

Ministério da Educação

Fundação Universidade Federal de Mato Grosso do Sul

Programa de Pós-Graduação em Física

Mestrado em Física Aplicada

Influência da presença de uma barreira de transporte interna na geração de corrente por ondas de radiofrequência em plasmas na geometria Tokamak.

Gleison Nunes Jardim

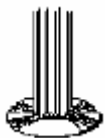
Livros Grátis

<http://www.livrosgratis.com.br>

Milhares de livros grátis para download.

Campo Grande, MS

2007



Ministério da Educação

Fundação Universidade Federal de Mato Grosso do Sul

Programa de Pós-Graduação em Física

Mestrado em Física Aplicada

Influência da presença de uma barreira de transporte interna na geração de corrente por ondas de radiofrequência em plasmas na geometria Tokamak.

Gleison Nunes jardim

Dissertação apresentada à Universidade Federal de Mato Grosso do Sul como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Física Aplicada, elaborada sob orientação do Prof. Dr. Paulo Ricardo da Silva Rosa.

Campo Grande, MS

2007

A minha família que acompanhou-me durante esta transição.

Agradecimentos

Agradeço primeiramente a Deus, sem o qual nada disto seria possível.

Agradeço ao meu orientador, professor Dr. Paulo Ricardo da Silva Rosa, que me orientou durante esta nova fase. Agradeço-o ainda por ser compreensivo nos momentos difíceis e também o agradeço por ser rígido quando tinha que ser.

Agradeço em especial a meus pais e irmãos que em todo momento foram motivo de ânimo e partilha de sofrimentos e alegrias.

Agradeço aos amigos e pessoas que ajudaram diretamente e indiretamente a concluir meus estudos, em especial aos professores: Dr. Antonio dos Anjos e Petr Melnikov que foram tão amigos quanto professores em todos os momentos.

Agradeço aos responsáveis pela escola Objetivo de Naviraí que foram compreensíveis quando estava ausente desenvolvendo as atividades do mestrado.

"Há homens que lutam um dia e são bons.
Há outros que lutam um ano e são melhores.
Há os que lutam muitos anos e são muito bons.
Porém, há os que lutam toda a vida.
Esses são os imprescindíveis."
Bertold Brecht.

Resumo

A corrente toroidal em tokamaks é gerada por um regime pulsado, o que limita a temperatura que se pode obter. A fim de eliminar este problema devemos gerar a corrente toroidal de forma contínua, eliminando a necessidade de corrente gerada por indução e seus inconvenientes. Uma das formas de se obter uma corrente contínua é através do uso de ondas de rádio frequência. Neste trabalho pretende-se estudar a geração de corrente não indutiva em tokamaks e sua eficiência, pela ação conjunta das ondas híbrida inferior e cíclotron eletrônica sob influencia do transporte magnético de partículas e na presença de uma barreira interna de transporte, por meio de uma análise quase linear. Utilizamos simulações numéricas através do código Kinesis, fazendo uso do modelo de Lâmina. Aqui o plasma é descrito por uma função distribuição dos elétrons que evolui no tempo de acordo com a equação de Fokker-Planck. As simulações foram realizadas alterando-se a posição e largura da barreira e alterando-se o nível de transporte magnético. Nossos resultados mostram que a corrente gerada pela ação das ondas em conjunto é maior que a corrente gerada pela ação da onda híbrida sozinha, porém a eficiência na geração de corrente é menor para as ondas em conjunto do que na fase da onda híbrida sozinha. Outro resultado obtido é que ocorre diminuição da eficiência à medida que deslocamos a barreira para próximo da borda, assim como quando aumentamos a sua largura; mas a corrente aumenta com o aumento do nível de perturbação magnética.

Abstract

The objective of this work is to study the influence of the magnetic transport of particles on non-inductive current drive by the combined action of lower hybrid and electron cyclotron waves in plasmas featuring an internal transport barrier. The plasma is described by a distribution function through which the time evolution is given by the Fokker-Planck equation. The main quantity to be considered is the current drive efficiency.

In order to investigate the dependence of the current drive efficiency on plasma parameters we have carried out numerical simulations. In these simulations both the barrier's parameters and the magnetic perturbation level are varied. It is shown that the current drive efficiency increases with the magnetic perturbation level, but it decreases both for larger barrier's width and more external positions of the barrier. Our findings also show the existence of synergy between lower hybrid and electron cyclotron waves. When the electron cyclotron waves are injected, the results of the simulations show that, despite the synergy between the waves, the current driven increases; however the combined current drive efficiency does not reach the same levels found at the end of the phase with lower hybrid wave acting alone.

Sumário

Capítulo - I Introdução	95
1.1 <i>Necessidades energéticas</i>	95
1.2 <i>A fusão nuclear.....</i>	97
1.3 <i>O estado de plasma</i>	99
1.4 <i>Crítério de Lawson para a fusão termonuclear controlada.....</i>	100
1.5 <i>Confinamento do plasma.....</i>	103
1.5.1 <i>Configurações tipo espelho magnético</i>	104
1.5.2 <i>\ominus - pinch e Z - pinch</i>	105
1.5.3 <i>Reversed Field Pinch (RFP)</i>	106
1.5.4 <i>O Stellarator</i>	107
1.5.5 <i>O Tokamak</i>	107
1.6 <i>Formas de aquecimento em Tokamaks.....</i>	110
1.7 <i>Geração de Corrente.....</i>	111
1.8 <i>Barreiras de transporte</i>	111
1.9 <i>Instabilidade em plasmas</i>	112
Capítulo - II Revisão bibliográfica.....	115
II.1 <i>Geração de corrente em Tokamak</i>	115
II.1.1 <i>Histórico</i>	115
II.1.2 <i>A onda híbrida – Teoria básica e experimentos</i>	116
II.1.3 <i>Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos.....</i>	120
II.1.4 <i>Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.....</i>	122
II.2 <i>Transporte em Plasma de Tokamak.....</i>	123
II.2.1 <i>Histórico</i>	123
II.2.2 <i>O Transporte de Calor.....</i>	127
II.2.3 <i>Barreiras de transporte.....</i>	127
Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte	130
III.1 <i>Conceito de Turbulência</i>	130
III.2 <i>Teoria quase-linear.....</i>	131
III.3 <i>A onda híbrida inferior.....</i>	135
III.4 <i>Onda de cíclotron eletrônica.....</i>	138
III.5 <i>A equação de Fokker-Planck.....</i>	141
III.5.1 <i>Introdução</i>	141
III.5.2 <i>- Termo de influência das ondas.....</i>	142
III.5.3 <i>O termo da onda híbrida</i>	144

III.5.4	O termo do transporte	145
III.5.5	- Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck.....	146
III.6	- <i>Barreiras de transporte</i>	147
	Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	148
III.6.1	Formação dinâmica da barreira de transporte interna	148
Capítulo - IV Resultados Numéricos		152
IV.1	- <i>Descrição da simulação</i>	152
IV.2	<i>Resultados e análise</i>	156
Capítulo - V CONCLUSÕES		169
Capítulo - I Introdução		96
I.1	<i>Necessidades energéticas</i>	96
I.2	<i>A fusão nuclear</i>	98
I.3	<i>O estado de plasma</i>	100
I.4	<i>Crítério de Lawson para a fusão termonuclear controlada</i>	101
I.5	<i>Confinamento do plasma</i>	104
I.5.1	Configurações tipo espelho magnético	105
I.5.2	Θ - pinch e Z - pinch	106
I.5.3	<i>Reversed Field Pinch (RFP)</i>	107
I.5.4	O Stellarator	108
I.5.5	O Tokamak	108
I.6	<i>Formas de aquecimento em Tokamaks</i>	111
I.7	<i>Geração de Corrente</i>	112
I.8	<i>Barreiras de transporte</i>	112
I.9	<i>Instabilidade em plasmas</i>	113
Capítulo - II Revisão bibliográfica.....		116
II.1	<i>Geração de corrente em Tokamak</i>	116
II.1.1	Histórico	116
II.1.2	A onda híbrida – Teoria básica e experimentos	117
II.1.3	Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos	121
II.1.4	Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.	123
II.2	<i>Transporte em Plasma de Tokamak</i>	124
II.2.1	Histórico	124
II.2.2	O Transporte de Calor.....	128
II.2.3	Barreiras de transporte	128

Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte	131
III.1 <i>Conceito de Turbulência</i>	131
III.2 <i>Teoria quase-linear</i>	132
III.3 <i>A onda híbrida inferior.....</i>	136
III.4 <i>Onda de cíclotron eletrônica.....</i>	139
III.5 <i>A equação de Fokker-Planck.....</i>	142
III.5.1 Introdução	142
III.5.2 - Termo de influência das ondas.	143
III.5.3 O termo da onda híbrida	145
III.5.4 O termo do transporte	146
III.5.5 - Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck.....	147
III.6 - <i>Barreiras de transporte.....</i>	148
Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	149
III.6.1 Formação dinâmica da barreira de transporte interna	149
Capítulo - IV Resultados Numéricos	153
IV.1 - <i>Descrição da simulação.....</i>	153
IV.2 <i>Resultados e análise.....</i>	157
Capítulo - V CONCLUSÕES	170
Capítulo - I Introdução	97
I.1 <i>Necessidades energéticas</i>	97
I.2 <i>A fusão nuclear.....</i>	99
I.3 <i>O estado de plasma</i>	101
I.4 <i>Critério de Lawson para a fusão termonuclear controlada</i>	102
I.5 <i>Confinamento do plasma.....</i>	105
I.5.1 Configurações tipo espelho magnético	106
I.5.2 Θ - pinch e Z - pinch	107
I.5.3 <i>Reversed Field Pinch (RFP)</i>	108
I.5.4 O Stellarator	109
I.5.5 O Tokamak	109
I.6 <i>Formas de aquecimento em Tokamaks.....</i>	112
I.7 <i>Geração de Corrente.....</i>	113
I.8 <i>Barreiras de transporte.....</i>	113

1.9	<i>Instabilidade em plasmas</i>	114
Capítulo - II Revisão bibliográfica		117
II.1	<i>Geração de corrente em Tokamak</i>	117
II.1.1	Histórico	117
II.1.2	A onda híbrida – Teoria básica e experimentos	118
II.1.3	Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos	122
II.1.4	Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.	124
II.2	<i>Transporte em Plasma de Tokamak</i>	125
II.2.1	Histórico	125
II.2.2	O Transporte de Calor.....	129
II.2.3	Barreiras de transporte	129
Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte		132
III.1	<i>Conceito de Turbulência</i>	132
III.2	<i>Teoria quase-linear</i>	133
III.3	<i>A onda híbrida inferior</i>	137
III.4	<i>Onda de cíclotron eletrônica</i>	140
III.5	<i>A equação de Fokker-Planck</i>	143
III.5.1	Introdução	143
III.5.2	- Termo de influência das ondas.	144
III.5.3	O termo da onda híbrida	146
III.5.4	O termo do transporte	147
III.5.5	- Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck.....	148
III.6	<i>- Barreiras de transporte</i>	149
	Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	150
III.6.1	Formação dinâmica da barreira de transporte interna	150
Capítulo - IV Resultados Numéricos		154
IV.1	<i>- Descrição da simulação</i>	154
IV.2	<i>Resultados e análise</i>	158
Capítulo - V CONCLUSÕES		171
Capítulo - I Introdução		98
I.1	<i>Necessidades energéticas</i>	98
I.2	<i>A fusão nuclear</i>	100
I.3	<i>O estado de plasma</i>	102

1.4	<i>Cr�terio de Lawson para a fusão termonuclear controlada</i>	103
1.5	<i>Confinamento do plasma</i>	106
1.5.1	Configura�es tipo espelho magnético	107
1.5.2	Θ - pinch e Z - pinch	108
1.5.3	<i>Reversed Field Pinch (RFP)</i>	109
1.5.4	O <i>Stellarator</i>	110
1.5.5	O Tokamak	110
1.6	<i>Formas de aquecimento em Tokamaks</i>	113
1.7	<i>Gera�o de Corrente</i>	114
1.8	<i>Barreiras de transporte</i>	114
1.9	<i>Instabilidade em plasmas</i>	115
Capítulo - II Revisão bibliográfica		118
II.1	<i>Gera�o de corrente em Tokamak</i>	118
II.1.1	Histórico	118
II.1.2	A onda híbrida – Teoria básica e experimentos	119
II.1.3	Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos	123
II.1.4	Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.	125
II.2	<i>Transporte em Plasma de Tokamak</i>	126
II.2.1	Histórico	126
II.2.2	O Transporte de Calor.....	130
II.2.3	Barreiras de transporte	130
Capítulo - III Equa�o de Fokker-Planck e Barreiras de transporte		133
III.1	<i>Conceito de Turbulência</i>	133
III.2	<i>Teoria quase-linear</i>	134
III.3	<i>A onda híbrida inferior</i>	138
III.4	<i>Onda de cíclotron eletrônica</i>	141
III.5	<i>A equa�o de Fokker-Planck</i>	144
III.5.1	Introdu�o	144
III.5.2	- Termo de influência das ondas.	145
III.5.3	O termo da onda híbrida	147
III.5.4	O termo do transporte	148
III.5.5	- Inclusão dos efeitos das Colisões na equa�o de Fokker-Planck.....	149
III.6	<i>- Barreiras de transporte</i>	150
	Alguns mecanismos envolvendo a forma�o das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	151
III.6.1	Forma�o dinâmica da barreira de transporte interna	151
Capítulo - IV Resultados Numéricos		155

IV.1	- Descrição da simulação.....	155
IV.2	Resultados e análise.....	159
Capítulo - V CONCLUSÕES		172
Capítulo - I Introdução		99
I.1	Necessidades energéticas.....	99
I.2	A fusão nuclear.....	101
I.3	O estado de plasma.....	104
I.4	Critério de Lawson para a fusão termonuclear controlada.....	105
I.5	Confinamento do plasma.....	108
I.5.1	Configurações tipo espelho magnético.....	109
I.5.2	Θ - pinch e Z - pinch.....	109
I.5.3	Reversed Field Pinch (RFP).....	111
I.5.4	O Stellarator.....	111
I.5.5	O Tokamak.....	111
I.6	Formas de aquecimento em Tokamaks.....	114
I.7	Geração de Corrente.....	115
I.8	Barreiras de transporte.....	115
I.9	Instabilidade em plasmas.....	116
Capítulo - II Revisão bibliográfica.....		119
II.1	Geração de corrente em Tokamak.....	119
II.1.1	Histórico.....	119
II.1.2	A onda híbrida – Teoria básica e experimentos.....	120
II.1.3	Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos.....	124
II.1.4	Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.....	126
II.2	Transporte em Plasma de Tokamak.....	127
II.2.1	Histórico.....	127
II.2.2	O Transporte de Calor.....	131
II.2.3	Barreiras de transporte.....	131
Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte.....		134
III.1	Conceito de Turbulência.....	134
III.2	Teoria quase-linear.....	135
III.3	A onda híbrida inferior.....	139
III.4	Onda de cíclotron eletrônica.....	142

III.5	<i>A equação de Fokker-Planck</i>	145
III.5.1	Introdução	145
III.5.2	- Termo de influência das ondas.	146
III.5.3	O termo da onda híbrida	148
III.5.4	O termo do transporte	149
III.5.5	- Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck.....	150
III.6	- <i>Barreiras de transporte</i>	151
	Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	152
III.6.1	Formação dinâmica da barreira de transporte interna	152
Capítulo - IV Resultados Numéricos		156
IV.1	- <i>Descrição da simulação</i>	156
IV.2	<i>Resultados e análise</i>	160
Capítulo - V CONCLUSÕES		173
Abstract	88	
Capítulo - I Introdução		100
I.1	<i>Necessidades energéticas</i>	100
I.2	<i>A fusão nuclear</i>	102
I.3	<i>O estado de plasma</i>	105
I.4	<i>Crítério de Lawson para a fusão termonuclear controlada</i>	106
I.5	<i>Confinamento do plasma</i>	109
I.5.1	Configurações tipo espelho magnético	110
I.5.2	Θ - pinch e Z - pinch	110
I.5.3	<i>Reversed Field Pinch (RFP)</i>	112
I.5.4	<i>O Stellarator</i>	112
I.5.5	<i>O Tokamak</i>	112
I.6	<i>Formas de aquecimento em Tokamaks</i>	115
I.7	<i>Geração de Corrente</i>	116
I.8	<i>Barreiras de transporte</i>	116
I.9	<i>Instabilidade em plasmas</i>	117
Capítulo - II Revisão bibliográfica.....		120
II.1	<i>Geração de corrente em Tokamak</i>	120
II.1.1	Histórico	120
II.1.2	A onda híbrida – Teoria básica e experimentos	121

II.1.3	Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos.....	125
II.1.4	Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.	127
II.2	<i>Transporte em Plasma de Tokamak</i>	128
II.2.1	Histórico	128
II.2.2	O Transporte de Calor.....	132
II.2.3	Barreiras de transporte	132
Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte		135
III.1	<i>Conceito de Turbulência</i>	135
III.2	<i>Teoria quase-linear</i>	136
III.3	<i>A onda híbrida inferior</i>	140
III.4	<i>Onda de cíclotron eletrônica</i>	143
III.5	<i>A equação de Fokker-Planck</i>	146
III.5.1	Introdução	146
III.5.2	- Termo de influência das ondas.	147
III.5.3	O termo da onda híbrida	149
III.5.4	O termo do transporte	150
III.5.5	- Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck.....	151
III.6	- <i>Barreiras de transporte</i>	152
	Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, \mathbf{E}_r (SYNAKOWSKI, 1997).....	153
III.6.1	Formação dinâmica da barreira de transporte interna	153
Capítulo - IV Resultados Numéricos		157
IV.1	- <i>Descrição da simulação</i>	157
IV.2	<i>Resultados e análise</i>	161
Capítulo - V CONCLUSÕES		174
Referências Bibliográficas.		176

Índice de Figuras

Figura I-1– Demanda x Energia disponível (INPE, 2004).....	102
<i>Figura I-2– Reação Deutério-Trítio (AJC,2004)</i>	<i>104</i>
<i>Figura I-3 – Gráfico da energia disponível por núcleo (INPE, 2004).....</i>	<i>105</i>
Figura I-4– Seção de choque (σ) versus temperatura (WESSON, 1987).	106
<i>Figura I-5 - Diagrama de fluxo de energia utilizado para deduzir o critério de Lawson (INPE, 2004).....</i>	<i>107</i>
Figura I-6 - Gráfico $n\tau_E$ X Temperatura do plasma – Na figura a curva superior refere-se a condição de ignição e a curva inferior ao critério de Lawson (INPE, 2004).....	109
<i>Figura I-7 : Partículas livres de campo magnético (INPE, 2004)</i>	<i>110</i>
Figura I-8 - Partículas em um campo magnético (INPE, 2004).	111
Figura I-9 - Configuração esquemática tipo espelho magnético.	111
Figura I-10 – Configuração esquemática de um θ -Pinch.....	112
Figura I-11 – Configuração esquemática do Z - Pinch	112

Figura I-12 - <i>Esquema do Stellarator do tipo Heliac TJ-II (Ass. Euratom-CIEMAT, Madrid-E).</i>	113
Figura I-13 - Desenho esquemático dos campos que confinam o plasma em Tokamaks. Na figura “ R_0 ” representa o raio maior e “ a ” o raio menor da camara toroidal.....	114
Figura I-14 - Desenho esquemático de um Tokamak (CFN, 2004).	115
Figura I-15 – Diferença geométrica entre um Tokamak de baixa razão de aspecto para um de alta razão de aspecto (INPE, 2004).....	116
Figura I-16– <i>Instabilidade de Salsicha</i>	118
Figura I-17– <i>Instabilidade de duas correntes</i>	119
Figura I-18 - Derivas devido a uma instabilidade tipo "flauta", numa coluna de plasma magnetizado.....	119
Figura II-1 – Região de absorção da LH próxima a velocidade de fase da onda	123
Figura II-2 – Comparação entre valores experimentais e de simulações com o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001)	127
Figura II-3 – Corrente conjunta gerada pelas LH e EC representada por ΔI e corrente gerada pela ação da EC sozinha I_{EC}	129
Figura II-4: Esquema do processo de difusão de partículas motivado por colisões.....	130
Figura II-5 - Perfil não-monotônico de q	135
Figura III.1- Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para o modo ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).	145
Figura III-2 - <i>Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).</i>	154
Figura IV-1- Modelo de lâmina.....	159
Figura IV-2- Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura	160
Figura IV-3- Perfis de deposição de potência da onda híbrida em $\tau = 250$ como função de: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	164
Figura IV-4 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.	165

Figura IV-5 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	167
Figura IV-6 - Perfis de corrente gerada em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	168
Figura IV-7- Perfis da eficiência na geração de correntes em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	170
Figura IV-8 - Perfis de densidade dos elétrons em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	172
Figura I-1– Demanda x Energia disponível (INPE, 2004).	104
<i>Figura I-2– Reação Deutério-Trítio (AJC,2004)</i>	106
<i>Figura I-3 – Gráfico da energia disponível por núcleo (INPE, 2004).....</i>	107
Figura I-4– Seção de choque (σ) versus temperatura (WESSON, 1987).	108
<i>Figura I-5 - Diagrama de fluxo de energia utilizado para deduzir o critério de Lawson (INPE, 2004).....</i>	109
Figura I-6 - Gráfico $n\tau_E$ X Temperatura do plasma – Na figura a curva superior refere-se a condição de ignição e a curva inferior ao critério de Lawson (INPE, 2004).....	111
<i>Figura I-7 : Partículas livres de campo magnético (INPE, 2004)</i>	112
Figura I-8 - Partículas em um campo magnético (INPE, 2004).	113
Figura I-9 - Configuração esquemática tipo espelho magnético.	113
Figura I-10 – <i>Configuração esquemática de um θ -Pinch.....</i>	114
Figura I-11 – <i>Configuração esquemática do Z - Pinch</i>	114
Figura I-12 - <i>Esquema do Stellarator do tipo Heliac TJ-II (Ass. Euratom-CIEMAT, Madrid-E).</i>	115
Figura I-13 - Desenho esquemático dos campos que confinam o plasma em Tokamaks. Na figura “ R_0 ” representa o raio maior e “a” o raio menor da camara toroidal.....	116
Figura I-14 - Desenho esquemático de um Tokamak (CFN, 2004).	117

Figura I-15 – Diferença geométrica entre um Tokamak de baixa razão de aspecto para um de alta razão de aspecto (INPE, 2004).....	118
Figura I-16– <i>Instabilidade de Salsicha</i>	120
Figura I-17– <i>Instabilidade de duas correntes</i>	121
Figura I-18 - Derivas devido a uma instabilidade tipo "flauta", numa coluna de plasma magnetizado.....	121
Figura II-1 – Região de absorção da LH próxima a velocidade de fase da onda	125
Figura II-2 – Comparação entre valores experimentais e de simulações com o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001)	129
Figura II-3 – Corrente conjunta gerada pelas LH e EC representada por ΔI e corrente gerada pela ação da EC sozinha I_{EC}	131
Figura II-4: Esquema do processo de difusão de partículas motivado por colisões.....	132
Figura II-5 - Perfil não-monotônico de q.....	137
Figura III.1- Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para o modo ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).....	147
<i>Figura III-2 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).</i>	156
Figura IV-1- Modelo de lâmina.....	161
Figura IV-2- Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura	162
Figura IV-3- Perfis de deposição de potência da onda híbrida em $\tau = 250$ como função de: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	166
Figura IV-4 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.	167
Figura IV-5 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	169

Figura IV-6 - Perfis de corrente gerada em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	170
Figura IV-7- Perfis da eficiência na geração de correntes em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	172
Figura IV-8 - Perfis de densidade dos elétrons em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	174
Figura I-1– Demanda x Energia disponível (INPE, 2004).	105
<i>Figura I-2– Reação Deutério-Trítio (AJC,2004)</i>	107
<i>Figura I-3 – Gráfico da energia disponível por núcleo (INPE, 2004)</i>	108
Figura I-4– Seção de choque (σ) versus temperatura (WESSON, 1987).	109
<i>Figura I-5 - Diagrama de fluxo de energia utilizado para deduzir o critério de Lawson (INPE, 2004)</i>	110
Figura I-6 - Gráfico $n\tau_E$ X Temperatura do plasma – Na figura a curva superior refere-se a condição de ignição e a curva inferior ao critério de Lawson (INPE, 2004).....	112
<i>Figura I-7 : Partículas livres de campo magnético (INPE, 2004)</i>	114
Figura I-8 - Partículas em um campo magnético (INPE, 2004).	114
Figura I-9 - Configuração esquemática tipo espelho magnético.	115
Figura I-10 – <i>Configuração esquemática de um θ -Pinch</i>	116
Figura I-11 – <i>Configuração esquemática do Z - Pinch</i>	116
Figura I-12 - <i>Esquema do Stellarator do tipo Heliac TJ-II (Ass. Euratom-CIEMAT, Madrid-E)</i>	117
Figura I-13 - Desenho esquemático dos campos que confinam o plasma em Tokamaks. Na figura “ R_0 ” representa o raio maior e “ a ” o raio menor da camara toroidal.....	118
Figura I-14 - Desenho esquemático de um Tokamak (CFN, 2004).	119
Figura I-15 – Diferença geométrica entre um Tokamak de baixa razão de aspecto para um de alta razão de aspecto (INPE, 2004).....	120
Figura I-16– <i>Instabilidade de Salsicha</i>	122

Figura I-17– <i>Instabilidade de duas correntes</i>	123
Figura I-18 - Derivas devido a uma instabilidade tipo "flauta", numa coluna de plasma magnetizado.....	123
Figura II-1 – Região de absorção da LH próxima a velocidade de fase da onda	127
Figura II-2 – Comparação entre valores experimentais e de simulações com o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001)	131
Figura II-3 – Corrente conjunta gerada pelas LH e EC representada por ΔI e corrente gerada pela ação da EC sozinha I_{EC}	133
Figura II-4: Esquema do processo de difusão de partículas motivado por colisões.....	134
Figura II-5 - Perfil não-monotônico de q.....	139
Figura III.1- Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para o modo ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).....	149
<i>Figura III-2 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).</i>	158
Figura IV-1- Modelo de lâmina.....	163
Figura IV-2- Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura	164
Figura IV-3- Perfis de deposição de potência da onda híbrida em $\tau = 250$ como função de: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	168
Figura IV-4 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.	169
Figura IV-5 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	171
Figura IV-6 - Perfis de corrente gerada em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	172

Figura IV-7- Perfis da eficiência na geração de correntes em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	174
Figura IV-8 - Perfis de densidade dos elétrons em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	176
Figura I-1– Demanda x Energia disponível (INPE, 2004).	107
<i>Figura I-2– Reação Deutério-Trítio (AJC,2004)</i>	109
<i>Figura I-3 – Gráfico da energia disponível por núcleo (INPE, 2004).....</i>	110
Figura I-4– Seção de choque (σ) versus temperatura (WESSON, 1987).	111
<i>Figura I-5 - Diagrama de fluxo de energia utilizado para deduzir o critério de Lawson (INPE, 2004).....</i>	112
Figura I-6 - Gráfico $n\tau_E$ X Temperatura do plasma – Na figura a curva superior refere-se a condição de ignição e a curva inferior ao critério de Lawson (INPE, 2004).....	114
<i>Figura I-7 : Partículas livres de campo magnético (INPE, 2004)</i>	115
Figura I-8 - Partículas em um campo magnético (INPE, 2004).	116
Figura I-9 - Configuração esquemática tipo espelho magnético.	116
Figura I-10 – <i>Configuração esquemática de um θ -Pinch.....</i>	117
Figura I-11 – <i>Configuração esquemática do Z - Pinch.....</i>	117
Figura I-12 - <i>Esquema do Stellarator do tipo Heliac TJ-II (Ass. Euratom-CIEMAT, Madrid-E).</i>	118
Figura I-13 - Desenho esquemático dos campos que confinam o plasma em Tokamaks. Na figura “ R_0 ” representa o raio maior e “a” o raio menor da camara toroidal.....	119
Figura I-14 - Desenho esquemático de um Tokamak (CFN, 2004).	120
Figura I-15 – Diferença geométrica entre um Tokamak de baixa razão de aspecto para um de alta razão de aspecto (INPE, 2004).....	121
Figura I-16– <i>Instabilidade de Salsicha.....</i>	123
Figura I-17– <i>Instabilidade de duas correntes.....</i>	124
Figura I-18 - Derivas devido a uma instabilidade tipo "flauta", numa coluna de plasma magnetizado.....	124

Figura II-1 – Região de absorção da LH próxima a velocidade de fase da onda	128
Figura II-2 – Comparação entre valores experimentais e de simulações com o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001)	132
Figura II-3 – Corrente conjunta gerada pelas LH e EC representada por ΔI e corrente gerada pela ação da EC sozinha I_{EC}	134
Figura II-4: Esquema do processo de difusão de partículas motivado por colisões.....	135
Figura II-5 - Perfil não-monotônico de q	140
Figura III.1- Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para o modo ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).....	150
<i>Figura III-2 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).</i>	159
Figura IV-1- Modelo de lâmina.....	164
Figura IV-2- Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura	165
Figura IV-3- Perfis de deposição de potência da onda híbrida em $\tau = 250$ como função de: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	169
Figura IV-4 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.	170
Figura IV-5 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	172
Figura IV-6 - Perfis de corrente gerada em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	173
Figura IV-7- Perfis da eficiência na geração de correntes em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.....	175

Figura IV-8 - Perfis de densidade dos elétrons em $\tau = 250$, para os casos em que se varia:
(a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da
barreira..... 177

Lista de Quadros

Principais reações de fusão para os isótopos do hidrogênio e
hélio.....17.

Capítulo - I Introdução

I.1 Necessidades energéticas

O aumento do consumo de energia no mundo, associado não só ao desperdício, mas também à evolução tecnológica, faz com que a busca por novas fontes viáveis de energia seja acelerada de forma a suprir as necessidades futuras.

As Nações Unidas estimam um crescimento populacional seguido de grande demanda de energia, o que reforça mais ainda a necessidade de novas fontes viáveis de energia.

Hoje, o mundo fala em termos de uma nova “matriz energética”, que combinará vários métodos de produção de energia. A Figura I-1 dá uma idéia da demanda futura de energia a ser suprida por novas fontes de energia.

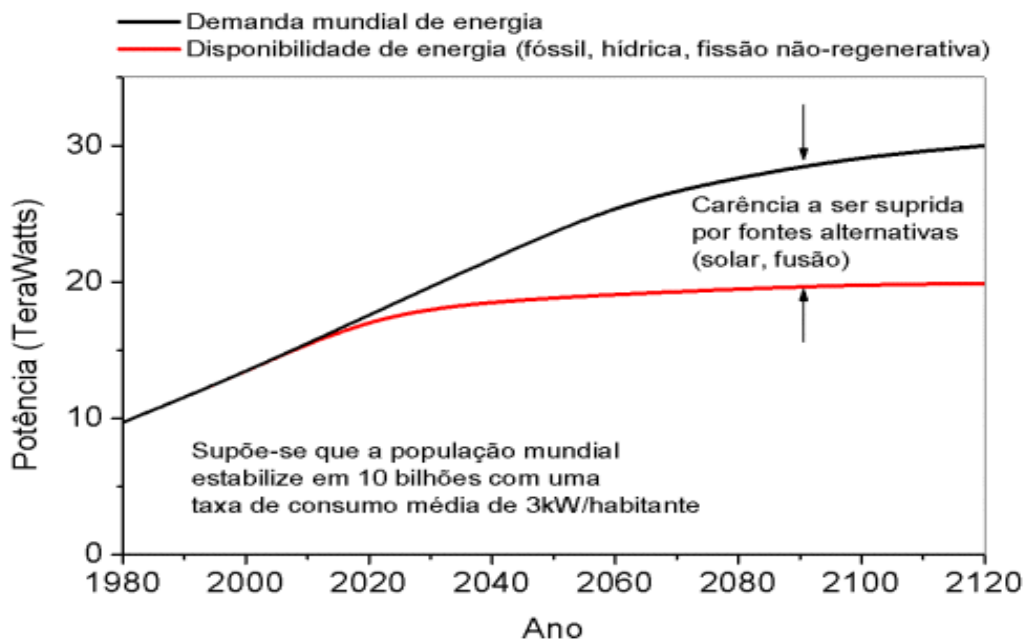


Figura I-1– Demanda x Energia disponível (INPE, 2004).

Algumas possíveis candidatas a compor a matriz energética são a energia solar, (a qual já vem sendo utilizada em vários países como uma fonte alternativa para a geração de energia, principalmente em residências), o etanol (cuja produção pode ser feita em grande escala e é menos poluente que os derivados de petróleo), e o biodiesel (cujo mercado vem crescendo bastante e espera-se que substitua totalmente o diesel nos próximos anos).

A fissão nuclear também aparece como uma forte candidata a compor a matriz energética, uma vez que já vem sendo utilizada a 50 anos de maneira eficiente e seu uso não implica na formação de CO₂ o principal poluente do ar hoje, responsável pelo aquecimento global fora de controle. Além disto, pequenas quantidades de matéria prima (urânio-235) liberam grandes quantidades de energia em comparação com os combustíveis citados no parágrafo anterior. Contudo há certo receio na comunidade mundial com relação à sua utilização. Nunca se sabe ao certo se a fissão será utilizada com fins de produção de energia (fins pacíficos) ou se será utilizada para produção de bombas nucleares (fins bélicos).

O outro tipo de obtenção de energia através de processo nuclear, a fusão, aparece como expectativa futura para compor a matriz energética. Logo após a comunidade científica conseguir realizar a fissão nuclear, começou-se a especular sobre a utilização também da fusão nuclear para a produção de energia. O interesse pela fusão está no fato de ela combinar vários fatores atrativos, como os listados abaixo:

- Libera grande quantidade de energia em suas reações;
- Possui uma fonte praticamente inesgotável de matéria prima, que é o deutério da água do mar;
- Produz impactos ambientais de pequena ordem;

- Não há transporte de combustíveis nucleares fora das instalações onde se situará o reator;
- Os materiais radioativos que resultam da operação de um reator de fusão perdem a sua radioatividade num máximo de 100 anos; enquanto presentemente são necessários milhares de anos para que o lixo dos reatores de fissão perca a sua radioatividade;
- O combustível entra no reator à medida que é utilizado, o que permite a interrupção quase instantânea da operação do reator em caso de qualquer anomalia no seu funcionamento.

Apesar de todas as vantagens listadas anteriormente, ainda não possuímos nenhum reator de fusão nuclear em funcionamento. O que dispomos são apenas máquinas experimentais destinadas ao estudo e futuro desenvolvimento do núcleo de um reator. Mesmo o projeto ITER, sobre o qual discorreremos posteriormente, ainda é um projeto experimental.

Nosso futuro desenvolvimento econômico-tecnológico pode estar direta e indiretamente, vinculado à fonte de energia que está em nossa origem: o Sol, onde estas reações de fusão ocorrem a todo instante. Se observarmos que com o passar dos anos, fica mais caro, mais raro e politicamente inviável queimar combustíveis como petróleo e carvão, usar uma forma de energia "limpa" e "inesgotável", como é a fusão nuclear, poderá ser uma das maneiras de conduzir o progresso tecnológico.

I.2 A fusão nuclear

A fusão nuclear consiste em unir dois ou mais núcleos de átomos de pequena massa atômica para formar um núcleo mais massivo (*Figura I-2*). As pesquisas atuais usam o deutério e trítio, isótopos do hidrogênio, como combustíveis nos reatores experimentais para a realização da fusão nuclear controlada.

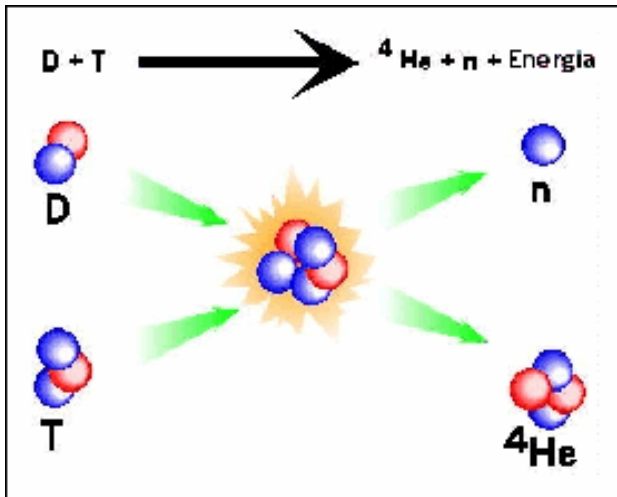


Figura I-2– Reação Deutério-Trítio (AJC,2004)

Neste processo há liberação de energia em grande quantidade. A quantidade de energia liberada neste tipo de reação é dada pela teoria da relatividade: **Erro! Não é possível criar objetos a partir de códigos de campo de edição.**, em que **Erro! Não é possível criar objetos a partir de códigos de campo de edição.** é a energia liberada, m corresponde á massa reduzida (ou o que ainda chamamos de defeito de massa) durante a reação e c é a velocidade da luz.

A principal meta da pesquisa em fusão é desenvolver centrais elétricas para gerar eletricidade de uma maneira eficiente. Atualmente, as condições alcançadas em laboratório estão longe das condições de ignição necessárias para um reator à fusão.

Para que ocorram as reações de fusão, é necessário que seja vencida a barreira coulombiana repulsiva entre as partículas, originada do fato de as partículas terem mesma carga elétrica. Para temperaturas da ordem de dezenas a centenas de milhões de Kelvin exigidas para a fusão, a energia média das partículas interagentes, é de muitas ordens de magnitude menor do que a barreira coulombiana que as separa. As reações neste caso devem então ocorrer pelo efeito de tunelamento quântico, proposto em 1928 pelo físico russo-americano George Antonovich Gamow (1904-1968) e as partículas com maior chance de penetrar a barreira Coulombiana serão aquelas com a máxima energia na distribuição de Maxwell-Boltzmann.

Rompendo-se então a barreira coulombiana, a energia disponível por núcleo é dada pela fração de empacotamento $P = \frac{(M - A)}{A}$, em que M é a massa real do núcleo dado em u.m.a (unidade de massa atômica) e A é o número de massa atômica do núcleo. Por convenção, o carbono 12 possui massa atômica exatamente igual a 12 u.m.a, correspondendo a $P = 0$.

A Figura I-3 apresenta as frações de empacotamento para os elementos em estudo atualmente. Nesta figura, observa-se que a maior quantidade de energia disponível, aparece para o átomo de hidrogênio e seus isótopos.

Para aplicações em fusão, as reações mais importantes envolvem o deutério e o trítio (os isótopos do hidrogênio) e o isótopo raro do hélio, o He^3 . A Tabela I.1 mostra estas reações consideradas mais importantes.

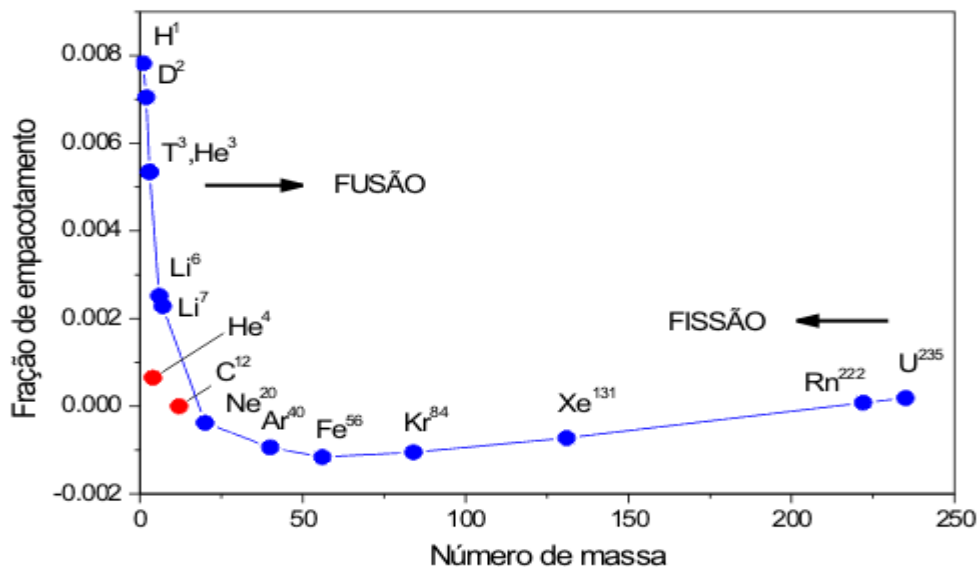


Figura I-3 – Gráfico da energia disponível por núcleo (INPE, 2004).

Tabela I.1.- Principais reações de fusão para os isótopos do hidrogênio e hélio.

(1)	$D^2 + D^2$	\rightarrow	$He^3 + n^1 + 3,27 \text{ MeV}$
(2)	$D^2 + D^2$	\rightarrow	$T^3 + H^1 + 4,04 \text{ MeV}$
(3)	$D^2 + T^3$	\rightarrow	$He^4 + n^1 + 17,58 \text{ MeV}$
(4)	$D^2 + He^3$	\rightarrow	$He^4 + H^1 + 18,34 \text{ MeV}$

A reação que ocorre mais facilmente é aquela em que o deutério se funde com o trítio produzindo uma partícula alfa (núcleo de hélio 4) e um nêutron, conforme a reação 3 apresentada na Tabela I.1. Isto porque a seção de choque (σ) da reação 3 é aproximadamente 100 vezes maior do que a das reações 1 e 2 para temperaturas abaixo de 100 keV, como pode ser visto na Figura I-4.

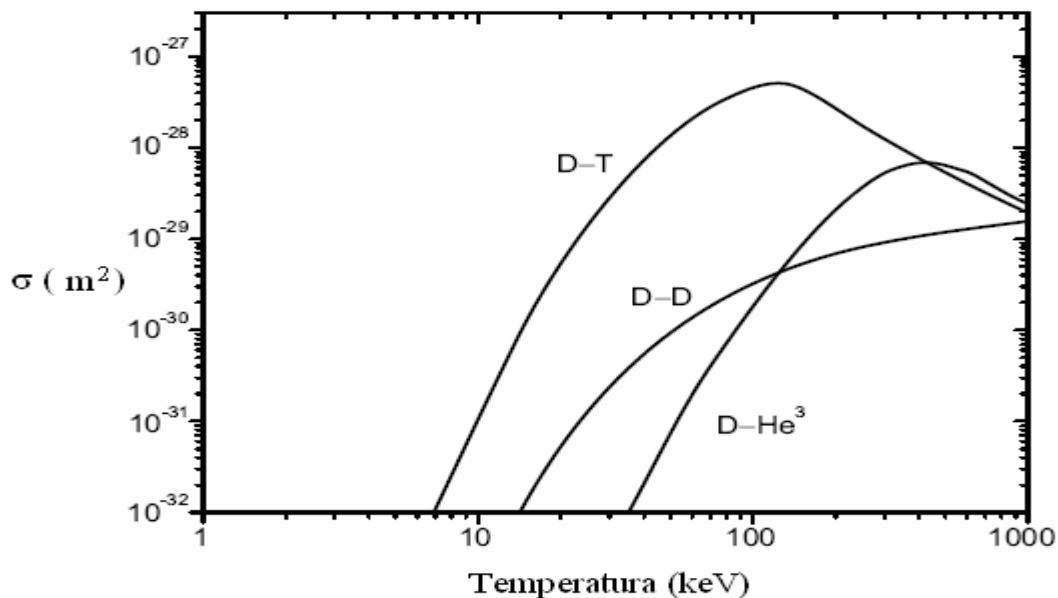


Figura I-4– Seção de choque (σ) versus temperatura (WESSON, 1987).

As reações 1 e 2 apresentadas na tabela 1.1 têm a mesma probabilidade de ocorrer, uma vez que tem a mesma seção de choque e são apresentadas juntamente na Figura I-4.

A reação 4 é considerável para altas temperaturas, acima de aproximadamente 400 keV, sendo comparável com a reação 3, conforme pode ser visto no gráfico da figura 1.4. Lembrando que as reações de fusão ocorrem para uma temperatura a partir de 10 KeV (WESSON, 1987), fica claro observando a Figura I-4, que a reação 3 é a que deve ser inicialmente considerada em um futuro reator baseado na fusão nuclear.

I.3 O estado de plasma

Observando ainda a Figura I-4, vemos que as reações de fusão apenas ocorrem a temperaturas muito altas, quando núcleo e elétrons estão totalmente separados. Nestas altas temperaturas podemos ter duas principais situações: apenas um gás ionizado, no qual estas partículas separadas podem se combinar, ou ter um estado chamado de plasma, onde as partículas mantêm-se separadas.

O plasma é definido como um conjunto quasineutro de partículas carregadas e neutras, que exibe um comportamento coletivo.

Este conjunto de partículas deve obedecer às seguintes condições para ser de fato considerado um plasma: é necessário, primeiramente, que a concentração das partículas carregadas seja suficientemente alta, a uma dada temperatura, para que a força coulombiana de longo alcance seja um fator determinante das propriedades estatísticas; segundo, a concentração das partículas carregadas seja suficientemente baixa para que o efeito devido a uma partícula vizinha seja pequeno em relação aos efeitos causados por muitas partículas a longa distância e, por último, a concentração de partículas neutras seja suficientemente baixa tal que o tempo médio para que ocorra uma colisão entre uma partícula carregada e uma partícula neutra seja grande em comparação com o tempo característico do plasma, ou seja, para que o meio se comporte coletivamente.

Devido ao seu comportamento coletivo, o plasma é um sistema de difícil confinamento. O confinamento é necessário para manter o plasma longe das paredes do reator que o contém, impedindo trocas de calor e a destruição do plasma. As características necessárias para o confinamento do plasma, serão apresentadas mais adiante.

I.4 Critério de Lawson para a fusão termonuclear controlada.

Considerado como condição a ser satisfeita para o funcionamento de um futuro reator de fusão, este critério baseia-se no fato de o plasma estar continuamente perdendo energia devido à radiação emitida pelos elétrons, quando são desacelerados (*radiação de bremsstrahlung*) e ao transporte de calor e partículas. Portanto, a condição mínima para que um reator funcione requer que a potência termonuclear gerada seja suficiente para superar tais perdas.

John David Lawson deduziu, em 1957, a condição mínima para o balanço de energia num reator, levando em consideração a combinação das eficiências de conversão de energia térmica em elétrica, e de aquecimento do plasma (INPE, 2004). O diagrama da *Figura I-5* é utilizado para deduzir este critério para as máquinas experimentais de hoje.

Na *Figura I-5*, a energia total que vai para o gerador originada do plasma é dada pela soma da potência termonuclear (PN) (energia termonuclear) com a potência perdida (PP) (potência recuperável). A potência utilizada para o aquecimento do plasma (PA) é obtida após conversão de energia (com uma eficiência combinada η). A fim de satisfazer a condição **PA Erro! Não é possível criar objetos a partir de códigos de campo de edição.** PP, para o balanço de energia dentro do plasma, é necessário que a condição mínima $\eta(PN+PP)$ **Erro! Não é possível criar objetos a partir de códigos de campo de edição.** PA seja satisfeita.

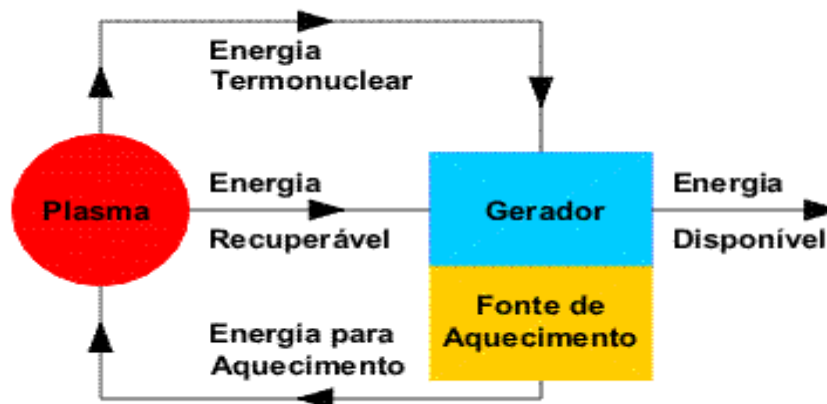


Figura I-5 - Diagrama de fluxo de energia utilizado para deduzir o critério de Lawson (INPE, 2004).

Lawson, usando a potência termonuclear liberada nas reações de fusão e os termos de perdas devido à radiação no plasma (considerando apenas que seja radiação de “Bremsstrahlung”), obteve a condição para o valor mínimo que o produto $n\tau_E$, entre a densidade do plasma (n) e o tempo de confinamento de energia no plasma (τ_E), pode assumir em função da temperatura do plasma T (temperatura de íons e elétrons). O tempo

de confinamento de energia τ_E é o tempo característico da perda de energia térmica do plasma, quando este deixa de ser aquecido exteriormente.

A expressão para a potência perdida por radiação de “Bremsstrahlung” é dada por:

$$P_p = P_\beta = 5,35 \times 10^{-37} n^2 T^{\frac{1}{2}}.$$

Nesta equação T representa a temperatura dada em Kelvin e, n a densidade de partículas.

Podemos também obter uma expressão para a potência de aquecimento do plasma supondo um plasma composto apenas de Deutério e Trítio em que:

$$n_D = n_T = \frac{n}{2} \text{ e que a densidade dos elétrons é dada por: } n_e = n = n_D + n_T$$

A energia do sistema é dada por: $E = \frac{3}{2} nkT$, com k representando a constante de Boltzmann. Como temos 4 partículas em questão, obtemos:

$$E = 4 \frac{3}{2} nkT = 4 \frac{3}{2} \frac{n}{2} kT = 3nkT.$$

Logo a potencia de aquecimento necessária será dada por:

$$P_A = \frac{3nkT}{\tau_E}.$$

Lawson utilizou a conservação da energia e estas duas expressões com uma expressão apropriada para a potência nuclear das reações e obteve, assim, a condição mínima para um funcionamento rentável de um reator através do produto $n\tau_E$, ou seja:

A conservação da energia pede que:

$$\frac{\partial}{\partial t}(3nkT) = P_\alpha - P_p - P_A. \quad \text{I.1}$$

Na equação I.1 P_α é a potência devida às partículas carregadas, cuja expressão é dada por:

$$P_\alpha = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha. \quad \text{I.2}$$

Em que $\langle \sigma v \rangle_{DT}$ representa a seção de choque D-T e E_α a energia das partículas alfa.

Portanto teremos, substituindo em I.1 as expressões para P_α, P_p e P_A :

$$\frac{\partial}{\partial t}(3nkT) = \frac{1}{4} n^2 \langle \sigma v \rangle_{DT} E_\alpha - 5,35 \times 10^{-37} n^2 T^{\frac{1}{2}} - \frac{3nkT}{\tau_E}. \quad \text{I.3}$$

No equilíbrio temos: $\frac{\partial}{\partial t}(3nkT) = 0$.

O que leva a expressão I.3 à:

$$n\tau_E = \frac{12kT}{\langle\sigma v\rangle_{DT} E_\alpha - 2,14 \times 10^{-36} T^{1/2}} \quad \text{I.4}$$

A equação I.4 é a expressão sem considerar que as partículas perdidas do plasma podem ser reaproveitadas. Se nesta expressão substituirmos $T=10\text{KeV}$, obtemos $n\tau_E \approx 5.10^{14} (s.cm^{-3})$.

Se considerarmos que as partículas perdidas podem ser reabsorvidas com uma eficiência η , tal que (EUROPA, 2006).

$$\eta = \frac{P_\beta + 3nkT}{\frac{n^2}{4} \langle\sigma v\rangle_{DT} E_\alpha + P_\beta + \frac{3nkT}{\tau_E}} \quad \text{I.5}$$

E ainda estimando $\eta = \frac{1}{3}$, a expressão para o produto $n\tau_E$ I.4 fica escrita na forma:

$$n\tau_E = \frac{24kT}{\langle\sigma v\rangle_{DT} E_\alpha - 4,48 \times 10^{-36} T^{1/2}}$$

Nesta expressão substituindo $T=10\text{KeV}$, obtemos agora $n\tau_E \approx 10^{14} (s.cm^{-3})$

O gráfico mostrado na Figura I-6, fornece os valores para $n\tau_E$ de forma a suprir as condições de ignição de um futuro reator nuclear de forma rentável.

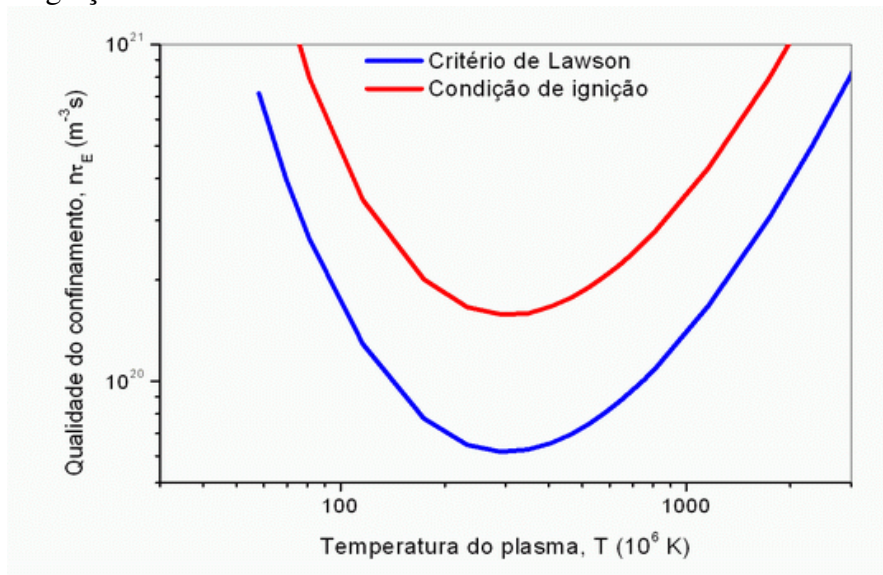


Figura I-6 - Gráfico $n\tau_E$ X Temperatura do plasma – Na figura a curva superior refere-se a condição de ignição e a curva inferior ao critério de Lawson (INPE, 2004).

Como argumento e explicação das considerações utilizadas nas equações acima, parte da potência termonuclear gerada pode ser retida no plasma. Nas reações deutério-trítio, por exemplo, isto se torna possível pelo aprisionamento magnético das partículas alfa geradas como produto da reação. O aquecimento suprido pelas partículas alfa compensa as perdas de potência, levando à ignição do plasma de forma que o aquecimento externo talvez possa até ser dispensado.

Avanços consideráveis têm sido obtidos na tentativa de melhorar a qualidade do confinamento e elevar a temperatura do plasma (T), utilizando-se basicamente dois grupos de dispositivos experimentais, que serão discutidos na próxima seção.

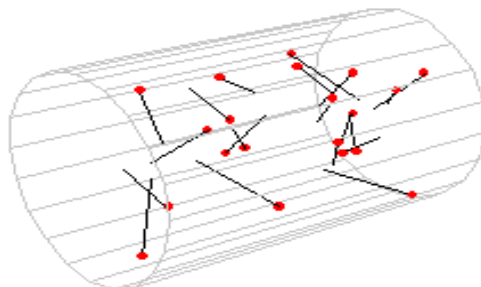
I.5 Confinamento do plasma.

Abandonado a ele próprio, um plasma ocupa, tal como qualquer gás, todo o espaço geométrico disponível, devido às colisões entre partículas. Como sua temperatura é muito alta, ele não pode ter contato com as paredes do recipiente que o contém, uma vez que, devido a trocas de calor, ele seria destruído. Como propostas para utilizar o plasma objetivando a obtenção da fusão nuclear em laboratório, surgiram dois grupos de dispositivos que são chamados de dispositivos inerciais e dispositivos de confinamento magnético.

O primeiro grupo, os dispositivos inerciais, é baseado no aquecimento de uma pequena pastilha congelada (*pellet*) por pulsos de radiação (laser, por exemplo), o que provoca a rápida evaporação da camada mais externa. Pela conservação da quantidade de movimento, surge uma onda de choque dirigida para o interior da partícula, produzida pela expansão do material quente na superfície da cápsula, comprimindo o núcleo da partícula.

Esta pastilha é composta de uma mistura de D+T que, quando comprimida a densidades da ordem de 10^{30} partículas/m³, propicia o surgimento de reações de fusão a temperaturas de 10^8 K. A inércia mantém o material da cápsula confinado durante tempo suficiente para que as reações termonucleares ocorram em níveis tais que a energia liberada seja maior que a depositada pelo pulso de radiação. O problema é que mesmo ocorrendo as reações nucleares, o confinamento, por enquanto, não é suficiente para satisfazer critério de Lawson.

O segundo grupo, os dispositivos magnéticos, baseia-se no fato do plasma ser composto por íons positivos e elétrons, os quais, na presença de campos magnéticos, movimentam-se em trajetórias helicoidais em torno das linhas de força do campo



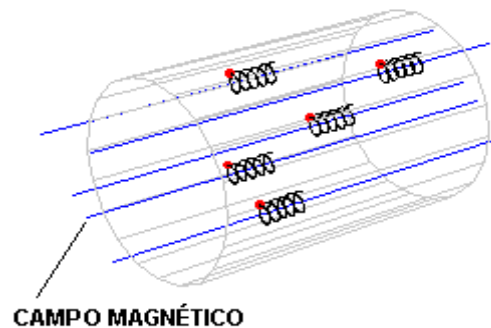
magnético, pois ficam sujeitas à força de Lorentz. A *Figura I-7* e *Figura I-8* mostram o comportamento de partículas carregadas sem a presença de campos magnéticos e na presença de tais campos.

Figura I-7 : Partículas livres de campo magnético (INPE, 2004)

Figura I-8 - Partículas em um campo magnético (INPE, 2004).

Neste grupo de dispositivo, destacam-se algumas máquinas experimentais, as quais diferem entre si, pela forma que a configuração das linhas de campo é criada. Descreveremos apenas as configurações que ainda são consideradas como possíveis dispositivos que poderão vir a compor o núcleo de um reator em uma central de fusão e algumas outras pelo seu valor histórico.

I.5.1 Configurações tipo espelho magnético



Têm a configuração das linhas de campo de forma curva, nas quais a intensidade do campo magnético é maior na região próxima às bobinas que criam o campo e menos intensa na região central (veja a Figura I-9).

Neste tipo de configuração, por conta da conservação do momento magnético das partículas, ocorre o efeito chamado de espelho magnético, o qual faz com que as partículas sofram reflexão, podendo ocorrer inversão no sentido da sua velocidade na direção paralela, nas regiões onde o campo magnético é mais intenso, ocasionando um movimento de oscilação das partículas entre as duas extremidades do espelho. Contudo, este movimento de oscilação das partículas é sujeito a perdas nas extremidades do espelho devido às colisões entre partículas. Devido a estas perdas, as configurações de tipo espelho magnético não são muito apreciadas como objeto de estudo para os reatores.

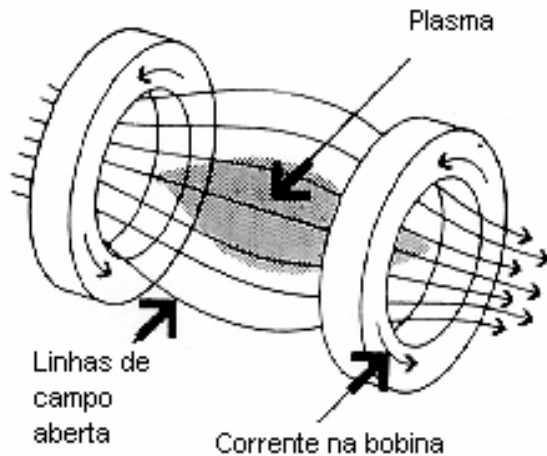


Figura I-9 - Configuração esquemática tipo espelho magnético.

I.5.2 Θ - pinch e Z - pinch

O, Θ -pinch e Z-pinch, são dispositivos abertos cilíndricos inadequados à fusão devido a grande perda de partículas pela extremidade. Estes dois dispositivos diferem quanto a forma e origem do campo magnético que sustenta o plasma longe das paredes.

No dispositivo Θ -pinch, o efeito pinch gera dentro do tubo, um campo magnético que cresce rapidamente com o tempo e induz no plasma uma corrente superficial com direção oposta à corrente na espira. O efeito é tal que o campo magnético não mais penetra no plasma.

Como conseqüência, a pressão exercida pelo campo magnético entre a espira e o plasma, faz com que este seja aquecido e comprimido. A Figura I-10 mostra o esquema deste dispositivo.

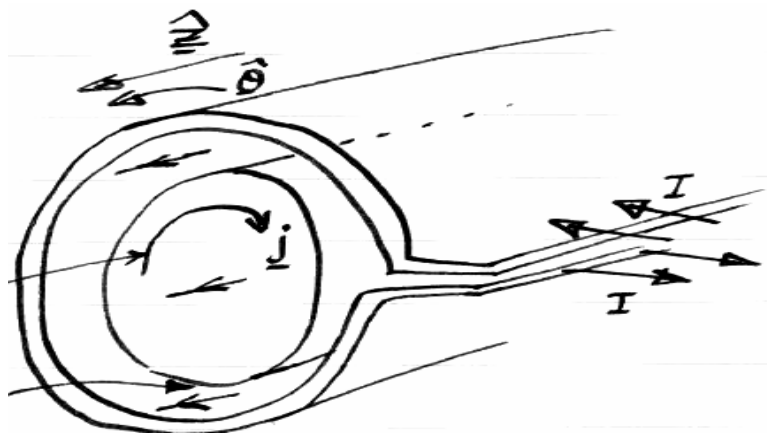


Figura I-10 – Configuração esquemática de um θ -Pinch

No dispositivo Z – *pinch* uma corrente elétrica paralela ao eixo do cilindro, dentro do plasma, produz um campo magnético poloidal que confina e comprime o plasma.

Esta corrente é induzida no plasma através de uma corrente variável que circula nas bobinas. As bobinas funcionam como o primário de um transformador. Durante este processo o próprio plasma funciona como secundário do transformador. A Figura I-11 mostra o esquema deste dispositivo.

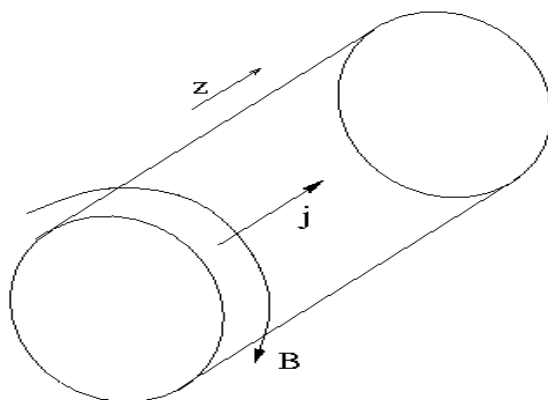


Figura I-11 – Configuração esquemática do Z - Pinch

I.5.3 Reversed Field Pinch (RFP)

É um dispositivo de confinamento toroidal em que o plasma apresenta uma tendência de se contrair na direção radial, quando é percorrido por uma corrente de alta intensidade (*efeito pinch*). Devido a esta corrente o campo toroidal inverte seu sentido no interior do plasma confinando-o parcialmente, mantendo assim sua estabilidade. Os campos que confinam o plasma neste dispositivo são relativamente mais baixos que os necessários para o confinamento em um tokamak, além de terem intensidade comparável nas direções toroidal e poloidal. Possui, porém, desvantagem de ser mais sensível a efeitos de turbulência não-linear, mas que, no entanto, é de grande utilidade para o estudo da magnetohidrodinâmica resistiva e para o estudo de plasmas astrofísicos.

1.5.4 O Stellarator

Nestes dispositivos, a helicidade das linhas do campo é produzida por um conjunto de bobinas, elas próprias tendo por vezes a forma helicoidal, não sendo induzida exteriormente nenhuma corrente no plasma. Este tipo de configuração não possui simetria axial, ou seja, o plasma modifica-se ao longo do toro. Hoje em dia estudam-se diversos tipos de *Stellarators* que diferem em particular na periodicidade das componentes toroidais e poloidais do campo.

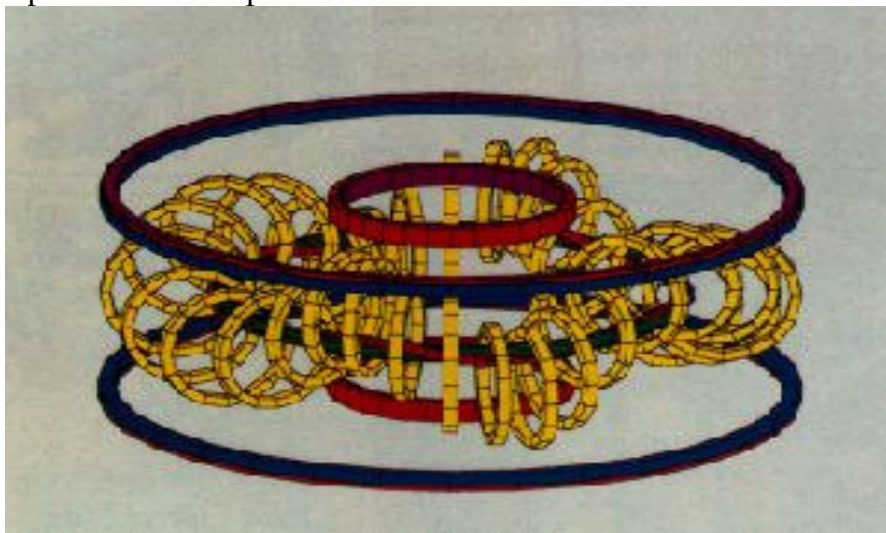


Figura I-12 - Esquema do Stellarator do tipo Heliac TJ-II (Ass. Euratom-CIEMAT, Madrid-E).

A grande vantagem de máquinas deste tipo é com relação aos custos de montagem e operacionais, uma vez que não exigem correntes externas e, conseqüentemente, sofrem menores tensões mecânicas.

1.5.5 O Tokamak

O Tokamak hoje é considerado como o dispositivo mais promissor na área da fusão nuclear controlada. O primeiro, construído por Golovin e Yavlinsky na antiga União Soviética, data de 1955. A origem do nome está ligada às palavras russas: “*Toroidalnaya Kamera Magnitnoi Katushki*”, que significam câmara toroidal e bobinas magnéticas.

Neste tipo de dispositivo, o confinamento do plasma se dá por meio de três campos (veja a Figura I-13). O primeiro campo, e o mais importante, é chamado de campo toroidal que será representado daqui em diante por \mathbf{B}_ϕ . Este campo é gerado externamente por correntes que percorrem um conjunto de espiras distribuídas ao redor do toróide (direção toroidal). O segundo campo chamado de campo poloidal, que será representado por \mathbf{B}_θ , é criado pela própria corrente de plasma na direção toroidal.

Neste dispositivo, a corrente de plasma é gerada devido a um campo elétrico no interior do toróide devido a um fluxo magnético gerado pelo transformador, decresce no tempo, enquanto percorre o núcleo de ferro do transformador.

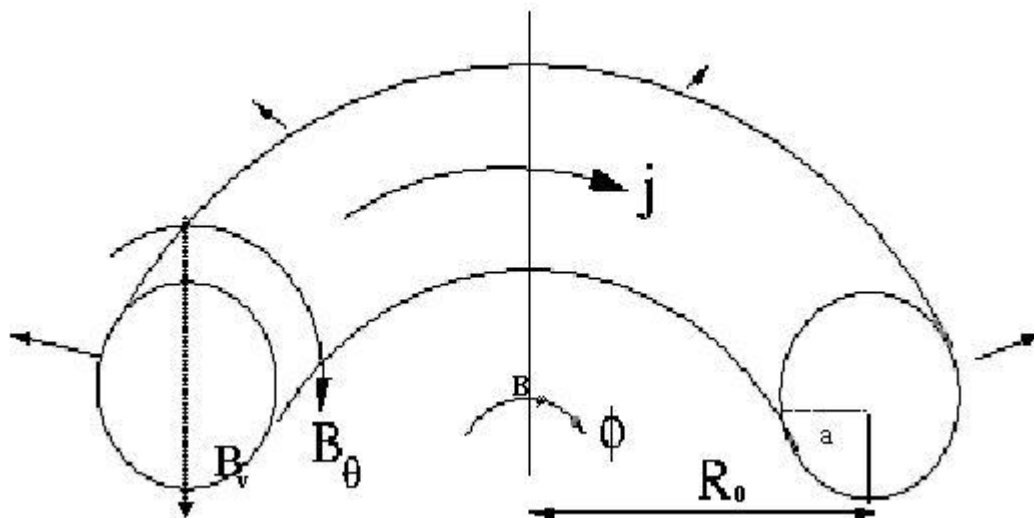


Figura I-13 - Desenho esquemático dos campos que confinam o plasma em Tokamaks. Na figura “ R_0 ” representa o raio maior e “ a ” o raio menor da câmara toroidal.

Sob ação deste campo elétrico induzido, elétrons e íons são acelerados em sentidos opostos, com velocidades diferentes devido à diferença de suas massas. O resultado disto é uma corrente líquida na direção toroidal chamada de corrente de plasma, que gerará o segundo campo, o campo poloidal. A soma vetorial do campo toroidal e poloidal resulta em um campo magnético de linhas helicoidais que tende a aprisionar as partículas do plasma.

O terceiro campo é um campo aplicado na direção vertical do toro que será representado por B_v conforme figura 1.13. Este campo cria uma força $\mathbf{J} \times \mathbf{B}_v$, que anula a expansão natural do plasma, originada do fato das paredes não serem condutores perfeitos, mantendo o plasma em equilíbrio.

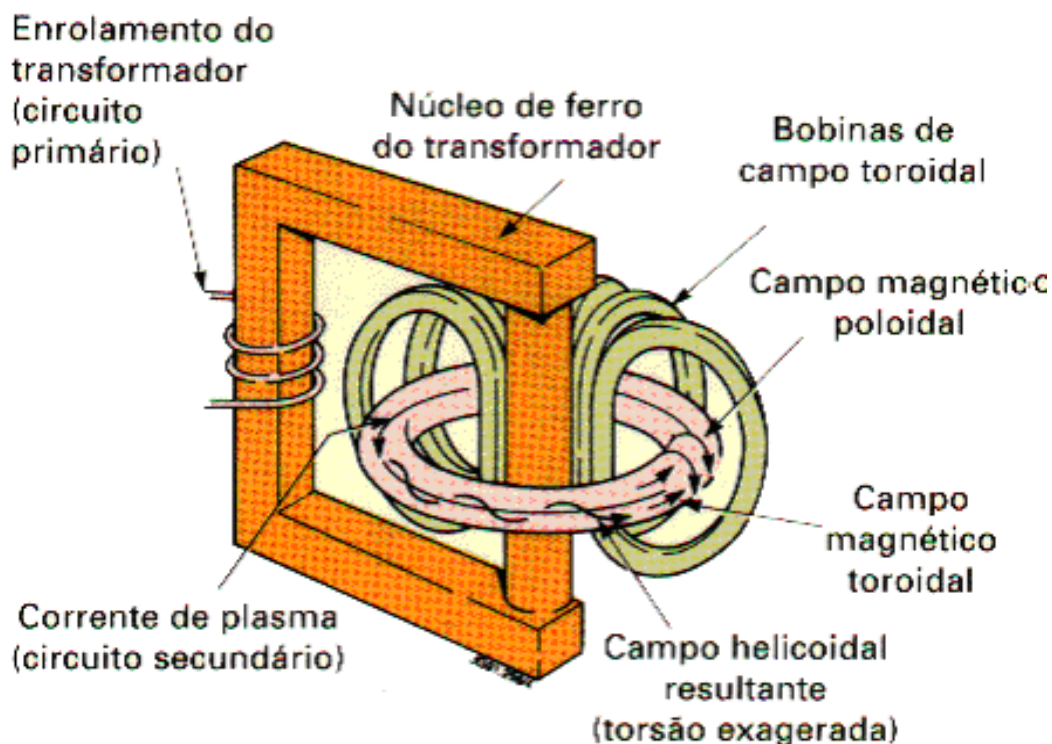


Figura I-14 - Desenho esquemático de um Tokamak (CFN, 2004).

O campo magnético resultante do confinamento, ainda assim, não é uniforme devido à não uniformidade do espaçamento entre as bobinas, tornando-se mais intenso na borda interna do que na borda externa do plasma.

Além disto, campos elétricos gerados dentro do plasma e a influência de fatores geométricos toroidais, fazem com que as partículas possam movimentar-se perpendicularmente ao campo magnético, gerando movimentos de deriva para íons e elétrons.

No movimento ao longo das linhas do campo magnético, as partículas que se movem no sentido da borda para o centro do plasma podem sofrer reflexão devido ao aumento do campo magnético neste sentido, tendendo a inverter o sentido original de seu movimento, em resposta ao surgimento de uma força, que tem por origem a maior intensidade do campo no lado interno do toro (efeito “espelho magnético”). Sofrendo reflexão estas partículas podem ser aprisionadas mais próximas à borda, o que provoca uma nova distribuição das partículas do plasma.

Ainda com relação às características geométricas do Tokamak, podemos dizer que a mais importante num tokamak é a razão de aspecto: um número maior que a unidade e que corresponde à razão entre o raio maior R_0 e menor do toróide a . Como pode ser visto na Figura I-15, Tokamaks com alta razão de aspecto ($(R_0/a \geq 3)$) têm a forma clássica de um toróide (chamados de convencionais) enquanto Tokamaks com baixa razão de aspecto ($(R_0/a \sim 1)$) apresentam formas próximas a da esfera (sendo chamados de “Tokamaks esféricos”). No Brasil, possuímos apenas um modelo de tokamak esférico localizado no INPE – Instituto de Pesquisas Espaciais São José dos Campos SP.

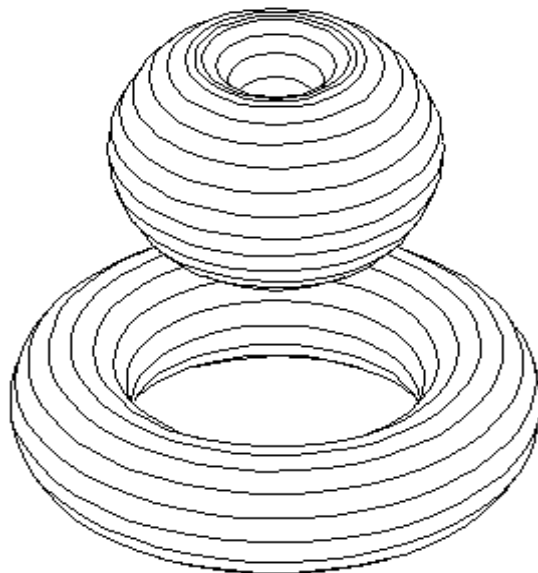


Figura I-15 – Diferença geométrica entre um Tokamak de baixa razão de aspecto para um de alta razão de aspecto (INPE, 2004).

I.6 Formas de aquecimento em Tokamaks

Inicialmente a corrente que circula no plasma, e que é responsável pelo surgimento do campo poloidal, aquece parcialmente o plasma por efeito Joule. Este processo é eficaz até uma temperatura da ordem de 1keV, além da qual a resistividade do plasma é demasiadamente baixa (aumento de temperatura ocasiona a diminuição da frequência de colisões, implicando assim em menor resistividade originada das colisões) para que exista uma dissipação significativa. Este primeiro processo é conhecido por “aquecimento ôhmico”, mas não é a única forma de se iniciar o aquecimento do plasma.

Outra forma de aquecimento é através da injeção de partículas neutras, na qual um feixe de íons, criado e acelerado fora da máquina de confinamento, é neutralizado antes de penetrar no plasma propriamente dito. Os átomos neutros são então ionizados no plasma, através de colisões, e posteriormente confinados pelo campo magnético. As colisões redistribuem a energia fornecida pelo feixe e a temperatura do plasma aumenta. Um dos problemas com este método é a dificuldade de se obter feixes de partículas neutras de alta intensidade.

Uma terceira forma de se aquecer o plasma está associada à injeção de ondas de radiofrequência. Este método é de grande interesse nos dias de hoje no que diz respeito às configurações magnéticas.

A interação destas ondas com o plasma produz aquecimento e propagação de novas ondas. A faixa de frequência destas ondas, para o estudo de aquecimento e geração de corrente, vai de alguns Megahertz (Ondas de Alfvén) até centenas de Gigahertz (Cíclotron Eletrônica). Neste método, o aquecimento dos elétrons é feito utilizando-se o chamado amortecimento de Landau utilizando-se, por exemplo, as ondas de Alfvén e a onda híbrida inferior. A onda de cíclotron eletrônica aquece os elétrons por transferência de energia na direção perpendicular ao campo. Já os íons podem ser aquecidos na ressonância ciclotrônica dos íons (~30–60 MHz), na ressonância híbrida inferior (~1-5GHz) e na

ressonância íon-acústica. Em se tratando de íons, o principal método de aquecimento e geração de corrente é por meio da onda de cíclotron iônica.

I.7 Geração de Corrente

Com relação ao estudo de geração de correntes por ondas de radiofrequência existem dois principais modelos a serem estudados.

O primeiro, de domínio da teoria linear, considera uma corrente toroidal gerada por uma onda monocromática que interage com o plasma e que tem uma amplitude tal que os elétrons ficam aprisionados no poço de potencial da onda, sendo por ela arrastados, estabelecendo a corrente.

O segundo modelo de domínio da teoria quase-linear, considera-se a interação de um “ensemble” de ondas, de pequena amplitude, com os elétrons do plasma, sendo que a corrente é gerada por um processo de difusão no espaço de velocidades (assimetria da função distribuição). Neste processo ocorre geração de corrente por transferência de momento ou energia (modificação da colisionalidade).

Em ambos os casos, tanto transferência de momento quanto aquecimento preferencial, a corrente é gerada pela quebra da simetria da função distribuição dos elétrons, ou seja, transfere-se momento a elétrons com baixa ou alta velocidade em relação à velocidade térmica na direção paralela ao campo magnético. No caso de transferência de momento para elétrons com baixa velocidade, podemos utilizar ondas de Alfvén para efetuar o aquecimento. A eficácia do processo para regimes de baixa velocidade, quando comparados com a velocidade térmica das partículas, deve-se à razão de proporcionalidade entre a eficiência na geração de corrente (J/P_d), em que J é a corrente gerada e P_d é a potência absorvida pelo plasma e a componente da velocidade na direção paralela ao campo magnético (v_{\parallel}); ou seja, $J/P_d \approx v_{\parallel}^{-1}$. No caso de a interação se dar com partículas com alta velocidade, a onda híbrida inferior pode ser utilizada. Nesse caso, a eficiência do processo é garantida pelo fato que, para elétrons com alta velocidade, a eficiência na geração de corrente é proporcional ao quadrado da velocidade na direção paralela $J/P_d \approx v_{\parallel}^2$, sendo que (v_{\parallel}) está diretamente ligada com a frequência de colisões (FISCH, 1987).

No processo de aquecimento preferencial sabemos que a colisionalidade dos elétrons, com alta velocidade na direção paralela, em relação à velocidade térmica. Para este fim, podemos utilizar a onda de cíclotron eletrônica. Como no caso de transferência de momento discutido no parágrafo anterior, a eficácia do processo é garantida pela proporcionalidade da eficiência com o quadrado da componente da velocidade na direção paralela.

I.8 Barreiras de transporte

Em regiões próximas onde ocorre a interação onda-partícula observa-se que o tempo de confinamento de partículas aumenta, com conseqüente redução no transporte de partículas e aumento de temperatura local. Estas regiões, onde o coeficiente de transporte é reduzido, ficaram conhecidas como barreiras de transporte: barreiras de transporte externas (ou do inglês, ‘*Edge Transport Barrier*’ - ETB) quando ocorrem próximas da borda, e barreiras de transporte internas (ou do inglês, ‘*Internal Transport Barriers*’ – ITB) quando ocorrem na região central do plasma. As primeiras observações da barreira da borda se

deram no Tokamak ASDEX em 1982 (WAGNER et al, 1982) e as barreiras internas foram observadas em meados da década de 1990 (LEVINTON, 1995).

Uma vez que estas favorecem o aquecimento local, era necessário descobrir como elas se formavam e como podem evoluir no tempo. Hoje sabemos que estas barreiras podem se formar espontaneamente na borda do plasma, o que leva a uma transição tipo confinamento baixo (*L-mode*) para um modo de alto confinamento (*H-mode*); a chamada transição L-H.

Neste trabalho pretendemos estudar a influência das barreiras de transporte com relação à modificação de alguns parâmetros do plasma durante a absorção das ondas, como temperatura dos elétrons, densidade, geração de corrente e eficiência na geração de corrente, que serão detalhados e descritos no decorrer dos próximos capítulos.

Utilizando ondas de radiofrequência, especificamente a onda de cíclotron eletrônica, podemos determinar com precisão o local de deposição de potencia da onda, ou seja, onde se dará a absorção ou até mesmo alterar e controlar alguns parâmetros de interesse do plasma, como perfil de temperatura e corrente. Podemos também controlar possíveis instabilidades que surgem no plasma e que rapidamente podem destruí-lo.

I.9 Instabilidade em plasmas

As instabilidades em plasmas surgem quando há uma amplificação de ondas excitadas externamente ou auto-excitadas. Uma instabilidade só pode existir quando existe uma fonte cuja energia pode ser transformada em energia de onda. Esta energia pode ser uma energia potencial, energia de uma outra onda ou energia cinética do plasma. Quando a fonte de instabilidade é a energia potencial, a instabilidade é classificada como macroinstabilidade ou instabilidade de espaço de configuração. Quando a fonte é de energia cinética das partículas, a instabilidade é chamada de microinstabilidade ou instabilidade do espaço de velocidades. No caso da energia ser cedida por uma outra onda dizemos que temos uma instabilidade paramétrica ou de decaimento.

Podemos citar como exemplo de macroinstabilidade a instabilidade tipo “salsicha”, que aparece no plasma quando uma grande corrente for induzida ao longo de um plasma colunar, ocasionando uma separação de cargas.

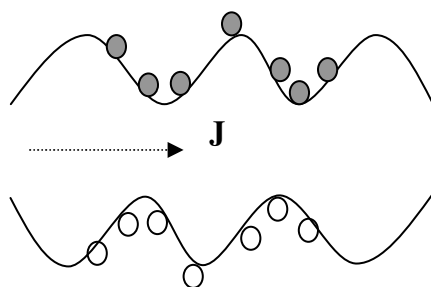
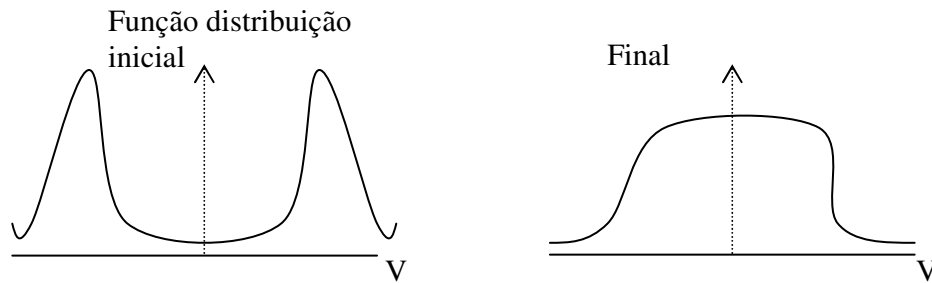


Figura I-16– *Instabilidade de Salsicha*

Como exemplo de microinstabilidade, podemos citar a chamada instabilidade de duas-correntes. Este tipo de instabilidade ocorre quando dois grupos de elétrons possuem uma velocidade relativa maior que a velocidade térmica de cada um deles.

Um esboço da função distribuição dos elétrons no início da formação da instabilidade e na sua forma ao final é mostrada na Figura I-17.

Figura I-17– *Instabilidade de duas correntes*



Um outro tipo de instabilidade é chamado de instabilidade tipo "Flauta". Ocorre quando um campo magnético externo é aplicado paralelamente à coluna de plasma.

As instabilidades ainda podem ser refinadas em mais duas subclasses:

1. Instabilidades eletrostáticas: são instabilidades associadas ao aumento local de carga ou a separação destas. Para este tipo de instabilidades assumimos que o campo elétrico é derivado de um potencial escalar. Este tipo de instabilidade cresce muito rapidamente destruindo rapidamente o confinamento do plasma.
2. Instabilidades eletromagnéticas: este tipo de instabilidade é associado ao aumento de densidades de correntes no plasma. Para estas instabilidades $\nabla \times \mathbf{E} \neq \mathbf{0}$, e as equações completas de Maxwell são utilizadas para a análise deste tipo de instabilidade.

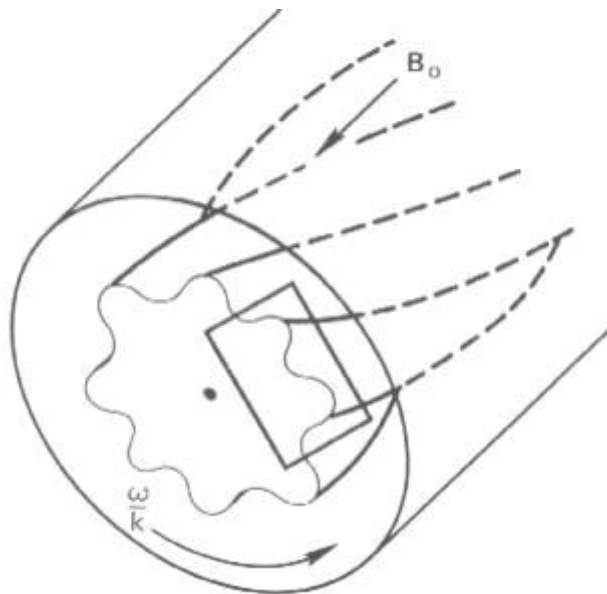


Figura I-18 - *Derivas devido a uma instabilidade tipo "flauta", numa coluna de plasma magnetizado.*

Em nosso trabalho, consideraremos apenas instabilidades de origem magnética e seu efeito gerador do transporte radial de partículas.

Para plasmas ôhmicos, na ausência de turbulência magnética, a função distribuição dos elétrons será levemente perturbada em relação a uma maxwelliana. Nestas situações a função distribuição é chamada de Spitzer-Härm. Já na presença de turbulência de origem magnética, as características de função distribuição do tipo não maxwelliana começam a aparecer à medida que aumentamos a coordenada radial da seção poloidal do plasma.

Este processo de difusão radial é importante, por exemplo, para plasmas com corrente gerada pela onda híbrida inferior, uma vez que a corrente não-indutiva é transportada pelos elétrons supertérmicos, para os quais a difusão radial pode facilmente dominar as colisões.

Para os casos em que a turbulência magnética tem nível dado por $\tilde{b} \leq 10^{-4}$ (em que $\tilde{b} = \tilde{B}/B$ sendo \tilde{B} o campo turbulento perturbado e B o campo de equilíbrio), ela se torna um fator importante na eficiência da geração de corrente e no perfil de corrente gerada (GIRUZZI, 1992).

O objetivo geral deste trabalho é estudar a eficiência na geração de corrente, na presença de barreiras de transporte, utilizando a onda híbrida inferior e a onda de cíclotron eletrônica. Consideraremos também o nível de perturbação magnético. Serão estudados também outros parâmetros do plasma na presença da barreira e com diferentes níveis de perturbação magnética.

O trabalho segue organizado da seguinte maneira. No Capítulo II faremos uma revisão bibliográfica sobre a geração de corrente não indutiva, o transporte de partículas e as barreiras de transporte. No Capítulo III, descreveremos o processo de formação das barreiras de transporte, a teoria quasilinear e a equação de Fokker-Planck, a qual descreve a evolução temporal da função distribuição. No Capítulo IV apresentaremos os resultados das simulações e os discutiremos. No Capítulo V apresentaremos as principais conclusões tiradas deste trabalho.

Capítulo - II Revisão bibliográfica.

II.1 Geração de corrente em Tokamak

II.1.1 Histórico

Em máquinas tipo Tokamak, a corrente toroidal é gerada por um regime pulsado (indução eletromagnética), expondo a máquina a elevadas tensões elétricas, mecânicas e térmicas. Estes fatores causam sérios problemas à engenharia de construção e manutenção destas máquinas. A fim de eliminar este problema devemos gerar a corrente toroidal de forma contínua, eliminando a necessidade de corrente gerada por indução e seus inconvenientes. Uma vez que o regime pulsado utiliza o chamado aquecimento ôhmico a temperatura que o sistema pode atingir é limitada.

Vários métodos têm sido propostos para gerar corrente em regime contínuo. Alguns se mostraram eficientes, a ponto de serem utilizados em futuros reatores de fusão, de forma a ultrapassar as condições de ignição. Por exemplo, o ITER¹ utilizará esquemas para

¹ **ITER**, é um projeto de cooperação internacional envolvendo a China, União Europeia e Suíça (representada pela Euratom), Índia, Japão, Coréia do Sul, Rússia e Estados Unidos da América, sob o patrocínio da IAEA (Agência Internacional de Energia Atômica). O ITER

geração de corrente e aquecimento do tipo: injeção de partículas neutras, onda de cíclotron eletrônica e onda híbrida inferior.

Hoje em dia um dos métodos que desperta grande atenção na área de geração de corrente não indutiva é a injeção de ondas de radiofrequência, a qual foi testada pela primeira vez em plasmas na década de 50 (*apud* ALTAIR, 1988).

Na época os resultados obtidos nesse experimento não tiveram a devida atenção, sendo reconhecidos apenas após os trabalhos teóricos realizados entre 1978-1980 (FISCH, 1978; FISCH E BOOZER, 1980), quando se iniciaram os estudos visando o uso de ondas de radiofrequência para geração de corrente, utilizando a onda híbrida inferior (KRALL e TRIVELPIECE, 1986).

Em outro trabalho realizado em meados da década de 1980 (KARNEY e FISCH, 1986), mostrou-se que, para produzir uma corrente não indutiva na direção toroidal, deveria se produzir uma assimetria no movimento eletrônico nesta direção, maximizando a eficiência na geração de corrente.

De forma a obter esta assimetria no movimento eletrônico, as ondas de radiofrequência começaram a se destacar, e na década de noventa já aparecia como método mais promissor com relação ao assunto (BARBATO, 1998).

Neste trabalho consideramos a ação de duas ondas de radio frequência, a onda híbrida e onda de cíclotron eletrônica, que serão descritas nas próximas seções.

II.1.2 A onda híbrida – Teoria básica e experimentos

A onda híbrida inferior (ou do inglês, '*Lower Hybrid*' - LH) mostrava-se teoricamente eficaz, uma vez que carrega grande quantidade de momento na direção paralela, podendo assim ser utilizada para aquecer elétrons na direção toroidal. A interação destes elétrons com a onda ocorre somente para aqueles cuja velocidade está próxima à velocidade de fase da onda.

A Figura II-1 mostra o efeito da interação da onda com os elétrons na função distribuição.

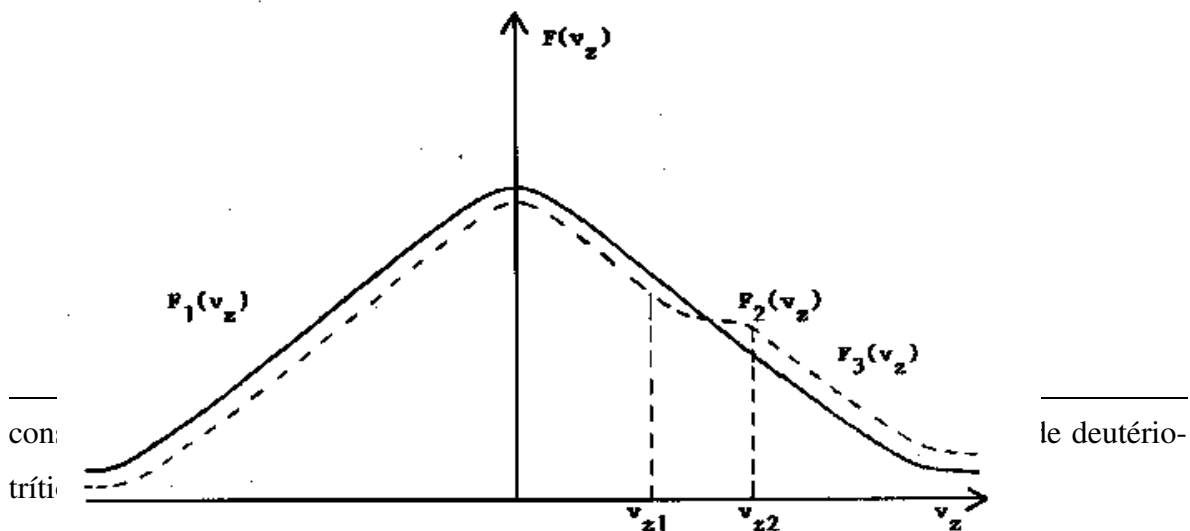


Figura II-1 – Região de absorção da LH próxima a velocidade de fase da onda

O mecanismo de absorção neste processo é conhecido pelo nome de amortecimento de Landau. As partículas interagentes com a onda híbrida obedecem à condição de ressonância de Cherenkov:

$$\omega - \mathbf{k} \cdot \mathbf{v} = 0 \Rightarrow \omega - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0. \quad \text{II-1}$$

Na equação II-1 k_{\parallel} representa o módulo do vetor de onda na direção paralela. Este mecanismo de absorção é limitado pelo índice de refração paralelo n_{\parallel} , em que n_{\parallel} é dado pela expressão: $n_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$; uma vez que este é inversamente proporcional à velocidade de fase (ω/k_{\parallel}). Quanto maior n_{\parallel} , menor será a velocidade de fase e, portanto, a absorção dar-se-á mais próxima da borda onde a temperatura das partículas é menor. Logo, existe uma imposição limite mínimo para o índice de refração, de forma que a onda só interaja com um determinado grupo de elétrons, dada por (DUMONT, 2000):

$$n_{\parallel} < \frac{n_L}{\sqrt{T_e}}. \quad \text{II-2}$$

Onde n_L , representa o índice de refração limite que correspondendo a um número entre 6 e 7 e T_e representa a temperatura dos elétrons.

Na década de 1970, acreditava-se que seria mais fácil acelerar elétrons térmicos ($v_{\parallel} < v_T$), uma vez que a razão entre a energia absorvida e a corrente produzida é inversamente proporcional à componente (v_{\parallel}) do elétron.

Contudo, para elétrons supertérmicos ($v_{\parallel} \geq v_T$), as colisões coulombianas diminuem sensivelmente, de modo que a corrente devida a esses elétrons se mantém por um tempo maior do que para elétrons térmicos. A razão de escolhermos a velocidade limite $v_{\parallel} \geq v_T \gg v_T$, é que elétrons térmicos, que possuem a componente v_{\perp} da ordem de v_T , são capturados pelas inhomogeneidades do plasma e a geração de corrente por difusão de partículas, neste caso, fica prejudicada (FISCH, 1978).

Como vimos anteriormente na seção II-1, tanto a transferência de momento quanto a transferência de energia das ondas, para os elétrons, só podem ser realizadas na condição de ressonância de cada onda. Em virtude disso, um elétron com $v_{\parallel} \cong \omega/k_{\parallel}$ interage com a onda como se o campo da onda fosse um campo estacionário, de forma que ocorra a realização de trabalho sobre ele e também transferência de energia. Os elétrons que estão fora de fase com a onda “enxergam” o campo da onda como um campo oscilante no tempo, de forma que média temporal do trabalho torna-se nula.

Para os elétrons que interagem com a onda híbrida, a interação onda-elétron via amortecimento de Landau provoca uma assimetria na função distribuição, pois são aquecidos apenas aqueles elétrons que se movimentam em uma direção preferencial do toro, provocando assim o aparecimento de uma corrente.

Estudos realizados nas décadas de 80-90 (BERNABEI, 1982; SUCCI, 1987; PURI, 1993; TAKAHASCHI, 1994) mostraram que a utilização da LH apresenta um problema

fundamental com relação à geração de corrente, conhecido como “brecha espectral” (“*spectral gap*”), que não permite a conciliação entre os resultados teóricos e as medidas experimentais já obtidas para a corrente gerada. Esta brecha corresponde à janela em n_{\perp} na qual a onda híbrida pode penetrar no plasma, que é menor que n_{\parallel} de ressonância.

Como a onda deve encontrar um índice de refração menor que o índice necessário para ressonância, então nesta situação não deveria ocorrer interação entre onda e partículas. Uma possível explicação para a ressonância é que, primeiro, a onda entra no plasma com um n_{\parallel} paralelo limitado e, após sofrer múltiplas reflexões dentro do plasma, aumenta seu valor para daí interagir com as partículas.

Devido ao fenômeno da brecha espectral a teoria tem previsto sempre resultados menores que as medidas.

Algumas hipóteses já foram levantadas anteriormente para explicar este efeito (BONOLI, 1984; ANDREWS, 1985):

- a. A geometria toroidal do Tokamak seria responsável por um aumento no valor de k_{\perp} de uma onda incidente no sistema, suficiente para haver decaimento da onda;
- b. A interação da onda híbrida com elétrons, na região turbulenta na periferia do plasma, provocaria um aumento no valor de k_{\perp} ;
- c. A geração não linear de harmônicos.

Apesar de o levantamento destas hipóteses (e outras) não há conclusão definitiva sobre como ocorre o preenchimento desta brecha espectral.

Recentemente foi proposta a utilização da onda híbrida com a finalidade de melhorar o confinamento em regimes de Tokamak. Desta forma, vários experimentos têm sido realizados de forma a controlar modos MHD e instabilidades do tipo eletromagnéticas que surgem e podem destruir rapidamente o confinamento. No Tokamak JET, por exemplo, a sua utilização durante a fase de crescimento da corrente, seguida ou não da injeção de feixe de partículas neutras, favorece a formação de barreiras de transporte internas (MAILLOUX et al., 2002), que serão esplanadas ainda neste capítulo. A onda híbrida neste processo age de forma a se obter um “*shear* magnético negativo” na região de ressonância.

O *shear*² magnético mede a variação do fator de segurança de uma superfície magnética para outra, sendo um fator também importante para analisarmos a estabilidade do plasma. Ele é responsável pela estabilização de alguns modos MHD e turbulências do tipo eletromagnéticas que surgem no plasma. O *shear* é definido matematicamente a partir do chamado fator de segurança (q), segundo (TERRY, 2000):

$$s = \frac{r}{q} \left(\frac{dq}{dr} \right).$$

O fator de segurança q (função da coordenada radial r), representa o número de voltas que uma linha de campo executa na direção poloidal com relação a uma volta completa na direção toroidal.

² Apesar de haver uma tradução para a palavra *shear*, cisalhamento, preferimos ao termo em inglês por ser de uso corrente na área.

Tanto o *shear* quanto o fator de segurança q são funções da superfície magnética. De acordo com a trajetória da linha de campo magnético, pode-se classificar a superfície magnética em racional, ergódica ou estocástica. As superfícies racionais são aquelas em que as linhas de campo se fecham após um número finito de voltas na direção toroidal. Quando as linhas de campo não se fecham, mas cobrem toda a superfície magnética, esta é do tipo ergódica. Quando a linha de campo preenche certo volume, então se tem uma região de estocasticidade.

No início deste século, foram detectados alguns problemas relacionados à utilização da onda híbrida para gerar corrente, especificamente no mecanismo de absorção. Este mecanismo é reduzido em reatores de fusão devido à presença de íons energéticos e de partículas alfa, que, juntamente com os elétrons, interagem com a onda híbrida. Estes íons energéticos são gerados por outros mecanismos usados para o aquecimento do plasma como, por exemplo, no aquecimento por ondas de cíclotron iônica e injeção de partículas neutras. Vários experimentos atuais indicam a ocorrência da absorção da onda híbrida por estes íons. Um estudo para compreensão deste novo mecanismo de absorção pode ser encontrado em ZIEBELL, 2000.

A primeira demonstração experimental na qual se obteve corrente de forma não indutiva com a utilização da onda híbrida, ocorreu em experimentos no Tokamak JFT-2 (MIYAMAMOTO, 1980). Mesmo assim grandes avanços só ocorreram em máquinas grandes após 1986, utilizando-se também outros tipos de sistemas como injeção de partículas neutras e onda de cíclotron eletrônica, tendo como precursor o Tokamak JT-60.

Por exemplo, em experimentos realizados com a LH para a geração de corrente no Tokamak Tore Supra, obtiveram-se resultados satisfatórios. Nestes experimentos com densidade média eletrônica de $4,0 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ e potência de 4MW inicialmente, obteve-se uma corrente gerada de 850kA (MOREAU, 1992). Para o Tokamak JT-60U, valores da ordem de 3,5 MA foram obtidos para a corrente não indutiva gerada, utilizando-se 4,8 MW para a LH e uma densidade média de $1,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ (IKEDA, 1995), e para o JET, valores da ordem de 3MA também foram registrados (EKEDHAL, 1997).

Mesmo com avanços tecnológico, experimental e teórico, não conseguimos de maneira eficiente gerar corrente a ponto de utilizar este método para uma usina elétrica baseada na fusão. Mesmo assim, comparando com outros sistemas existentes na área de geração de corrente, a onda híbrida ainda é considerada como um dos métodos mais eficiente e promissor no estudo para geração de corrente não indutiva (BARBATO, 1998).

Em experimentos de corrente não indutiva, além da corrente gerada, devemos também analisar a eficiência na geração de corrente (η).

Como elétrons acelerados pela interação onda-partícula geram uma densidade de corrente expressa por $\Delta j = q\Delta v_{\square}$ e usando a variação da energia como $\Delta E = mv_{\square}\Delta v_{\square}$, estes elétrons devem estar acelerados em intervalos de tempo correspondentes a $1/\nu$, em que ν é a frequência de colisões, de modo a manter a energia. Logo, a potência para manter a corrente produzida por estes elétrons deve ser dada por $P = \nu\Delta E$. Usando estas definições, a eficiência pode ser estimada fazendo a consideração que a única corrente presente no plasma é a corrente gerada (J) pelas ondas, segundo (FISCH, 1987):

$$\eta = \frac{J}{P} = \frac{q}{mv_{\parallel}v}$$

Levando-se em conta que a frequência de colisões é proporcional a v^{-3} , a utilização da onda híbrida em regimes de altas velocidades, implica que:

$$v_{\perp} \ll v_{\parallel}, \text{ logo } v \approx v_{\parallel} \text{ e } \frac{J}{P} \approx v_{\parallel}^2.$$

Para regimes de baixa velocidade na direção paralela, é válida a relação:

$$v_{\perp} \gg v_{\parallel}, \text{ onde } v \approx v_{\perp} \text{ e } \frac{J}{P} \approx v_{\parallel}^{-1}.$$

Para esta condição devem-se utilizar ondas com baixa velocidade de fase como, por exemplo, a onda de Alfvén.

Para análise da eficiência na geração de corrente, são utilizadas simulações numéricas dos experimentos. Estas simulações aproximam-se de condições já observadas em Tokamaks.

Em nosso trabalho, como já citado, a eficiência na geração de corrente será um parâmetro analisado por meio de simulação numérica. Nossos resultados serão apresentados no capítulo 4.

II.1.3 Onda de cíclotron eletrônica – Teoria básica e experimentos

A onda de cíclotron eletrônica também pode ser utilizada para gerar corrente, pois transporta grande quantidade de energia na direção perpendicular ao campo. É uma onda de alta frequência (dependente do campo, mas geralmente tem frequência maior que 30GHz). Em sua utilização, podemos desprezar o movimento dos íons, devido à grande diferença entre sua faixa de ressonância e a frequência iônica (~30–60 MHz, também dependente do campo magnético).

Existem dois métodos a serem considerados na utilização da onda de cíclotron eletrônica com o objetivo de gerar corrente (ou do inglês, *Electron Cyclotron Current Drive* - ECCD):

- O primeiro conhecido como mecanismo de Fisch-Boozer, no qual a corrente é gerada por uma assimetria na resistividade do plasma.
- O segundo conhecido como método de OHKAWA, induz uma assimetria nos elétrons aprisionados.

Em nosso trabalho utilizamos o método de Fisch-Boozer, mas uma boa comparação entre os métodos pode ser obtida com a leitura de DECKER, 2003.

De modo geral, o mecanismo de absorção desta onda pode ser explicado da seguinte maneira. Os elétrons ressonantes absorvem energia da onda, provocando um aumento da velocidade perpendicular destes, sem mudança significativa em sua velocidade paralela. Com isto a energia total dos elétrons aumenta, diminuindo assim a colisionalidade. Isto ocorre porque a onda de cíclotron aquece apenas os elétrons que se movimentam em uma dada direção toroidal. Assim, se considerarmos um tempo acima do tempo de colisão dos elétrons e se estes elétrons estão bem confinados, isto contribuirá para um aumento da corrente toroidal dada por $J_e = -nev_{\parallel}$.

Dessa forma, os elétrons que foram preferencialmente aquecidos colidem menos com os íons que circulam em direção oposta. O resultado é uma corrente líquida, com elétrons se movendo para um lado e íons para o outro (FISCH, 1987).

No Tokamak T-10 os primeiros resultados obtidos com a utilização da onda de cíclotron apresentaram uma corrente não indutiva da ordem de 170 kA, utilizando-se como parâmetros de máquina: $B_T = 2,78$ T, potência injetada aproximada de 1,46 MW e densidade média de $2,2 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$. Nestes experimentos foi obtida uma eficiência média acima de 0,1 A/W (ALIKAEV, 1992).

Nestes experimentos realizados no Tokamak T-10, os valores de corrente não-indutiva gerada no primeiro harmônico da onda de cíclotron eletrônica concordam aproximadamente com os valores calculados pelo código TORAY, mostrados na Figura II-2 (DNESTROVSKIJ, 2001).

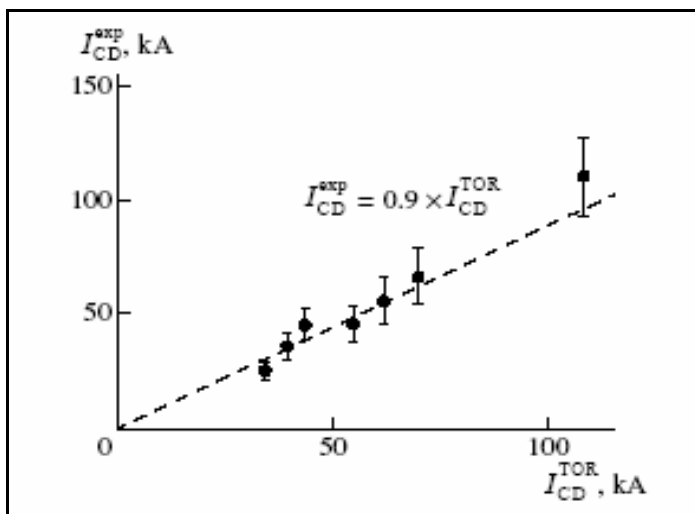


Figura II-2 – Comparação entre valores experimentais e de simulações com o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001)

A onda de cíclotron neste Tokamak ainda é utilizada como forma de aquecimento auxiliar. A grande vantagem da utilização da onda de cíclotron eletrônica para o aquecimento é que ela possibilita a deposição de potência localizada (ALIKAEV, 2000), permitindo assim aquecer especificamente elétrons de uma determinada região do plasma.

Durante a utilização da onda de cíclotron eletrônica no Tokamak T-10, observou-se que, durante a transição de baixo confinamento para alto confinamento (L-H), se a temperatura dos elétrons aumenta próximo ao centro, a densidade também aumenta (ESIPCHUK, 1995).

Experimentos realizados no Tokamak JT-60U mostraram a geração de corrente não indutiva, espacialmente localizada, da ordem de 0,74 MA. Nestes experimentos, ainda foi observado o comportamento da corrente gerada com relação à temperatura eletrônica, sendo relatado um aumento na corrente associada ao aumento da temperatura dos elétrons. No estudo relacionado à eficiência na geração de corrente foram fixados valores de

temperatura dos elétrons e modificados valores de densidade, sendo observado que quanto maior a densidade n_e , maior a eficiência na geração de corrente (SUZUKI et al., 2004).

Vários estudos também foram realizados no Tokamak DIII-D utilizando-se a onda de cíclotron. Por exemplo, estudos relacionados a elétrons aprisionados mostraram que a eficiência na geração de corrente decai com o raio do Tokamak, em Tokamaks com plasmas de baixo β^3 ($\beta \leq 0,2$), mas não decresce com o raio para plasmas de alto β ($\beta \geq 0,5$). A dependência com Beta pode ser estudada em (PETTY, 1999).

Em LUCE (1999), podemos verificar que os valores calculados teoricamente no centro do plasma para a eficiência na geração de corrente, concordam com os valores experimentais medidos nesta região. Mas estes valores experimentais medidos na borda para a eficiência excedem em muito os valores teóricos aí calculados. A explicação para isto é que os elétrons ficam aprisionados em regiões próximas a borda teoricamente, mas experimentalmente este efeito é reduzido devido à colisionalidade efetiva entre os elétrons, aumentando assim a eficiência na geração de corrente (PETTY, 1999).

Uma outra possibilidade da utilização da onda de cíclotron é o controle de instabilidades MHD e controle externo sobre alterações de parâmetros locais nas superfícies racionais. O controle de instabilidades MHD pode ser obtido controlando-se o perfil da densidade de corrente gerada, evitando assim a destruição do plasma. Um modo de instabilidade, que pode ser controlado usando onda de cíclotron, são os chamados *tearing modes*. Uma descrição completa do assunto pode ser obtida em (PRATER, 2004).

Pode-se também modificar o perfil de $q(r)$ ou do *shear* com a utilização da onda de cíclotron eletrônica (ALIKAEV, 2000).

No Tokamak TEXTOR-94, o segundo harmônico da onda de cíclotron eletrônica (na frequência de 110 GHz e potência média de 270 KW), associada à injeção de partículas neutras é utilizada como forma de aquecimento auxiliar (SCHÜLLER, 2001).

II.1.4 Sinergia entre as ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior.

Hoje o estudo associando ondas de cíclotron e híbrida inferior para a geração de corrente já está avançado. O estudo da sinergia entre elas é objeto de pesquisa de vários autores.

Aqui se leva em conta que a corrente gerada pela onda híbrida inferior associada com a onda de cíclotron é maior que a soma da ação de ambas separadas. A base teórica da sinergia alicerça no fato de que, inicialmente utilizando-se a onda híbrida, são gerados elétrons supertérmicos que aparecem como uma cauda de elétrons rápidos na função distribuição e que, posteriormente, também poderão interagir com a onda de cíclotron eletrônica. Este efeito de interação é o que chamamos de sinergia das ondas e é representado pela desigualdade (DUMONT e GIRUZZI, 2004):

$$I_{LH+EC} > I_{LH} + I_{EC}$$

³ O parâmetro beta β é utilizado para avaliar a eficiência do confinamento em máquinas do tipo Tokamak. É definido pela razão entre a pressão do plasma e a pressão do campo magnético, $\beta = P / (B^2 / 2\mu_0)$.

A ação conjunta destas ondas foi observada no Tokamak Tore Supra, no qual a corrente gerada aumentou por um fator da ordem de quatro. Este experimento foi realizado sob condições de um plasma estacionário e seus resultados são expressos de acordo com o gráfico da Figura II-3, apresentado por (DUMONT e GIRUZZI, 2004).

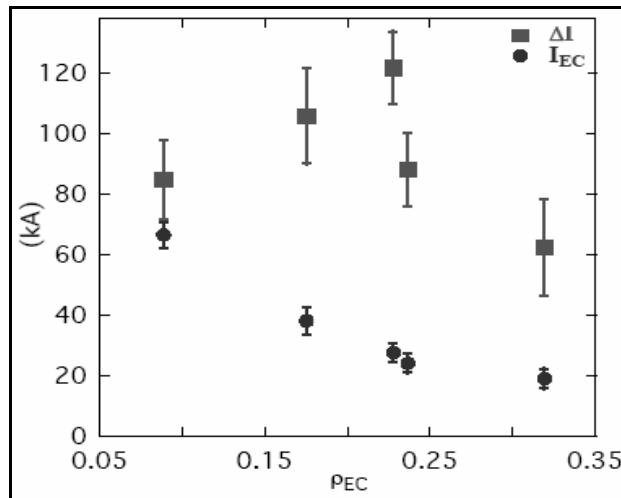


Figura II-3 – Corrente conjunta gerada pelas LH e EC representada por ΔI e corrente gerada pela ação da EC sozinha I_{EC} .

Uma outra vantagem ainda em estudo, utilizando-se a combinação de ambas as ondas, é o controle do perfil de segurança q , que permite a formação das barreiras de transporte mais facilmente (DUMONT e GIRUZZI, 2001).

II.2 Transporte em Plasma de Tokamak

II.2.1 Histórico

Sabemos que o confinamento de energia e de partículas é limitado pelos processos de difusão, convecção e perda de radiação pelo plasma, mas pode ser melhorado aumentando-se o tamanho das máquinas ou aumentando o campo magnético. Porém estas medidas significam uma elevação de custos operacionais e montagem. Desta forma, para a obtenção da fusão nuclear é necessário um bom entendimento de como ocorrem os processos de aquecimento e transporte de partículas.

Durante várias décadas os valores do coeficiente de transporte, medidos experimentalmente, divergiram de seus valores previstos teoricamente, superando os valores previstos em teorias do transporte colisional.

O transporte em plasma de Tokamak normalmente é dominado pelo processo de difusão (MIYAMOTO, 1989). De acordo com a teoria clássica, o transporte aumenta simplesmente com as colisões coulombianas entre as partículas (ver Figura II-4).

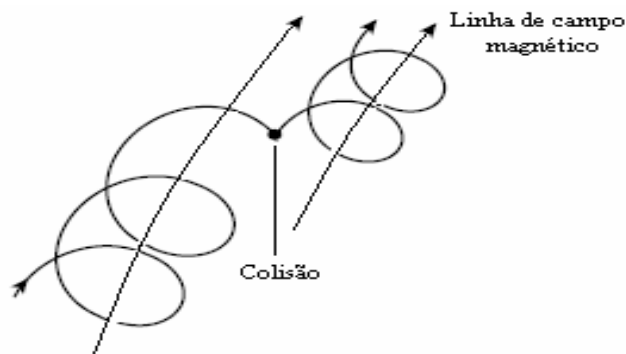


Figura II-4: Esquema do processo de difusão de partículas motivado por colisões

Podemos definir o transporte de partículas imaginando um cilindro com um campo magnético axial. No caso de não termos colisões as partículas movem-se ao longo das linhas de campo. Mas no caso dos experimentos, em colisões as partículas movimentam-se de uma distância Δx da linha de campo inicial, caindo em outra linha de campo, mais próxima a borda do plasma, sempre no sentido da menor densidade de partículas (fluxo líquido de partículas). Este processo é chamado de transporte.

O coeficiente de transporte clássico pode ser estimado como sendo:

$$D_{class} = \frac{(\Delta x)^2}{\tau} = r_L^2 \nu,$$

em que, ν é a frequência de colisões, τ e r_L são respectivamente o tempo de colisão e o raio de Larmor das partículas.

O transporte, nestas condições em que fazemos à aproximação cilíndrica, é dito clássico. Nesta aproximação o campo magnético é homogêneo e estacionário, e suas linhas de força são retas.

Na década de 60, as experiências mostraram que esta teoria não se aplica como uma teoria local do transporte em Tokamaks.

Isso porque as características geométricas globais, como por exemplo a própria geometria toroidal, têm uma influência forte no transporte, ou seja, em Tokamaks, existe um grande número de elétrons e íons colidindo e a aparição deste tipo de transporte depende dos parâmetros da máquina. Por exemplo, no JET a ordem de magnitude do coeficiente clássico é várias vezes menor que os resultados obtidos experimentalmente para o coeficiente de transporte (TALA, 2001).

Pelo fato da geometria ser toroidal e não cilíndrica, as componentes paralelas e perpendiculares do campo magnético se somam, e isso acarreta um aumento do transporte de partículas juntamente com o fator viscosidade. Temos então o transporte chamado de neoclássico (HILTON E HAZELTINE, 1976). Nesta geometria toroidal algumas partículas seguem trajetórias, cuja projeção no plano poloidal assemelha-se com o formato de “bananas”, levando assim ao nome de suas órbitas “órbitas bananas”.

O transporte neoclássico pode ser dividido em pelo menos dois regimes, levando-se em conta a colisionalidade. O primeiro chamado de Pfirsch-Schlüter, no qual as partículas não completam inteiramente as órbitas banana em razão da alta colisionalidade. No segundo, as colisões são poucas, de forma que as partículas conseguem completar as órbitas. Ainda entre estes dois regimes existe o chamado regime Plateau, onde o coeficiente de transporte é quase independente da colisionalidade.

A teoria neoclássica faz consideração de quatro comprimentos característicos (WEYSSOW, 2003):

- λ_D , o comprimento de Debye, que mede a escala efetiva das correlações entre as partículas.
- λ_{mfp} , que representa o livre caminho médio de uma partícula, entre duas colisões sucessivas.
- L_H , que é o comprimento hidrodinâmico, relacionado às variações espaciais das quantidades macroscópicas. Em um regime dominado pelas colisões, é válida a relação:

$$\lambda_D \ll \lambda_{mfp} \ll L_H$$
- ρ_L , o raio de Larmor.

Dentre os vários regimes que podem ser definidos, dois são mais especificamente considerados na teoria neoclássica do transporte:

- 1) $\lambda_D \ll \rho_L \ll \lambda_{mfp} \ll L_H$
- 2) $\lambda_D \ll \rho_L \ll L_H < \lambda_{mfp}$

O primeiro caso reporta às condições de regime com colisionalidade alta, já no segundo caso temos um regime de baixa colisionalidade. Em ambos os casos é obedecido o parâmetro $\frac{\rho_L}{\lambda_D} \ll 1$.

Uma estimativa para o aumento do coeficiente de transporte chamado de neoclássico, em comparação com o coeficiente clássico, pode ser expresso pela relação (TALA, 2002):

$$D_{neocl} = G \cdot D_{class}$$

em que G é o fator geométrico toroidal. Para cada regime, este fator assume valores diferentes. Por exemplo, no regime Pfirsch-Schlüter ele assume o valor dado por $G = 2q^2$; enquanto que para o regime Banana seu valor é $G = 2q^2 \varepsilon^{-\frac{3}{2}}$ onde ε é definido como o inverso da razão de aspecto, $\varepsilon = a/R$. Para o regime platô $G = v_T \cdot q^2 / qRv$, em que v_T é a velocidade térmica das partículas e v é a velocidade colisional das partículas.

Experimentalmente o coeficiente de transporte neoclássico pode ser até 100 vezes maior que o coeficiente de transporte clássico (MIYAMOTO, 1989).

No entanto o transporte neoclássico não é suficiente para explicar o transporte em máquinas do tipo Tokamak. Isto porque a teoria do transporte neoclássico não prevê a influência de micro-instabilidades nos campos elétricos e magnéticos, às quais hoje

atribuímos a responsabilidade pelo aumento do transporte e a discrepância dos resultados para esta máquina. Nessa situação, levando em consideração estes efeitos dos campos, o transporte é chamado de anômalo. Ultimamente estudos relacionados à diminuição do transporte anômalo estão bastante avançados, especialmente os que dizem respeito às barreiras de transporte que serão explanadas mais adiante.

Em 1982 a descoberta de um novo regime de operação chamado de regime de alto confinamento (H-mode), mostrou-se eficiente com relação à supressão do transporte anômalo próximo à borda do plasma. Com o surgimento deste novo regime, e a associação das chamadas barreiras de transporte na borda, o tempo de confinamento aumentou consideravelmente.

Em meados de 1990, vários Tokamaks como o JT-60U, TFTR, DIII-D, relataram níveis de confinamento próximos aos previstos pela associação de H-mode e das barreiras de transporte (KOIDE, 1994; LEVINTON, 1995).

Posteriormente com a descoberta das barreiras de transporte interna, o transporte foi reduzido a níveis abaixo do estabelecido pela teoria neoclássica na região próxima ao núcleo (GREENFIELD, 1999).

Uma importante observação é que o modelo que prediz o transporte de partículas é diferente para os diversos tipos de partículas que compõe o plasma. Por exemplo, para elétrons e íons o transporte deve requer um tratamento anômalo enquanto que, tratando-se das impurezas geradas nos reatores, o modelo de transporte neoclássico pode ser utilizado com melhores resultados.

De modo geral, o transporte de partículas no plasma é governado pela difusão dos elétrons e não dos íons; isto porque os meios de aquecimento auxiliar do plasma usam a frequência de ressonância dos elétrons e não dos íons. Outro fator determinante é que a massa dos elétrons é muito menor que a dos íons, fazendo com que estes difundam mais facilmente.

Vários estudos e simulações de hoje analisam as alterações locais de densidade e suas correlações com o transporte de partículas no plasma. Estes estudos mostram, por exemplo, aumentos localizados na densidade e temperatura em determinadas regiões do plasma para onde as partículas difundem. Uma consequência interessante da difusão das partículas para outras regiões do plasma é o surgimento de uma corrente de difusão, que é função da resistividade do plasma e da carga das espécies que estão difundindo.

A resistividade do plasma pode ser analisada de forma clássica quando consideramos um plasma composto somente por hidrogênio, cuja expressão é dada por:

$$\eta_{class} = 1,65 \cdot 10^{-9} \frac{\ln \Lambda}{T_e^{\frac{3}{2}}},$$

a qual foi obtida por SPITZER nos anos 50. Como o plasma de

Tokamak não é composto exclusivamente de Hidrogênio, sendo composto também por Deutério, trítio e impurezas, esta expressão foi modificada para o regime neoclássico, tendo a seguinte forma:

$$\eta_{neoclass} = N(Z_{eff}) Z_{eff} \frac{\eta_{class}}{\left(1 - \left(\frac{a}{R}\right)^2\right)^2}$$

em que N e Z_{eff} correspondem respectivamente ao número de partículas e a carga das partículas (impurezas iônicas do plasma). O denominador desta expressão corresponde à correção que leva em conta a geometria toroidal, provocando o aprisionamento de partículas “*trapped particles*”.

Este último modelo descreve satisfatoriamente experimentos no JET, como pode ser verificado em (TALA e PARAIL, 2002).

II.2.2 O Transporte de Calor

O transporte de calor na região central do Tokamak obedece às condições do transporte anômalo. Somente em certos casos especiais devemos lidar com o transporte neoclássico. O transporte de calor é originado da energia livre do plasma, na forma de gradientes de temperatura e densidade, que por sua vez geram instabilidades. No núcleo do plasma, as instabilidades podem ser classificadas de acordo com o tipo de energia livre: instabilidades devido a gradientes de temperatura iônicos (ITG, sigla para o nome em inglês *ion temperature gradient*), instabilidades devido a gradientes de temperatura eletrônica (ETG, sigla para o nome em inglês *electron temperature gradient*) e, instabilidades devido a gradientes de pressão. Os efeitos com relação aos modos ITG ainda não estão bem claros e estabelecidos e prosseguem seus estudos.

O que hoje é bem definido são dois modos que envolvem os gradientes eletrônicos: os chamados modos de elétrons aprisionados (TEM, sigla para o nome em inglês *trapped electron mode*) e o gradiente de temperatura eletrônico (ETG). Por exemplo, o TEM é tido como fator dominante no transporte de calor no TFTR (BEER, 1997). Mas de maneira geral ambos agem sobre o transporte térmico dos elétrons nas diversas máquinas.

Aceita-se atualmente que a interação entre os modos ITG e TEM é a responsável pelo transporte de partículas (WOLF, 2003) e os modos relacionados a gradientes de pressão são úteis nos tratamentos neo-clássicos do transporte, além do tratamento dos chamados *Ballooning Modes* (CONNOR e WILSON, 1994).

II.2.3 Barreiras de transporte

As barreiras de transporte, como citado na introdução deste trabalho, são regiões onde o coeficiente de transporte diminui consideravelmente, provocando um acúmulo de energia e partículas em uma dada região do plasma. Seu estudo é importante no que diz respeito às tentativas para a diminuição do transporte anômalo. As primeiras observações da existência de tais barreiras datam da década de 80, quando se observava um pequeno aumento do tempo de confinamento associado a modificações nos gradientes de temperatura e pressão no Tokamak ASDEX (WAGNER et al, 1982).

Nas regiões onde as barreiras de transporte se formam, o coeficiente de transporte anômalo pode igualar-se a valores neoclássicos, favorecendo assim análises menos complexas.

As chamadas ETB's foram observadas primeiramente no Tokamak ASDEX em 1982, associada à condição de alto confinamento (H-mode) (WAGNER et al, 1982).

O H-mode apresenta energia global de confinamento que corresponde a duas vezes do L-mode (TERRY, 2000). Parte desta energia deve-se à formação da barreira de transporte

externa que diminui a difusividade de elétrons e íons térmicos, além de diminuir o chamado momento angular difusivo, acumulando energia.

Segundo (TERRY, 2000), o H-mode é caracterizado por pelo menos três fatores:

1. Aumento no tempo de confinamento da energia;
2. Representa um novo estado onde os perfis de temperatura e densidade mudam dos valores iniciais;
3. Só aparece quando se utiliza uma forma de aquecimento auxiliar do plasma, fazendo com que a energia ultrapasse um limite. Este limite depende de uma série de condições do plasma, muitas vezes de forma complicada.

Em meados dos anos 90, vários grupos de pesquisa relataram uma nova região de alto confinamento, próxima ao núcleo, associada também ao H-mode (KOIDE, 1994; LEVINTON, 1995). Este aumento no tempo de confinamento na região central do plasma deve-se à formação da chamada Barreira de Transporte Interna (ITB), que pode ser observada através de um aumento de temperatura e densidade, quando comparados com os valores padrões do H-mode previstos.

Tanto a barreira de transporte interna como externa foram observadas nos vários esquemas de controle do plasma para aquecimento. A isto se deve a formação dinâmica da barreira a qual será discutida no próximo capítulo deste trabalho. A estrutura das barreiras de transporte externa e interna são similares e, conseqüentemente, a física envolvida na sua formação e evolução também o são. Neste trabalho apresentaremos a descrição das chamadas ITB's, tendo a similaridade desta para as ETB's que não serão explanadas detalhadamente. Uma amostra desta similaridade entre suas estruturas é o campo elétrico radial, em que detalhes podem ser encontrados em (SYNAKOWSKI, 1997).

Tendo-se observado que o aparecimento das chamadas barreiras de transporte está associado a valores específicos do parâmetro *shear* (s). Experimentos mostram que as barreiras aparecem para valores do *shear* baixos ou preferencialmente negativos (QUIGLEY et al., 2004).

Sabe-se também, a partir disto, que as primeiras barreiras de transporte foram criadas para um perfil não-monotônico, onde q diminuía até um valor mínimo entre a borda e o centro e depois aumentava, conforme pode ser visto na Figura II-5.

De uma maneira geral o próximo passo seria o completo entendimento das barreiras e sua formação; assim como a descrição dos coeficientes de transporte em termos dos parâmetros do plasma, como, por exemplo, a sua dependência com o *shear* ou o perfil de segurança.

Vários trabalhos teóricos e experimentais começaram a partir deste ponto, para tentar explicar os resultados novos obtidos (CONNOR, 1995).

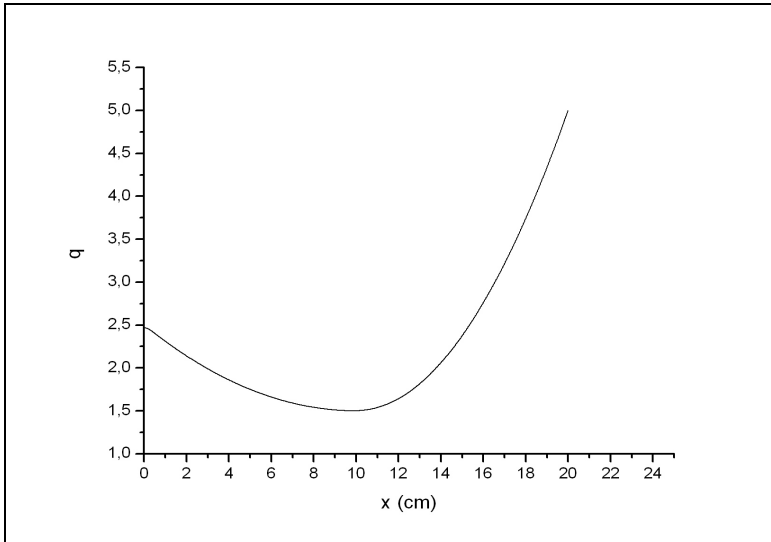


Figura II-5 - Perfil não-monotônico de q.

Primeiramente os modelos criados para explicar os experimentos foram divididos em dois tipos, de acordo com a dependência do coeficiente de transporte: tipo Bohm: no qual o coeficiente de transporte não depende do tamanho da máquina, e tipo Gyrobohm em que o coeficiente de transporte depende do tamanho da máquina. Para avaliar tais modelos, simulações numéricas foram realizadas de forma a investigar os aspectos favoráveis à formação das barreiras (ROZHANSKY, 2004) bem como analisar a evolução dos parâmetros do plasma, através do cálculo de correntes, densidades e temperatura. Tais cálculos podem ser realizados considerando-se vários fatores como transporte, e a presença ou não da barreira. Como referência, citamos os trabalhos de (ROSA e ZIEBELL, 2002; OLIVEIRA et al., 2005; ROSA et al., 2005) utilizando-se o código Knesis e o código TORAY (DNESTROVSKIJ, 2001).

Experimentos e estudos com shear magnético negativo foram feitos no Tokamak JET, utilizando como aquecimento auxiliar a LH sozinha bem como LH + NBI (MAILLOUX et al., 2002). No primeiro caso observou-se uma redução no transporte térmico dos elétrons, e no segundo, redução do transporte tanto dos elétrons como dos íons, além de pequena redução na difusividade de partículas.

Estudos com o shear magnético positivo foram feitos no Tokamak JT-60U, e podem ser objeto de uma boa leitura em (SAKAMOTO et al., 2004), onde se busca a relação entre a difusividade térmica das partículas e a potência absorvida.

Em testes no Tokamak TUMAN-3M ocorreram formações de barreiras de transporte mesmo sem aquecimento auxiliar (ANDREJKO et al., 2000). A comprovação disto é devida ao aparecimento, na fase de aquecimento ôhmico, da transição L-H e, posteriormente, um aumento dos gradientes de densidade e temperatura, da ordem dos valores encontrados em regiões onde existem barreiras de transporte.

Utilizando-se a onda de cíclotron eletrônica no Tokamak Alcator C-Mod, observou-se, curiosamente, a formação simultânea de barreira de transporte externa e interna (WUKITCH et al., 2002).

No capítulo 3, explanaremos os dois principais mecanismos que levam à formação dinâmica das barreiras de transporte.

Capítulo - III Equação de Fokker-Planck e Barreiras de transporte

III.1 Conceito de Turbulência

Geralmente o termo turbulência é associado, na física de plasmas, à variação estocástica de alguma quantidade mensurável, como, por exemplo, a variação do potencial elétrico. Para que uma quantidade seja considerada estocástica, a medida dessa quantidade obtida em algum experimento não deve ser reproduzível quando se repete o experimento sob as mesmas condições macroscópicas.

A teoria da turbulência em plasmas lida com grandezas estocásticas, bem como modelos estatísticos que podem ser aplicados. Por exemplo, no caso de turbulência das partículas criadas pela interação entre ondas do plasma e partículas, os objetos tratados

podem ser representados como a mistura de dois elencos (*ensemble*) estatísticos: o de ondas e o de partículas.

A turbulência pode ainda ser classificada como forte ou fraca. Esta classificação depende basicamente do valor médio da amplitude da quantidade característica do sistema que está em alteração. Se a turbulência for da ordem da amplitude (ou maior), dizemos que temos uma turbulência forte. De uma forma mais ampla, usamos o termo turbulência forte quando a teoria da turbulência fraca falha (CHAMBRIER et al., 1982).

De maneira geral, a teoria da turbulência fraca aplica-se a situações em que a densidade de energia da onda é muito menor que a densidade de energia térmica $U \ll n_0 T$, cuja unidade usual para a medida da turbulência é expressa pela razão entre $\frac{U}{n_0 T}$.

A teoria da turbulência fraca envolve uma combinação da chamada teoria quase-linear, para a interação onda-partícula, e a aproximação das fases aleatórias, para que se consiga o fechamento do sistema de equações lineares. Em geral, a descrição de quantidades estatísticas requer um completo estudo das distribuições de probabilidade das amplitudes consideradas e das fases das componentes de Fourier que representam as quantidades em estudo, o que não é muito fácil de obter para certos sistemas de partículas.

A aproximação das fases aleatórias é utilizada para que se possamos transpor estes problemas estatísticos. Esta aproximação considera que as fases são independentes umas das outras e que são uniformemente distribuídas no intervalo de $[0, 2\pi]$. Isto realmente só ocorre se os processos aleatórios forem homogêneos e estacionários.

III.2 Teoria quase-linear

O estudo da teoria quase linear refere-se à compreensão da interação de um grupo (elenco) de elétrons com uma onda. As equações da teoria quase-linear podem ser obtidas da equação de Vlasov a qual, por sua vez, pode ser obtida da equação de Liouville, usando o processo de média e desconsiderando as colisões Coulombianas.

Com isto, espera-se que as propriedades físicas, conservadas com a equação de Vlasov, também sejam conservadas pela teoria quase linear.

A equação de Vlasov é por natureza não linear, o que torna difícil encontrar uma solução exata para problemas que a envolvem. No entanto podemos introduzir expansões convenientes nesta equação para que possamos obter, por exemplo, informações sobre o amortecimento não colisional de Cherenkov, o que não pode ser feito com um simples modelo de fluido.

A equação de Vlasov é uma equação cinética que governa a evolução temporal da função distribuição, na ausência de colisões. Esta equação pode assumir diversas formas dependendo das equações de Maxwell e das circunstâncias que consideramos. Usando apenas a ordem mais baixa da expansão da equação de Vlasov estaremos de posse de uma equação quase-linear.

Utilizaremos aqui a equação de Vlasov eq. III-1 escrita em função do momento, da posição e do tempo.

$$\frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_\alpha \gamma} \cdot \frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{x}} + q_\alpha \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}}{m_\alpha \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_\alpha(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t)}{\partial \mathbf{p}} = 0. \quad \text{III-1}$$

Nesta equação os campos elétrico e magnético macroscópicos são obtidos a partir das densidades de carga (ρ) e densidade de corrente (\mathbf{J}) dadas por:

$$\rho = \sum_{\alpha} \bar{n}_{\alpha} q_{\alpha} \int f_{\alpha} d\mathbf{p}; \quad \text{III-2}$$

$$\mathbf{J} = \sum_{\alpha} \bar{n}_{\alpha} \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \int \mathbf{p} f_{\alpha} d\mathbf{p}. \quad \text{III-3}$$

A aproximação quase-linear considera que a função distribuição pode ser escrita como:

$$f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) = f_{\alpha 0}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) + f_{\alpha 1}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t). \quad \text{III-4}$$

Em III-4, $f_{\alpha 0}$ é a distribuição de fundo, dependente do tempo (ao contrário do que acontece na teoria linear), e $f_{\alpha 1}$ é uma perturbação, que representa a interação entre ondas e partículas.

A variação da distribuição de fundo ocorre em uma escala de tempo muito maior que a escala de evolução da perturbação, de forma que a média de f_{α} é igual à função distribuição de fundo ($\langle f_{\alpha 1} \rangle = 0$):

$$\langle f_{\alpha}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t) \rangle = f_{\alpha 0}(\mathbf{x}, \mathbf{p}, t). \quad \text{III-5}$$

Consideramos ainda que o efeito da perturbação sobre o estado de equilíbrio $f_{\alpha 0}$ se dá em tempos curtos, quando comparados com tempo de colisão das partículas. Fazemos ainda a hipótese de que as taxas de crescimento ou de amortecimento da perturbação são pequenas.

Assim, substituindo III-4 na equação III-1 e tomando a média espacial desta equação, obtemos uma equação para a evolução temporal de $f_{\alpha 0}$:

$$\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial t} = -q_{\alpha} \left\langle \left(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha}}{\partial \mathbf{p}} \right\rangle. \quad \text{III-6}$$

O fato de termos tomado a média espacial leva a um desacoplamento da dinâmica da interação entre ondas e partículas, no espaço de momento e configuração, tornando $f_{\alpha 0}$ independente da posição. Isto faz com que o termo central da equação III-1 seja desconsiderado.

Escrevendo os campos como uma soma dos campos de equilíbrio e dos campos perturbados, escritos na aproximação Eikonal (SHARMA e SOMERFORD, 1990 apud ROSA, 1993) temos:

$$\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{x}, t)$$

$$\mathbf{E}_1(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{E}}_1(\mathbf{k}_0, \mathbf{x}, t) e^{i\left[\left(\int \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}\right) - \omega t\right]} dk_{0y} dk_{0z} + c.c.; \quad \text{III-7}$$

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{B}_0(\mathbf{x}) + \mathbf{B}_1(\mathbf{x}, t)$$

$$\mathbf{B}_1(\mathbf{x}, t) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} \tilde{\mathbf{B}}_1(\mathbf{k}_0, \mathbf{x}, t) e^{i\left[\left(\int \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}\right) - \omega t\right]} dk_{0y} dk_{0z} + c.c. \quad \text{III-8}$$

Nestas expressões: $\mathbf{k} = \mathbf{k}(\mathbf{k}_0, \mathbf{x}, t)$ representa o vetor de onda local e \mathbf{k}_0 é o vetor de onda na borda do plasma, escrito na forma $\mathbf{k}_0 = k_{0x}\hat{\mathbf{x}} + k_{0y}\hat{\mathbf{y}} + k_{0z}\hat{\mathbf{z}}$. O termo $c.c$ representa o complexo conjugado. Ainda em III-7, escrevemos $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t) = \mathbf{E}_1(\mathbf{x}, t)$ em razão de considerarmos, em nosso trabalho, que o único campo elétrico presente é o campo das ondas.

Novamente, temos que: $\langle \mathbf{E}_1 \rangle = \langle \mathbf{B}_1 \rangle = 0$

Substituindo agora III-7 e III-8 na equação III-6, obtemos:

$$\frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial t} = -q_{\alpha} \left(\frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_0}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{p}} - q_{\alpha} \left\langle \left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_1}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{p}} \right\rangle. \quad \text{III-9}$$

Substituindo as equações III-5, III-8 e III-9 na equação de Vlasov III-1, e fazendo a hipótese de que as perturbações $f_{\alpha 1}$, \mathbf{E}_1 e \mathbf{B}_1 são pequenas, obtemos uma equação quase-linear para a evolução da parte oscilante da função distribuição:

$$\frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial t} + \frac{\mathbf{p}}{m_{\alpha} \gamma} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{x}} + q_{\alpha} \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_0}{m_{\alpha} \gamma c} \cdot \frac{\partial f_{\alpha 1}}{\partial \mathbf{p}} = -q_{\alpha} \left(\mathbf{E}_1 + \frac{\mathbf{p} \times \mathbf{B}_1}{m_{\alpha} \gamma c} \right) \cdot \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial \mathbf{p}}. \quad \text{III-10}$$

As expressões para os campos perturbados também poderiam ser obtidas, mas isto foge do interesse deste trabalho.

As expressões III-9 e III-10, mais as equações de Maxwell, nos fornecem de forma consistente, em princípio, a evolução temporal da função distribuição de fundo, juntamente com os campos \mathbf{E} e \mathbf{B} .

Agora fazendo a hipótese de que temos oscilações de grande frequência, partindo da equação III-10 e usando o campo elétrico da onda, dado por III-7, mais a lei de Faraday:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad \text{III-11}$$

podemos obter uma expressão para $f_{\alpha 1}$ em função de $f_{\alpha 0}$, considerando um pacote que se propaga na direção x com certa largura no plano $y-z$.

Escrevendo f_1 através de uma transformada de Fourier, chegamos a uma expressão para a amplitude de Fourier de f_1 , \tilde{f}_1 :

$$\tilde{f}_1 = iq \sum_{s, n=-\infty}^{+\infty} \frac{J_n(\rho) e^{i\phi(n-s)}}{\omega + \frac{s\omega_c}{\gamma} - k_{\square} v_{\square}} \left\{ \mathbf{E}_{0\perp} \cdot \bar{\Pi}_{s\perp} \hat{L} + \frac{p_{\perp}}{p_{\square}} E_{0\square} \Pi_{s\square} \tilde{L}_s \right\} f_0. \quad \text{III-12}$$

Na equação III-12 houve omissão do índice α , por motivo de simplificação. Nesta equação, a somatória indica que a soma deve ser realizada sobre todos os harmônicos. Em III-12 temos ainda: $\phi = \arctan(p_y/p_x)$, $\mathbf{v} = \mathbf{p}/m\gamma$ e os operadores são dados por:

$$\hat{L} = \left(1 - \frac{k_{\square} v_{\square}}{\omega}\right) \frac{\partial}{\partial p_{\square}} + \frac{k_{\square} v_{\square}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\square}} ; \quad \text{III-13}$$

$$\tilde{L}_s = \frac{-s\omega_c}{\omega\gamma} \frac{p_{\square}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \left(1 - \frac{s\omega_c}{\omega\gamma}\right) \frac{\partial}{\partial p_{\square}} ; \quad \text{III-14}$$

$$\bar{\Pi}_s = \frac{sJ_s(\rho)}{\rho} \mathbf{e}_x + iJ'_s(\rho) \mathbf{e}_y + \frac{p_{\parallel}}{p_{\perp}} J_s(\rho) \mathbf{e}_z . \quad \text{III-15}$$

Nestas equações, $\rho = \frac{-k_{\perp} p_{\perp}}{m\omega_c}$ é o raio de Larmor das partículas dividido pelo comprimento de onda na direção perpendicular e a linha indica que a função de Bessel deve ser derivada em relação ao seu argumento.

Observemos que em III-12 o denominador da equação apresenta uma estrutura ressonante dada por:

$$\gamma + \frac{s\omega_c}{\omega} - \frac{\gamma k_{\square} v_{\square}}{\omega} = \gamma + \frac{s\omega_c}{\omega} - \frac{\gamma k_{\square}}{\omega} \frac{p_{\square}}{m\gamma} = \gamma + \frac{s\omega_c}{\omega} - \frac{ck_{\square}}{\omega} \frac{p_{\square}}{mc} = \gamma + \frac{s\omega_c}{\omega} - n_{\square} p_{\square}$$

Nessa expressão, n_{\square} é o índice de refração e redefinimos o momentum, normalizando-o a $\left(\frac{mc}{\rho} = \frac{\mathbf{p}}{mc}\right)$. O termo $n_{\square} p_{\square}$ indica que a frequência de onda, vista pelas partículas, é deslocada por efeito Doppler, à medida em que as últimas movem-se ao longo das linhas helicoidais do campo magnético; “s” representa o harmônico e γ o fator relativístico.

Como existe uma distribuição aleatória de momentos em termos do ângulo azimutal (ϕ), em razão da rápida rotação dos elétrons em torno das linhas de campo helicoidal, podemos usar o processo de média na equação III-9 e tornar esta equação dependente apenas das componentes paralela e perpendicular do momento (p_{\square} e p_{\perp}). Substituindo então III-12 em III-9 obtemos:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\pi q^2}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} dk_{0y} dk_{0z} \sum_{s=-\infty}^{+\infty} \frac{\gamma \hat{R}}{p_{\perp}} \frac{p_{\perp}}{\gamma} |\mathbf{E}_0 \cdot \bar{\Pi}_s|^2 e^{-2 \int_{x_0}^x \mathbf{k}' \cdot d\mathbf{x}} \delta\left(\omega + \frac{s\omega_c}{\gamma} - k_{\parallel} v_{\parallel}\right) \hat{R} f_0, \quad \text{III-16}$$

em que \mathbf{k}' representa a parte imaginária do vetor de onda, a qual descreve as propriedades de absorção do plasma. O operador \hat{R} é dado por:

$$\hat{R} = \frac{-s\omega_c}{\gamma\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\parallel}v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}}.$$

III-17

A teoria quase-linear usada aqui não pode descrever, por sua própria estrutura, processos não lineares de ordem mais alta, como por exemplo, a interação onda-onda. Por sua vez, ela representa o modelo da teoria cinética mais simples, que pode descrever a troca de momento e energia entre ondas e partículas, que é uma das análises de nosso trabalho.

III.3 A onda híbrida inferior

Sabemos que as propriedades de amplificação ou absorção das ondas em um plasma são dadas pela parte imaginária do vetor de onda \mathbf{k} e que as propriedades de propagação são dadas pela parte real de \mathbf{k} . A parte imaginária do vetor de onda é sensível a efeitos térmicos, sendo necessária a compreensão destes efeitos sobre a parte imaginária do vetor de onda, para que se possa fazer o estudo da absorção de ondas em plasmas quentes. No que se refere à absorção, no capítulo II deste trabalho, mostramos as principais propriedades para ambas as ondas (ciclotron eletrônica e híbrida inferior).

No que se refere à propagação, usaremos a aproximação de plasma frio, pois a propagação não é tão sensível a efeitos térmicos.

O tensor dielétrico do plasma é dado por:

$$\boldsymbol{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = \begin{pmatrix} S & -iD & 0 \\ iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} E_x \\ E_y \\ E_z \end{pmatrix}. \quad \text{III-18}$$

Em III-18, os termos S, D e P, são dados, em sua forma completa, por:

$$S \equiv \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) + \left(1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right) \right) \right\}$$

$$D \equiv \frac{1}{2} \left\{ 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega + \omega_{c\alpha}} \right) - \left(1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega - \omega_{c\alpha}} \right) \right) \right\},$$

$$P \equiv 1 - \sum_{\alpha} \frac{\omega_{p\alpha}^2}{\omega^2}$$

Para a onda híbrida, escrevemos os termos S, D e P considerando um plasma formado apenas de elétrons e íons, homogêneo e totalmente ionizado na forma que segue:

$$S = 1 + \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega} \right)^2; \quad \text{III-19}$$

$$D = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega |\omega_{ce}|}; \quad \text{III-20}$$

$$P = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2 - \left(\frac{\omega_{pi}}{\omega} \right)^2. \quad \text{III-21}$$

A relação de dispersão para um plasma frio, escrita sob a forma de uma equação quadrática para n_{\perp} , é dada por:

$$an_{\perp}^4 - bn_{\perp}^2 + c = 0.$$

III-22

Em III-22, os termos a, b e c tem as formas explícitas:

$$a = S \quad b = (P + S)(S - n_{\parallel}^2) - D^2 \quad c = P \left[(n_{\parallel}^2 - S)^2 - D^2 \right]$$

Como a equação III-22 foi escrita em forma quadrática, possui duas soluções, obtidas por:

$$n_{\perp}^2 = \frac{b \pm \sqrt{(b^2 - 4ac)}}{2a}.$$

A primeira solução para o sinal positivo fornece o chamado “ramo lento”, aquele com a menor velocidade de fase e que corresponde à onda híbrida inferior. A segunda solução para o sinal negativo corresponde ao “ramo rápido” ou seja, aquele com maior velocidade de fase.

Mesmo assim existe uma região na qual o índice de refração paralelo é igual para os dois ramos. Nesta região pode haver conversão entre os modos e é necessário impor, na solução de n_{\perp}^2 , que a condição $(b^2 - 4ac) > 0$ seja satisfeita. Esta condição garante que não haverá conversão de modo, entre o ponto de injeção da onda no plasma e a região onde esta será absorvida.

A onda híbrida inferior é uma onda eletrostática ($\mathbf{E} \perp \mathbf{k}$) que carrega momento na direção paralela e que possui uma frequência de ressonância:

$$\omega_{LH} = \frac{\omega_{pi} \omega_{ce}}{(\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)^{1/2}}. \quad \text{III-23}$$

Para que ela se propague em determinada região, é necessário que $n_{\perp}^2 > 0$. Caso contrário, n_{\perp} será uma quantidade complexa e a onda será evanescente.

Em regiões internas do plasma (próximas ao centro), onde a densidade é alta, podemos considerar que a frequência da onda é muito menor que a frequência de plasma dos elétrons ($\omega \ll \omega_{pe}$) e usar a aproximação $|P| \ll S$. Assim, a condição de acessibilidade, definida pela interseção entre os ramos rápido e lento da onda, pode ser escrita como (DUMONT, 2000):

$$n_{\parallel} > n_{acc} = \frac{\omega_{pe}}{\omega_{ce}} + \left(1 + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_{ce}^2} - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \right)^{1/2}. \quad \text{III-24}$$

Esta relação determina que $n_{\perp}^2 > 1$.

Em regiões próximas à borda do plasma, onde a densidade é baixa, devemos fazer outra aproximação: $S \ll 1$ (com $S = 1$ para densidade nula e $S = 0$ na região de ressonância) e $M \ll 1$.

Logo a relação de dispersão III-22 deve ser escrita como:

$$\left[n_{\perp}^2 - P(1 - n_{\parallel}^2) \right] \left[n_{\perp}^2 - (1 - n_{\parallel}^2) \right] = 0. \quad \text{III-25}$$

Novamente temos duas soluções. Nos ateremos apenas à solução dada por III-26, uma vez que a outra solução $n_{\perp}^2 = (1 - n_{\parallel}^2)$ implica em $n_{\perp}^2 < 0$, pois $n_{\parallel}^2 > 1$ e a onda será evanescente.

$$n_{\perp}^2 = P(1 - n_{\parallel}^2). \quad \text{III-26}$$

Esta solução mostra que quando a densidade é nula, ou seja, onde não há plasma, a onda é evanescente, pois, como $P = 1$ e $n_{\parallel}^2 > 1$, a equação III-26 fornece $n_{\perp}^2 < 0$. Neste caso a onda pode ser refletida ou desaparecer. Aumentando-se a densidade, $|P|$ também aumenta e a onda pode se propagar normalmente.

Isto mostra que existe uma região evanescente para $0 \leq P < 1$. A onda somente consegue atravessar essa região se a mesma for estreita. Caso isto ocorra, parte da energia da onda pode atravessar esta região por efeito de tunelamento, atingindo regiões nas quais a onda se propaga normalmente. Na presença do plasma e para as frequências de interesse, essa região é de fato muito estreita, pois $P = 0$ ocorre para um valor extremamente baixo de densidade (STIX, 1992).

Mesmo assim, a propagação da onda fica sujeita à restrição, na componente radial do vetor de onda, $k_r > 0$; o que, na aproximação eletrostática, fornece (DUMONT, 2000):

$$n_{\square-} < n_{\square} < n_{\square+}, \text{ em que } n_{\pm} = \frac{n_{\parallel 0}}{\left[1 \mp \left(\frac{x}{R_0 q} \right) \left(\frac{-P}{S} \right)^{1/2} \right]}. \quad \text{III-27}$$

Na equação III-27, $n_{\square\pm}$ são conhecidos como *lower* e *upper caustic*, respectivamente, e $n_{\parallel 0}$ é o índice de refração de injeção paralelo.

Agora para avaliar os processos de absorção das ondas pelo plasma, é preciso levar em conta os efeitos térmicos. No caso da onda híbrida, como já descrevemos no capítulo II deste trabalho, o mecanismo básico de absorção que é o amortecimento de Landau pelos elétrons, fenômeno que só aparece quando se considera um plasma quente, com distribuição de velocidades de extensão finita, e os limites do intervalo de velocidades ressonantes são definidos pelos valores do índice de refração paralelo n_{\parallel} , dados por:

$$n_{\parallel} < \frac{n_L}{\sqrt{T_e}},$$

com $n_L \approx 6,5$.

Resumindo para que uma onda se propague em determinada região é necessário que:

- $n_{\perp}^2 > 0$, para que a onda não seja evanescente ($n_{\perp}^2 \leq 0$);
- Em regiões mais internas do plasma, onde a densidade é alta, devemos ter $\omega \approx \omega_{pe}$, e $n_{\perp}^2 > 1$ para que não haja a conversão entre os modos lento e rápido;
- A componente radial do vetor de onda deve ser maior que zero ($k_r > 0$).

III.4 Onda de cíclotron eletrônica

A onda de cíclotron eletrônica é uma onda de alta frequência. Desse modo podemos desprezar o movimento dos íons, considerando que estes são estacionários. Utilizando-se a aproximação de plasma frio, podemos escrever os elementos do tensor dielétrico para esta onda como segue:

$$S = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}; \quad \text{III-28}$$

$$M = \frac{\omega_{pe}^2 |\omega_{ce}|}{\omega(\omega^2 - \omega_{ce}^2)}; \quad \text{III-29}$$

$$P = 1 - \left(\frac{\omega_{pe}}{\omega} \right)^2. \quad \text{III-30}$$

Para um plasma homogêneo, as soluções da relação de dispersão podem ser escritas na forma:

$$\tan^2 \theta = - \frac{P(n_{\perp}^2 - R)(n_{\perp}^2 - L)}{(Sn_{\perp}^2 - RL)(n_{\perp}^2 - P)}.$$

Usando $\theta = \pi/2$ na expressão acima, e os termos S, M e P como sendo dados por III-28 - III-30, obtemos as chamadas ondas de cíclotron eletrônicas. Como temos novamente duas soluções, a primeira solução corresponde ao modo ordinário ($\mathbf{E} \parallel \mathbf{B}$) dado pela equação III-31:

$$n_{\perp}^2 = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}. \quad \text{III-31}$$

Para este modo, existe um corte em $\omega^2 = \omega_{pe}^2$ e não há possibilidade de ressonância.

A segunda solução corresponde ao modo extraordinário ($\mathbf{E} \perp \mathbf{B}_0$):

$$n_{\perp}^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 - (\omega\omega_{ce})^2}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{pe}^2 - \omega_{ce}^2)}. \quad \text{III-32}$$

Para este modo, existe uma ressonância em $\omega^2 = \omega_{UH}^2$, em que $\omega_{UH}^2 = \omega_{ce}^2 + \omega_{pe}^2$ é a frequência híbrida superior com uma frequência de corte em:

$$(\omega^2 - \omega_{pe}^2)^2 = \omega^2 \omega_{ce}^2. \quad \text{III-33}$$

As soluções para ω positivo são:

$$\omega_R = \frac{|\omega_{ce}|}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{right-hand}); \quad \text{III-34}$$

$$\omega_L = -\frac{|\omega_{ce}|}{2} + \left[\left(\frac{\omega_{ce}}{2} \right)^2 + \omega_{pe}^2 \right]^{1/2} \quad (\text{left-hand}). \quad \text{III-35}$$

Logo, a onda extraordinária não se propaga quando $\omega_R < \omega < \omega_{UH}$ ou $\omega < \omega_L$. As condições de acessibilidade da onda de cíclotron eletrônica, são geralmente analisadas através do diagrama de Clemmow-Mullally-Allis (CMA), mostrado na Figura III.1.

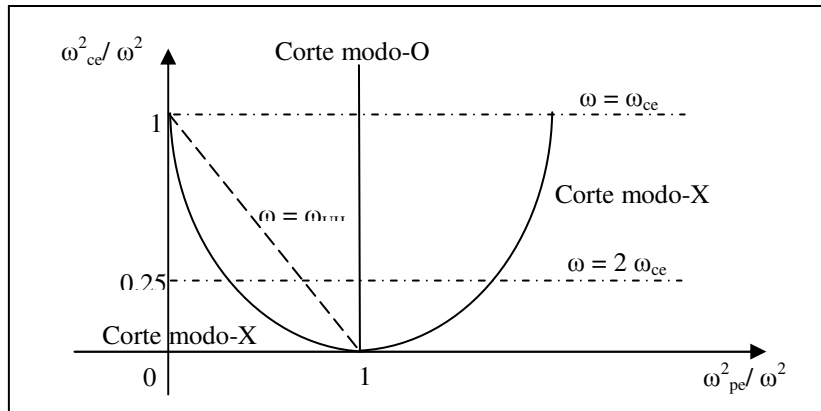


Figura III.1- Diagrama CMA mostrando as condições de acessibilidade para o modo ordinário (modo-O) e extraordinário (modo-X).

As relações obtidas acima são todas válidas para a aproximação de plasma frio. Devemos também considerar agora um plasma quente pois a onda de cíclotron eletrônica, neste caso, possui ressonâncias em $\omega = s|\omega_{ce}|$, para ambos os modos. Para isso utiliza-se o tensor dielétrico de plasma quente dado por (GRANATA e FIDONE, 1991):

$$\varepsilon_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} s^2 \int d^3 p \frac{p_{\perp}}{\rho^2} \frac{\Pi_{is}^* \Pi_{js}}{(\gamma + y_s - k_{\perp} p_{\perp} / m\omega)} \hat{L} \left[\frac{f}{(mc)^3} \right] \\ + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \delta_{i3} \delta_{j3} \int d^3 p \frac{p_{\perp}}{\gamma} \left(\frac{\partial}{\partial p_{\perp}} - \frac{p_{\perp}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} \right) \left[\frac{f}{(mc)^3} \right].$$

Nesta expressão, $y_s = s|\omega_{ce}|/\omega$ e os operadores Π_{is} e \hat{L} são definidos como:

$$\Pi_{1s} = J_s(\rho); \quad \Pi_{2s} = -i\rho \frac{J'_s(\rho)}{s}; \quad \Pi_{3s} = \frac{n_{\perp} p_{\perp}}{y_s m c} J_s(\rho); \quad \hat{L} = \left(1 - \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega} \right) \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} + \frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}}$$

Nas equações acima, m e ω_{pe} são, respectivamente, a massa e a frequência de plasma dos elétrons, $J_s(\rho)$ é a função de Bessel de ordem s que tem como argumento o raio de Larmor $\rho = k_{\perp} p_{\perp} / m|\omega_{ce}|$; \mathbf{p} é o momento dos elétrons igual a $\mathbf{p} = m\gamma\mathbf{v}$, em que \mathbf{v} é a velocidade dos elétrons, e $\gamma = (1 + p^2/m^2c^2)^{1/2}$ é o fator relativístico. A função distribuição está normalizada a $(mc)^3$.

O tensor dielétrico é uma quantidade complexa, logo podemos escrevê-lo como a soma de uma parte hermitiana, $\bar{\varepsilon}'$, e outra anti-hermitiana, $\bar{\varepsilon}''$, tal que:

$$\bar{\varepsilon} = \bar{\varepsilon}' + i\bar{\varepsilon}''$$

em que $\bar{\varepsilon}' = (\bar{\varepsilon} + \bar{\varepsilon}^{*T})/2$ e $\bar{\varepsilon}'' = (\bar{\varepsilon} - \bar{\varepsilon}^{*T})/2i$. Os símbolos $(*)$ e (T) representam, respectivamente, o complexo conjugado e a matriz transposta.

A parte hermitiana do tensor dielétrico é:

$$\varepsilon'_{ij} = \delta_{ij} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=-\infty}^{\infty} \wp \int d^3 p \frac{p_{\perp} \Pi_{is}^* \Pi_{js}}{(\gamma + y_s - k_{\perp} p_{\perp} / m\omega)} \hat{L} \left[\frac{f}{(mc)^3} \right] + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \int d^3 p \frac{p_{\perp}}{\gamma} \left(\frac{\partial}{\partial p_{\perp}} - \frac{p_{\perp}}{p_{\perp}} \frac{\partial}{\partial p_{\perp}} \right) \left[\frac{f}{(mc)^3} \right].$$

O símbolo \wp representa o valor principal da integral. Isto significa que os pontos onde há divergência do integrando não pertencem à parte hermitiana do tensor.

A parte anti-hermitiana do tensor dielétrico, explicitamente, é dada por:

$$\varepsilon_{ij}'' = -\pi \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \sum_{s=1}^{\infty} s^2 \int d^3 p \frac{p_{\perp}}{\rho^2} \Pi_{is}^* \Pi_{js} \delta\left(\gamma - y_s - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel}}{m\omega}\right) \hat{L}\left[\frac{f}{(mc)^3}\right]. \quad \text{III-36}$$

Logo, a relação de ressonância que deve ser satisfeita pelos elétrons é:

$$\gamma - y_s - \frac{k_{\parallel} p_{\parallel}}{m\omega} = 0. \quad \text{III-37}$$

Utilizando-se $n_{\parallel} = ck_{\parallel}/\omega$ e $\mathbf{v} = \mathbf{p}/mc$ em III-37, obtemos :

$$n_{\parallel} v_{\parallel} - \gamma + y_s = 0. \quad \text{III-38}$$

Esta relação define uma elipse de ressonância no espaço de velocidades, dada pela equação:

$$\frac{v_{\perp}^2}{a^2} + \frac{(v_{\parallel} - v_{\parallel 0})^2}{b^2} = 1. \quad \text{III-39}$$

Em III-39

$$a^2 = \frac{y_s^2 - 1 + n_{\parallel}^2}{1 - n_{\parallel}^2} \quad b^2 = \frac{y_s^2 - 1 + n_{\parallel}^2}{(1 - n_{\parallel}^2)^2} \quad v_{\parallel 0} = \frac{yn_{\parallel}}{(1 - n_{\parallel}^2)}$$

III.5 A equação de Fokker-Planck.

III.5.1 Introdução

A equação de Fokker-Planck descreve a evolução temporal da função distribuição durante o processo de geração de corrente não indutiva por uma onda de radio frequência.

Considerando que as colisões, o transporte e os efeitos das ondas provocam alterações na função distribuição, podemos escrever a equação de Fokker-Planck como:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\omega} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{Col} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{T}. \quad \text{III-40}$$

Em III-40 o índice ω representa a influência da onda, o termo Col representa os efeitos das colisões e T representa os efeitos do transporte.

A ação das ondas e das colisões sobre as partículas do plasma aparece na forma de difusão no espaço de velocidades. O mecanismo que causa essa difusão correspondente à absorção ressonante das partículas com alta velocidade (comparativamente à velocidade térmica) com as ondas. A dissipação dessa energia da onda para as partículas menos energéticas, ocorre através das colisões, as quais tendem a fazer com que, ao longo do tempo, a função distribuição volte a ser uma Maxwelliana. A ação do transporte, a qual,

diferentemente dos outros dois termos, ocorre no espaço real, também aparece como uma difusão, a qual altera localmente a função distribuição dos elétrons, modificando assim sua densidade.

Nas seções seguintes descreveremos cada termo desta equação, lembrando que o termo das ondas será discutido separadamente, como resultado da ação da onda de cíclotron eletrônica e da onda híbrida inferior.

III.5.2 - Termo de influência das ondas.

Neste trabalho estamos interessados em analisar a influência na geração de correntes sob ação de duas ondas: a cíclotron eletrônica e a híbrida inferior, para as quais obteremos os coeficientes de difusão, de forma a completar a equação de Fokker-Planck.

O coeficiente de difusão para a onda de cíclotron eletrônica aqui será obtido em termos de operadores e do momento de difusão no espaço de velocidades.

Resolvendo-se o integrando da equação III-16 usando um valor particular de s , obtemos:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \frac{\pi q^2}{2} \left[\frac{\gamma}{p_{\perp}} \hat{R} \frac{p_{\perp}}{\gamma} \left| \mathbf{E}_0 \cdot \bar{\Pi}_s \right|^2 e^{-2 \int_{x_0}^x \mathbf{k} \cdot d\mathbf{x}} \hat{R} f_0 \right]_{n_{\square} = \frac{\gamma - y}{v_{\square}}} \quad \text{III-41}$$

Comparando-se a expressão III-41 com a expressão III-16, observamos que o termo entre colchetes representa o integrando de III-16 aplicado ao valor de n_{\square} ressonante, dado por $n_{\square} = (\gamma - y/v_{\square})$.

Escrevendo a expressão III-41 na forma de uma equação de difusão obtemos:

$$\frac{\partial f_0}{\partial t} = \hat{R} \left[D \left(\hat{R} f_0 \right) \right] = \frac{\partial}{\partial p} \left(D \frac{\partial f_0}{\partial p} \right) \quad \text{III-42}$$

Em III-42 D é o coeficiente de difusão. Em particular (ROSA e ZIEBELL, 1993) determinaram o efeito do coeficiente de difusão da onda de cíclotron eletrônica sobre a função distribuição, obtido pela expressão:

$$\left(\partial_{\tau} f \right)_{EC} = \frac{1}{u_{\perp}} L' u_{\perp} D_{EC} L f, \quad \text{III-43}$$

Onde, L' e L são operadores, dados por:

$$L' = y \frac{\partial}{\partial u_{\perp}} + \frac{u_{\perp}}{\sqrt{\mu_e}} \frac{\partial}{\partial u_{\square}} n_{\square}; \quad \text{III-44}$$

$$L = u \frac{\partial}{\partial u_{\perp}} + n_{\square} \frac{u_{\perp}}{\sqrt{\mu_e}} \frac{\partial}{\partial u_{\square}} ;$$

III-45

e f é uma função do tipo $f = f(u_{\square}, u_{\perp}, \tau)$, τ é o tempo normalizado (ao tempo de colisões no centro do plasma, definido como o inverso da frequência de colisões $\nu_{e0} = 2\pi q^4 n_{e0} \Lambda_0 / m_e^{1/2} T_{e0}^{3/2}$), n_{e0} é a densidade de elétrons no centro do plasma, T_{e0} é a temperatura dos elétrons no centro do plasma, Λ_0 é o logaritmo coulombiano calculado no centro, u_{\square} e u_{\perp} são as componentes paralela e perpendicular do momento normalizado $\mathbf{u} = \mathbf{p} / (m_e T_{e0})^{1/2}$ e m_e é a massa do elétron.

O coeficiente de difusão pode ser escrito na forma:

$$D_{EC} = \frac{\alpha h \Gamma(n_{\square})}{\gamma |u_{\square}|} .$$

III-46

Na equação III-46, temos:

$$\gamma = \sqrt{1 + u^2 / \mu_e} ;$$

III-47

$$\alpha = \frac{4\pi P_0(a)}{q^2 S n_e \Lambda \omega} ;$$

III-48

$$h = \frac{c}{\omega} |b| |\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma}|^2 \exp\left(-2 \int_a^x k_{\perp}'' dx'\right) .$$

III-49

Nas expressões acima, $\mu_e = \frac{mc^2}{T_{e0}}$, $P_0(a)$ é a potência da onda injetada na borda do plasma e S é a área da superfície magnética (sobre a qual o coeficiente de difusão é calculado), k_{\perp}'' é a parte imaginária do vetor de onda (que traz as propriedades de absorção da onda de cíclotron), n_{\square} é o valor do índice de refração na ressonância (dado por: $n_{\square} = \frac{(\gamma - y) \sqrt{\mu_e}}{u_{\square}}$), e Γ representa uma distribuição do tipo gaussiana, que é uma função de n_{\square} , expressa por:

$$\Gamma(n_{\square}) = \frac{\exp\left[-(n_{\square} - \bar{n}_{\square})^2 / (\Delta n_{\square})^2\right]}{\sqrt{\pi} \Delta n_{\square}} .$$

III-50

Com relação aos limites da integração em III-49, x representa a posição onde o coeficiente de difusão D_{EC} é calculado, e a representa a posição na borda do plasma.

Ainda na expressão III-49, $|b|$ está relacionado com a velocidade de grupo da onda e $\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma}$ corresponde aos termos de polarização da onda: Suas expressões são (ROSA e GIRUZZI, 2000):

$$|b| = \left| (\epsilon_{11} - n_{\perp}^2 - n_{\square}^2)(\epsilon_{11} - n_{\square}^2 + \epsilon_{33} - n_{\perp}^2) + (\epsilon_{11} - n_{\square}^2)(\epsilon_{33} - n_{\perp}^2) + \epsilon_{12}^2 - n_{\perp}^2 n_{\square}^2 \right|_c \quad \text{III-51}$$

$$\times \frac{\omega}{2c} \left\{ n_{\perp}^2 \left[n_{\perp}^2 2\epsilon_{11} + n_{\square}^2 (\epsilon_{11} + \epsilon_{33}) - \epsilon_{11}^2 - \epsilon_{12}^2 - \epsilon_{11} \epsilon_{33} \right]^2 \right. ;$$

$$\left. + n_{\square}^2 \left[n_{\perp}^2 (\epsilon_{11} + \epsilon_{33}) + 2\epsilon_{33} (n_{\square}^2 - \epsilon_{11}) \right]^2 \right\}^{-1/2}$$

$$\boldsymbol{\pi} \cdot \boldsymbol{\sigma} = \frac{1}{2} \left\{ \left[\epsilon_{12} (\epsilon_{33} - n_{\perp}^2) + i\epsilon_{13} (\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp}) \right] - i \left[(\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp})^2 - (\epsilon_{11} - n_{\square}^2)(\epsilon_{33} - n_{\perp}^2) \right] \right\} \quad \text{III-52}$$

$$- \frac{n_{\perp}}{y} \frac{u_{\square}}{\sqrt{\mu}} \left[i\epsilon_{13} (\epsilon_{11} - n_{\square}^2) + \epsilon_{12} (\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp}) \right] \left\{ - \left[\epsilon_{12} (\epsilon_{33} - n_{\perp}^2) + i\epsilon_{13} (\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp}) \right]^2 \right.$$

$$\left. + \left[(\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp})^2 - (\epsilon_{11} - n_{\square}^2)(\epsilon_{33} - n_{\perp}^2) \right]^2 - \left[i\epsilon_{13} (\epsilon_{11} - n_{\square}^2) + \epsilon_{12} (\epsilon_{13} + n_{\square} n_{\perp}) \right]^2 \right\}^{-1/2}$$

Em III-51 o índice (c) informa que o cálculo deve ser feito sobre os elementos do tensor dielétrico de plasma frio.

III.5.3 O termo da onda híbrida

Aqui também escrevemos o termo da onda híbrida inferior na forma de uma equação de difusão, segundo o modelo adotado por ROSA e ZIEBELL, 1993:

$$(\partial_{\tau} f)_{LH} = \partial_{u_{\parallel}} (D_{LH} \partial_{u_{\parallel}} f), \quad \text{III-53}$$

onde, D_{LH} é o coeficiente de difusão no espaço de momento, cuja expressão é dada por:

$$D_{LH}(u_{\parallel}) = \frac{4\pi}{q^2 n_0 \omega \Lambda |u_{\parallel}|} \left(\frac{|B|}{|A|} \frac{|D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2|^2}{|\partial D / \partial \vec{n}|} S(n_{\parallel}) \right)_{n_{\parallel} = \mu^{1/2} / u_{\parallel}} \quad \text{III-54}$$

Nesta equação, $D_{ij} = n_i n_j - n^2 \delta_{ij} + \varepsilon_{ij}$ e ε_{ij} representa os elementos do tensor dielétrico de plasma frio ($\mu_e = m_e c^2 / T_{e0}$) e as quantidades A , B e D são dadas também por (ROSA e ZIEBELL, 1993):

$$\begin{aligned} A &= |D_{13} D_{22} - D_{12} D_{23}|^2 + |D_{23} D_{11} - D_{12}^* D_{13}|^2 + |D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2|^2; \\ B &= D_{11} D_{22} - |D_{12}|^2 + D_{11} D_{33} - |D_{13}|^2 + D_{22} D_{31} + D_{22} D_{33} - |D_{23}|^2; \\ D &= \varepsilon_{11} n_{\perp}^4 + n_{\perp}^2 \left[(\varepsilon_{11} + \varepsilon_{13})(n_{\square}^2 - \varepsilon_{11}) - \varepsilon_{12}^2 \right] + \varepsilon_{33} \left[(\varepsilon_{11} - n_{\square}^2)^2 + \varepsilon_{12}^2 \right] = 0; \end{aligned}$$

enquanto que $S(n_{\parallel})$ é o espectro do fluxo de energia, que representa a quantidade de energia da onda que chega até uma determinada posição do plasma. Este espectro deve ser calculado para cada n_{\square} , a partir da expressão:

$$S(n_{\parallel}) = \frac{\left(\frac{c}{16\pi} \right) |E|^2 \left(\frac{\partial D}{\partial n} \right)}{|B|}. \quad \text{III-55}$$

Em III-55, E é a amplitude do campo elétrico da onda híbrida inferior.

Este coeficiente (D_{LH}) é também calculado para cada velocidade ressonante u_{\square} , que corresponde a um valor para o índice de refração, n_{\square} dado por:

$$n_{\square} = \frac{\mu_e^{1/2}}{u_{\square}}. \quad \text{III-56}$$

Esta expressão é obtida a partir da relação de ressonância $\omega - k_{\square} v_{\square} = 0$, fazendo-se $\gamma = 1$.

III.5.4 O termo do transporte

Como citado no capítulo II deste trabalho, o transporte dominante em Tokamaks é anômalo. Mas de qualquer forma não se sabe ao certo se este tipo de transporte tem origem nas flutuações dos campos elétricos ou magnéticos ou ambos. Neste trabalho consideramos que o transporte é de origem magnética e que o coeficiente de difusão das partículas é definido como $D \square v_r^2 \tau$, em que v_r é chamada velocidade radial característica e τ é o tempo de correlação. Para perturbações de natureza magnética $v_r \square v_{\square} \tilde{b}$, em que \tilde{b} representa o campo magnético perturbado normalizado. Assumindo ainda a escala de tempo como sendo da ordem do tempo de trânsito (tempo necessário para a partícula completar uma volta sobre a superfície magnética), $\tau \square \frac{\pi R}{v_{\square}}$, o coeficiente de difusão responsável pelo transporte de partículas pode ser escrito como (MYRA E CATTO, 1992):

$$D \propto \pi R v \left| \tilde{b} \right|^2.$$

III-57

Em III-57 $\tilde{b} = -\left(\frac{1}{rB}\right)\frac{\partial \tilde{\psi}}{\partial \theta}$, com $\tilde{\psi}$ representando o fluxo magnético através das superfícies e

θ representa a variação do ângulo poloidal.

Como fizemos com os demais termos da equação de Fokker-Planck, este termo devido ao transporte de partículas, também pode ser colocado na forma de uma equação de difusão, escrito da forma:

$$\left(\frac{\partial f}{\partial \tau}\right)_{Tr} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_m \frac{\partial f}{\partial x} \right),$$

em que D_m representa o coeficiente de difusão de partículas, por ação de perturbação de origem magnéticas, dado pela equação III-57.

III.5.5 - Inclusão dos efeitos das Colisões na equação de Fokker-Planck

As partículas presentes em um plasma podem apresentar dois tipos de comportamentos distintos: um coletivo e outro individual.

Como citado anteriormente, no plasma a energia cinética das partículas é muito maior que a interação elétrica entre elas, o que faz com que as partículas do plasma sofram colisões com pequenos ângulos de espalhamento em número muito maior do que colisões com grandes ângulos. Isto sugere que a descrição das colisões, em um plasma, devem ser tratadas como um modelo de difusão (KRALL e TRIVELPIECE, 1973).

A equação de Fokker-Planck descreve a evolução temporal de um plasma colisional, próximo a seu estado de equilíbrio. Nesta equação, as colisões podem ser descritas em termos da divergência de um fluxo colisional do tipo $S_c = \sum S_c^{a/b}$, em que o índice superior representa o tipo de partícula envolvida. Este operador, em sua forma completa, é chamado de operador de colisão de Landau, com o qual é possível obter a conservação de partículas, momento e energia.

A forma geral do termo de colisões é dado por (LANDAU, 1936 apud ROSA, 1993):

$$\begin{aligned} (\partial_t f)_{col} = & \sum_{\beta} 2\pi \Lambda_{e\beta} e^4 m n_e \tilde{z}_{\beta} \partial_{\mathbf{p}} \left\{ -\frac{m}{m_{\beta}} f(\mathbf{p}) \partial_{\mathbf{p}} \partial_{\mathbf{p}} \partial_{\mathbf{p}} \int d^3 p' \left| \mathbf{p} - \mathbf{p}' \frac{m}{m_{\beta}} \right| f_{\beta}(\mathbf{p}') + \right. \\ & \left. + \partial_{\mathbf{p}} f(\mathbf{p}) \partial_{\mathbf{p}} \partial_{\mathbf{p}} \int d^3 p' \left| \mathbf{p} - \mathbf{p}' \frac{m}{m_{\beta}} \right| f_{\beta}(\mathbf{p}') \right\}, \end{aligned}$$

nesta expressão, $\Lambda_{e\beta} = 24 - \ln \left(\frac{n_e^{1/2}}{T_e} \right)$ é o logaritmo coulombiano, e é a carga do elétron,

$\tilde{z}_{\beta} = \frac{n_{\beta} z_{\beta}}{n_e}$, é a carga efetiva da espécie β e n_{β} , z_{β} , m_{β} e f_{β} são respectivamente, a densidade, a carga, a massa e a função distribuição da espécie β .

Em nosso trabalho utilizaremos o termo de colisões na forma dada por (KRIVENSKI, 1987 apud ROSA, 1993):

$$(\partial_{\tau} f)_{col} = \frac{Z+1}{u^3 \sin\theta} \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial f}{\partial\theta} \right) + \frac{2}{u^2} \frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{1}{u} \frac{\partial f}{\partial u} + f \right),$$

em que Z é a carga dos íons e $\theta = \tan^{-1}(u_{\perp}/u_{\parallel})$.

Esta expressão é válida para velocidades muito maiores que a velocidade térmica.

O primeiro termo do lado direito da equação, representa as colisões entre os elétrons da cauda da função distribuição com os íons, enquanto o segundo termo representa as colisões entre os elétrons da cauda com aqueles do corpo da função distribuição maxwelliana, que não interagem com a onda. Aqui as colisões entre elétrons rápidos são desconsideradas, pois a probabilidade de ocorrerem é muito pequena.

III.6 - Barreiras de transporte

Como já mencionado, para o estudo da fusão nuclear com objetivo de produzir energia em futuros reatores, é necessário o entendimento do aquecimento e do transporte de partículas. A teoria do transporte neoclássico já é bem entendida, mas não consegue explicar os resultados experimentais, pois estes indicam que o transporte é anômalo.

Em plasmas é desejável que o transporte seja altamente reduzido, de forma a melhorar o desempenho em Tokamaks. Para este fim, é de grande interesse a criação de barreiras de transporte interna e da borda durante a transição dos modos de baixo confinamento, para o de alto confinamento.

O estudo de tais estruturas é tido como de suma importância para a Física de fusão nuclear, desde que possam ser geradas em locais específicos no interior dos Tokamaks.

O aparecimento das barreiras de transporte é acompanhado de algumas alterações no plasma, como aumento da densidade e temperatura na região de formação da barreira. A primeira observação de formação da barreira da borda foi no Tokamak ASDEX em 1982 (WAGNER et al, 1982), que ocorreu espontaneamente durante a fase de descarga no aquecimento ôhmico. Observou-se, durante a descarga, um aumento local de temperatura e pressão próximo à separatrix. De forma geral, alterações na difusividade térmica de íons, elétrons e a diminuição do momento angular das partículas, também são fatores que acompanham a formação das barreiras de transporte.

Para efeito de comparação, após a formação da barreira, o modo de alto confinamento confina cerca de duas vezes mais energia que o modo de baixo confinamento, devido à presença da barreira de transporte.

Até o início da década de 90, não haviam sido observadas formações de barreiras na região mais central do plasma. Mas em meados desta década, vários grupos relataram um aumento no tempo de confinamento e retenção de partículas e energia próximas à região do núcleo. Surgia então a barreira de transporte interna.

Observou-se que esta aparição das barreiras, tanto interna quanto externa, não depende da forma de aquecimento, uma vez que haviam surgido em vários esquemas

diferentes de aquecimento: injeção de partículas neutras, aquecimento por ondas de cíclotron iônica e eletrônica e aquecimento pela onda híbrida inferior.

Alguns mecanismos envolvendo a formação das barreiras internas e da borda são semelhantes, entre eles podemos citar as suas estruturas e o campo elétrico radial, E_r (SYNAKOWSKI, 1997).

A busca pela criação de barreiras de transporte interna visa o desenvolvimento de regimes que possam ser empregados para a operação contínua de máquinas de fusão. Mas, para isso, as barreiras precisam ser criadas em regiões de superfícies magnéticas com q racional, objetivando aumentar o tempo de confinamento de energia do plasma. Como exemplo deste aumento local, na *Figura III-2*, comparamos os perfis de pressão nos modos L (baixo confinamento) e H (alto confinamento) e ainda o perfil na presença de uma barreira de transporte interna, mostrando o aumento no gradiente de pressão obtido na região da barreira.

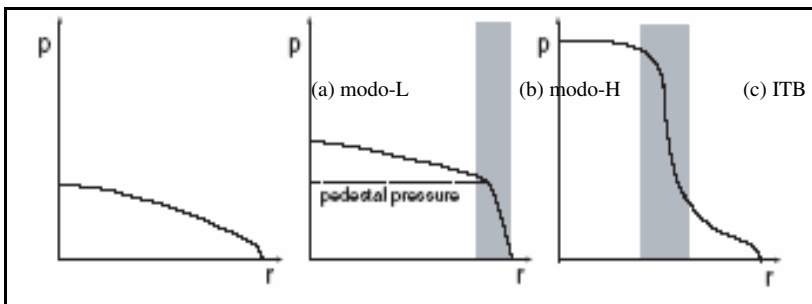


Figura III-2 - Perfis de pressão para (a) modo-L, (b) modo-H e (c) na presença de uma ITB. As áreas escuras representam regiões de transporte radial reduzido (WOLF, 2003).

No entanto é difícil garantir a sua permanência neste local, pois a formação de campos elétricos radiais e a alteração no perfil de q , provocam alterações no confinamento e fazem com que esta se desloque de posição, como será detalhado na seção abaixo quando se apresentará o processo de formação e dinâmica da Barreira.

III.6.1 Formação dinâmica da barreira de transporte interna

Uma barreira de transporte interna forma-se geralmente na fase de descarga ôhmica do plasma. Mas existem casos em que ela aparece na fase de aumento da corrente com potência moderada de aquecimento. Estas barreiras de transporte internas que se formam durante a fase de aumento da corrente, são facilmente distinguidas quando fazemos uma

análise do perfil de temperatura dos elétrons (WESSON, 1997). Apenas uma minoria delas forma-se na fase de alta potência (OGENA e VAN OOST, 2000).

Após a sua formação, uma barreira de transporte interna pode expandir ou desaparecer, dependendo da potência de aquecimento, perfil de densidade de corrente, presença de instabilidades MHD, etc. O que difere cada uma destas barreiras, a princípio, é a física que governa sua formação dinâmica e, posteriormente, as diferentes formas pelas quais elas evoluem, durante e após a descarga.

Mesmo assim, o mecanismo de formação das barreiras não é totalmente conhecido, mas já sabemos que há vários mecanismos físicos que influenciam na formação e dinâmica destas barreiras. Abaixo, descreveremos os dois principais mecanismos formadores, hoje em estudo, das barreiras de transporte interna.

O primeiro deles envolve o campo elétrico radial, e o conseqüente mecanismo $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, provocando a rotação do plasma na direção poloidal. Este mecanismo tem sido cogitado como peça fundamental para a obtenção da fusão nuclear controlada em regime constante. O seu estudo possibilitará uma melhor compreensão também da transição de baixo confinamento para alto confinamento.

Hoje sabemos que para entender o mecanismo de formação das barreiras de transporte e, principalmente, a conexão entre a barreira externa e a barreira interna, é necessário o estudo envolvendo as configurações dos campos elétricos do plasma.

A equação para o campo elétrico radial pode ser escrita como:

$$\mathbf{E}_r = \frac{1}{Zen_i} \frac{\partial \rho_i}{\partial \mathbf{r}} - v_\theta \mathbf{B}_\phi - v_\phi \mathbf{B}_\theta. \quad \text{III-59}$$

Em III-59, v_θ e v_ϕ são, respectivamente, as velocidades poloidal e toroidal, \mathbf{B}_θ e \mathbf{B}_ϕ são, respectivamente, os campos magnéticos poloidal e toroidal, n_i é a densidade dos íons, Z é a carga do íon e " e " é a carga elementar.

A equação III-59 indica que existe uma conexão entre o campo elétrico radial, o transporte de partículas, a rotação toroidal e o fluxo poloidal.

Em Tokamaks, o mecanismo $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$ é usualmente calculado de acordo com a expressão de Halm-Burrell (HAHM e BURRELL, 1995):

$$\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}} = \left(\frac{(RB_\theta)^2}{B} \frac{\partial}{\partial \psi} \frac{E_r}{RB_\theta} \right). \quad \text{III-60}$$

Em que ψ é o fluxo poloidal. O campo elétrico radial pode ser obtido através da expressão III-59.

Notemos em III-60 que existe uma dependência com B^{-1} para $\omega_{E \times B}$, que faz o valor de $\omega_{E \times B}$ ser grande em regiões de baixo campo. Nestas regiões de baixo campo a estabilização da turbulência ocorre mais facilmente (HAHM e BURRELL, 1995).

A completa descrição deste mecanismo, e de sua teoria necessita de uma análise não linear que considera o modelo eletrostático, e conclui que o transporte (ITG, ETG, TEM) é causado por uma correlação entre a densidade (ou temperatura perturbada) e velocidade (ou potencial perturbado); além do que o mesmo é suprimido pela ação de $\omega_{E \times B}$.

Em uma análise linear, por outro lado, a presença do mecanismo $\omega_{E \times B}$ provoca um amortecimento entre o acoplamento dos modos instáveis, levando o sistema a um modo mais instável, ou próximo a este.

Mas seja qual for a análise feita, há evidências que indicam que o mecanismo $\omega_{E \times B}$ é principal responsável pela supressão do transporte radial de partículas na região de baixo campo.

Uma possível confirmação disto, é que a observação da formação destas barreiras em alguns Tokamaks, ocorre quando o mecanismo $\omega_{E \times B}$ torna-se maior que a turbulência que domina o plasma. Isto foi observado nos Tokamaks JET (CRISANT, 2001) DIII-D (BURRELL, 1997) e TFTR (SYNAKOWSKI, 1997).

Sabemos hoje, porém que gradientes de temperatura aumentam sensivelmente o nível de turbulência e que $\omega_{E \times B}$ deveria crescer com a turbulência de modo a suprimi-la. Mas isto não acontece na situação de formação de barreiras, o que ainda deixa um espaço aberto dentro das teorias existentes para explicar a ação específica deste mecanismo nas barreiras de transporte.

O segundo mecanismo em estudo é o que envolve o *shear* do campo magnético (s). há várias evidências de que o *shear* do campo magnético, derivado do perfil de segurança q em que $s \approx \frac{r}{q} \left(\frac{dq}{dr} \right)$, afeta o transporte. Acredita-se que além de influenciar a formação da barreira interna ele também ajuda a mantê-la estável por maior tempo. Quando este parâmetro é negativo, as instabilidades chamadas *Ballooning modes* entram em um estado de estabilização, podendo até mesmo ser completamente estabilizados no caso de se considerar o modelo MHD ideal (STAEBLER, 1998). Para valores próximos ou negativos

do *shear*, ocorre uma melhora do confinamento, principalmente na região do núcleo. Além disso, observa-se que para valores negativos do *shear* a curvatura do campo gerada por micro-instabilidades é reduzida para os modos TEM e ITG.

Quando o *shear* tem um valor pequeno ou negativo na fase de descarga ôhmica de um Tokamak, a formação de barreiras de transporte é facilitada.

Hoje crescem também estudos relacionados à sinergia entre os efeitos do *shear* magnético e o mecanismo $\omega_{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}$. No JET, testes foram feitos o que comprovam este efeito. A explicação para a sinergia está ligada aos modos ITG's. A descrição de tal estudo foge dos interesses deste trabalho, uma vez que ainda são recentes os progressos com relação ao entendimento dos efeitos observados.

Resumindo é difícil interpretar e analisar separadamente os mecanismos que agem de forma a suprimir o transporte e, conseqüentemente, favorecer a formação das barreiras de transporte. Isto porque a supressão da turbulência se dá de maneiras diferentes para cada mecanismo; mas em comum, vários deles são afetados por parâmetros locais do plasma como variação de temperatura e densidade. Devido a isso, hoje se analisa um conjunto de fatores que são benéficos à supressão da turbulência e não apenas um único parâmetro isolado.

No próximo capítulo, apresentaremos o nosso modelo de barreira de transporte e nossos resultados, combinando os efeitos do transporte e das barreiras sobre parâmetros do plasma.

Capítulo - IV Resultados Numéricos

IV.1 - Descrição da simulação

Como apontado na Introdução, nesse trabalho estudamos o efeito da presença de uma barreira de transporte sobre alguns parâmetros do plasma como, por exemplo, a densidade, a temperatura dos elétrons, a corrente gerada e o perfil de deposição de potência das ondas.

As ondas que foram consideradas para o aquecimento e geração de corrente no plasma são as ondas, híbrida inferior e cíclotron eletrônica. Todos os resultados foram obtidos através de simulações numéricas utilizando-se o código *Kinesis*. Esse código é composto por um conjunto de rotinas as quais resolvem numericamente a equação de Fokker-Planck a qual, como mencionado nos capítulos anteriores, governa a evolução temporal da função distribuição.

A equação de Fokker-Planck III-40 é reescrita aqui considerando os efeitos das ondas (híbrida inferior e de cíclotron eletrônica), o efeito do transporte de natureza magnética e o efeito das colisões entre as partículas constituintes do plasma, que atuam de forma a modificarem a função distribuição:

$$\frac{\partial f}{\partial \tau} = \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{EC} + \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{LH} + \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{Tr} + \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{Col} . \quad \text{IV-1}$$

Nesse trabalho usamos o modelo de lâmina para descrever a propagação das ondas. Mesmo assim, aspectos toroidais e cilíndricos também foram considerados em nossos cálculos, como será descrito mais adiante. No modelo de lâmina supõe-se uma lâmina de plasma de extensão infinita na direção toroidal (z) e largura na direção radial (x) igual a $2a$, em que a representa o raio do plasma, sobre a qual se encontram linhas retas de campo toroidal. As posições no plasma são representadas pela variável x , que assume valores no intervalo $[-a, a]$, como pode ser visto na Figura IV-1.

A solução numérica foi obtida pelo Método Implícito em Direções Alternadas (ADI) (CARNAGHAN, LUTHER E WILKIES, 1969 apud ROSA, 1993) que consiste em dividir o intervalo de tempo $\Delta\tau$ em dois subintervalos. O primeiro subintervalo varia de τ a $\tau + \frac{1}{2}\Delta\tau$, correspondendo a uma variação no tempo discretizado de n a $n + \frac{1}{2}$ (n representa o instante de tempo em que estamos calculando as derivadas da função distribuição). No segundo intervalo, o tempo varia de $\tau + \frac{1}{2}\Delta\tau$ a $\tau + \Delta\tau$, correspondendo a uma variação no tempo discretizado de $n + \frac{1}{2}$ a $n + 1$. No primeiro subintervalo, as derivadas da função distribuição em relação às componentes da velocidade normalizada são escritas de forma implícita em uma direção e, de forma explícita, na outra direção. No segundo subintervalo ocorre a inversão: a derivada que havia sido calculada de forma implícita passa a ser calculada de forma explícita, e vice-versa.

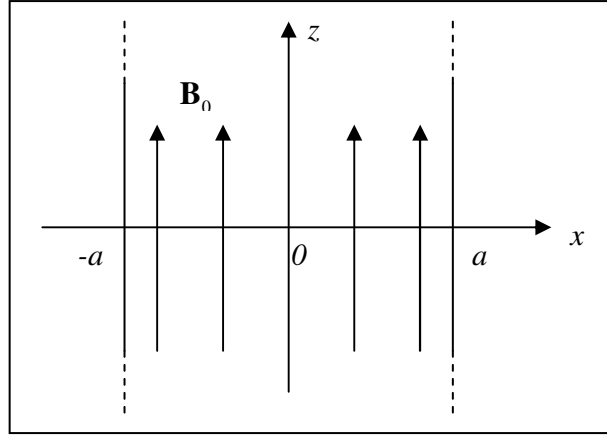


Figura IV-1- Modelo de lâmina.

Partimos de uma função distribuição eletrônica do tipo Maxwelliana $f(u, \mu, x, \tau)$, em que τ é o tempo (normalizado ao tempo de colisões no centro da lâmina), u é o módulo do momento do elétron (normalizado ao momento térmico central em $\tau=0$), e $\mu = \cos \theta$ é o co-seno do ângulo entre o momento e o campo magnético (ângulo *pitch*). O espaço tridimensional (u, μ, x) da função distribuição foi discretizado em um conjunto de $151 \times 71 \times 81$ pontos, considerando-se os intervalos $0 \leq u \leq 12$, $-1 \leq \mu \leq 1$ e $-20 \leq x \leq 20$.

As expressões utilizadas para o cálculo do campo magnético e dos perfis iniciais de densidade e temperatura foram as seguintes (os índices '0' e 'a' representam os valores no centro e na borda do plasma, respectivamente):

$$B_0(x) = B_0(0) \left(1 + \frac{x}{R_0} \right)^{-1}; \quad \text{IV-2}$$

$$n_e(x, \tau=0) = (n_{e0} - n_{ea}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right) + n_{ea}; \quad \text{IV-3}$$

$$T_e(x, \tau=0) = (T_{e0} - T_{ea}) \left(1 - \frac{x^2}{a^2} \right)^2 + T_{ea}. \quad \text{IV-4}$$

Assumimos, ainda, parâmetros típicos de um Tokamak de tamanho médio, escolhidos de forma a garantir a total absorção da onda híbrida (Parâmetros do Tokamak FTU). Estes parâmetros são: raio maior $R_0 = 1$ m e raio do plasma $a = 0,5$ m. Os valores do campo magnético toroidal no centro, da densidade e da temperatura no centro e na borda da máquina, foram $B_0(0) = 2,65$ T, $n_{e0} = 6,0 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $n_{ea} = 6,0 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $T_{e0} = 3,0$ keV e $T_{ea} = 3,0 \times 10^{-2} \text{ keV}$.

A evolução temporal da função distribuição é seguida a intervalos de 0,01 tempos de colisão ($\Delta\tau = 0,01$). Após cada intervalo de tempo a função distribuição é recalculada. O processo segue até que o estado estacionário, entendido como o estado no qual a densidade de corrente varia em menos de 1%, seja obtido, quando então a simulação é encerrada. Para os presentes parâmetros este tempo final ocorre em $\tau = 250$.

Os perfis de densidade e temperatura foram recalculados a cada 1 tempo de colisão, resolvendo-se as equações IV-5 e IV-6.

$$n_e(x, \tau) = \int f(u, \mu, x, \tau) d^3u; \quad \text{IV-5}$$

$$T_e(x, \tau) = \frac{T_{e0}}{3n_e(x, \tau)} \int u^2 f(u, \mu, x, \tau) d^3u. \quad \text{IV-6}$$

O perfil de densidade e temperatura inicial é apresentado na Figura IV-2.

Outras quantidades recalculadas a cada tempo de colisão são o perfil de densidade de corrente e os perfis de deposição de potência das ondas, que serão apresentados mais adiante nesse trabalho.

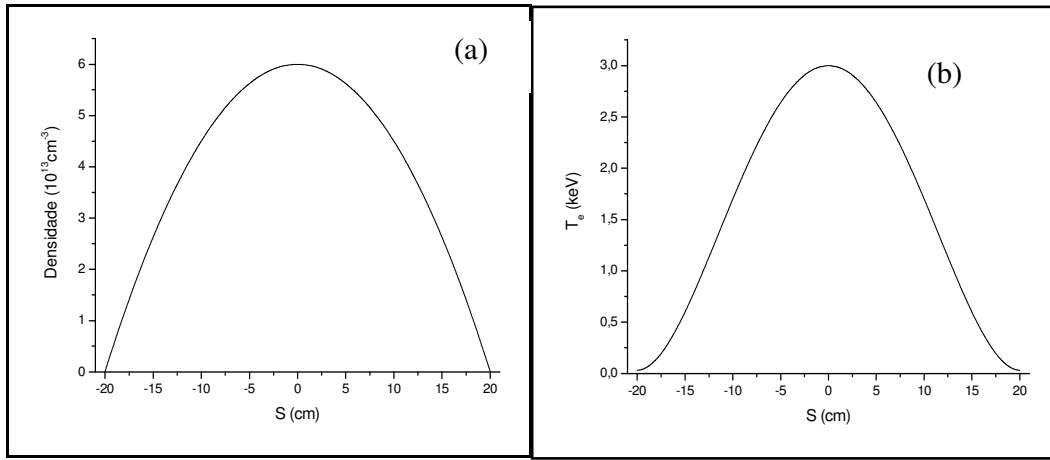


Figura IV-2- Perfis iniciais de (a) densidade e (b) temperatura

Em nosso trabalho consideramos, na solução numérica, o caso canônico em que a barreira de transporte interna ocorre na posição de mínimo valor do fator de segurança q , o qual sofre uma inversão após atingir o mínimo, a fim de evitar possíveis modos instáveis que surgem no plasma, principalmente instabilidades previstas pela teoria MHD ideal. A mais perigosa é a instabilidade de dobra, já mencionada antes que destrói o plasma rapidamente.

Em alguns casos consideramos que a barreira é deslocada para posições mais próximas do centro do plasma ou mais próximas da borda do plasma, para que possamos investigar o efeito da posição da barreira sobre as quantidades calculadas.

Para simular a barreira de transporte interna, assumiu-se que o nível de perturbação magnética é igual a $\tilde{b} = \tilde{b}_0$ em todo o plasma, exceto na região da barreira, onde o nível de perturbação reduz-se para o valor $\tilde{b} = \alpha \tilde{b}_0$, em que α representa a profundidade da barreira e tem valor $\alpha = 0,125$. A barreira tem largura de 2β e seu centro está fixado na posição $x = x_b$. A redução do nível de turbulência na região da barreira ($x_b - \beta < x < x_b + \beta$) é dada por uma função parabólica, do tipo:

$$\tilde{b} = \tilde{b}_0 (a_1 + a_2 x + a_3 x^2).$$

IV-7

Em que os coeficientes a_i são dados por:

$$a_1 = \alpha + \frac{1-\alpha}{\beta^2} x_b^2 \quad a_2 = -2 \frac{1-\alpha}{\beta^2} x_b \quad a_3 = \frac{1-\alpha}{\beta^2}$$

Para a onda híbrida inferior, os parâmetros utilizados nas simulações são: $f_{LH} = 3,38 \cdot 10^9$ Hz (frequência da onda híbrida), $P_{LH}(a) = 0,5$ MW que é a potência da onda híbrida na borda do plasma. O índice de refração paralelo na borda do plasma, utilizado nas simulações, tem valor $n_{t0} = 2,3$.

A potência dissipada pela onda em seu trajeto dentro do plasma foi calculada em cada posição da lâmina, estimada pela densidade de energia absorvida nestas posições, cuja expressão é:

$$\rho_{LH}(x, \tau) = 1,5 \cdot 10^{-16} T_{e0} \nu_{e0} \int d^3 u \frac{u^2}{2} \left(\frac{\partial f}{\partial \tau} \right)_{LH}, \quad \text{IV-8}$$

em que ν_{e0} é a frequência de colisões no centro do plasma.

A outra onda utilizada neste trabalho, a onda de cíclotron, é injetada na borda do plasma com um ângulo $\bar{\psi} = 15^\circ$ em relação à normal do campo magnético, apenas no intervalo de $100 \leq \tau \leq 250$. Utilizamos o segundo harmônico do modo extraordinário, com frequência de $f_{EC} = 140 \times 10^9$ Hz e potência $P_{EC}(a) = 1,0$ MW.

O coeficiente da onda de cíclotron D_{EC} foi obtido tomando-se a média da potência absorvida sobre a área da superfície magnética, uma vez que este coeficiente depende do espectro de potência da onda P_{EC} sobre a superfície magnética $D_{EC} \propto \frac{P_0}{S}$. A potência que chega a cada posição x da lâmina é dada pela expressão IV-9 (cujo cálculo é feito de forma auto-consistente ao longo da trajetória da onda no plasma):

$$P_{EC}(x, \tau, n_{\square}) = P_{EC}(a) \frac{\exp\left[-(n_{\square} - \bar{n}_{\square})^2 / (\Delta n_{\square})^2\right]}{\sqrt{\pi} \Delta n_{\square}} \exp\left(\frac{-2\omega_{EC}^2 a^2}{c} \int_a^x dx' n_{\perp}''(x')\right), \quad \text{IV-9}$$

Nesta expressão, n_{\perp}'' é a parte imaginária do índice de refração perpendicular e $n_{\square} = n_{\square}(x)$ é o índice de refração paralelo corrigido para cada posição ao longo da propagação através do plasma, cuja expressão é:

$$n_{\square}(x) = n_{t0} \frac{R_0 + a}{R_0 + x}, \quad \text{IV-10}$$

Em que, $n_{\perp 0}$ é o índice de refração na direção paralela na borda do plasma.

Outro aspecto que foi considerado corresponde à presença dos elétrons aprisionados, cujo principal efeito aparece como uma simetria na função distribuição com relação à componente paralela do momento. Como estes elétrons executam um movimento de vai-e-vem sobre a superfície magnética, ele contribui ora positivamente e ora negativamente para a corrente gerada. Este é o principal efeito da geometria toroidal que levamos em consideração.

Segundo (ROSA e GIRUZZI, 2000), a condição $f(u, \mu, x, \tau) = f(u, -\mu, x, \tau)$ deve ser imposta para aqueles elétrons que satisfazem à condição de aprisionamento, o que nos leva à condição:

$$\frac{\mu}{(1-\mu^2)^{1/2}} < \left(\frac{2x}{R_0}\right)^{1/2} . \quad \text{IV-11}$$

IV.2 Resultados e análise

Nesta seção apresentaremos nossos resultados obtidos e já publicados no Brazilian Journal of Physics em um trabalho mais amplo, enfatizando os efeitos do transporte na geração de correntes pelo uso conjunto das ondas de cíclotron e híbrida inferior.

Nesta dissertação, pretendemos responder às seguintes questões básicas:

- 1) Considerando-se uma barreira de transporte de largura e posição fixas, qual a influência do nível de perturbação magnética (\tilde{b}_0)?
- 2) Considerando-se uma barreira de transporte cuja posição e profundidade são constantes, qual a influência da largura da barreira (β)?
- 3) Por fim, considerando-se uma barreira de transporte cuja largura e profundidade são constantes, qual a influência da posição da barreira (x_b)?

Com o objetivo de determinar a influência da barreira e do transporte de uma maneira geral, serão apresentados também os resultados obtidos para os casos sem transporte e sem barreira.

Comparamos inicialmente os perfis de deposição de energia da onda híbrida em função da posição da lâmina na

Figura IV-3, para o instante $\tau = 250$.
Na

Figura IV-3 (a), observamos que o maior pico de absorção ocorre quando fixamos na posição 10 cm a barreira.

Figura IV-3 (b) o aumento do nível de turbulência magnética faz com que ocorra uma pequena diminuição no pico de absorção da onda, devido não só ao escape de partículas da região de absorção ocasionado pelo transporte turbulento, mas também pelo fato do transporte magnético, assim como a deposição da onda híbrida ser mais eficiente na interação com elétrons energéticos. Esta ação do transporte turbulento, sobre partículas energéticas, faz com que a população de partículas ressonantes na região próxima à borda aumente, diminuindo assim a absorção na região entre a borda e o centro. Na

Figura IV-3 (c) o aumento da largura da barreira faz com que a absorção aumente devido ao maior aprisionamento de partículas na região de absorção. Neste caso algumas partículas, antes de escaparem da barreira, interagem com a onda híbrida, o que acarreta um aumento na absorção visto como um pequeno alargamento no pico da

Figura IV-3 (c). Em resumo observamos que a absorção de energia da onda é maior entre as posições 8 cm e 10cm da lâmina e que esta absorção aumenta com a presença da barreira.

Analisemos agora os perfis de deposição de energia da onda de cíclotron eletrônica em função da posição da lâmina, para o instante $\tau = 250$, mostradas na

Figura IV-4.

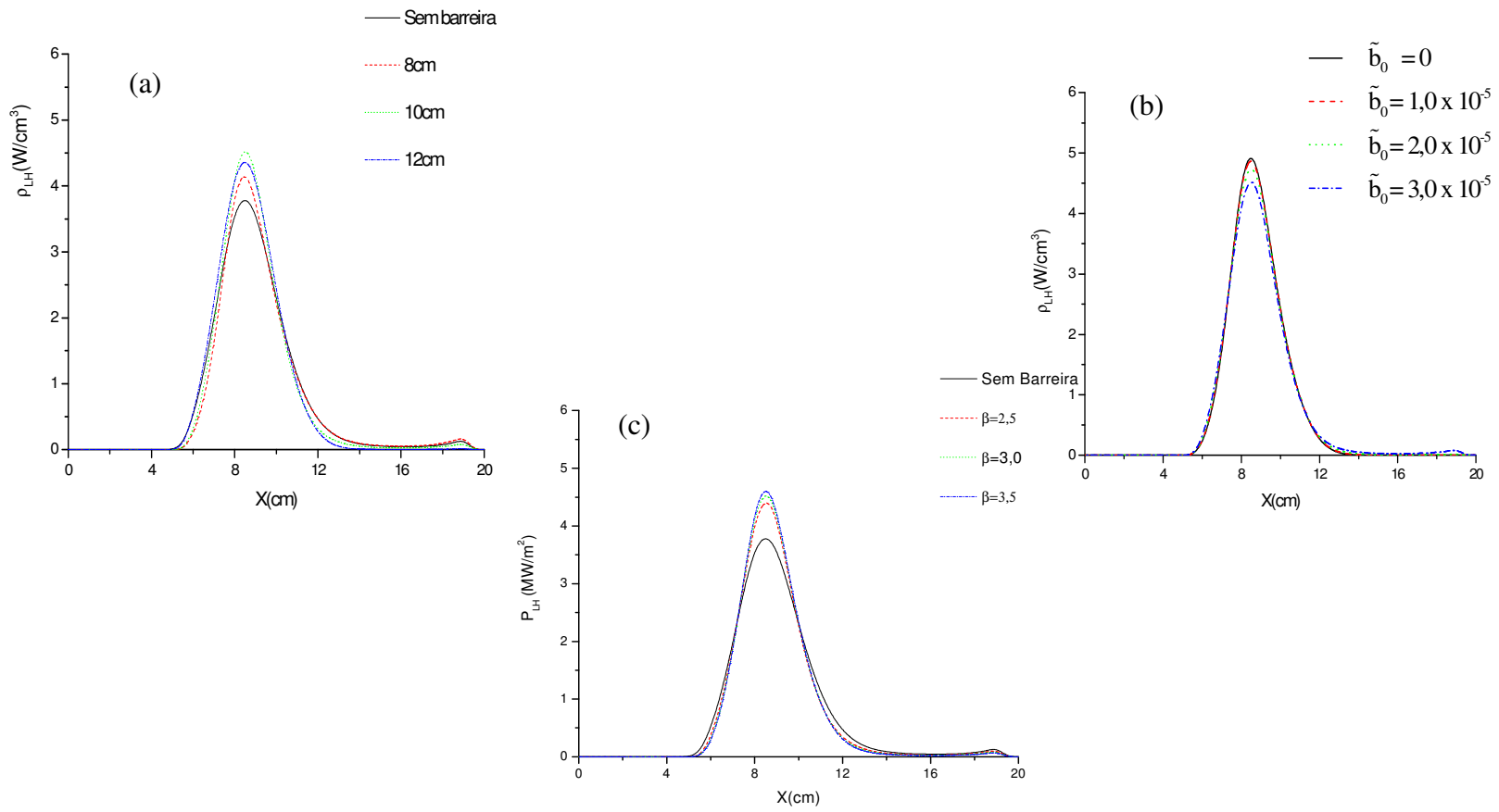


Figura IV-3- Perfis de deposição de potência da onda híbrida em $\tau = 250$ como função de: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

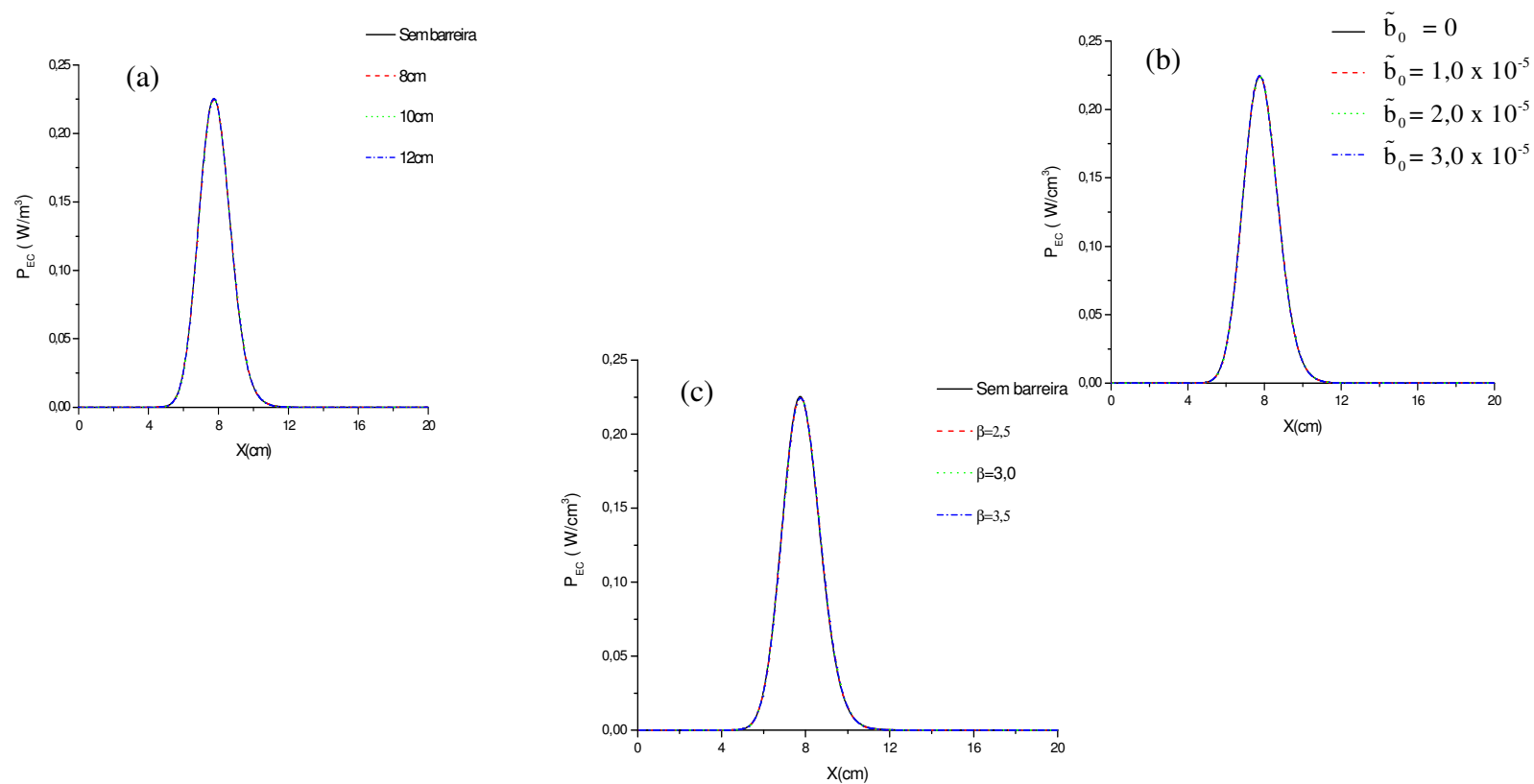


Figura IV-4 - Perfis de deposição da onda de cíclotron em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

Como podemos observamos na

Figura IV-4 que o perfil de absorção da onda de cíclotron eletrônica não é influenciado quando ocorrem variações nas características da barreira ou do nível de transporte. Isto era de se esperar, uma vez que a absorção da onda de cíclotron depende, basicamente, do campo magnético.

Na figura IV-5 são mostrados os perfis de densidade de corrente no estado de equilíbrio para os casos em que se modifica: a posição da barreira (a), o nível de perturbação magnética (b) e a largura da barreira(c).

A

Figura IV-5(a) mostra que quanto mais próxima da borda a barreira se encontra, menor a densidade de corrente. Isto ocorre porque a barreira acumula partículas próximas à borda aumentando a densidade local, e conseqüentemente, alterando a colisionalidade. Um outro fator que pode ser visto nesta figura é que a difusão para a borda da lâmina aumenta quando a barreira se aproxima do centro da lâmina. Tal efeito ocorre devido às partículas que interagem com a onda na região da barreira, migrar para a borda (região de menor colisionalidade). Na

Figura IV-5(b), o aumento da turbulência magnética faz com que a densidade de corrente diminua na região de deposição das ondas e aumente a difusão de partículas tanto para a borda, como para o centro da lâmina, que aparece como um aumento na densidade de corrente nesta região. Na

Figura IV-5 (c) observa-se que quanto maior a largura da barreira, maior o pico de densidade de corrente na região de deposição das ondas e menor a difusão em direção à borda. Isto se deve ao maior aprisionamento de partículas na região da barreira, possibilitando que um maior número de partículas fique em ressonância com a onda. Na ausência de barreira, a difusão é máxima e o pico de densidade de corrente é mínimo.

A figura IV-6 mostra a evolução temporal da corrente gerada no plasma. Podemos observar na

Figura IV-6, que a injeção das ondas resulta na geração de corrente e que esta aumenta com o tempo, até que seja atingido um estado estacionário, quando a corrente gerada pára de crescer. Introduzindo-se a onda de cíclotron após 100 tempos de colisão a corrente novamente aumenta, até atingir um novo estado estacionário.

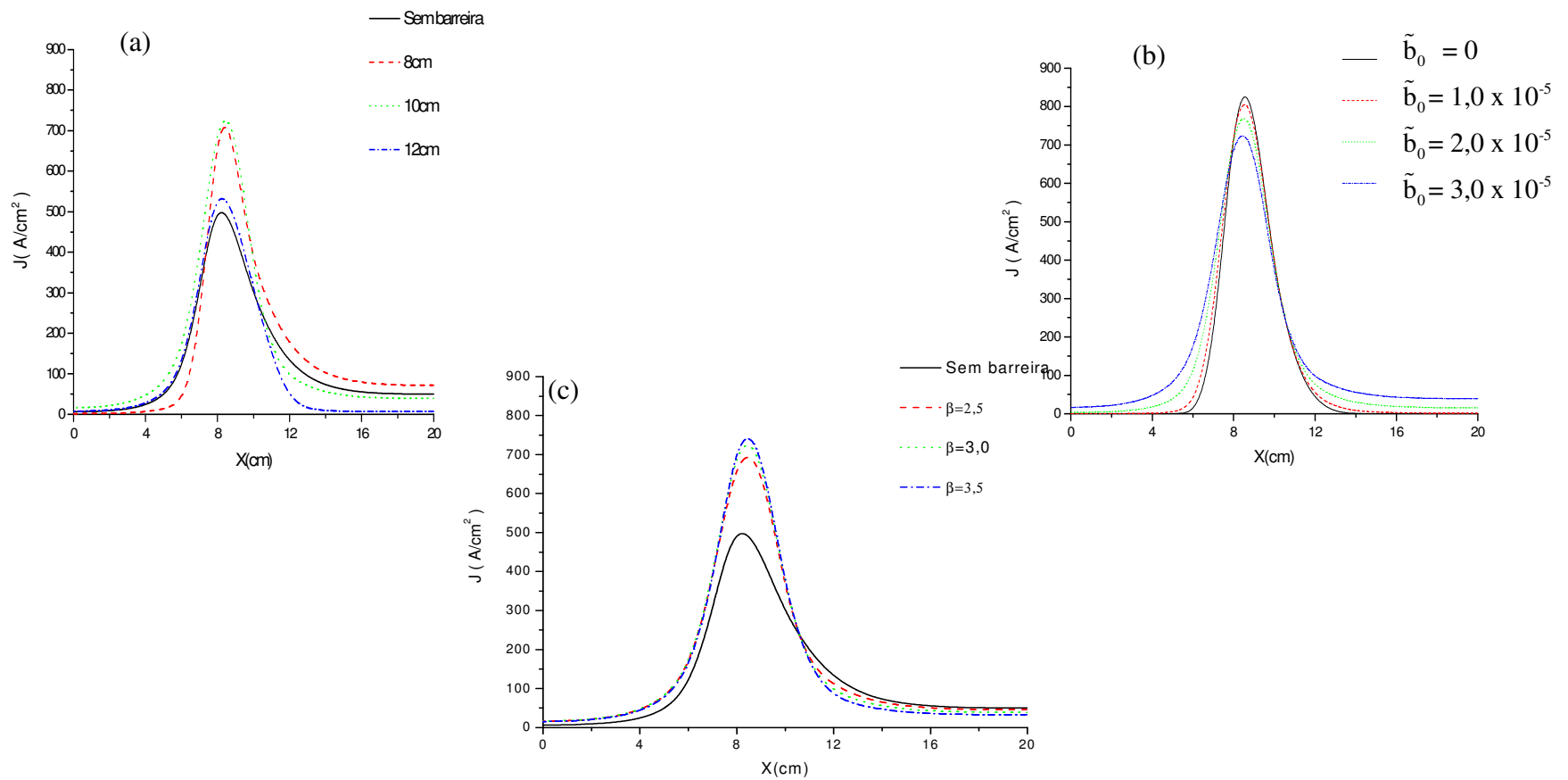


Figura IV-5 - Perfis de densidade de corrente em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

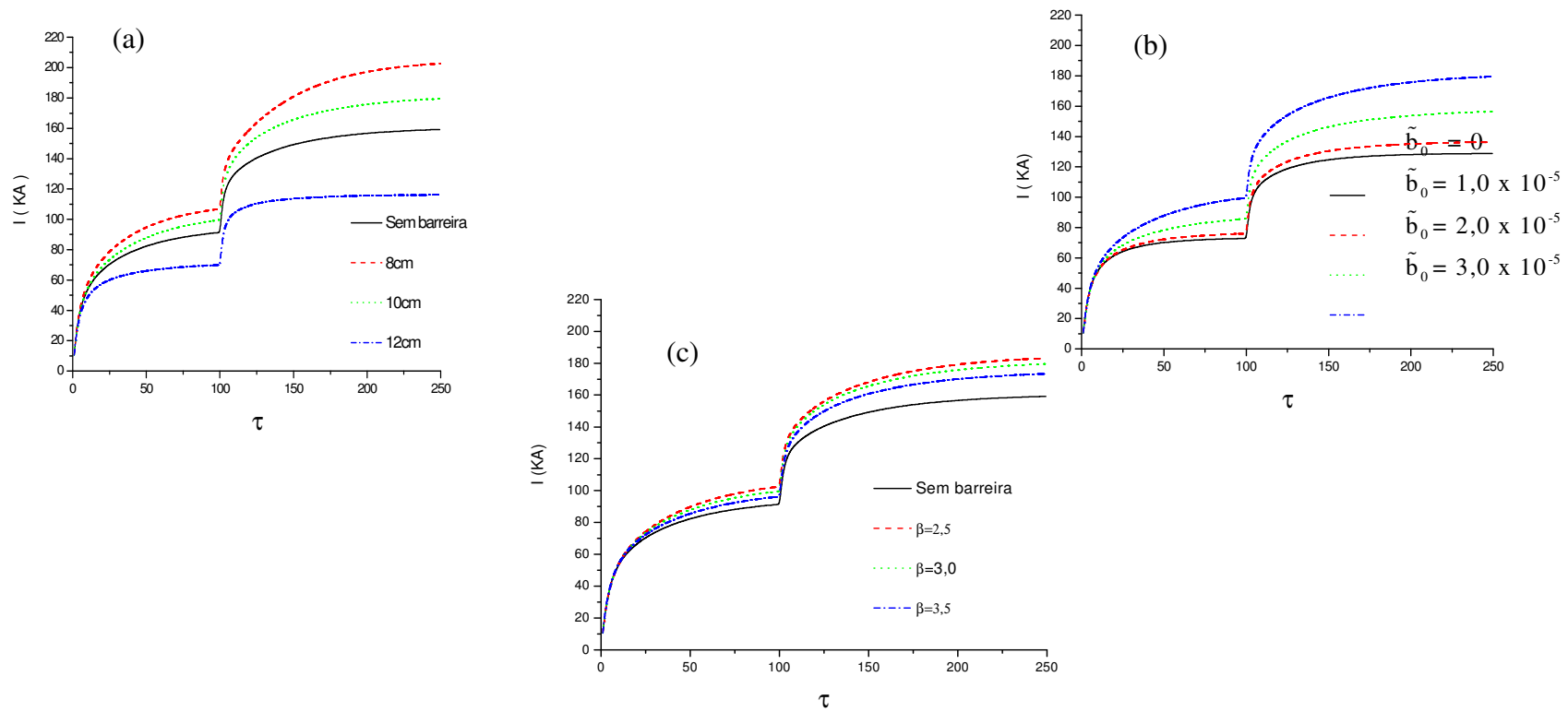


Figura IV-6 - Perfis de corrente gerada em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

Na

Figura IV-6 (a), observamos que a corrente gerada diminui à medida que a posição da barreira é deslocada para próximo à borda. Este padrão se mantém tanto para a ação da onda híbrida sozinha quanto para a ação das duas ondas em conjunto. Na

Figura IV-6 (b), o aumento do nível de turbulência faz com que a corrente gerada também aumente. Na

Figura IV-6 (c), a geração de corrente sofre uma menor influência quando é modificada a largura da barreira quando comparamos com os outros dois casos (

Figura IV-6 (a) e

Figura IV-6 (b)). É possível visualizar ainda na

Figura IV-6 (c) que, quanto maior a largura da barreira, menor a corrente gerada devido a redução da difusão de partículas ocasionado pela barreira. Este último dado é bastante visível na ação conjunta das ondas após 100 tempos de colisões.

A eficiência na geração de corrente foi avaliada neste trabalho pela expressão:

$$\eta = 33 \frac{|I| R_0 \bar{n}_e}{(P_{LH} + P_{EC}) \bar{T}_e}, \quad \text{IV-12}$$

em que \bar{n}_e é a densidade linear média dos elétrons, expressa em unidades de 10^{20} m^{-3} , e \bar{T}_e é a temperatura linear média dos elétrons, dadas por:

$$\bar{n}_e = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a n_e(x) dx \qquad \bar{T}_e = \frac{1}{2a} \int_{-a}^a T_e(x) dx$$

Os correspondentes perfis são apresentados na

Figura IV-7. Observamos na

Figura IV-7 em todos os casos que a eficiência na geração de corrente é maior na fase em que há somente a onda híbrida.

Na

Figura IV-7 (a), verifica-se que a eficiência aumenta quando a barreira é deslocada para posições mais internas. Isto pode ser explicado pelo fato de o transporte radial, em direção à borda, tende a aumentar a corrente gerada. Para barreiras que se localizam em regiões $X \leq 10 \text{ cm}$ o transporte em direção à borda é pouco suprimido e novamente a corrente tende a aumentar.

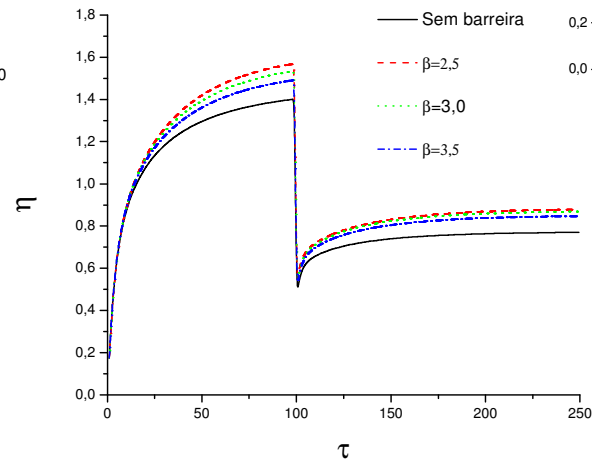
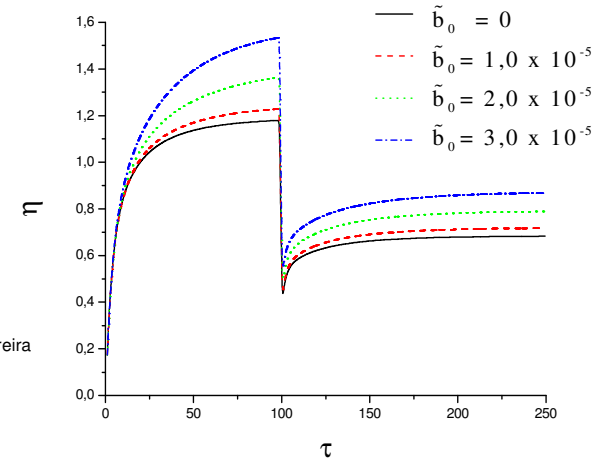
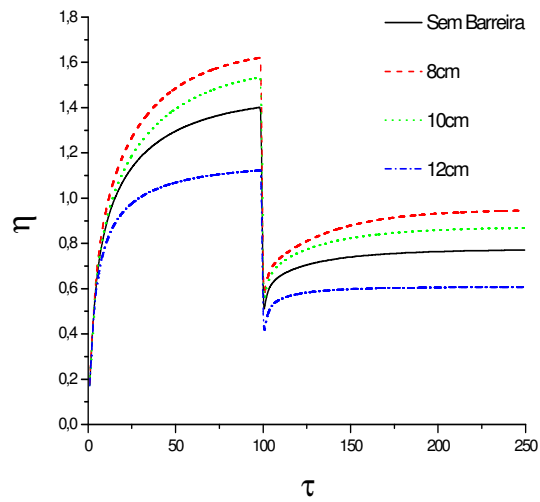


Figura IV-7- Perfis da eficiência na geração de correntes em função do tempo de colisão, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

Quando deslocamos a barreira para $X = 12$ cm, situando-se entre a região onde a energia das ondas é depositada e a borda do plasma, suprimindo parte do transporte de partículas o que faz com que a eficiência diminua.

Na

Figura IV-7 (b), observamos que o aumento do nível de turbulência magnética faz com que a eficiência aumente, tal como ocorre para a geração de corrente visto na

Figura IV-5 (b). Isto pode ser explicado pelo fato do transporte radial de partículas energéticas ocorrer em direção às regiões de menor densidade e, conseqüentemente, de menor colisionalidade (gerando mais corrente quanto maior o nível de transporte).

Na

Figura IV-7 (c), observa-se que novamente a largura da barreira não é um fator preponderante, assim como visto para a geração de corrente.

Observando a

Figura IV-6 e a

Figura IV-7, vemos que a corrente gerada em conjunto pelas ondas de cíclotron eletrônica e híbrida é maior do que no caso da onda híbrida sozinha. Porém, a eficiência é menor para a ação em conjunto das ondas do que no caso da onda híbrida agindo sozinha.

Nossa última análise neste trabalho é feita em termos da evolução dos perfis de densidade e temperatura dos elétrons apresentados na figura IV-8 e na figura IV-9, respectivamente. A figura IV-8 mostra o perfil de densidade final após 250 tempos de colisão. Nessa figura, o perfil de densidade no instante $\tau = 250$ não sofre qualquer alteração em sua forma, quando comparada com o perfil inicial apresentado na figura IV-2(a), ocorrendo apenas um pequeno aumento da temperatura na região da barreira, ocasionado

pelo acúmulo de partículas na região. Isto nos faz concluir que, a alteração dos parâmetros da barreira e o nível de turbulência têm pouca influência sobre este perfil.

A figura IV-9 mostra o perfil de temperatura eletrônica para $\tau = 250$. Nessa figura vemos que as variações propostas nesse trabalho, não resultam em grandes modificações como no caso do perfil de densidade.

Comparando-se esta figura com o perfil inicial de temperatura, apresentado na figura IV-2 (b), observamos um pequeno aumento de temperatura na região da barreira e na borda, correspondente ao aumento de densidade. Mesmo assim, as mudanças da largura e posição da barreira não provocam grandes alterações neste perfil. O nível de turbulência também não contribui muito para alterações neste perfil. O aumento de temperatura observado na borda, deve-se ao acúmulo de elétrons energéticos na borda, difundidos pelo transporte.

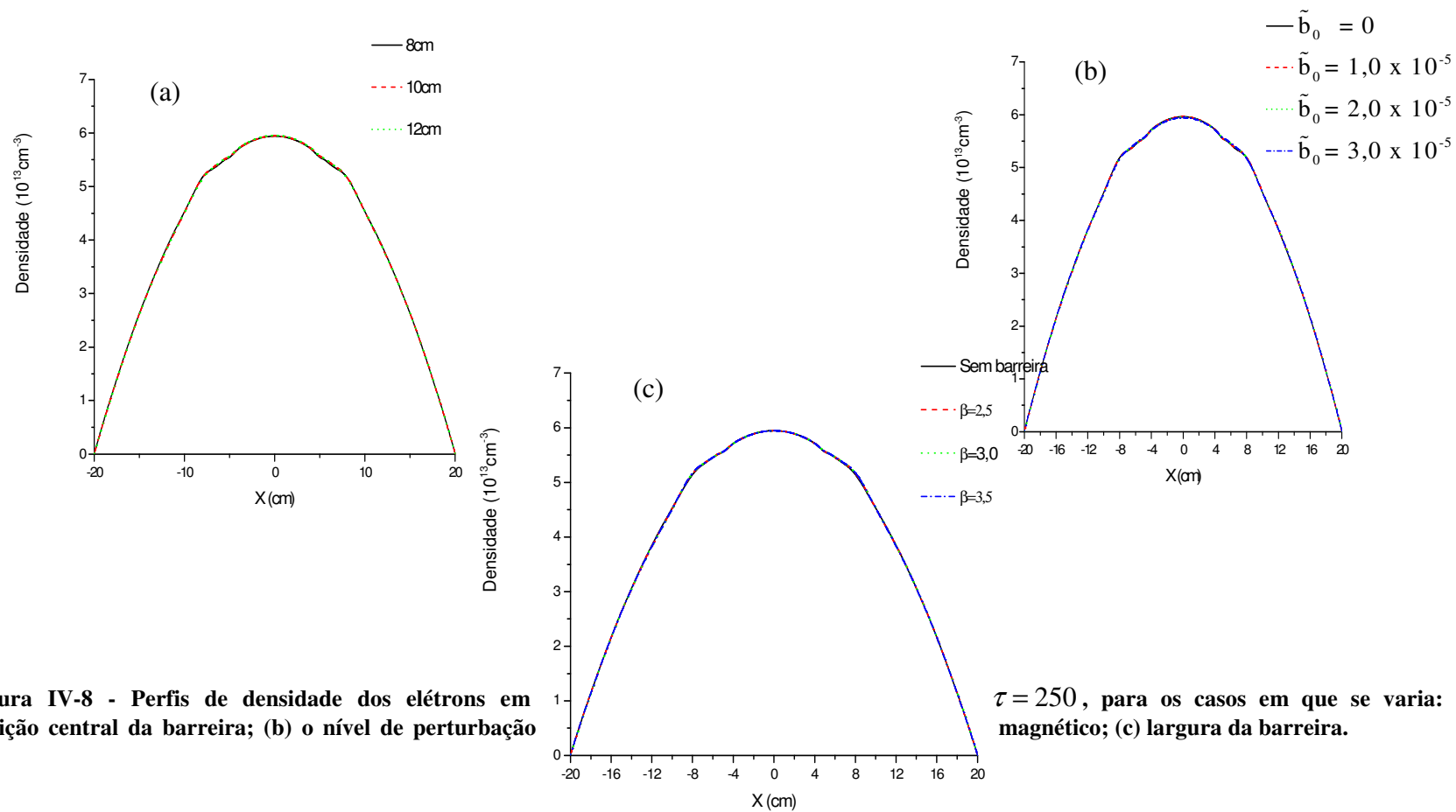


Figura IV-8 - Perfis de densidade dos elétrons em posição central da barreira; (b) o nível de perturbação

$\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) magnético; (c) largura da barreira.

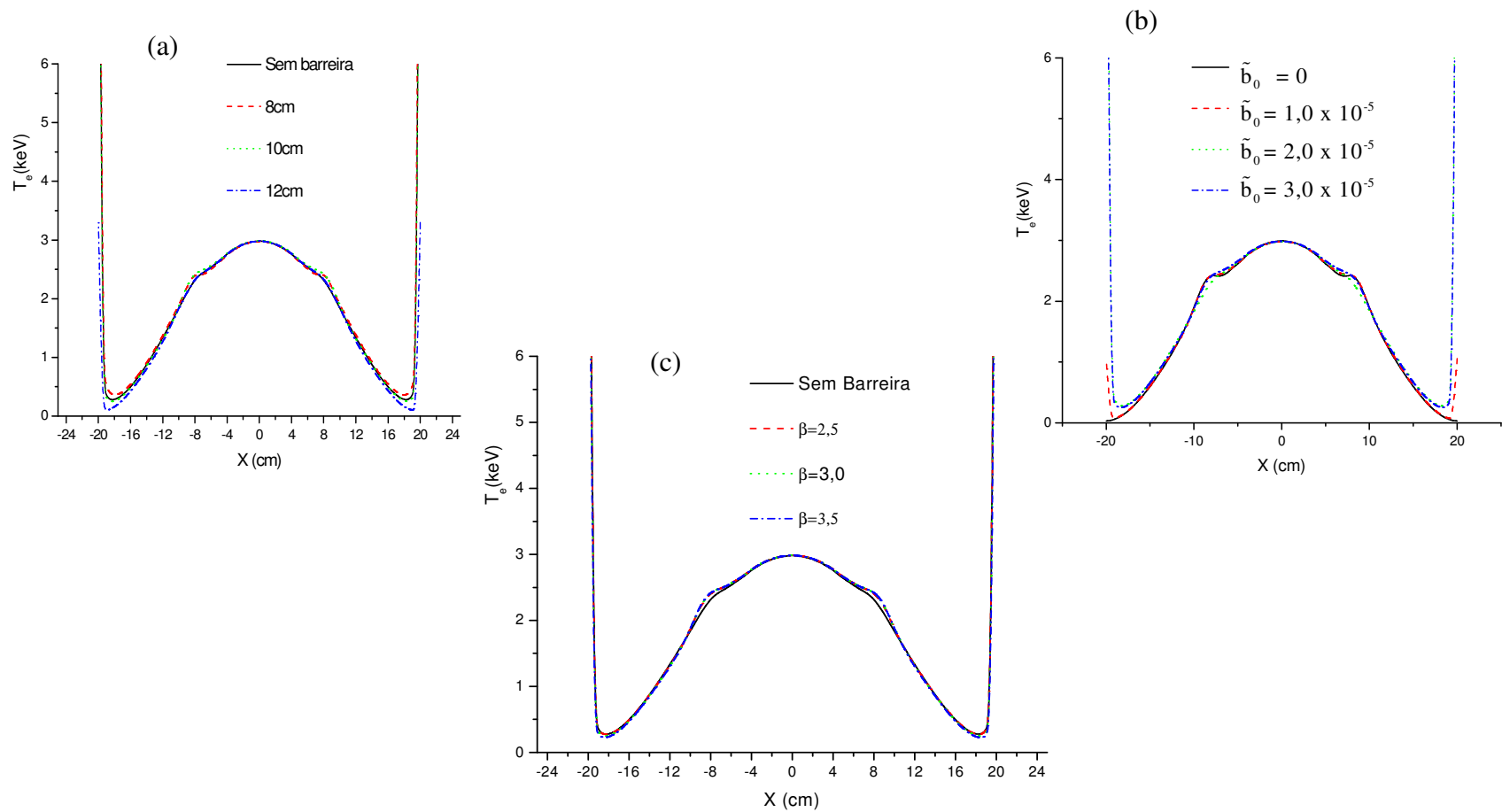


Figura IV-9 - Perfis de temperatura dos elétrons em $\tau = 250$, para os casos em que se varia: (a) posição central da barreira; (b) o nível de perturbação magnético; (c) largura da barreira.

Concluindo, os resultados aqui apresentados mostram que o perfil da eficiência na geração de corrente é similar ao perfil de corrente gerada no plasma. Verificamos que o aumento no nível de turbulência contribui positivamente para o parâmetro η , pois a difusão de elétrons ocorre em direção a regiões menos colisionais e, assim, os elétrons levam mais tempo para perder sua energia, isto resulta em uma corrente líquida no plasma, mas apesar disto, a eficiência na geração de corrente pela onda híbrida sozinha é maior que a ação conjunta das ondas de cíclotron e híbrida.

Capítulo - V CONCLUSÕES

Neste trabalho analisamos a influência do transporte magnético sobre a geração de corrente não indutiva por ondas de cíclotron eletrônica e híbrida inferior, na presença de uma barreira de transporte interna. A análise foi feita utilizando-se simulações geradas pelo código “Kinesis”. Neste código, o plasma é descrito por um modelo de lâmina e representado por uma função distribuição dos elétrons cuja evolução temporal obedece à equação de Fokker-Planck. Utilizamos a equação de Fokker-Planck em sua forma dada pela teoria quase linear. Nesta equação, os termos devido à ação das ondas, transporte e colisões são escritos separadamente.

Em cada simulação manteve-se uma grandeza constante de forma a analisar a influência da outra sobre a geração de corrente, eficiência, etc. Primeiro mantivemos a barreira sem alteração e variamos o nível de turbulência para que pudéssemos analisar o nível de influência do transporte magnético. Depois, alteramos os parâmetros da barreira como largura e posição, e mantivemos o nível de turbulência de forma a obter a influência da barreira.

Após as simulações, verificamos que a barreira influencia positivamente nos perfis de deposição de energia da onda híbrida, mas que as alterações com relação ao perfil de deposição da onda de cíclotron não são significativas. No perfil de temperatura observamos uma alteração na forma de platô onde ocorre o acúmulo de partículas. Nas bordas o aumento súbito deve-se à condição que usamos de que não há escape de partículas para fora da borda. O aumento da densidade é similar à formação do platô no caso do perfil de temperatura. Aumentando-se o nível de perturbação magnética, aumenta-se também a difusão de partículas, tanto em direção ao centro como à borda, o que provoca alterações nos perfis de densidade e temperatura.

Constatamos que o parâmetro largura da barreira tem grande influência sobre os perfis de corrente gerada e densidade de corrente. Quanto mais estreita é a barreira, maior o fluxo de partículas para regiões de menor densidade, e conseqüente, colisionalidade. Este comportamento é observado quando se analisa o resultado gerado em nosso trabalho para estes perfis, em regiões próximas à borda.

A posição da barreira no plasma é o parâmetro que mais influenciou as nossas análises. Quanto mais próxima da borda está a barreira, menor é a corrente gerada e a densidade de corrente obtida. Isto ocorre porque o fluxo de partículas para regiões de menor colisionalidade diminui.

O nível de turbulência aumenta a corrente gerada de forma significativa; quanto maior o nível de turbulência, maior a corrente gerada.

A corrente gerada é sensivelmente alterada quando a onda de cíclotron é injetada no plasma, com relação aos valores que se obtinham somente com a onda híbrida. Este efeito sugere a sinergia entre as ondas, o que também faz parte da proposta de análise de nossas simulações. Apesar do ganho de corrente gerada, a eficiência na geração de corrente pela ação conjunta das ondas é menor do que quando utilizamos somente a onda híbrida.

O aumento do nível de perturbação influencia positivamente a eficiência na geração de corrente. Mas a eficiência diminui com o aumento na largura da barreira e com o deslocamento da barreira em direção à borda do plasma.

Em nossas simulações não consideramos a variação do perfil de segurança ou da barreira no tempo, tendo-os sempre como grandezas constantes. A consideração destas variações temporais poderia reproduzir resultados mais significativos (ou precisos) nas simulações, o que pode vir a ocorrer em trabalhos futuros.

Referências Bibliográficas.

- ALIKAEV, V. V., *et al*, *Nucl. Fusion* (1992) **32** 1811-1821.
- ALIKAEV, V. V., *et al.*, *plasma phys. Rep.* 26 (2000) 177.
- ANDREJKO, M. V.; ASKINAZI, L. G.; GOLANT, V.E. *et al.* **Formation of an internal transport barrier in the Ohmic H-Mode in the TUMAN-3M tokamak.** *Plasma Physics Reports*, v. 26, n. 3, p. 191-198, 2000.
- ANDREWS, P. L. Chan, V. S. *Et al* *Phys.Fluids* 28 n°4, 1985.
- ASSIS, A. S. **Geração de corrente elétrica não indutiva com as ondas de Alfvén** (tese de doutorado em Física). Instituto de Física “Gleb Wataghin” da Universidade Estadual de Campinas, Campinas, 1988.
- BARBATO E. **Recent progress in lower hybrid current drive theory and experiments** *Plasma. Phys. Control. Fusion* **40** A63-A76, 1998.
- BEER M. A. *et al.*, “**Gyrofluid simulations of turbulence suppression in reversed-shear experiments on the Tokamak Fusion Test Reactor**”, *Phys. Plasmas* 4 (1997) 1792.
- BERNABEI, S. *et al* *Phys.Rev.Lett* 49,1982.
- BONOLI, P. T. *IEEE Trans.Plas.Sci.* 2, 1984.
- BURREL, K. H. **Effects of $E \times B$ velocity shear and magnetic shear on turbulence and transport in magnetic confinement devices.** *Physics of Plasmas*, v. 4, n. 5, p. 1499-1514, may 1997.
- CHAMBRIER, A., *et al*, *Plasma Phys.* 24. 893 (1982)
- CONNOR J. W., WILSON H.R., *Plasma Phys. Control Fusion* 36 (1994) 719-795.
- CONNOR, J. W. **Transport in tokamaks: Theoretical models and comparison with experimental results.** *Plasma Physics and Controlled Fusion*, v. 37, p. A119-A133, 1995.
- CRISANTI, F, *et al.*, *Nuclear Fusion* 41, 883, (2001)
- DECKER, J. **ECCD Advanced Tokamak Operation and Fisch-Boozer Ohkawa Methods.** *Plasma Science and Fusion Center Massachusetts institute of Technology.* Cambridge, MA 02139 U.S.A.
- DNESTROVSKIY, Yu. N. **Physical results of the T-10 tokamak.** *Plasma Physics Reports*, v. 27, n. 10, p. 825-842, 2001.
- DUMONT, R. J.; GIRUZZI, G, 28th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Funchal, 18-22 june(2001), ECA Vol. 25A (2001) 1769-1772.
- DUMONT, R. J.; GIRUZZI, G. **Theory of synergy between electron cyclotron and lower hybrid waves.** *Physics of Plasmas*, v. 11, n. 7, p. 3449-3459, jul. 2004.
- DUMONT, R.; GIRUZZI, G.; BARBATO, E. **Combined kinetic and transport modeling of radiofrequency current drive.** *Physics of Plasmas*, v. 7, n. 12, p. 4972-4982, dec. 2000.
- EKEDHAL A. *et al* 1997. *Proc. 12th APS Top. Cf. On RF Plasmas*(Savannah, GA.1-3 April 1997) Vol 403, ed P M Ryan *et al* (New York: AIP) p 169.
- ESIPCHUK, Yu. V., *Plasma Phys. Control Fusion* 37 (1995) A 267.
- FISCH, N. J. **Confining a tokamak plasma with rf-driven currents.** *Physical Review Letters*, v. 41, n. 13, p. 873-876, sep. 1978.
- FISCH, N. J. **Theory of current drive in plasmas.** *Reviews of Modern Physics*, v. 59, n. 1, p. 175-234, jan. 1987.

FISCH, N. J.; BOOZER, A. H. **Creating an asymmetric plasma resistivity with waves.** Physical Review Letters, v. 45, n. 9, p. 720-722, sep. 1980.

GIRUZZI, G. Physics Fluids B 4 (1992)1391

GRANATA, G.; FIDONE, I. **A new representation of relativistic wave damping above the electron-cyclotron frequency.** Journal of Plasma Physics, v. 45, part 3, p. 361-369, 1991.

GREENFIELD C.M. et al., “ **Behaviour of electron and ion transport in discharges with internal transport barrier in the DIII-D tokamak**”, Nucl. Fusion 39 (1999) 1723.

HAHM T.S. and K. BURREL, Phys. Plasmas 2, 1648 (1995).

HILTON F. L. and HAZELTINE R. D., “**Theory of plasma transport in toroidal confinement systems**” REV. MOD. Phys. 48 (1976) 239.

IKEDA Y., Naito O., Kondoh T., et al., “**High power lower hybrid current drive experiments in JT-60U**”, (Proc. 15th Int. Conf. on Plasma Phys. Control. Nucl. Fusion Res., Sevilla, 1994), Vol. 1, 415 (1995).

KARNEY, C. F. F.; FISCH, N. J. **Current in wave-driven plasmas.** Physics of Fluids, v. 29, n. 1, p. 180-192, jan. 1986.

KOIDE, Y, et al. Phys. Rev. Lett 72(1994) 3662.

KRALL, N. A; Trivelpiece, A. W. **Principles of Plasma Physics**, 1973, McGraw-Hill.

LEVINTON, F. M. et al, Phys. Rev. Lett. 75, 4417 (1995).

LUCE, T. C.; LIN-LIU, Y. R.; HARVEY, R. W. et al. **Generation of localized noninductive current by electron cyclotron waves on the DIII-D tokamak.** Physical Review Letters, v. 83, n. 22, p. 4550-4553, nov. 1999.

MAILLOUX, J.; ALPER, B.; BARANOV, Y. et al. **Progress in internal transport barrier plasmas with lower hybrid current drive and heating in JET** (Joint European Torus). Physics of Plasmas, v. 9, n. 5, p. 2156-2164, may 2002.

MIYAMOTO, Kenro. **Plasma Physics for Nuclear Fusion.** Cambridge: The MIT Press, 1989.

MIYAMOTO, M. **Plasma Physics for Nuclear Fusion.** The MIT Press, 1980.

MOREAU, D. and the TORE SUPRA Team. **Lower-hybrid current drive experiments in TORE SUPRA.** Physics of Fluids B, v. 4, n. 7, p. 2165-2175, jul. 1992.

MYRA, J. R.; CATTO, Peter J. **Runaway electrons as a diagnostic of magnetic fluctuations in the edge plasma of the Texas Experimental Tokamak.** Physics of Fluids B, v. 4, n. 7, p. 2092-2097, jul. 1992.

OGENA J. and VAN OOST G., “**Energy for Future Centuries**”, Transactions of Fusion Technology 37 (2000) 3.

OLIVEIRA, C. I.; ZIEBELL, L. F.; ROSA, P. R. da S. **Efficiency of LH current drive in tokamaks featuring an internal transport barrier.** Plasma Physics and Controlled Fusion, v. 47, p. 249-267, 2005.

PETTY C. C, et al. Phys. Rev. Lett. 83, 3661 (1999).

PRATER, R. **Heating and current drive by electron cyclotron waves.** Physics of Plasmas, v. 11, n. 5, p. 2349-2376, may 2004.

PURI, S. Csechoslovak Journal of Physics 43 n°6, 1993.

QUIGLEY, E. D.; PEETERS, A. G.; Mc CARTHY, P. J., et al. **Formation criteria and positioning of internal transport barriers in ASDEX Upgrade.** Nuclear Fusion, v. 44, p. 1189-1196, 2004.

- ROSA, P. R. da S.; GIRUZZI, G. **RF current drive by electron cyclotron waves in the presence of magnetic islands**. Plasma Physics and Controlled Fusion, v. 42, p. 755-769, 2000.
- ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F. **EC+LH current drive efficiency in the presence of an internal transport barrier**. Plasma Physics and Controlled Fusion, v. 44, p. 2065-2090, 2002.
- ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F. **Quasi-linear evolution of electron cyclotron absorption by an RF-generated extended tail in tokamak plasmas**. Plasma Physics and Controlled Fusion, v. 35, p. 511-529, 1993.
- ROSA, P. R. da S.; ZIEBELL, L. F.; OLIVEIRA, C. I. et al. **Efficiency of LH+EC current drive in tokamaks featuring an internal transport barrier**. Brazilian Journal of Physics, v.35, n. 3A, p. 670-679, sep. 2005.
- ROSA, Paulo Ricardo da Silva. **Evolução quase-linear do coeficiente de absorção de cíclotron para plasmas de Tokamaks**. 131f. Tese (Doutorado em Física). Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Porto Alegre, 1993.
- ROZHANSKY, V. **Understanding transport barriers through modelling**. Plasma Physics and Controlled Fusion, v. 46, p. A1-A17, 2004.
- SAKAMOTO, Y.; SUZUKI, T.; IDE, S. et al. **Properties of internal transport barrier formation in JT-60U**. Nuclear Fusion, v. 44, p. 876-882, 2004.
- SCHÜLLER, F. C. 28th EPS Conference on Contr. Fusion and Plasma Phys. Funchal, 18-22 june(2001), ECA Vol. 25A (2001) 1-4
- STAEBLER, G. M. Theory of internal and edge transport barriers. **Plasma Physics and Controlled Fusion**, v. 40, p. 569-580, 1998.
- STIX, T. H. **Waves in Plasmas**. New York: American Institute of Physics, 1992
- SUCCI, S. **Quasilinear Modelling of Lower Hybrid Current Drive and Related Problems** (Phd Thesis), EPFL, Lausanne, 1987.
- SUZUKI, T.; IDE, S.; HAMAMATSU, K. et al. **Heating and current drive by electron cyclotron waves in JT-60**. Nuclear Fusion, v. 44, p. 699-708, 2004.
- SYNAKOWSKI, E. J., et al. Phys. Rev. Lett. 78, (1997) 2972.
- TAKAHASHI, H. Phys. plasmas 1 n°7, 1994.
- TALA T. J. J., PARAIL V.V., **Impact of different heating and current drive methods on the early q-profile evolution in JET**. Plasma Phys. Control. Fusion 44 (2002)
- Tala T.J.J., Heikkinen J.A., Parail V.V., Baranov Yu.F. e Karttunen S.J., **ITB formation in terms of $\omega_{e,B}$ flow shear and magnetic shear s on JET**. Plasma Phys. Control. Fusion 43 (2001) 507-523)
- TERRY, P. W. **Suppression of turbulence and transport by sheared flow**. Reviews of Modern Physics, v. 72, n. 1, p. 109-165, jan. 2000.
- WAGNER F. et al., **Regime of improved confinement and high beta in neutral-beam heated divertor discharges of the ASDEX Tokamak**. Phys. Rev. Lett. 49 (1982) 1408.
- WESSON J., **Tokamaks**, Oxford Science Publications, Oxford, 1997.
- WEYSSOW, B. **Neoclassical Transport Properties of Tokamak Plasmas**. Association WUKITCH S. J., et al., Physics of Plasmas 9, 2149 (2002).
- Ziebell, L. F., Plasma Phys. Control Fusion 42 (2000) 1-17.

Páginas de Internet:

<http://www.inpe.br/>

[EURATOM - Etat Belge. Disponível em: \[www.efda.org/multimedia/downloads/\]\(http://www.efda.org/multimedia/downloads/EURATOM%20-%20Etat%20Belge.pdf\)](http://www.efda.org/multimedia/downloads/EURATOM%20-%20Etat%20Belge.pdf)

www.carolusmagnus.net/papers/2003/docs/TT_2_Weyssow.pdf

www.cfn.ist.utl.pt/Consultorio/27.htm acessado em 22/09/2004

www.ifi.unicamp.br/~daltrini/ acessado em 22/09/2004

www.plasma.inpe.br acessado em 09/10/2004

www.plasma.inpe.br acessado em 20/09/2004

www.plasma.inpe.br **acessado em 20/09/2004**

www-fusion.ciemat.es/

<http://europa.din.upm.es/plasmas/Tema6-2v7.pdf> .

Livros Grátis

(<http://www.livrosgratis.com.br>)

Milhares de Livros para Download:

[Baixar livros de Administração](#)

[Baixar livros de Agronomia](#)

[Baixar livros de Arquitetura](#)

[Baixar livros de Artes](#)

[Baixar livros de Astronomia](#)

[Baixar livros de Biologia Geral](#)

[Baixar livros de Ciência da Computação](#)

[Baixar livros de Ciência da Informação](#)

[Baixar livros de Ciência Política](#)

[Baixar livros de Ciências da Saúde](#)

[Baixar livros de Comunicação](#)

[Baixar livros do Conselho Nacional de Educação - CNE](#)

[Baixar livros de Defesa civil](#)

[Baixar livros de Direito](#)

[Baixar livros de Direitos humanos](#)

[Baixar livros de Economia](#)

[Baixar livros de Economia Doméstica](#)

[Baixar livros de Educação](#)

[Baixar livros de Educação - Trânsito](#)

[Baixar livros de Educação Física](#)

[Baixar livros de Engenharia Aeroespacial](#)

[Baixar livros de Farmácia](#)

[Baixar livros de Filosofia](#)

[Baixar livros de Física](#)

[Baixar livros de Geociências](#)

[Baixar livros de Geografia](#)

[Baixar livros de História](#)

[Baixar livros de Línguas](#)

[Baixar livros de Literatura](#)
[Baixar livros de Literatura de Cordel](#)
[Baixar livros de Literatura Infantil](#)
[Baixar livros de Matemática](#)
[Baixar livros de Medicina](#)
[Baixar livros de Medicina Veterinária](#)
[Baixar livros de Meio Ambiente](#)
[Baixar livros de Meteorologia](#)
[Baixar Monografias e TCC](#)
[Baixar livros Multidisciplinar](#)
[Baixar livros de Música](#)
[Baixar livros de Psicologia](#)
[Baixar livros de Química](#)
[Baixar livros de Saúde Coletiva](#)
[Baixar livros de Serviço Social](#)
[Baixar livros de Sociologia](#)
[Baixar livros de Teologia](#)
[Baixar livros de Trabalho](#)
[Baixar livros de Turismo](#)