6. Para identificar os diferentes estágios da simulação e também tentando compreender melhor o processo de emissão, foram escolhidos quatro intervalos distintos durante as simulações, cada

um com aproximadamente 80 períodos de plasma. A intensidade dos harmônicos apresenta grande diferença, em relação à emissão quando considerado também o modo fundamental (Figura 3.5).

Para a Figura 3.6 foram retirados todos os dados da simulação referente à emissão fundamental, após isso, foram realizadas as transformadas de Fourier no espaço e tempo para obtermos os diagramas $\omega \times k$ somente com a informação dos harmônicos. Em virtude desta manipulação todos os dados com frequência menor que $\omega/\omega_{pe} = 1,4$ foram retirados. Isso implica uma redução relativa no valor das frequências dos harmônicos fazendo com que os mesmos iniciem próximos a zero.

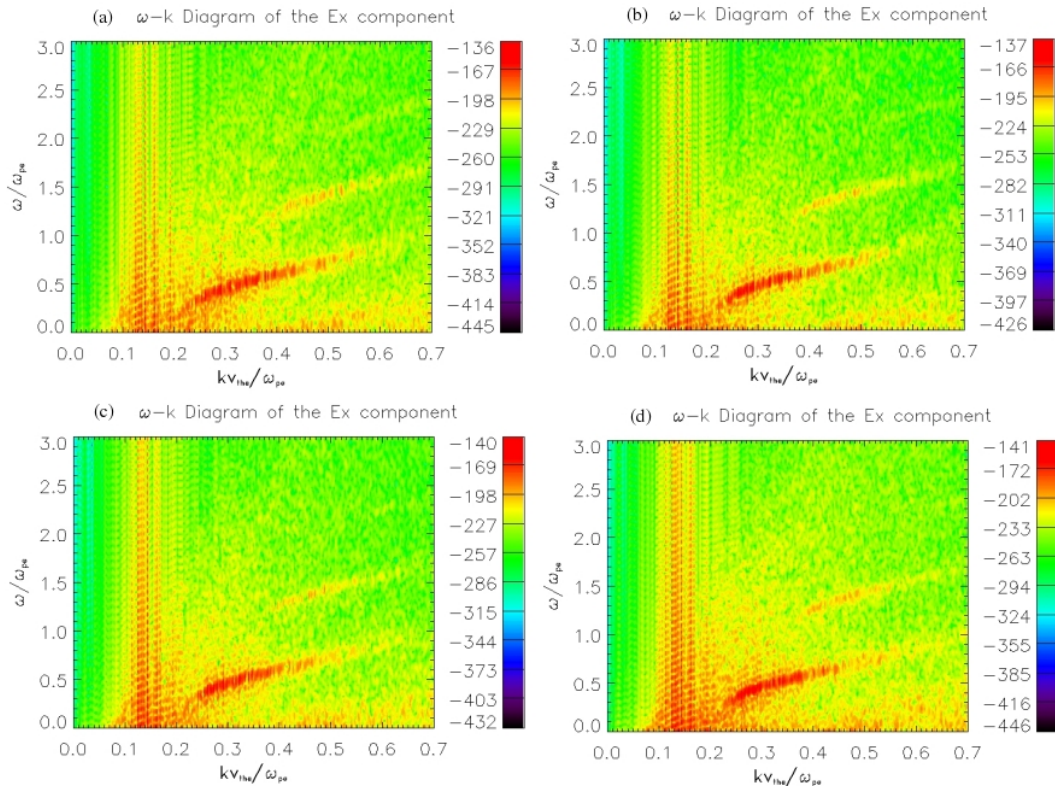


Fig. 3.6: Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a primeira simulação: (a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$, (b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$, (c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$.

Na Figura 3.6 (a) e (b), podemos observar claramente os harmônicos gerados, o primeiro harmônico em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 0,5$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,3$, o segundo em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 1,23$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,4$, sendo possível observar a geração de um terceiro harmônico. Ao longo da simulação (correspondente às Figuras 3.6 (c) e (d)), ocorre uma leve redução na intensidade dos harmônicos, em

virtude da absorção de parte da energia dos harmônicos pelas partículas.

A Figura 3.7 representa a intensidade do espectro de potência obtido durante a primeira simulação, pode-se observar que em aproximadamente $\omega/\omega_{pe} \approx 0,85$ ocorre o primeiro pico do espectro de potência na simulação em torno de $\approx 0,100$, representando a emissão do modo fundamental. O primeiro harmônico ocorre com uma intensidade espectral de aproximadamente $\approx 10\%$ da emissão do modo fundamental em $\omega/\omega_{pe} \approx 1,76$, e o segundo harmônico com 1% da potência do modo fundamental.

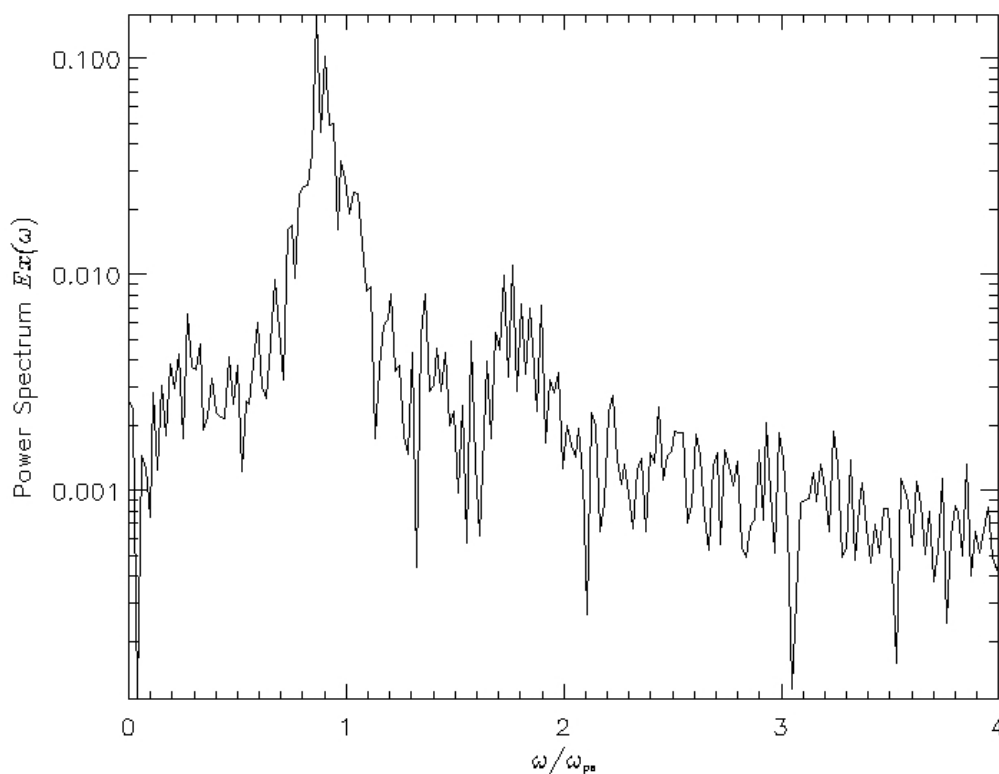


Fig. 3.7: Espectro de potência para a primeira simulação, considerando o segundo feixe com 50% da densidade do primeiro feixe.

O diagrama $\omega \times k$ para o segundo resultado das simulações é apresentado na Figura 3.8, onde foi considerado um segundo feixe com 80% da densidade do primeiro feixe. Nesta simulação, pode-se observar que de forma distinta da primeira simulação, o primeiro harmônico ocorre com maior intensidade em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 1,75$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,3$, já o segundo harmônico em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 2,5$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,4$.

De acordo com a Figura 3.8, pode-se notar que houve uma intensificação no modo de Langmuir e nos harmônicos, quando comparados com o caso padrão, e também uma aproximação dos harmônicos, deixando clara a dependência da densidade na aproximação destes. Para a segunda simulação ocorreu um aumento gradativo na intensificação da emissão, em torno de 18,6% em relação ao caso padrão e em 10,25% se comparado com a primeira simulação.

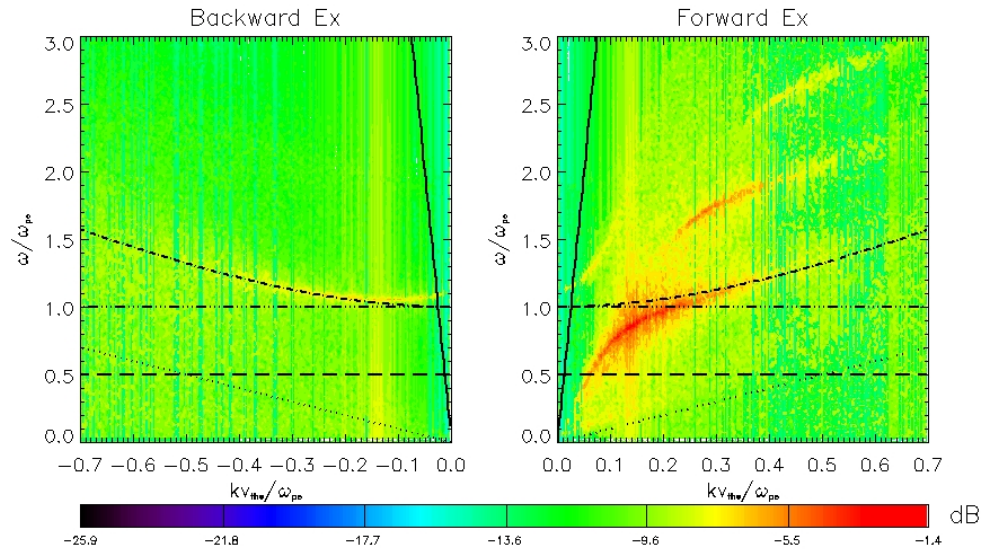


Fig. 3.8: Diagrama $\omega \times k$ para a segunda simulação para a componente Ex , nesse caso, o segundo feixe é considerado com 80% da densidade do primeiro feixe.

A evolução temporal das energias elétrica e cinética para a segunda simulação está representada na Figura 3.9. Nos primeiros instantes da simulação ocorre um aumento relativo da energia elétrica, de $W_E = 0,042$ para $W_E = 0,117$ em 15,41 períodos de plasma, com uma taxa de crescimento $\gamma_{WE} = 0,06$. Ainda, pode-se observar um segundo pico de energia elétrica em $39,81\omega_{pe}t$ como também uma diminuição da energia cinética no mesmo período de plasma.

Durante a simulação (Figura 3.9), a energia elétrica vai diminuindo gradualmente, fazendo com que a energia cinética aumente de $E_k \approx 9,02$ à $E_k \approx 9,075$ ao longo da simulação.

De forma semelhante à primeira simulação, a energia magnética permanece oscilando durante toda a simulação e a energia total do sistema não foi modificada, permanecendo estável durante a simulação. Entretanto em relação ao caso padrão observa-se um aumento na energia total de 48%, devido ao fornecimento de mais energia ao sistema, com a injeção de um segundo feixe mais denso.

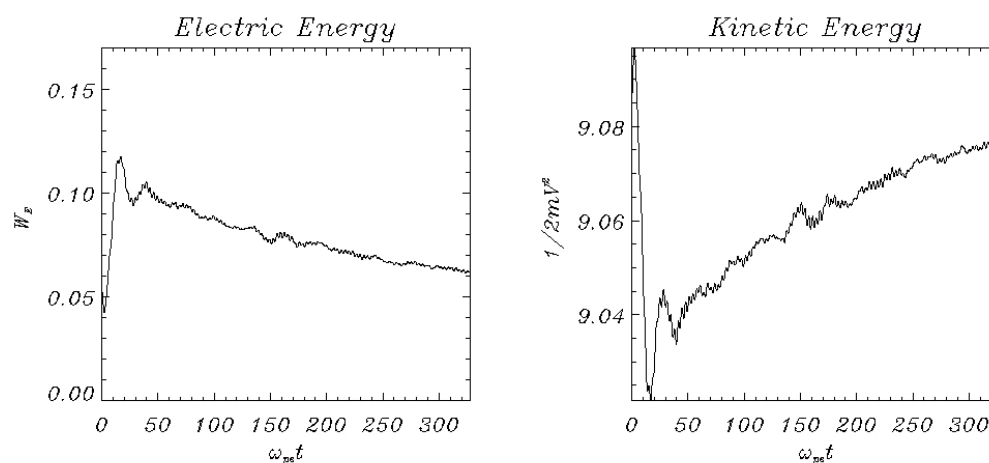


Fig. 3.9: *Evolução temporal das energias elétrica e cinética para a segunda simulação.*

A energia das componentes eletromagnéticas para a segunda simulação é apresentada na Figura 3.10. Pode-se observar que ela oscila gradualmente aumentando seu valor de aproximadamente 0,07 no instante inicial para 0,115 no final da simulação, com uma taxa de crescimento de $\gamma_{el} = 1,51 \times 10^{-3}$, apresentando um maior crescimento na evolução das componentes quando comparadas com a primeira simulação, e uma taxa de crescimento maior quando injetamos um segundo feixe mais denso.

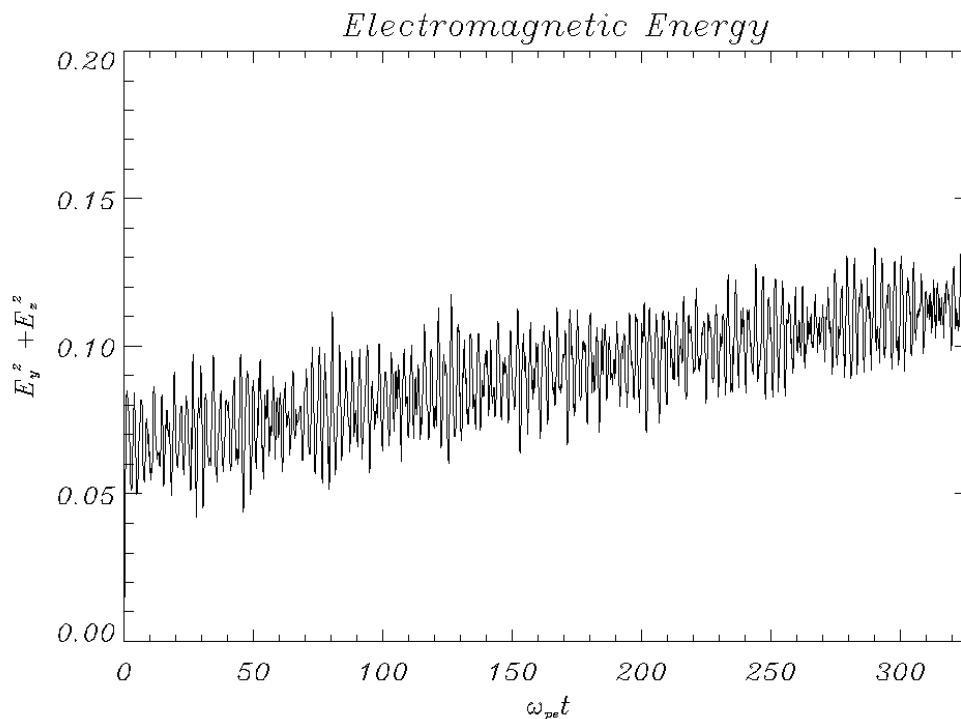


Fig. 3.10: *Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a segunda simulação.*

Na Figura 3.11 observa-se a intensidade dos harmônicos para a segunda simulação, novamente para um diagrama $\omega \times k$ em quatro intervalos distintos de tempo, cada um com aproximadamente 80 períodos de plasma. Pode-se observar um aumento significativo na emissão dos harmônicos, em relação à primeira simulação (Figura 3.6).

Novamente, semelhante à primeira simulação, na Figura 3.11 apresentamos somente a projeção dos harmônicos, foram retirados todos os dados da simulação referente à emissão fundamental. A intensidade dos harmônicos é maior no instante inicial da simulação (Figura 3.11 (a)), pois há uma maior troca de energias no sistema inicialmente, e os harmônicos que já tinham sido gerados no primeiro estágio, absorvem energia do segundo feixe se tornando cada vez mais intensos.

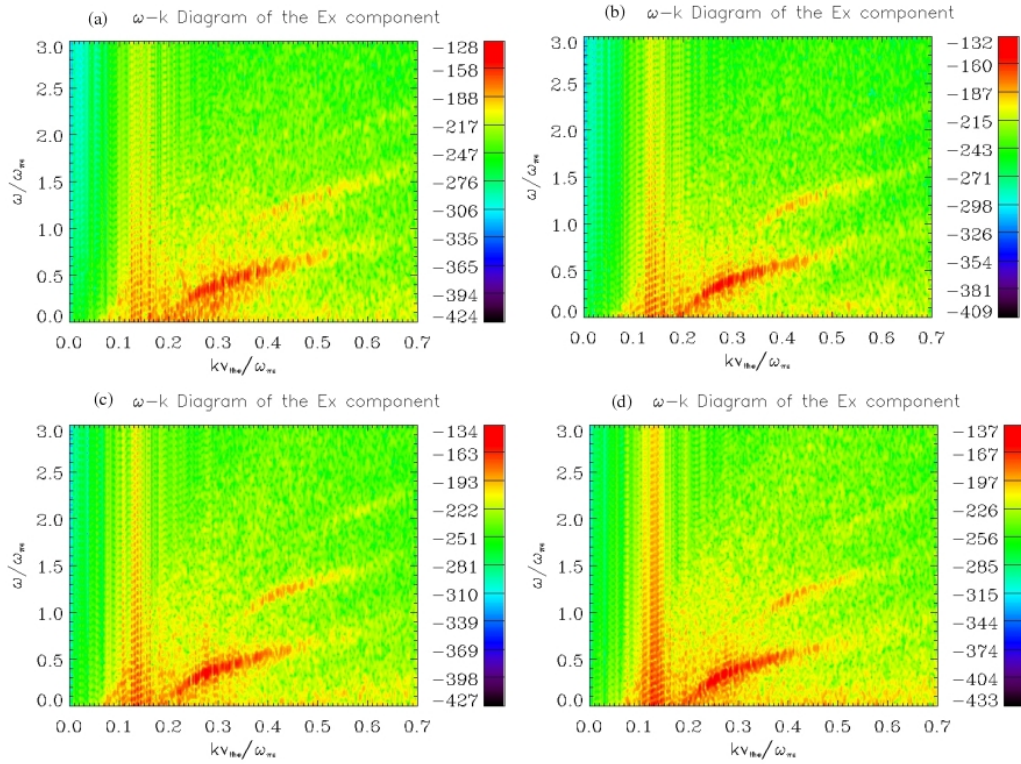


Fig. 3.11: Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a segunda simulação: (a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$, (b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$, (c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$.

A Figura 3.12 representa a intensidade do espectro de potência obtido durante a segunda simulação. Pode-se observar que em aproximadamente $\omega/\omega_{pe} \approx 0,82$ ocorre o primeiro pico do espectro de potência, em torno de $\approx 0,100$, representando a emissão do modo fundamental. O primeiro harmônico ocorre com uma intensidade de aproximadamente $\approx 10\%$ da emissão do modo fundamental em $\omega/\omega_{pe} \approx 1,69$, e o segundo harmônico com 1% da potência.

Quando comparamos os gráficos do espectro de potência da primeira simulação com a segunda, Figuras 3.7 e 3.12, é possível observar que à medida que aumentamos a densidade do segundo feixe em relação ao primeiro, os picos de espectro de potência tornam-se cada vez maiores, porém com frequências mais próximas da frequência fundamental.

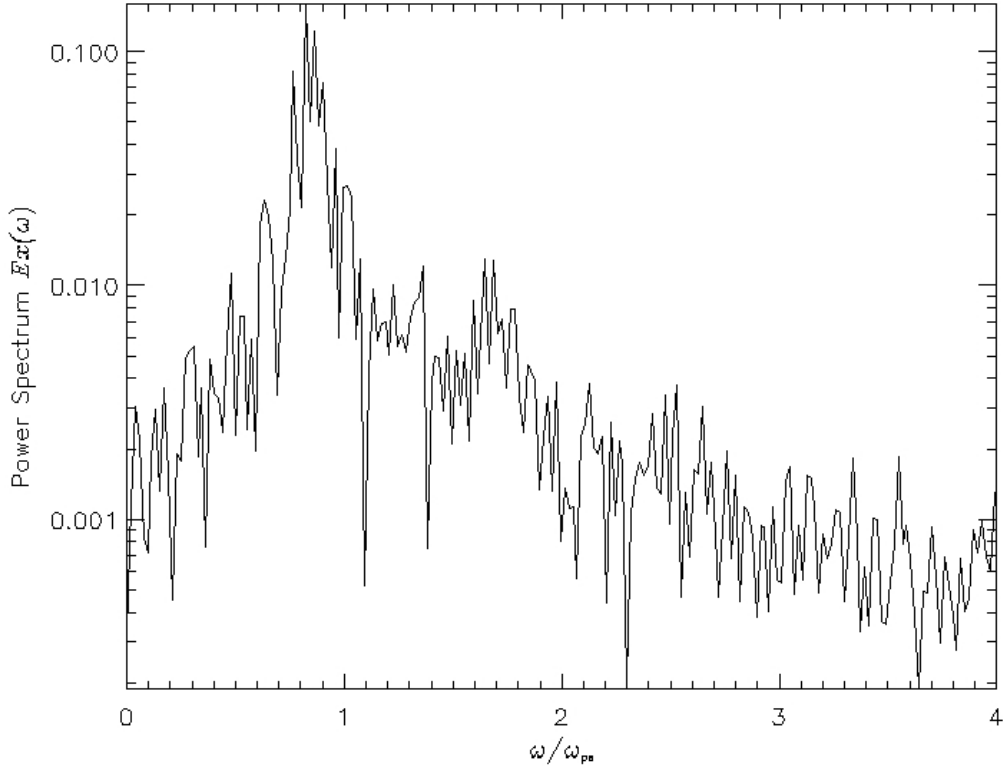


Fig. 3.12: *Espectro de potência para a segunda simulação, considerando o segundo feixe com 80% da densidade do primeiro feixe.*

Para a terceira simulação apresentada neste trabalho, foi considerado o segundo feixe com 110% da densidade do primeiro feixe. Nesta simulação, podemos perceber que quanto maior for a densidade do segundo feixe em relação ao primeiro, a aproximação dos harmônicos torna-se mais visíveis.

No quadro Forward da terceira simulação, Figura 3.13, observa-se que os harmônicos se aproximam do modo fundamental, e no quadro Backward é possível observar a formação da onda de Langmuir contrapropagante. Neste caso, é possível visualizar que o modo fundamental sofre uma intensificação devido à inclusão do segundo feixe de elétrons, cerca de 11% em relação ao caso padrão e de 2% em relação a primeira simulação.

Nesta simulação, pode-se observar que, de forma distinta da primeira e segunda simulação, o primeiro harmônico ocorre com maior intensidade em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 1,66$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,3$, já o segundo harmônico em torno da frequência $\omega/\omega_{pe} \approx 2,3$ e número de onda $kV_{the}/\omega_{pe} \approx 0,4$.

A partir dos gráficos da evolução temporal das energias para a terceira simulação (Figura 3.14), pode-se perceber que a energia elétrica apresenta um maior crescimento, quando

comparados com simulações anteriores. Nos primeiros instantes da simulação a energia elétrica tem intensidade de $W_E = 0,036$ e cresce até $W_E = 0,18$ durante 11,66 períodos de plasma, com uma taxa de crescimento $\gamma_{WE} = 0,13$. Semelhante às outras simulações, a terceira simulação também apresenta o mesmo comportamento referente à troca de energia entre as ondas e o feixe de elétrons.

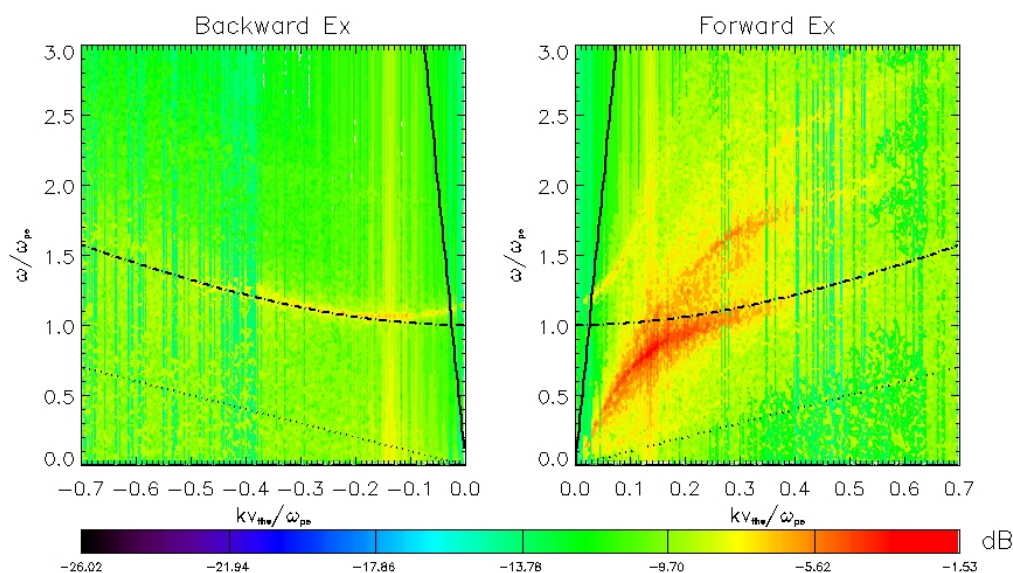


Fig. 3.13: Diagrama $\omega \times k$ para a terceira simulação para a componente Ex , onde o segundo feixe é considerado com 110% da densidade do primeiro feixe.

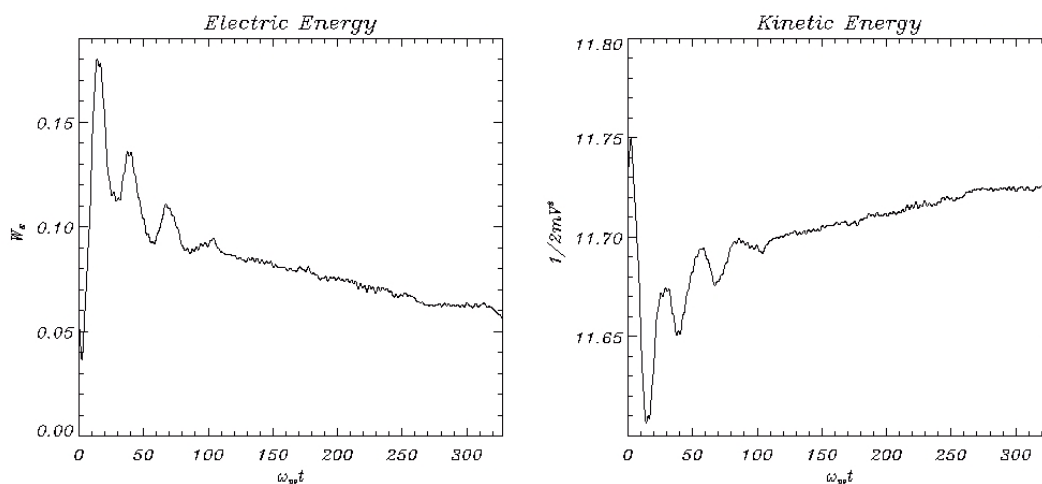


Fig. 3.14: Evolução temporal das energias elétrica e cinética para a terceira simulação.

A energia das componentes eletromagnéticas para a terceira simulação é apresentada na Figura 3.15, pode-se observar que ela oscila gradualmente aumentando seu valor de aproximadamente 0,075 no instante inicial para 0,16 no final da simulação, com um taxa de crescimento de $\gamma_{el} = 2,31 \times 10^{-3}$, apresentando uma maior taxa de crescimento quando comparado com a primeira e a segunda simulação. Entretanto, semelhante às simulações anteriores a energia das componentes eletromagnéticas cresce linearmente durante toda a simulação.

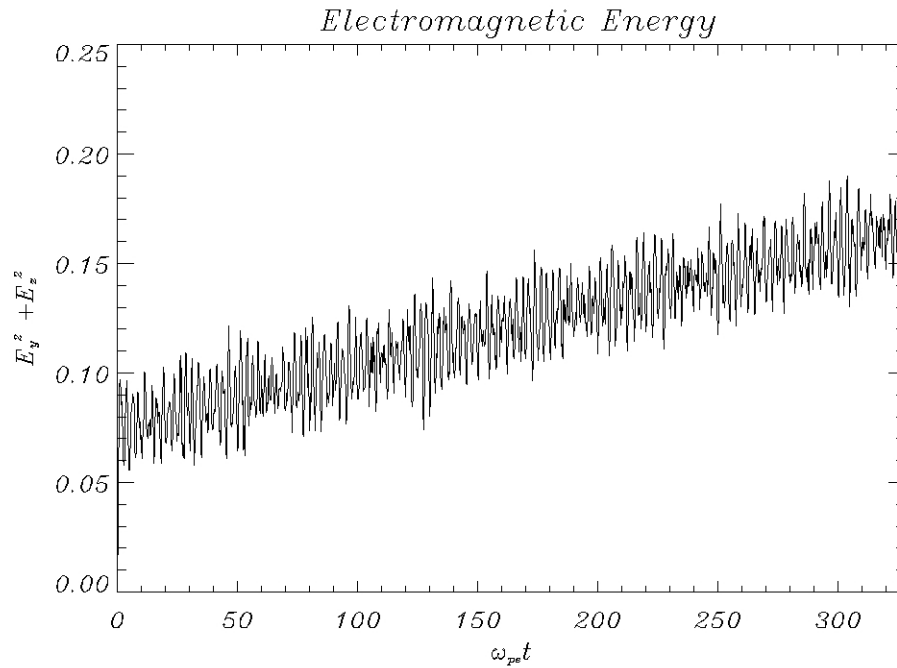


Fig. 3.15: *Evolução temporal da energia das componentes eletromagnéticas ($E_y^2 + E_z^2$) para a terceira simulação.*

Na Figura 3.16 observa-se a intensidade dos harmônicos para a terceira simulação. Novamente é apresentado o diagrama $\omega \times k$ em quatro intervalos distintos de tempo, cada um com aproximadamente 80 períodos de plasma. Nesta simulação, consideramos o segundo feixe com 110% da densidade do primeiro feixe, observa-se que os harmônicos estão mais próximos uns dos outros e do modo fundamental.

A mudança esporádica na frequência à medida que aumentamos a densidade, e a aproximação não linear dos harmônicos, seria devido a grande quantidade de energia fornecida ao ambiente de simulação pelo segundo feixe.

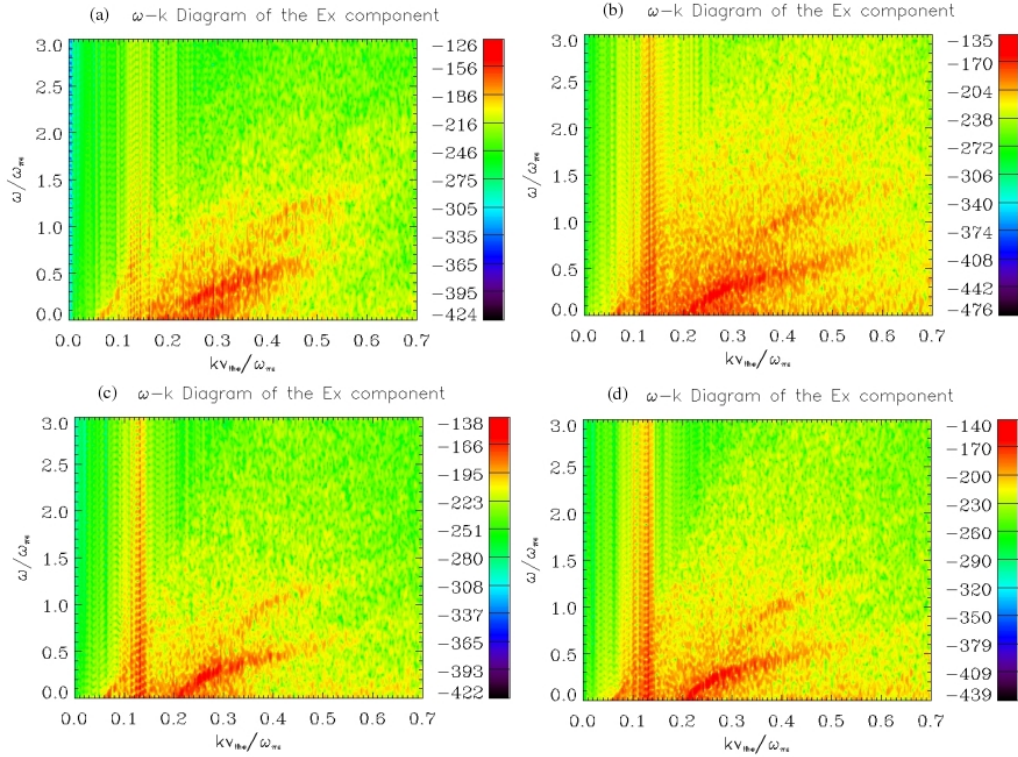


Fig. 3.16: Diagrama $\omega \times k$ considerando somente a emissão dos harmônicos, para diferentes intervalos de tempo para a terceira simulação: (a) $\omega_{pe}t = 0 - 80$, (b) $\omega_{pe}t = 80 - 160$, (c) $\omega_{pe}t = 160 - 240$ e (d) $\omega_{pe}t = 240 - 327,68$.

Na Figura 3.17 é apresentado o espectro de potência para a terceira simulação, pode-se observar que o primeiro pico de intensidade ocorre em $\omega/\omega_{pe} \approx 0,78$ com intensidade da ordem de $\approx 0,1$. Este pico de intensidade está relacionado com o modo fundamental. O primeiro harmônico ocorre com intensidade de aproximadamente $\approx 10\%$ da intensidade do modo fundamental em $\omega/\omega_{pe} \approx 1,61$.

Quando comparamos os gráficos do espectro de potência das três simulações realizadas nesse trabalho, é possível observar que à medida que aumentamos a densidade do segundo feixe em relação ao primeiro, os picos no espectro de potência que estão relacionados com a intensidade dos harmônicos ocorrem com frequências menores quando comparadas com a emissão dos harmônicos para os outros casos estudados. Em todos os casos estudados a aproximação dos harmônicos variou em torno de 3% à medida que aumentamos a densidade do segundo feixe. Também foi possível observar a intensificação dos harmônicos à medida que consideramos o segundo feixe com densidade maior.

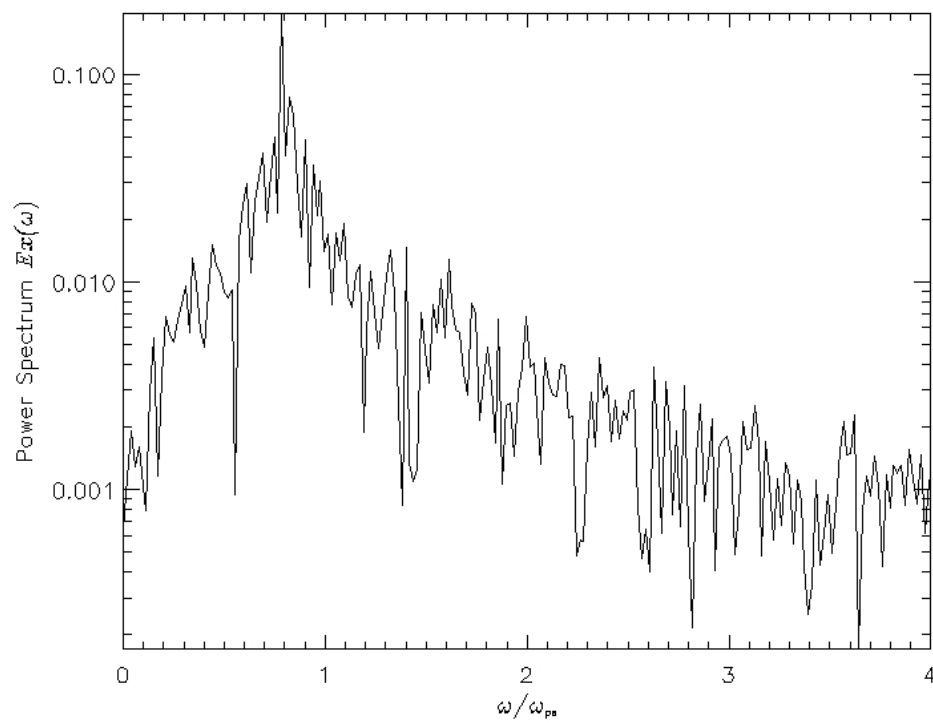


Fig. 3.17: *Espectro de potência para a terceira simulação, considerando o segundo feixe com 110% da densidade do primeiro feixe.*

Capítulo 4

Conclusões Finais

Existe um grande número de trabalhos que associam as ondas de Langmuir e seus harmônicos às explosões solares do tipo III [27, 28, 53]. Ainda, alguns autores sugerem que o processo de emissão seria melhor descrito considerando vários feixes de elétrons [8, 30, 54].

O objetivo deste trabalho foi investigar a aproximação dos harmônicos eletrostáticos no processo de emissão em plasmas espaciais. Foram realizadas simulações computacionais via partículas considerando múltiplos feixes de elétrons com diferentes densidades. Para realizar as simulações utilizamos o código KEMPO 1D modificado para receber múltiplas injeções de feixes de elétrons.

Os parâmetros utilizados para as simulações são baseados em dados observacionais típicos do meio interplanetário [50]. Para cada simulação variamos a densidade do segundo feixe em relação ao primeiro, com o propósito de se observar a influência da densidade do segundo feixe de elétrons no processo de emissão eletrostática e aproximação dos harmônicos.

A segunda parte deste trabalho consistiu numa descrição do código KEMPO 1D, bem como às equações que descrevem o comportamento das partículas que constituem o plasma. Foram ressaltados alguns modelos de simulações, e as condições que devem ser satisfeitas para que não ocorram instabilidades numéricas durante as simulações. Introduzimos o conceito de discretização espacial e temporal, bem como os conceitos de grades espaciais e temporais, as quais são utilizadas para obter os termos fonte como as densidades e os campos.

Na terceira parte deste trabalho, foram apresentados o caso padrão (como referência para as outras simulações [8]) e três diferentes simulações computacionais. Na primeira simulação foi considerado o segundo feixe com 50% da densidade que o primeiro feixe, na segunda simulação com 80% e na terceira com 110%.

Nas duas primeiras simulações foi possível visualizar a aproximação de harmônicos eletrostáticos após a injeção do segundo feixe de partículas com densidade menor que o primeiro feixe. Ainda, foi possível observar a intensificação do modo fundamental e harmônicos mesmo quando considerado um segundo feixe de partículas menos denso que o primeiro feixe.

Neste trabalho, verificamos um aumento significativo na taxa de crescimento da energia

elétrica após a injeção do segundo feixe quando comparado com o caso padrão. As componentes eletromagnéticas apresentam um comportamento semelhante ao do caso padrão, porém, com uma taxa de crescimento maior. No entanto, este resultado inicial requer uma maior investigação, uma vez que para este trabalho foi utilizado um código unidimensional, o que não permite uma completa descrição do processo de emissão da componente eletromagnética. Com o código unidimensional conseguimos observar somente a projeção da componente eletromagnética na direção x .

Diversas simulações foram realizadas variando a densidade do segundo feixe em 10% da densidade do primeiro feixe. Entretanto, somente três casos são apresentadas neste trabalho, aqueles considerados de maior relevância. A partir das Figuras 3.6, 3.11 e 3.16 foi possível concluir que à medida que aumentamos a densidade do segundo feixe a aproximação dos harmônicos é mais evidente, até o limite na qual a densidade do segundo feixe torna-se superior à do primeiro feixe, a partir daí os harmônicos são absorvidos. Ainda não é possível identificarmos com clareza a densidade limite na qual ocorre a transição entre a aproximação e a absorção dos harmônicos, essa questão deverá ser abordada num trabalho futuro.

A partir dos gráficos do espectro de potência, Figuras 3.7, 3.12 e 3.17 é possível observar a dependência na intensidade da emissão com a densidade do segundo feixe. Quando comparamos a intensidade da emissão com o caso padrão obtemos na primeira simulação uma intensidade de 9,3% maior, para a segunda simulação a intensidade da emissão foi 16,3% maior e na terceira simulação 11% maior que a intensidade da emissão no caso padrão. Ainda, podemos observar que para feixes mais intensos o pico de emissão dos harmônicos ocorre com valores de frequências mais próximos do modo fundamental.

Como citado acima, realizamos diversas simulações variando a densidade do segundo feixe em 10%, para cada simulação verificamos que os harmônicos sofrem uma aproximação de 3%, o que nos leva a concluir a existência de uma dependência direta da aproximação dos harmônicos com a densidade do segundo feixe.

Um resultado intrigante obtido em nossas simulações foi a transição entre a aproximação dos harmônicos e a completa absorção dos mesmos. Aparentemente, esta transição está fortemente relacionada com um limite máximo de intensidade do segundo feixe, ocorrendo quando a densidade do segundo feixe ultrapassa 100% da densidade do primeiro feixe. Esta hipótese ainda é especulativa e demanda estudos sistemáticos que darão continuidade a este trabalho. Cientificamente, esta possibilidade de absorção dos harmônicos é razoável, uma vez que nem todas as explosões solares estão associadas à geração de harmônicos.

Referências Bibliográficas

- [1] BAKER, D. N. Introduction to Space Weather. In: SCHERER, K.; FICHTNER, H.; HEBER, B.; MALL, U. (Eds.) *Space weather, the physics behind a slogan*. Berlin: Springer, 2005. Cap. 1, p. 3–20. 149 p.
- [2] FORBES, T. G. A review on the genesis of coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research*, v. 105, p. 23153, 2000.
- [3] NEWTON, E. NASA/Marshall Space Flight Center (MSFC). Disponível em: <http://science1.nasa.gov/science-at-nasa/1999/ast02jun99-1/>. 1999, Acesso em 6 Feb. de 2013.
- [4] NASA/Solar Dynamics Observatory (SDO). Disponível em: <http://www.nasa.gov/mission-pages/sdo/multimedia/VC1stanniv-promo.html>. 2011, Acesso em 6 Feb. de 2013.
- [5] GURNETT, D. A. *The University of Iowa Type-III Radio Bursts Produced by the Oct. 28 and Nov. 4, 2003, X17 and X28 Solar Flares as detected by the Cassini Radio and Plasma Wave Science Instrument*. Iowa: The University of Iowa, 2008.
- [6] *Wind/WAVES type II bursts and CMEs Produced by the Set. 10, 2005, detected by the Sonda Wind*. Nasa, 2005.
- [7] SIMÕES JR., F. J. R. *Distribuição de Energia entre os Modos Excitados por Ondas In-dutoras de Langmuir Contrapropagantes*. São José dos Campos - SP - Brazil: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-Brazil), INPE-12318-TDI/991, 2005.
- [8] SIMÕES JR., F. J. R. *Simulação Computacional de Emissões Eletromagnéticas em Plasmas Espaciais*. Maio 2008. Tese (Doutorado em Física) - INPE - 15344-TDI/1380, Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, Maio 2008.
- [9] SIMÕES JR., F. J. R.; COSTA JR., E.; ALVES, M. V.; CARDOSO, F. R. Física de plasma espacial utilizando simulação computacional de partículas. *Revista Brasileira de Física*, v. 33, n. 1, p. 1310–1–1310–14, 2011.

- [10] NASCIMENTO, M. H. G. *Simulação Híbrida para Choques em Plasmas Espaciais*. São José dos Campos - SP - Brazil: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-Brazil), INPE-9947-TDI/880, 2003.
- [11] MORAES, M. A. E. *Simulações Cinéticas para Modelagem de Fenômenos em Plasmas Espaciais*. São José dos Campos - SP - Brazil: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-Brazil), INPE-15357-TDI/1392, 2004.
- [12] MELROSE, D. B. *Instabilities in space and laboratory plasmas*. Cambridge: Cambridge University Press, 1986.
- [13] CAIRNS, I. H.; ROBINSON, P. A.; SMITH, N. I. Arguments against modulational instabilities of Langmuir waves in earth's foreshock. *Journal Geophysics Research - Space Physics*, v. 103, n. (A1), p. 287–299, Jan 1998.
- [14] ROBINSON, P. A. Nonlinear wave collapse and strong turbulence. *Reviews of Modern Physics*, Woodbury, v. 69, n. 2, p. 507–573, Apr. 1997.
- [15] AKIMOTO, K.; ROWLAND, H. L.; PAPADOPOULOS, K. Electromagnetic radiation from strong Langmuir turbulence. *Physics of Fluids*, v. 31, n. 8, p. 2185–2189, Aug. 1988.
- [16] CHEN, F. F. *Introduction to plasma physics and controlled fusion*. 2. ed. New York: Plenum Press, 1984. v. 1.
- [17] GAELZER, R.; YOON, P. H.; UMEDA, T.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Harmonic Langmuir waves. II. Turbulence spectrum. *The Physics of Plasmas*, v. 10, n. 2, p. 373–381, Feb. 2003.
- [18] KELLOGG, P. J.; MONSON, S. J.; GOETZ, K.; HOWARD, R. L.; BOUGERET, J. L.; KAISER, M. L. Early wind observation of bow shock and foreshock waves. *Geophysics Research Letters*, v. 23, n. 10, p. 1243–1246, May 1996.
- [19] OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. KEMPO1: Technical Guide to One-Dimensional Electromagnetic Particle Code. In: MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. (Eds.) *Computer Space Plasma Physics: Simulation Techniques and Software*. Terra Scientific Publishing Company (TERRAPUB), 1993. p. 21–65.
- [20] ASCHWANDEN, M. J. *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions*. 2. ed. New York: Springer, 2005.

- [21] MADSEN, F. R. H. *Investigações Rádio-Interferométricas de Fenômenos Transientes Solares e Método de Calibração usando Satélites de GPS*. São José dos Campos - SP - Brazil: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-Brazil), 2009.
- [22] COSTA JR., E.; SIMÕES JR., F. J. R.; CARDOSO, F. R.; ALVES, M. V. O vento solar e a atividade geomagnética. *Revista Brasileira de Física*, v. 33, n. 4, p. 4301–1–4301–8, 2011.
- [23] WARMUTH, A.; MANN, G. The Application of Radio Diagnostics to the Study of the Solar Drivers of Space Weather. In: SCHERER, K.; FICHTNER, H.; HEBER, B.; MALL, U. (Eds.) *Space Weather, The Physics Behind a Slogan*. Berlin: Springer, 2005. p. 51–70.
- [24] CHINGSHENG, W. U. On Theories of Solar Type III Radio Bursts. *Chinese Science Bulletin*, v. 57, n. 12, p. 1357–1361, April 2012.
- [25] GINZBURG, V. L.; ZHELEZNYAKOV, V. V. On the possible mechanism of sporadic solar radio emission (radiation in an isotropic plasma). *Soviet Astronomy AJ USSR*, v. 2, p. 653–668, 1958.
- [26] GOLDMAN, M. V. Strong turbulence of plasma waves. *Reviews of Modern Physics*, v. 56, n. 4, p. 709–735, Oct. 1984.
- [27] GURNETT, D. A.; HOSPODARSKY, G. B.; KURTH, W. S.; WILLIAMS, D. J.; BOLTON, S. J. Fine structure of Langmuir waves produced by a solar electron event. *Journal of Geophysical Research - Space Physics*, v. 98, n. A 4, p. 5631–5637, Apr. 1993.
- [28] LIN, R. P.; LEVEDAHL, W. K.; LOTKO, W.; GURNETT, D. A.; SCARF, F. L. Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. *The Astrophysical Journal*, v. 308, n. 2, p. 954–965, Sept. 1986.
- [29] KELLOGG, P. J.; GOETZ, K.; MONSON, S. J.; BALE, S. D. Langmuir waves in a fluctuating solar wind. *Journal of Geophysical Research - Space Physics*, v. (A8), n. 104, p. 17069–17078, Aug. 1999.
- [30] LI, B.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H. Multiple electron beam propagation and Langmuir wave generation in plasmas. *Physics of Plasmas*, Woodbury, v. 9, n. 7, p. 2976–2987, July 2002.
- [31] LI, B.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H.; WILLES, J. Second harmonic electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. *Physics of Plasmas*, Woodbury, v. 1, n. 12, p. 12103–1–12103–15, 2004.

- [32] ROBINSON, R. D. A study of type V solar radio bursts. *Solar Physics*, v. 55, n. 2, p. 459–472, 1977.
- [33] ZHELEZNYAKOV, V. V.; ZAITSEV, V. V. The Origin of Type-V Solar Radio Bursts. *Soviet Astronomy - AJ*, v. 12, n. 1, p. 19 – 27, July-August 1968.
- [34] YOON, P. H.; GAELZER, R.; UMEDA, T.; OMURA, Y.; MATSUMOTO, H. Harmonic Langmuir waves. I. Nonlinear dispersion relation. *The Physics of Plasmas*, v. 10, n. 2, p. 364–372, Feb. 2003.
- [35] NICHOLSON, D. R. *Introduction to plasma theory*. USA: John Wiley & Sons, 1983.
- [36] PARKS, G. K. *Physics of Space Plasmas: An Introduction*. Westview Press, 2004.
- [37] GINZBURG, V. L.; ZHELEZNYAKOV, V. V. On the propagation of electromagnetic waves in the solar corona, taking into account the influence of the magnetic field. *Soviet Astronomy AJ USSR*, v. 3, p. 235–246, 1959.
- [38] KASABA, Y.; MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. One- and two-dimensional simulations of electron beam instability: Generation of electrostatic and electromagnetic $2f_p$ waves. *Journal of Geophysical Research*, Washinton, v. 106, n. A9, p. 18,693–18,711, 2001.
- [39] LI, B.; WILLES, A. J.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H. Dynamics of beam-driven Langmuir and ion-acoustic waves including electrostatic decay. *The Physics of Plasmas*, v. 10, n. 7, p. 2748–2762, July 2003.
- [40] POTTER, D. *Computational Physics*. Chichester, England: John Wiley & Sons, 1973.
- [41] HOCKNEY, R. W. Computer Experimental of Anomalous Diffusion. *Physics of Plasmas*, New York, v. 9, n. 9, p. 1826–1835, Sept. 1969.
- [42] MORSE, R. L.; NIELSON, C. W. Numerical Simulation of Warm Two-beam Plasma. *Physics of Fluids*, v. 12, n. 11, p. 2418–2425, Nov. 1969.
- [43] DAWSON, J. M. Particle simulation of plasmas. *Reviews of Modern Physics*, v. 55, n. 2, p. 403–447, Apr. 1983.
- [44] HOCKNEY, R. W.; EASTWOOD, J. W. *Computer Simulation Using Particles*. New York: McGRAW-HILL, 1981.
- [45] TAJIMA, T. *Computational Plasma Physics with application to fusion and astrophysics*. Redwood City, CA: Addison-Wesley publishing company, 1989.

- [46] BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. *Plasma Physics via Computer Simulation*. 2. ed. Bristol: Institute of Physics Publishing, 1991.
- [47] SIMÕES JR., F. J. R.; ALVES, M. V.; GAELZER, R. One-dimensional electromagnetic simulation of multiple electron beams propagating in space plasmas. *Journal of Geophysical Research - Space Physics*, v. 115, p. A06105, June 2010.
- [48] MORAES, M. A. E. *Ondas Eletrostáticas geradas por Interação de feixe de elétrons- Plasmas em algumas regiões de plasma espacial: um tratamento por Simulação VIA Partículas*. São José dos Campos - SP - Brazil: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE-Brazil), INPE-7239-TDI/692, 1999.
- [49] OMURA, Y. One-dimensional electromagnetic particle code. In: . Kyoto: RISH, c2005. p. 3–8.
- [50] ANDERSON, K. A.; LIN, R. P.; GURGIOLO, C.; PARKS, G. K.; POTTER, D. W.; WERDEN, S.; RÉME, H. A Component of Nongyrotronic (Phase-Bunched) Electrons Upstream From the Earth's Bow shock. *Physics of Fluids*, v. 90, n. A11, p. 10,809–10,814, Nov. 1985.
- [51] SCHRIVER, D.; ASHOUR-ABDALLA, M.; SOTNIKOV, V.; HELLINGER, P.; FILALA, V.; BINGHAM, R.; MANGANEY, A. Excitation of electron acoustic near the electron plasma frequency and at twice the plasma frequency. *Journal of Geophysical Research*, Washinton, v. 105, n. A6, p. 12,919–12,927, June 2000.
- [52] YI, S.; YOON, P. H.; RYU, C. Multiple harmonic plasma emission. *The Physics of Plasmas*, v. 14, p. 013301–1–013301–12, 2007.
- [53] KELLOGG, P. J. Fundamental emission in three type III solar bursts. *The Astrophysical Journal*, v. 236, n. 2, p. 696–700, Mar. 1980.
- [54] LI, B.; WILLES, A. J.; ROBINSON, P. A.; CAIRNS, I. H. Second harmonic electromagnetic emission via beam-driven Langmuir waves. *The Physics of Plasmas*, v. 1, n. 12, p. 12103–1 – 12103–15, 2005.