

UNESP
Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá

Guaratinguetá
2012

Alexandre Pinho dos Santos Souza

Estudo da estabilidade do anel de Jano e Epimeteu

Dissertação apresentada à Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, como requisito parcial para obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter

Co-orientador: Prof. Dr. Rafael Sfair

Guaratinguetá

2012

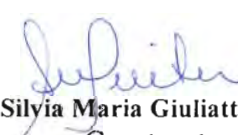
S729e	Souza, Alexandre Pinho dos Santos Estabilidade do Anel de Jano e Epimeteu / Alexandre Pinho dos Santos Souza – Guaratinguetá : [s.n], 2012. 218 f : il. Bibliografia: f. 213-216 Dissertação (Mestrado) – Universidade Estadual Paulista, Faculdade de Engenharia de Guaratinguetá, 2012. Orientador: Prof. Dr. Othon Cabo Winter Coorientador: Prof. Dr. Rafael Sfair de Oliveira 1. Astronomia I. Título CDU 52(043)
-------	---

ALEXANDRE PINHO DOS SANTOS SOUZA

**ESTA DISSERTAÇÃO FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE
“MESTRE EM FÍSICA”**

PROGRAMA: FÍSICA

APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO


Prof. Dr. Silyia Maria Giuliatti Winter
Coordenadora

BANCA EXAMINADORA:



Prof. Dr. OTHON CABO WINTER
Orientador / Unesp-Feg



Prof. Dr. SILVIA MARIA GIULIATTI WINTER
Unesp-Feg



Prof. Dr. ROBERTO VIEIRA MARTINS
ON/RJ

Agosto de 2012

Dados Curriculares

Alexandre Pinho dos Santos Souza

NASCIMENTO	13.02.1988 - Descalvado/SP
FILIAÇÃO	Diógenes de Souza Márcia Pinho dos Santos Souza
2006/2010	Curso de Graduação Bacharelado em Física - UNESP/Guaratinguetá
2011/2012	Curso de Mestrado Mestrado em Física - UNESP/Guaratinguetá

Dedicado aos meus pais

Diógenes e Márcia

Agradecimentos

Gostaria por meio desta dissertação apresentar meus sinceros agradecimentos a todos que me ajudaram durante o período desse mestrado. Aos meus pais, eu agradeço pelo amor, carinho, dedicação e apoio.

Ao meu amigo Igor devido à frequentes ajudas com a programação e os computadores de modo geral, além do apoio, dos conselhos, das risadas e da inestimável amizade.

Ao meu co-orientador Rafael Sfair, cuja ajuda possibilitou que todo este trabalho fosse possível de se realizar. Agradeço pela paciência e disponibilidade ao longo de todo o mestrado.

Ao meu orientador Othon Cabo Winter, eu agradeço pela paciência, pela confiança, pelo apoio e, sobretudo por ter acreditado em nosso projeto e em mim ao longo desses últimos anos.

À Nicole, pelo apoio, amizade, companheirismo e pelo carinho.

Ao professor Dietmar Foryta pela ajuda com o modelo de produção de partículas e as ideias iniciais com relação ao espalhamento Mie.

Aos colaboradores de nossa pesquisa, Décio Cardozo Mourão e Nilton Évora do Rosário pela grande ajuda com as simulações numéricas e com o auxílio com o calculador Mie, respectivamente.

Aos meus colegas de pós graduação pelos ótimos momentos que passamos juntos, pelas risadas e pelos bons momentos de descontração.

"I never cease to wonder at the cruelty of this land
But it seems a time of sadness is a time to understand"

Lord is it mine - Supertramp

Souza, A.P.S. **Estudo da Estabilidade do anel de Jano e Epimeteu**, 2012, 218f. Dissertação (Mestrado em Física) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá, Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá , 2012.

Resumo

Em Setembro de 2006 foi descoberto um anel tênue na mesma órbita dos satélites Jano e Epimeteu. Simulações numéricas indicaram que o tempo de vida deste anel seria de poucas décadas. A partir dessa constatação foi considerado como improvável que o anel tenha sido observado pela sonda Cassini no curto período de vida do anel, verificado pelas simulações. Logo, faz-se necessário a existência de um mecanismo que explique a estabilidade do anel. A criação de partículas para anéis por meio de ejeções dos satélites próximos é uma possível fonte de material. Para verificar esse fato é necessário comparar resultados experimentais (fotometria) com resultados teóricos baseados no modelo de produção de partículas via colisões. A grandeza a ser comparada é o I/F que representa a intensidade de radiação captada pelo detector proveniente do alvo espalhador. Por meio da fotometria das imagens foi possível obter o valor experimental de I/F . Já, o valor do I/F teórico foi obtido por meio de um modelo que converte as distribuições de partículas em termos da grandeza profundidade óptica. Para a obtenção desses valores de profundidade óptica foram necessários resultados de simulações numéricas (com pressão de radiação solar) que indicam a relação do tempo de vida das partículas no sistema relacionado com seus respectivos tamanhos. Além da profundidade óptica, esse valor teórico depende do ângulo de transmissão e a função de fase, cujo valor foi obtido por meio do calculador Wiscombe para espalhamento Mie. Os valores de I/F teórico e experimental foram comparados e os resultados encontrados, para as considerações adotadas no trabalho, mostram que não é possível justificar a estabilidade do anel por meio de colisões. Portanto, as colisões não produzem partículas suficientes para compensar aquelas que são eliminadas segundo as simulações numéricas. Todavia, ainda existem algumas verificações a serem feitas futuramente, como detalhes técnicos referentes ao valor final da função de fase e possivelmente novas simulações incluindo a força de Lorentz, que podem alterar essas conclusões finais.

PALAVRAS-CHAVE: Colisões, anel tênue, realimentação, pressão de radiação e profundidade óptica.

Souza, A.P.S. **Estudo da Estabilidade do anel de Jano e Epimeteu**, 2012, 218f.
Dissertação (Mestrado em Física) - Faculdade de Engenharia do Campus de Guaratinguetá,
Universidade Estadual Paulista, Guaratinguetá , 2012.

Abstract

In September of 2006 a faint ring was discovered at the same orbit of the satellites Janus and Epimetheus. Numerical simulations indicated that the lifetime of this ring would be just a few decades. Due to this verification it was considered improbable that the ring was detected by the Cassini spacecraft in the short period of time foreseen by the simulations. Thus it is necessary to exist a mechanism that explains the stability of the ring. The creation of particles to the ring by ejections from close satellites is a possible source of material. In order to certify this possibility it is necessary compare experimental results (photometry) with theoretical results based on a collision particles production model. The quantity to be compared is I/F , that represents the intensity of radiation that comes from the scattering object captured by the detector. Using the photometric results of the images it was possible to get the experimental value of I/F . However, the value of theoretical I/F was obtained by a model that converts particles distributions in optical depth. In order to get these values of optical depth it was necessary some new results of numerical simulations (including Solar radiation pressure) that show the relation between lifetime and size of the particles in this system. Besides the optical depth, the transmission angle and the phase function, whose value is obtained by the Wiscombe calculator for Mie scattering, are required to obtain the final value of the theoretical I/F . The values of theoretical and experimental I/F were compared and results that have been gotten under the considerations of this research indicate that it is not possible to explain the stability of this ring just by this collisions model. So the collisions do not produce enough particles in order to compensate those particles that are eliminated of the system according to the simulations. However, there are some verifications that must be done in the future. These verifications are technical details about the final value of phase function and ,possibily, new simulations including the Lorentz's force that would be able to change these final conclusions.

KEYWORDS: Collisions, faint ring, replenishment, steady state.

Sumário

1	Introdução	27
1.1	Saturno	27
1.2	Jano	29
1.3	Epimeteu	30
1.4	Órbitas de Jano e Epimeteu	31
1.5	Anel de Jano de Epimeteu	33
2	Modelo de Produção	41
3	Resultados: Modelo de Produção	65
4	Modelo Dinâmico	69
5	Resultados: Modelo Dinâmico	83
6	Modelo Observacional	87
6.1	Equação de transferência	88
6.2	Absorção e Espalhamento	91
6.3	Emissão	94
6.4	Código Wiscombe	100
7	Resultados: Modelo Observacional	105
8	Imagens	111
8.1	SPICE	113
8.2	IDL	114
8.3	SPICE e o Código Desenvolvido	124

9 Resultados: Imagens	147
10 Simulações Numéricas	157
10.1 Resultados	162
11 Resultados finais	173
12 Conclusões e Discussões Finais	203

Lista de Figuras

1.1	Desenhos feitos por Galileu Galilei referente à observação do planeta Saturno	28
1.2	Representação gráfica da órbita dos satélites Jano e Epimeteu no referencial girante	32
1.3	Localização do anel de Jano e Epimeteu com relação a outros aneis de Saturno conhecidos	34
2.1	Representação esquemática dos 4 tipos de produção de partículas	43
2.2	“Balanço de energia”, mostra a dependência dos parâmetros velocidade mínima, “yield” e inclinação (“slope”)	49
2.3	Representação da disposição física entre o cinturão de partículas e o plano dos aneis	54
2.4	Representação da projeção das partículas do volume do toro, onde as partículas se localizam, no plano dos aneis	55
4.1	Tempo necessário para acumular a massa do estado estacionário	71
4.2	Relação entre tamanho de partículas e tempo de vida das mesmas	71
4.3	Comparação de estados estacionários de partículas menores, afetadas pela pressão de radiação solar e partículas maiores pouco afetadas	73
4.4	Representação de estados estacionários de vários tamanhos de partículas e seus respectivos tempos de vida	74
4.5	Representação do sistema do anel de Jano e Epimeteu por meio de um corte vertical que mostra a projeção do cinturão de partículas no plano dos aneis	79
4.6	Representação da projeção fictícia do toro de partículas no plano dos aneis.	79
6.1	Representação de um determinado feixe de radiação passando por uma área $d\sigma$ e sendo detectado na direção ϑ	89

6.2	Diferença básica nas direções preferenciais do espalhamento Mie e Rayleigh	94
8.1	Exemplo de perfil de intensidade de radiação captada	113
8.2	Imagem e pixels utilizados para obter o perfil da figura 8.1	114
8.3	Exemplo de imagem trabalhada utilizando o IDL e o SPICE	116
8.4	Representação da visão fictícia de 5 vetores que saem do centro de diferentes pixels e interceptam o plano dos anéis em 5 pontos distintos	118
8.5	Representação que indicam os apontamentos dos pixels de mesma longitude	119
8.6	Pixels selecionados de mesma longitude	119
8.7	Seleção de pixels de mesma distância até o centro de Saturno (varredura radial)	120
8.8	Perfil ordinário do anel de Jano e Epimeteu utilizando a interpolação do IDL dos dados de pixels de mesma longitude	121
8.9	Método utilizado para constatar a largura do anel de Jano e Epimeteu	122
8.10	Perfil simples formado por apenas um conjunto de pixels de mesma longitude	123
8.11	Conjunto de pixels selecionados radialmente e longitudinalmente (resultados de uma varredura radial e longitudinal)	125
8.12	Perfil traçado a partir de todos os pixels verdes selecionados da figura 8.11	126
8.13	Representação da estrutura óptica do CCD por meio de uma pirâmide	131
8.14	Representação vetorial do CCD aplicada na programação do SPICE	132
8.15	Soma vetorial dos vetores “-boresight” e o vetor posição do pixel no sistema de coordenadas do CCD	132
8.16	Representação de uma soma computacional de vetores para a obtenção do perfil final	134
8.17	Deslocamento sendo aplicado no vetor de maneira a alinhar todos os diferentes vetores de diferentes longitude de maneira a conseguir obter uma soma ordenada.	135
8.18	Representação de um exemplo de alinhamento e a soma de vetores é realizada	136
8.19	Figuração que explica a soma dos vetores que correspondem aos perfis de mesma longitude	138
8.20	Forma hipotética da soma de vetores de cujos valores acumulados em seus componentes são correspondentes a 1/16 do pixel inteiro	138
8.21	Modo pelo qual a longitude do ponto de intersecção de um pixel é medido	139

8.22	Resultados referentes ao teste do modelo de seleção de pixels com uma mesma distância até o centro de Saturno (varredura radial).	142
8.23	Perfil utilizado para determinar a largura do anel	143
9.1	Imagens utilizadas para constatar que o arco do anel de Jano e Epimeteu possui quase 360° .	148
9.2	Longitudes das duas extremidades de arco do anel, do boresight e dos satélites Jano e Epimeteu, para as imagens da figura 9.1	149
9.3	Exemplo de resultado final de perfil somado (curva pouco “ruidosa”).	151
9.4	Exemplo de resultado final de perfil somado (curva “suave”).	152
9.5	Exemplo de resultado final de perfil somado (curva “ruidosa”).	153
9.6	Figura 9.4 modificada de maneira a deixar claro qual a largura do anel para uma das imagens trabalhadas	154
9.7	Perfil simples utilizado para estimar o valor fotométrico de I/F	155
9.8	Exemplo de perfil somado utilizado para determinar o I/F do anel.	155
10.1	Gráfico dos resultados referente a partículas de 1 a $7\ \mu\text{m}$	162
10.2	Gráfico dos resultados referente a partículas de 8 a $1000\ \mu\text{m}$	163
10.3	Resultado da simulação de partículas de 1 e $2\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	165
10.4	Resultado da simulação de partículas de 3 e $4\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	165
10.5	Resultado da simulação de partículas de 5 e $6\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	166
10.6	Resultado da simulação de partículas de 7 e $8\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	166
10.7	Resultado da simulação de partículas de 9 e $10\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	167
10.8	Resultado da simulação de partículas de $1000\ \mu\text{m}$ ejetadas com a velocidade de escape de Jano	167
10.9	Relação entre tamanho de partículas e tempo de vida das mesmas obtida por meio das simulações	169

10.10 Comparação entre a taxa de eliminação de partículas de 1 e 10 μm colidindo
com os satélites 170

10.11 Comparação entre a taxa de eliminação de partículas de 1 e 10 μm colidindo
com os aneis F e G 171

Lista de Tabelas

1.1	Características físicas e orbitais dos satélites Jano e Epimeteu	32
2.1	Fatores de crescimento para cada um dos três meios de produção de partículas, obtidos para satélites de Júpiter	61
2.2	Fatores de crescimento para cada um dos três meios de produção de partículas, obtidos para satélites de Saturno	62
2.3	Dados obtidos por meio da aplicação do modelo de produção para partículas de raio $13 \mu\text{m}$ para os valores de crescimento D_{ext} , D_{int} e D_{rng}	62
3.1	Valores de grandezas básicas do planeta Saturno (Raio, massa e semi-eixo maior)	66
3.2	Valores de grandezas colisionais necessárias para calcular o valor do “yield”	67
3.3	Taxa de produção e valores de variáveis necessárias para a obter (equação 2.7)(Raio dos satélites, fluxo impactor e “yield”).	67
3.4	Valores das principais velocidades envolvidas no estudo de colisões e geração de partículas (velocidade máxima e mínima de ejeção, velocidade orbital dos satélites e velocidade de escape)	67
3.5	Valores fundamentais para o desenvolvimento da teoria de taxas de produção direta e indireta de partículas para o anel (parâmetros U e γ , além da massa do toro e o tempo de vida médio das partículas).	68
5.1	Valores da taxa de produção de massa com e sem correção para ambos os satélites	84
7.1	Tamanhos e massas das partículas que limitam o anel e o cinturão de partículas correspondente aos satélites Jano e Epimeteu	107

7.2	Número de partículas e taxa de produção de partículas (supondo não serem afetadas pela pressão de radiação) para o satélite Jano (equações 2.19 e 2.20)	108
7.3	Número de partículas e taxa de produção de partículas (supondo não serem afetadas pela pressão de radiação) para o satélite Epimeteu (equações 2.19 e 2.20)	108
9.1	Pixels selecionadas por meio do IDL que correspondem as extremidades das imagens contidas na figura 9.1	148
9.2	Tempos das imagens da figura 9.1	148
9.3	Dados correspondentes à três diferentes pixels e imagens	153
10.1	Elementos orbitais iniciais de Jano e Epimeteu utilizados nas simulações numéricas	160
11.1	Tempos de vida das partículas obtidos por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente em órbitas).	175
11.2	Tempos de vida das partículas obtidos por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente ejetadas).	176
11.3	Regimes de tamanho de partículas obtidos por meio das simulações numéricas (partículas inicialmente em órbitas).	178
11.4	Regimes de tamanho de partículas obtidos por meio das simulações numéricas (partículas inicialmente ejetadas).	179
11.5	Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são dispostas inicialmente em órbitas.	190
11.6	Profundidade óptica total obtida por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente em órbitas).	191
11.7	Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com velocidade de escape de Jano ($V_{eje} = V_{esc}^J$).	192
11.8	Profundidade óptica total obtida por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente em ejetadas dos satélites com velocidade igual a velocidade de escape de Jano).	193

11.9	Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com 5 vezes a velocidade de escape de Jano ($V_{eje} = 5 \times V_{esc}^J$).	194
11.10	Profundidade óptica total obtida por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente em ejetadas dos satélites com velocidade igual 5 vezes a velocidade de escape de Jano).	195
11.11	Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com 10 vezes a velocidade de escape de Jano ($V_{eje} = 10 \times V_{esc}^J$).	196
11.12	Profundidade óptica total obtida por meio de simulações numéricas (partículas inicialmente em ejetadas dos satélites com velocidade igual 10 vezes a velocidade de escape de Jano).	197
11.13	Dados de entrada do calculador Wiscombe (simulações de partículas dispostas inicialmente em órbitas).	198
11.14	Dados de entrada do calculador Wiscombe (simulações de partículas sendo ejetadas da superfície dos satélites).	199
11.15	Dados do arquivo de saída do código Wiscombe (partículas inicialmente em órbitas).	200
11.16	Dados do arquivo de saída do código Wiscombe (simulações de partículas sendo ejetadas da superfície dos satélites).	201

Lista de Símbolos

m_J	Massa de Jano	31
m_E	Massa de Epimeteu.	31
W_J	Largura média do arco de libração de Jano.	31
W_E	Largura média do arco de libração de Epimeteu.	31
M_s	Massa do satélite	32
ρ	Densidade do satélite	32
R_O	Raio orbital do satélite	32
R	Raio do satélite	32
T_p	Período orbital do satélite	32
I/F	Intensidade captada dividida pelo fluxo solar na região	36
F_{imp}	Fluxo médio de partículas colisoras.	45
F_{imp}^∞	Fluxo médio de partículas colisoras distantes do planeta Saturno.	45
v_{imp}^∞	Velocidade média das partículas colisoras distantes do planeta Saturno. ..	45
v_{imp}	Velocidade média das partículas colisoras.	45
n_{imp}^∞	Densidade média de partículas colisoras distantes do planeta Saturno.	45
n_{imp}	Densidade média de partículas colisoras.	45
G	Constante gravitacional.	45
a	Semi-eixo maior do planeta.	45
M_p	Massa do planeta.	45
R_p	Raio do planeta.	45
R_Σ	Raio da esfera de influência do planeta.	45
Y	“Yield”.	46
G_{sil}	Índice do material alvo.	46
m_{imp}	Massa do impactor.	46
M^+	Taxa de produção de massa.	47

S	Seção de choque do satélite.	47
K_e	Energia cinética do impactor.	48
K_i	Energia dissipada com a colisão de um impactor.	48
γ	“Slope” (energia).	48
u_0	Velocidade mínima de uma partícula ejetada.	49
u_{max}	Velocidade máxima de uma partícula ejetada.	49
u_{esc}	Velocidade de escape do satélite.	50
u_{orb}	Velocidade orbital do satélite.	50
a_s	Semi-eixo maior do satélite.	50
m_s	Massa do satélite.	50
M	Massa total do cinturão.	51
$[u]$	Velocidade média de ejeção.	51
U	Razão da velocidade mínima pela velocidade de escape.	52
η	Parâmetro U elevado à potência γ	52
T	Tempo médio de vida das partículas do cinturão.	53
r	Raio das partículas da distribuição.	54
m	Massa da distribuição de partículas.	56
$N(> m)$	Distribuição de partículas (com massa acima de m).	56
α	Inclinação (“slope”) (distribuição de partículas).	56
m_{max}	Massa mínima da distribuição de partículas.	56
m_{min}	Massa máxima da distribuição de partículas.	56
$\dot{N}(> m)$	Taxa de produção de partículas com massa maior que m	58
$N_1(m_1; > m)$	Distribuição de partículas criadas a partir da partícula de massa m_1	58
m_1	Massa de partículas que dá origem a distribuição $N_1(m_1; > m)$ quando fragmentada.	58
β	Fração do maior fragmento de partículas produzido a partir de m_1	58
F_{frag}	Fluxo de partículas aptas a fragmentar membros do cinturão.	58
A	Área total da seção de choque das partículas do cinturão.	59
m_*	βm_{min} maior massa de partícula no anel.	59
$\dot{N}_{ext}(> m_*)$	Taxa de produção de partículas do tipo: fluxo impactor - cinturão (partículas maiores que m_*).	59
$\dot{N}_{int}(> m_*)$	Taxa de produção de partículas do tipo: cinturão - cinturão (partículas maiores que m_*).	60

$\dot{N}_{rng}(> m_*)$	Taxa de produção de partículas do tipo: anel - cinturão (partículas maiores que m_*).	60
ϵ_*	Parâmetro “Regulador” (distribuição $\dot{N}_{rng}$).	60
ϵ	Parâmetro “Regulador” (distribuição $\dot{N}_{int}$).	60
m_{rng}	Maior massa do anel.	60
$\dot{D}_{ext}$	Fator de crescimento de partículas do tipo: fluxo impactor - cinturão. . . .	61
$\dot{D}_{int}$	Fator de crescimento de partículas do tipo: cinturão - cinturão.	61
$\dot{D}_{rng}$	Fator de crescimento de partículas do tipo: anel - cinturão.	61
τ	Profundidade óptica.	63
A_{anel}	Seção de choque do anel.	63
L	Largura do anel.	63
t_0	Tempo para acúmulo de partículas no anel.	73
m_0	Massa do estado estacionário formada no tempo t_0	73
$R1$	Tamanho de partículas.	73
$R2$	Tamanho de partículas.	73
$R3$	Tamanho de partículas.	73
$R4$	Tamanho de partículas.	73
$R5$	Tamanho de partículas.	73
$t1$	Tempos de vida das partículas de tamanho $R1$	73
$t2$	Tempos de vida das partículas de tamanho $R2$	73
$t3$	Tempos de vida das partículas de tamanho $R3$	73
$t4$	Tempos de vida das partículas de tamanho $R4$	73
$t5$	Tempos de vida das partículas de tamanho $R5$	73
T_{med}	Tempo médio do intervalo de partículas escolhido.	76
m_{sup}	Massa superior do intervalo de partículas escolhido.	77
m_{inf}	Massa inferior do intervalo de partículas escolhido	77
T_{sup}	Tempo superior do intervalo de partículas escolhido.	77
T_{inf}	Tempo inferior do intervalo de partículas escolhido.	77
M'	Massa do estado estacionário de partículas afetadas pela pressão de radiação solar.	78
τ_{dist}	Profundidade óptica das partículas produzidas por qualquer um dos mecanismos estudados.	80

a_{dist}	Seção de choque das partículas produzidas por qualquer um dos mecanismos estudados.	80
a_{med}	Área média das partículas para um dado intervalo de tamanhos.	80
N'	Número de subdivisões (regimes de tamanhos) do anel.	80
τ_{total}	Soma de todas as profundidades ópticas.	80
τ_{ext}	Profundidade óptica das partículas produzidas a partir de $\dot{N}_{ext}$	80
τ_{int}	Profundidade óptica das partículas produzidas a partir de $\dot{N}_{int}$	80
τ_{rng}	Profundidade óptica das partículas produzidas a partir de $\dot{N}_{rng}$	80
J_2	Segundo termo da expansão multipolar gravitacional.	81
ν	Frequência.	88
dt	Intervalo de tempo da intensidade atravessando a área $d\sigma$	88
σ	Área atravessada pela radiação.	88
ϑ	Ângulo entre a direção do ângulo solido e a normal da área $d\sigma$ (ângulo polar do feixe de radiação).	88
ω	Ângulo sólido.	88
dE_ν	Energia provevimente de uma intensidade de radiação de frequência ν atravessando uma área $d\sigma$	88
I_ν	Intensidade de radiação com frequência ν	88
z	Módulo da posição do eixo Z	89
I	Intensidade da radiação captada.	89
F	Fluxo total de radiação.	89
s	Distância de penetração da radiação no meio.	90
ϑ	Ângulo polar do feixe de radiação.	90
φ	Ângulo longitudinal feixe de radiação.	90
ρ'	Densidade do meio atravessado pela radiação.	91
κ_ν	Coeficiente de absorção para uma dada frequência ν	91
Λ	Taxa de variação da energia da radiação espalhada	92
ϑ'	Ângulo polar do feixe de radiação incidente.	92
φ'	Ângulo longitudinal feixe de radiação incidente.	92
$p(\vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi')$	Função de fase para dado feixe incidente (ϑ' e φ') e feixe emitido (ϑ e φ).	92
dm	Elemento de massa.	92
$p(\cos \alpha)$	Função de fase.	92
j_ν	Coeficiente de emissão	95

Π	Taxa de variação da energia da radiação emitida	95
c	Velocidade da luz.	95
$B_\nu(T^*)$	Função de Planck.	95
h	Constante de Planck.	95
k	Constante de Boltzmann.	95
T_e	Temperatura do emissor.	95
$\mathfrak{S}_\nu$	Razão entre o coeficiente de absorção e o coeficiente de emissão	95
μ	Seno do ângulo de espalhamento.	97
μ'	Seno do ângulo de incidência.	97
$S(\alpha)$	Função de fase.	99
$S_1(\alpha)$	Função Amplitude Real.	99
$S_2(\alpha)$	Função Amplitude Imaginária.	99
a_n	Variável auxiliar do cálculo da função de fase	99
$\pi_n(\cos\alpha)$	Combinações dos polinômios de Legendre.	99
b_n	Variável auxiliar do cálculo da função de fase	99
$\tau_n(\cos\alpha)$	Combinações dos polinômios de Legendre.	99
$\psi_n(z)$	Funções de Riccati-Bessel.	99
$\zeta_n(z)$	Funções de Riccati-Bessel.	99
x	"Size parameter".	99
m	Índice de refração do material espalhador.	100
y	Parâmetro que relaciona o "size parameter" e o índice de refração.	99
n	Índice de refração.	99
k	Índice de absorção.	99
m_{max}^{ring}	Maior massa de partícula dada a distribuição do anel.	106
m_{min}^{ring}	Menor massa de partícula dada a distribuição do anel.	106
V	Volume de uma partícula	106
r_{min}^{belt}	Raio da menor partícula do cinturão (com massa m_{min}).	107
XY	Plano que coincide com o plano dos anéis de Saturno.	126
ET_0	Época da primeira imagem estudada executada com modelo desenvolvido.	139
χ	Longitude	148
Γ	Ângulo de incidência	153
κ'	Ângulo de transmissão.....	153

J_4	Termos da expansão multipolar gravitacional.	158
J_6	Termos da expansão multipolar gravitacional.	158
A_{sc}	Área total da seção de choque das partículas para um dado intervalo de tamanhos.	159
T_{sim}^{med}	Tempo médio de vida das partículas (simulações numéricas).	159
i	Inclinação da órbita	160
e	Excentricidade da órbita	160
ω	Argumento do pericentro	160
Ω	Longitude do nodo ascendente	160
V_{esc}^J	Velocidade de escape de Jano.	174
V_{eje}	Velocidade de ejeção.	174
T_{modelo}	Tempo médio de vida das partículas (teórico).	175
R_{max}	Raio da maior partícula do cinturão.	179
R_{min}	Raio da menor partícula do cinturão.	179
γ^*	Ângulo de espalhamento.	200

Capítulo 1

Introdução

Na exploração do Sistema Solar, dentre os diversos planetas, satélites, anéis e asteroides, talvez uma das mais ricas estruturas conhecidas e estudadas pelos cientistas seja a do sistema saturniano, devido à sua grande abundância de objetos distintos e fenômenos.

Dentre os tantos satélites que compõem o sistema saturniano se destacam alguns que exibem características muito atípicas, como exemplo: Encélado com os seus gêiseres, sempre expelindo material na região dos anéis, Titã, com uma atmosfera semelhante à da Terra em tempos primordiais e as numerosas crateras do satélite Mimas. Na presente pesquisa nos juntaremos aos muitos pesquisadores que tentam desvendar os diversos mistérios existentes no sistema saturniano.

Antes de explicar o problema em questão serão apresentados os principais corpos celestes envolvidos na pesquisa, com o intuito de melhor caracterizar o local e as condições no qual o fenômeno estudado ocorre. Antes também de descrever os satélites e o anel envolvidos no problema, serão apresentadas algumas características básicas do planeta Saturno.

1.1 Saturno

Seu nome tem origem romana, referindo-se ao pai do deus Júpiter, chamado assim por estar a uma distância maior do que o planeta Júpiter com relação à Terra. Saturno, segundo a mitologia grega, corresponde à Cronos, titã responsável por destronar Urano, usurpar a soberania e se tornar rei dos titãs.

Saturno é o sexto planeta do Sistema Solar e é classificado como sendo um planeta

gasoso. Dentre os planetas do Sistema Solar, Saturno é o segundo maior planeta, ficando atrás somente de Júpiter. Sua composição é essencialmente hidrogênio, sendo que o mesmo constitui cerca de 97 % de sua composição total (Fortney & Nettelmann 2010). Seu semi-eixo maior tem o valor de aproximadamente 9.5 U.A, com raio equatorial de cerca de 60000 km e raio polar de 54000 km, tornando-o, assim, o planeta com maior achatamento do Sistema Solar. Apesar de ter a superfície formada por gases, possui um núcleo sólido, provavelmente constituído de ferro, rocha e níquel (Melosh 2011).

Foi visto na primeira observação astronômica feita com auxílio de um instrumento óptico, realizada por Galileu (1564, 1642) em 1610. Durante as primeiras observações, o planeta foi identificado com uma estranha estrutura até então desconhecida, que a princípio foi pensada como sendo composta de outros dois corpos, chamada de “orelhas” pelo próprio Galileu. Observa-se na figura 1.1 a representação de três desenhos feitos por Galileu, inspirados em três observações de Saturno realizadas em épocas distintas. Nota-se que a observação feita por Galileu poderia facilmente levá-lo a crer em três corpos ao invés de somente Saturno e o sistema de anéis como são conhecidos atualmente. Ao longo de outras observações as estruturas verificadas inicialmente por Galileu haviam mudado de posição, fazendo com que ele pensasse que dois corpos do sistema triplo inicial haviam desaparecido.

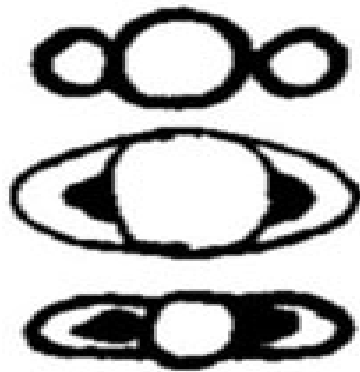


Figura 1.1: Desenhos feitos pelo cientista italiano Galileu Galilei quando observou o planeta Saturno utilizando uma luneta. Imagem extraída de Couper & Henbest (1986)

Com o advento de melhores e mais modernos telescópios, outros dois astrônomos foram capazes de não só solucionar o problema de Galileu (desaparecimento de dois corpos do sistema triplo inicial), como explorar mais profundamente a estrutura dos anéis. O primeiro deles foi Christiaan Huygens (1629, 1695), que concluiu que as chamadas

“orelhas”, segundo a denominação de Galileu, se tratavam de uma estrutura sólida em formato de anel, circundando o planeta. Outro importante astrônomo que realizou notáveis descobertas sobre Saturno e seus anéis foi Jean Domenique Cassini (1748, 1845), que encontrou uma faixa escura no meio do anel descoberto por Huygens. Atualmente essa faixa é conhecida como falha de Cassini e é considerada como marco na astronomia e o início de uma série de descobertas referentes ao planeta Saturno e seus anéis. Cassini também foi responsável pela descoberta de quatro satélites: Titã, Iapetus, Dione e Tétis. Por meio destas descobertas foi possível verificar a complexidade e a vastidão de elementos e estruturas presentes no sistema do planeta Saturno.

Atualmente Saturno é famoso e conhecido devido ao seu rico sistema de anéis, destacado dentre os demais conjuntos de anéis do Sistema Solar. Tal sistema é formado por cerca de 15 anéis, além de falhas e arcos, fazendo com que ele se torne o maior sistema de anéis de todos os planetas do Sistema Solar.

Dentre o grande número de satélites de Saturno conhecidos até hoje, os que estão relacionados com o problema proposto nesta dissertação são os satélites Jano e Epimeteu. Na sequência deste capítulo se encontram duas pequenas introduções destes satélites. Nessas introduções estão descritas características básicas de cada satélite. Após essas duas pequenas introduções se apresenta uma seção exclusiva para a órbita dos dois satélites, que procura mostrar porque eles são considerados peculiares no Sistema Solar.

1.2 Jano

O satélite foi Jano descoberto por Audouin Dollfus em 1966 (West 1983). Seu nome, segundo a mitologia romana, corresponde ao do deus dos portões e portas, e dos começos e transições, que possuía duas faces voltadas para lados opostos, uma olhando para o futuro e a outra para o passado.

Jano é um satélite considerado pequeno, possui raio médio de aproximadamente 89 km e semi-eixo maior médio de 151460 km. Trata-se de um satélite poroso, composto basicamente de gelo e silicato. É um satélite que possui diversas crateras que podem chegar a 30 km de largura e por essa razão não é tomado como um satélite novo (a grande quantidade de crateras indica que o satélite ficou um longo período de tempo exposto a inúmeras colisões). Sua densidade média é próxima de 0.69 g/cm^3 (Thomas 2010).

1.3 Epimeteu

Assim como Jano, o nome desse satélite também possui origem na mitologia (nesse caso mitologia grega), sendo que Epimeteu foi irmão de Prometeu e casado com Pandora. Segundo a mitologia, foi o responsável pela criação dos animais e pela atribuição de qualidades aos mesmos. Todavia, quando chegou o momento de atribuir uma qualidade aos seres humanos as mesmas já haviam se esgotado. Teve portanto que pedir ajuda ao seu irmão Prometeu, que se viu obrigado a roubar o fogo dos deuses e presentear a raça humana com ele, além de ensiná-la como utilizá-lo.

A descoberta de Epimeteu possui uma controvérsia quanto aos seus verdadeiros descobridores. Em 1966 o satélite foi supostamente observado por Richard Walker, alguns dias após a descoberta de Jano (observado de maneira muito semelhante à descoberta de Jano). Devido à presença de dois satélites em órbitas muito próximas (Jano e Epimeteu), acreditou-se que as observações correspondiam somente a Jano. Em 1978, Stephen M. Larson e John W. Fountain teorizaram a existência de mais um satélite que melhor corresponderia às observações realizadas. Depois de dois anos, a Voyager I confirmou a hipótese destes pesquisadores e assim o satélite Epimeteu foi tomado como descoberto (Leverington 2003). Atualmente os créditos pela descoberta de Epimeteu são atribuídos tanto a Richard Walker quanto a Stephen M. Larson e John W. Fountain.

Epimeteu, assim como Jano, também é um satélite de pequeno porte, possuindo um raio médio menor que Jano. Epimeteu possui raio médio com valor de aproximadamente 58 km e possui semi-eixo maior médio de 151460 km. Sendo assim, tanto Jano quanto Epimeteu dividem a mesma órbita média.

Suas características são muito semelhantes às de Jano. Se trata de um satélite que possui diversas crateras, baixa densidade, é constituído de material poroso, possui albedo de aproximadamente 0.8 e é formado basicamente de silicato e gelo. Por esse motivo, cientistas acreditam que no passado estes satélites eram somente um, que posteriormente se fragmentou em dois corpos que atualmente dividem a mesma órbita média (Thomas 2010).

Jano e Epimeteu se destacam no Sistema Solar por possuírem um tipo de interação orbital até então não observada. Por essa interação entre eles ser tão atípica, a seção seguinte é dedicada a descrever como esses dois satélites interagem e as órbitas por eles descritas.

1.4 Órbitas de Jano e Epimeteu

Como foi dito, Jano e Epimeteu são satélites que dividem a mesma órbita média (órbitas próximas que em média ocupam o mesmo local). Portanto, são considerados coorbitais. São satélites que possuem uma separação radial orbital de aproximadamente 50 km. No princípio foi constatada uma aproximação entre os dois satélites que gerou uma conclusão ingênua de que ambos iriam colidir em um determinado momento (Murray & Dermott (1999); Tiscareno et al. (2009)). A explicação para essa afirmação errônea é que ambos, em um período de cerca de 4 anos, trocam suas órbitas. Em outras palavras, o satélite externo passa a ser interno e vice e versa. Com isso, observou-se que os satélites não colidem.

Conforme mostrado no esquema da figura 1.2 Jano e Epimeteu realizam um movimento chamado de órbita de ferradura (“horseshoe”) modificada (Yoder et al. 1983). Devido à diferença de massa entre os dois satélites, observa-se que num referencial girante ambos realizam sua própria órbita de ferradura. Diferentemente do observado em uma órbita de ferradura no problema restrito de três corpos, Jano, supostamente o segundo corpo, não possui massa muito maior que Epimeteu. Logo, Jano também sofre influência gravitacional de Epimeteu e também realiza um movimento em órbita de ferradura.

Como a massa de Jano é maior que a de Epimeteu, observa-se que sua órbita de ferradura é de menor amplitude (órbita da direita na figura 1.2). Quanto maior a massa do objeto com relação ao terceiro corpo, menor é a órbita de ferradura. Por consequência, quando a massa do terceiro corpo se torna desprezível comparada com a massa do segundo corpo, recupera-se a órbita de ferradura do problema restrito de três corpos. Pode-se verificar essas características utilizando a lei conservação do momento angular. Em Yoder et al. (1983) e Murray & Dermott (1999) é possível verificar o desenvolvimento de uma relação que representa a conservação de momento angular dado pela equação 1.1. Se W_E e W_J são as larguras médias dos arcos de libração de Epimeteu e Jano, respectivamente, e as órbitas deles são considerada como sendo circulares, tem-se que:

$$m_E W_E = m_J W_J \quad , \quad (1.1)$$

onde m_E e m_J são as massas dos satélites Epimeteu e Jano, respectivamente. Todas as

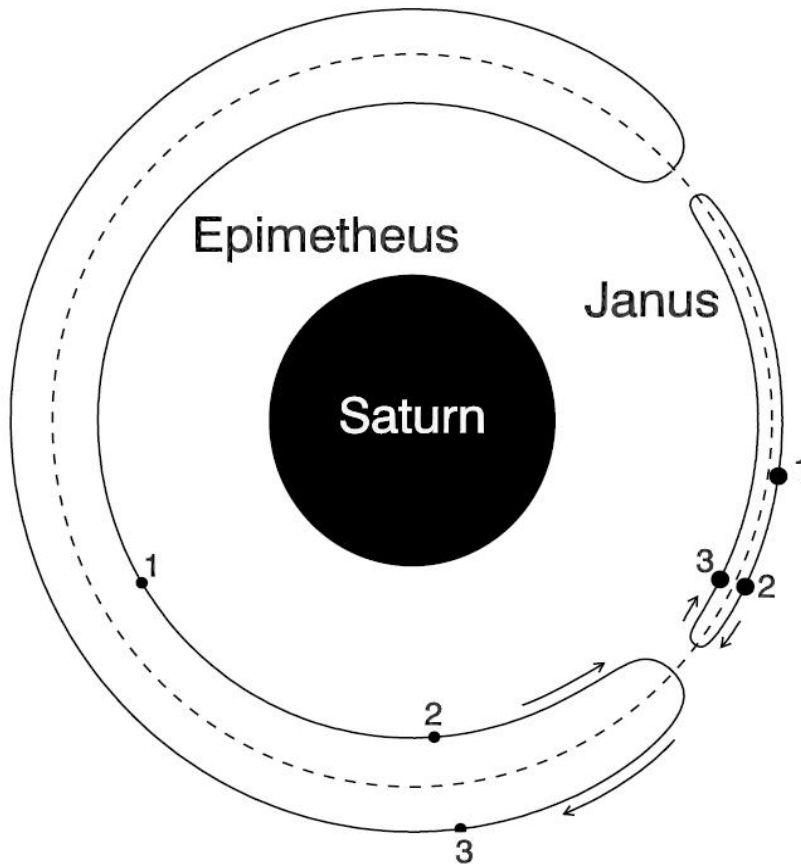


Figura 1.2: Representação gráfica da órbita dos satélites Jano e Epimeteu no referencial girante com a velocidade angular igual à do movimento médio da órbita média dos satélites. Figura reproduzida de Tiscareno et al. (2009).

informações apresentadas nesta seção, a respeito das órbitas dos satélites foram baseadas em Yoder et al. (1983), Tiscareno et al. (2009) e Murray & Dermott (1999). Na tabela 1.1 estão contidos alguns dos principais parâmetros dos dois satélites.

Satélite	$M_s (\times 10^{17} \text{ kg})$	$\rho \text{ (g/cm}^3\text{)}$	$R_O \text{ (km)}$	$R \text{ (km)}$	$T_p \text{ (horas)}$
Epimeteu	5.307	0.69	151410	56.7	16.664
Jano	18.89	0.63	151460	89.6	16.671

Tabela 1.1: Características físicas e orbitais dos satélites Jano e Epimeteu, onde M_s representa a massa dos satélites, ρ a densidade, R_O o raio orbital, R o raio dos satélites e T_p é o período orbital.

O elemento principal da presente pesquisa é o anel de Jano e Epimeteu (Porco 2006). Portanto, na próxima seção serão fornecidas características acerca deste anel.

1.5 Anel de Jano de Epimeteu

O anel de Jano e Epimeteu assim como diversos outros aneis e satélites de Saturno foram observados graças a sonda Cassini-Huygens. Essa missão teve início em 15 de outubro de 1997, com o seu lançamento realizado no Cabo Canaveral, Flórida. Sua chegada ao planeta Saturno ocorreu em 1 de Julho de 2004. Tal sonda é fruto da colaboração da NASA e da ESA e possui o objetivo de determinar as estruturas dos aneis de Saturno além de verificar a composição de seus satélites.

Em setembro de 2006 a sonda Cassini obteve algumas imagens nas quais foi descoberto o anel de Jano e Epimeteu. Esse anel possui, segundo a referência de sua descoberta, cerca de 5000 km de largura e é constituído de pequenas partículas (micrométricas)(Porco 2006b). Observando e comparando esse anel com outros aneis já bem estudados, além de analisar as poucas imagens obtidas, pesquisadores determinaram que ele é um anel tênue. Os aneis são considerados, com boa aproximação, como estando contidos no plano equatorial do planeta. Nesta dissertação esse plano é denominado simplesmente como plano dos aneis.

Um anel tênue é preferencialmente observado na transmissão da radiação ao passar pelo plano dos aneis. Isso é, sonda e Sol estão em lados opostos do plano dos aneis. Em contrapartida um anel denso é preferencialmente observado na reflexão da radiação. Ou seja, sonda e Sol estão no mesmo lados do plano dos aneis.

Esse anel se localiza na mesma regiões das órbitas de Jano e Epimeteu. Ele se localiza entre o anel G o sistema principal de aneis, como pode ser observado na figura 1.3.

Ainda não se sabe a origem do anel de Jano Epimeteu, porém, acredita-se que o mesmo é fruto de partículas oriundas de ejeções de material dos satélites Jano e Epimeteu (Porco 2006b). A presente pesquisa pretende verificar a validade ou não desta hipótese.

Foi verificado que a inclinação da sonda Cassini com relação ao centro de Saturno e o plano dos aneis, para as imagens estudadas, era de cerca de 15° (Porco 2006b). Também se verificou que a sonda Cassini estava a aproximadamente 2.2 milhões de quilômetros do centro de Saturno e que estava disposta de maneira que o ângulo de fase fosse próximo a 180° para esse mesmo conjunto de imagens (parte central do anel nas imagens). A resolução dos pixels é de aproximadamente 250 km por pixel (parte central da imagem).

Pode-se considerar que o anel de Jano e Epimeteu ainda é um sistema pouco explorado. Um dos principais motivos para esse fato talvez seja o baixo número de imagens

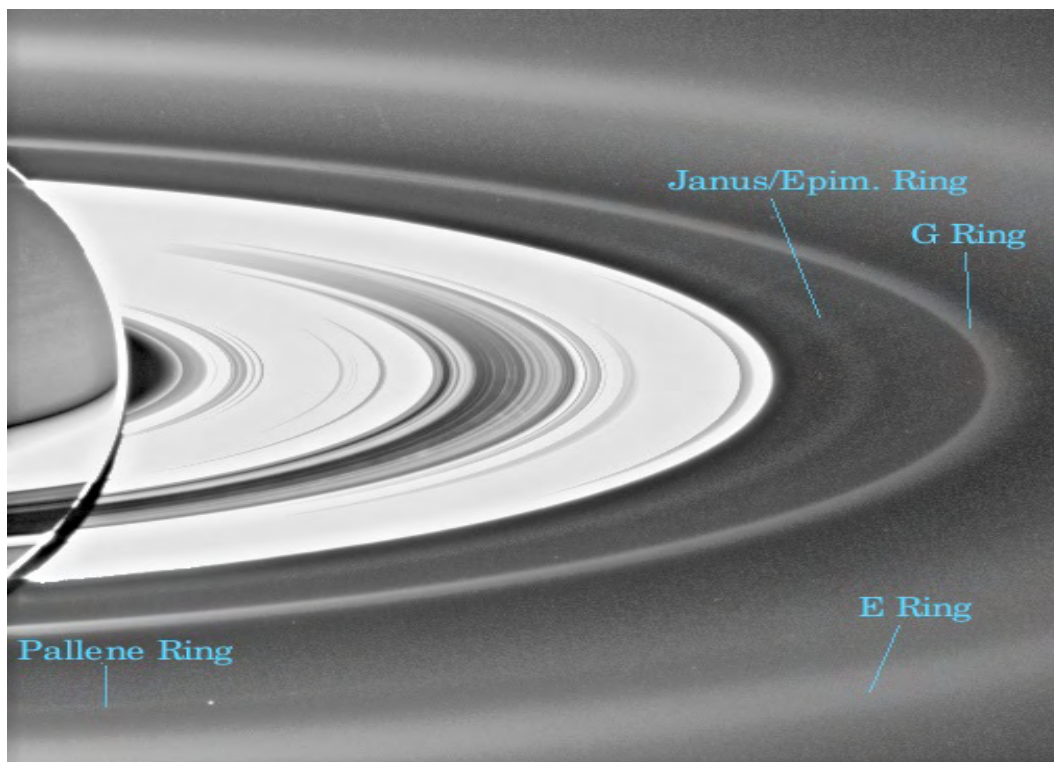


Figura 1.3: Localização do anel de Jano e Epimeteu com relação a outros anéis de Saturno conhecidos. Observa-se também a indicação (em inglês) da localização dos anéis de Pallene, G e E (PIA: 08328).

existentes desse anel. Sua descoberta ocorreu de maneira fortuita, uma vez que sua presença não havia sido prevista ou teorizada por nenhum modelo ou hipótese anterior. Por consequência, nenhuma grande sequência de imagens havia sido programada para as configurações nas quais o anel era visível.

Sendo assim ambos satélites se encontram imersos neste anel. Uma questão que era desconhecida era saber como os satélites Jano e Epimeteu influenciam a evolução das partículas do anel. Isso é, determinar o que a “convivência” dos satélites e anel acarreta em termos dinâmicos para a evolução e permanência do anel no sistema.

Simulações computacionais realizadas com esse sistema, considerando diversas partículas representando o anel sujeitas aos efeitos gravitacionais de Saturno, Jano e Epimeteu, indicaram que todas as partículas seriam eliminadas da região do anel em não mais do que poucas décadas (Winter et al. 2008). Em outras palavras, o anel deveria deixar de existir devido à eliminação de partículas, que colidem e são acretadas pelos satélites Jano e Epimeteu, devido às baixas velocidades relativas entre as partículas e os satélites.

Simulações recentes (comunicação privada com Décio Cardozo Mourão) e resultados na literatura (Sfair & Giulianti Winter 2009) indicam que forças não-gravitacionais agem

efetivamente nas partículas do anel devido aos seus tamanhos reduzidos (partículas de tamanhos micrométricos).

A configuração na qual o anel foi detectado e descoberto ocorreu quando o ângulo de fase (ângulo formado entre Sol/Fonte Emissora – Anel/Alvo – Sonda/Observador) era próximo do seu máximo, ou seja, 180° . Sabe-se que o anel é tênue e que o espalhamento Mie ocorre quando as partículas espalhadoras são de tamanhos da ordem de grandeza do comprimento de onda da radiação espalhada (no caso, radiação na faixa do visível). Para o espalhamento Mie, sabe-se que o máximo ocorre quando o ângulo de fase é 180° (van de Hulst 1957).

Acredita-se que o anel tenha sido descoberto tardiamente justamente a configuração que proporciona o máximo de espalhamento não ter sido atingida antes de 2006. Somado a isso está o fato do anel ser tênue, que é traduzido pelo baixo valor de profundidade óptica.

Devido ao número de crateras nos dois satélites é possível verificar que eles permaneceram um longo tempo expostos ao fluxo colisor. Sendo assim, tem-se que os dois satélites possuem um longo tempo de vida, muito maior do que o tempo limite de vida das partículas obtidos pelas simulações computacionais (Winter et al. 2008).

Portanto, é pouco provável que as únicas imagens do anel, obtidas em uma configuração demasiadamente específica (ângulo de fase próximo a 180°), tenham sido captadas no justo e curto período de tempo que o anel estaria presente no sistema.

A hipótese provável é que esse sistema esteja a muito tempo nas mesmas configurações observadas em 2006. Sendo assim se faz necessário um mecanismo, não levado em consideração nas simulações computacionais, para garantir a sobrevivência do anel. Ou seja, deve existir algum fenômeno ocorrendo no sistema em questão que faz com que o anel se perpetue, compensando assim o número de partículas eliminadas pela pressão de radiação solar (simulações recentes) ou pela colisão com os satélites.

Em vista disso o foco da pesquisa é encontrar um meio de produção de partículas para o anel. Tomando como base a literatura de produção e realimentação de aneis, tenta-se verificar se o anel de Jano e Epimeteu pode ser realimentado por partículas ejetadas dos próprios satélites a partir de colisões com partículas interplanetárias. Esses eventos resultam em colisões altamente energéticas, capazes de extrair material dos satélites e

prover partículas ao anel.

Na literatura é possível verificar essa fonte de geração de partículas na forma de colisões de partículas de hiper velocidade com satélites sem atmosfera (e.g. Burns et al. (1984), Krüger et al. (2000), Krivov et al. (2003) , Dikarev et al. (2006)). Ainda nesse mesmo tipo de produção, pode-se observar outros tipos de alvos, que não satélites, como exemplo: Mercúrio (Müller et al. 2002), asteróides (Hamilton & Burns 1991), Plutão e Caronte (Thiessenhusen et al. (2002) Pires Dos Santos et al. (2011)).

O estudo desse meio de produção de partículas é chamado nesta dissertação de modelo de produção. Esse modelo tem como objetivo verificar as circunstâncias nas quais as partículas foram produzidas e as características desse material ejetado. São verificados os tamanhos das partículas produzidas (distribuição de partículas), além das distintas maneiras de produção por meio das colisões (Dikarev et al. 2006). Depois de ter desenvolvido e adaptado o caso de produção para os satélites Jano e Epimeteu foi estimado quanto material é realmente produzido em um determinado período de tempo.

A fim de comparar as estimativas obtidas por meio do modelo de produção com o anel observado nas imagens foi necessário realizar uma análise fotométrica nas imagens obtidas pela sonda Cassini (em setembro de 2006). Com uma grandeza obtida pela fotometria (I/F , intensidade captada dividido pelo fluxo solar na região) é factível estimar uma concentração de partículas espalhadoras e consequentemente um número de partículas.

O modelo dinâmico é a parte da pesquisa responsável por verificar a permanência e evolução das partículas produzidas na região dos anéis. No decorrer da pesquisa, procurou-se conciliar essa evolução das partículas com o modelo de produção e com simulações numéricas do sistema estudado (capítulo 10).

A parte do trabalho correspondente à fotometria, ou análise de imagens, tem como objetivo descobrir a intensidade de radiação captada de cada parte do anel (presente em uma imagem). Com essa análise é possível verificar o tamanho físico do anel, assim como verificar se ele é realmente um anel ou apenas um arco. Já que informações como essas se tratam somente de notas, sem nenhuma descrição científica de como seus valores foram obtidos. Ainda nessa parte do trabalho foram obtidas todas as grandezas geométricas do problema, como os valores de ângulos de fase, incidência de radiação solar e transmissão para quaisquer pontos do anel presente em uma determinada imagem.

O modelo observacional é um modelo preponderante cujo objetivo é unir o mo-

delo de produção e dinâmico com a análise de imagens (resultado de I/F da fotometria). Este modelo fornece como as partículas do modelo dinâmico espalham a radiação em uma determinada direção. Em outras palavras, os modelos associados (modelo de produção/dinâmico e observacional) são responsáveis por produzir uma determinada distribuição de partículas e mostrar como a radiação se comporta ao incidir na região onde se encontra o anel.

Se com a análise das imagens se obtém todos os ângulos preponderantes para o espalhamento, consegue-se, conseqüentemente, utilizar o espalhamento simples descrito por Chandrasekhar (1960) e determinar qual seria o I/F captado em uma determinada direção. Isso é, o modelo observacional é a “ponte” entre o modelo de criação de partículas e as imagens. Logo, para confirmar ou refutar o mecanismo de produção de partículas escolhido basta comparar o valor do I/F obtido pela fotometria com o valor do I/F obtido pela junção dos modelos de produção, dinâmico e observacional.

Portanto, se os valores forem compatíveis com uma mesma ordem de grandeza, pode-se afirmar que o modelo por colisões realmente abastece o sistema, suprindo as partículas eliminadas outrora por forças não-gravitacionais ou por reacção. Dependendo das ordens de grandeza encontrados é possível afirmar que o modelo pode corresponder inteiramente a realimentação (se a ordem de grandeza do valor do modelo for maior ou igual ao valor observado), parcialmente (no caso, uma ou duas ordens de grandeza no máximo menores que o observado) ou, senão, ser desprezível a realimentação (caso onde o valor observado é mais que duas ordens de grandeza menor que o observado). Tais parâmetros foram estimados a partir do número de elementos e variáveis envolvidos na pesquisa. Devido ao grande número de variáveis (e incertezas atribuídas) que o problema possui, não é factível obter um valor final exato. Sendo assim a comparação de resultados finais deve ser feita somente com base nas ordens de grandeza. Por esse motivo, portanto, foi definido esse meio de comparação entre o modelo desenvolvido e os valores fotométricos.

De maneira a concluir definitivamente a hipótese levantada, foram realizadas novas simulações computacionais para comparar taxas de produção e aniquilação de partículas obtidas por meio do modelo de produção (simulações citadas anteriormente neste capítulo como simulações recentes). Com essas simulações se consegue estimar quais partículas são mais “voláteis” no sistema e averiguar se o modelo de produção e a distribuição de partículas são plausíveis com as simulações, conseguindo assim, selecionar um regime

específico de partículas espalhadoras. Ou seja, verificar se as partículas que permanecem no sistema por mais tempo são aptas a serem observadas do ponto de vista óptico. Essas novas simulações, ao contrário das presentes em Winter et al. (2008), incluem a pressão de radiação solar.

Deve ser deixado claro que apesar do foco da pesquisa estar no sistema de Jano e Epimeteu, toda análise de imagens e todo ferramental desenvolvido pode ser aplicado em outros sistemas dependendo somente de pequenos ajustes. Entretanto, será verificado no decorrer da dissertação o quão amplos são os modelos desenvolvidos (quais tipos de considerações foram feitas e a validade dessas considerações em outros casos). Com o intuito de simplificar o entendimento da dissertação foram colocados capítulos de resultados (capítulos 3, 5, 7 e 9) logo após todos os capítulos que caracterizam e explicam uma parte teórica da pesquisa (um modelo). Por se tratar de uma pesquisa muito extensa, espera-se que a divisão por etapas presente neste texto auxilie a leitura e o entendimento desta dissertação.

A dissertação, divide-se da seguinte maneira: No capítulo 2 está descrito o modelo de produção, onde é caracterizada a criação de partículas por meio das colisões. Nesse capítulo também é verificada a maneira pela qual essas partículas se distribuem na região do anel. Já no capítulo 3 estão caracterizados os resultados obtidos deste modelo de produção quando aplicado no anel de Jano e Epimeteu.

O capítulo 4 contém o modelo dinâmico das partículas produzidas pelo modelo de produção. Neste capítulo é verificada a evolução das partículas, afetadas (eliminadas do sistema) pela pressão de radiação, nas órbitas nas cercanias da região do anel de Jano e Epimeteu. Também está caracterizada uma técnica onde os tempos de permanência das partículas são “traduzidos” em termos de profundidade óptica (grandeza fundamental para a ligação da parte teórica com a experimental).

No capítulo 5 estão os resultados da aplicação do modelo dinâmico para o caso das partícula eliminadas pela pressão de radiação (afetadas pela pressão de radiação e eliminadas rapidamente).

No capítulo 6 é mostrado o modelo observacional. Neste modelo se desenvolve a

física óptica, mais especificamente o fenômeno de espalhamento de radiação. Com esta teoria se pretende reproduzir os resultados observados na natureza, ou seja, na captação de radiação pela sonda Cassini. A radiação captada é proveniente do espalhamento de radiação do anel de Jano e Epimeteu. Resumidamente, o capítulo descreve o estudo da incidência de radiação no anel e verifica como essa radiação é espalhada e posteriormente captada. Neste capítulo consta uma seção na qual é apresentado um calculador Mie que foi utilizado nesta pesquisa. A possibilidade de utilizar este calculador somente foi viável graças ao colaborador Nilton Évora do Rosário, pesquisador vinculado ao INPE e associado ao grupo de pesquisas GMAI (Grupo de Modelagem da Atmosfera e Interfaces), que disponibilizou o integrador para o grupo de Dinâmica Orbital e Planetologia.

No capítulo 7 são apresentados todos os resultados factíveis de se obter com a teoria desenvolvida e os dados obtidos até o capítulo 6.

No capítulo 8 é descrita a análise das imagens além de ser mostrado as técnicas utilizadas para poder obter diversas informações fundamentais para a aplicação dos modelos desenvolvidos. Nesse capítulo estão caracterizados os códigos desenvolvidos nos “softwares” IDL e SPICE. Também estão caracterizadas as estratégias traçadas para obter informações referentes ao anel de Jano e Epimeteu. Neste capítulo existe um tópico, referente ao código desenvolvido com o IDL, que foi executado exclusivamente pelo coorientador Dr. Rafael Sfair e que foi imprescindível para a atual pesquisa. Sendo assim, faz-se necessária a inclusão desse tópico nesta dissertação. No capítulo 9 estão dispostos os resultados do capítulo 8 quando aplicados para o caso do anel de Jano e Epimeteu.

No capítulo 10 estão contidas as explicações e características das simulações executadas no decorrer da pesquisa. Tais simulações são creditadas ao Dr. Décio Cardozo Mourão, que é um colaborador deste projeto. No capítulo 11 são apresentados os resultados finais, decorrentes da união de todos os capítulos de resultados parciais.

No último capítulo estão contidas as conclusões e considerações finais.

Capítulo 2

Modelo de Produção

O presente capítulo tem como meta explicar e descrever um dos pilares fundamentais da pesquisa, a realimentação de partículas do anel de Jano e Epimeteu. Como já foi dito, faz-se necessário um meio de criação de partículas capaz de suprir o déficit causado pela eliminação gradual das mesmas. A eliminação das partículas foi verificada por meio de simulações computacionais, que indicaram a extinção do anel de Jano e Epimeteu em poucas décadas (Winter et al. 2008). Por meio de uma revisão bibliográfica foi possível desenvolver um modelo de criação de grãos baseado nas ejeções de material dos satélites. Tais ejeções ocorrem decorrentes de múltiplas colisões de um fluxo de micrometeoritos com os satélites. Tem-se que o fluxo de micrometeoritos é oriundo de famílias de partículas e nuvens de poeira localizadas no espaço interplanetário (Divine 1993).

Verifica-se que os valores utilizados para caracterizar esse fluxo divergem para os diversos artigos da área. Sendo assim foi adotada a abordagem do fluxo interplanetário apresentado por Krivov et al. (2003) que tomou como base o modelo desenvolvido por Divine (1993).

Divine (1993) apresenta cinco diferentes famílias de partículas (poeira e pequenos meteoritos) que são fontes de impactores que descrevem órbitas excêntricas ao redor do Sol e eventualmente cruzam a região das proximidades do planeta Saturno. Estima-se que o fluxo é dominado por partículas de cerca de $100\ \mu\text{m}$ (com massa $10^{-5}g$) que pertencem à população “Asteroidal” e “Halo” (segundo a nomenclatura adotada em Divine (1993)).

Como base geral, todos os artigos utilizados no modelo de produção se baseiam no

impacto de partículas com satélites sem atmosfera. A ausência de atmosfera se mostra importante do ponto de vista da dissipação de energia com o arrasto sofrido pelas partículas colisoras quando entram na atmosfera ou ejetadas quando saem. Tem-se que seria impossível que esse mecanismo de colisão correspondesse as expectativas de criação de material para o anel se os corpos impactados (Jano e Epimeteu) possuísem qualquer meio de dispersão desta natureza.

Três artigos fundamentais foram utilizados para desenvolver o presente modelo. São eles Krivov et al. (2003), Dikarev et al. (2006) e Krüger et al. (2000). Desses, dois artigos se focam na produção direta de partículas e o artigo restante em um mecanismo indireto de produção. Isso é, em Krivov et al. (2003) e Krüger et al. (2000), foi desenvolvida uma teoria onde a produção de partículas para o anel ocorre exclusivamente pela colisão do fluxo interplanetário de partículas com os satélites. Na presente pesquisa, o nome dado a esse tipo de produção de partículas é produção direta de partículas ou simplesmente produção direta. Essas colisões, que proporcionam a produção direta, extraem dos satélites diversos tamanhos de partículas que são descritas por uma “lei de potências”, a qual será discutida no decorrer deste capítulo.

Já no trabalho Dikarev et al. (2006) é apresentado um mecanismo de produção cujo nome adotado nesta pesquisa foi de produção indireta. Essa produção consiste em uma faixa das maiores partículas da distribuição citada acima se fragmentando. Essa faixa de partículas é denominada como cinturão, que devido aos seus tamanhos de partículas, não pode ser observado nas imagens. Consta na literatura a “lei de potências” descreve o tamanho e a distribuição de partículas produzidas no sistema. Essas partículas se dividem em partículas eliminadas ou não eliminadas pelas forças não gravitacionais (na presente pesquisa, nas eliminadas e não eliminadas pelo pressão de radiação). Resumidamente, tem-se que são três os meios “alternativos” (indiretos) de criação de partículas. São eles:

1. Colisões das partículas do cinturão com o fluxo de partículas colisoras provenientes do espaço interplanetário.
2. Colisões mútua das partículas do cinturão.
3. Colisões entre as partículas do próprio anel com as partículas do cinturão.

A consequência dos três fenômenos descritos anteriormente é a gradual fragmentação

dos membros do cinturão em partículas menores, que podem chegar à ordem de grandeza das partículas do anel (alguns microns). Define-se nesta pesquisa que o anel é considerado somente como partículas observáveis. Pode-se observar na figura 2.1 uma representação dos 4 tipos de produção de partículas. Nessa figura se observa como as partículas tanto do anel quanto do cinturão podem ser criadas de maneira direta por meio da colisão do fluxo impactor e satélite (indicada pelo número 1). Também se pode observar como o cinturão pode ter seus membros fragmentados pelos três meios descritos. Indicados com o número 2 para a produção por colisões do fluxo e as partículas do cinturão, número 3 para as colisões mútuas para os membros do cinturão e 4 para as colisões de partículas do anel e do cinturão.

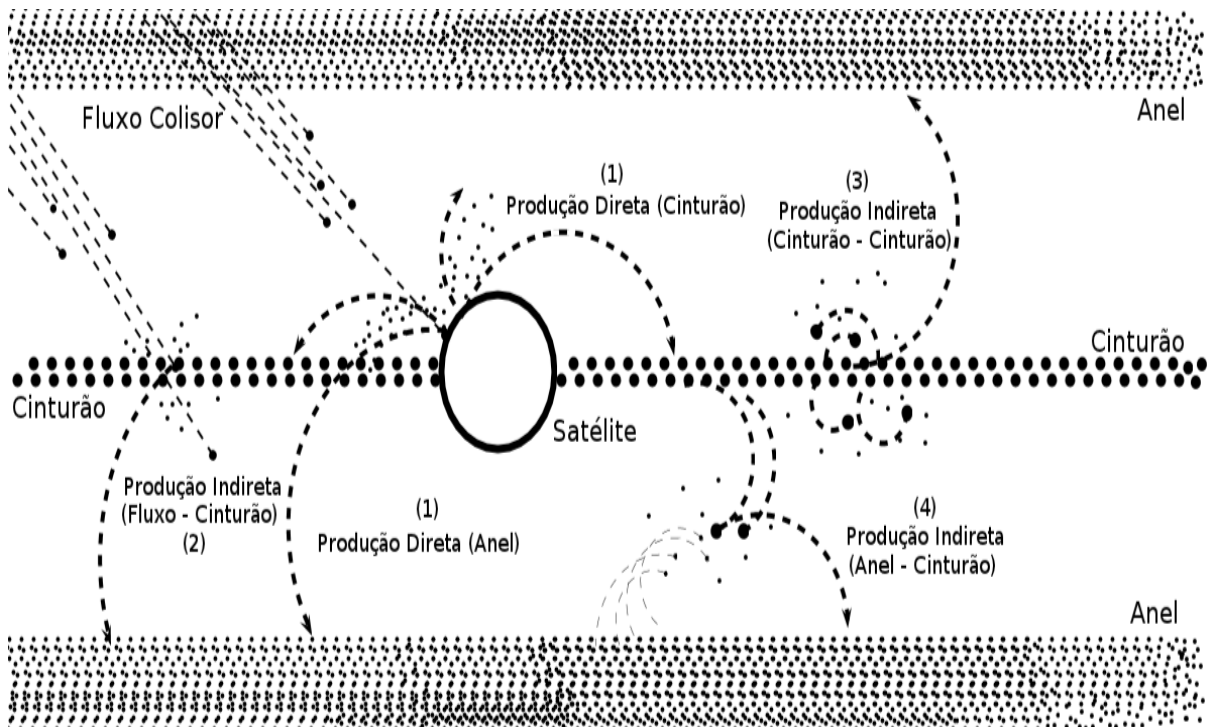


Figura 2.1: Representação esquemática dos 4 tipos de produção de partículas. Os meios de produção descritos neste desenho são as produções de partículas por meio da colisão do fluxo impactor com o satélite (1)(produção direta), colisão de partículas do cinturão com o fluxo colisor (2), a colisão de partículas do cinturão entre elas mesmas (3) e a colisão de partículas do cinturão com partículas do anel (4)(produções indiretas).

É justificável utilizar esse processo de produção devido a eficiência de criação de partículas observáveis. Tem-se que apesar de ser pouco provável a produção de fragmentos grandes (mesma ordem de grandeza dos impactores), seus poucos membros produzidos

concentram grande parte de toda massa ejetada (segundo a distribuição de partículas). Com isso, pode-se esperar que seja factível converter essas poucas partículas grandes em diversas partículas observáveis. Ademais, quando a seção de choque total das partículas do cinturão é comparada com a seção de choque dos satélites, observa-se como consequência que o cinturão leva vantagem com relação aos satélites na condição de alvo.

Tal tema não se mostra muito popular entre o meio científico talvez pelo fato desses fragmentos maiores (cinturão) não serem efetivamente observados. Todavia, como será verificado no decorrer da pesquisa (na comparação entre os meios de produção) a produção indireta se mostra algumas vezes mais efetiva do que a própria produção direta, pelo menos para as considerações e condições impostas para o estudo desse sistema. No final do presente capítulo consta uma comparação formal utilizando a mesma base desenvolvida em Dikarev et al. (2006).

Resumidamente, tem-se que os artigos Krivov et al. (2003) e Krüger et al. (2000) foram utilizados para caracterizar o fluxo de partículas colisoras. A produção direta e indireta de material e partículas para o anel foram descritas com base no artigo Dikarev et al. (2006), utilizando ainda algumas grandezas extraídas dos artigos citados anteriormente (Krivov et al. (2003); Krüger et al. (2000)).

Como já foi dito, existe um fluxo homogêneo que colide, a princípio, uniformemente sobre a superfície do satélite correspondente à sua seção de choque. O fluxo impactor pode ser imaginado como uma distribuição uniforme de partículas cruzando cascas esféricas cujos centros são o Sol. Sendo assim, quanto mais próximo do Sol, maior o fluxo na região. Segundo os levantamentos realizados e adotados em Krivov et al. (2003), tem-se que o valor do fluxo na região do planeta Saturno é:

$$F_{imp}^{\infty} = 1.8 \times 10^{-17} \text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (2.1)$$

Todavia esse não é exatamente o fluxo de partículas que colidem com os satélites. Ocorre um processo chamado focalização gravitacional decorrente da ação gravitacional do planeta Saturno. Esse processo atrai as partículas do fluxo que iam em direção ao Sol (equação 2.1) para as suas imediações, aumentando assim o fluxo impactor. Tem-se que a expressão para a determinação desse fluxo focalizado é dada pela razão do fluxo focalizado e o não focalizado (equação 2.1), representada por:

$$\frac{F_{imp}}{F_{imp}^{\infty}} = \frac{v_{imp} n_{imp}}{v_{imp}^{\infty} n_{imp}^{\infty}}, \quad (2.2)$$

onde n_{imp} representa a densidade de partículas no fluxo e v_{imp} a velocidade média das partículas. A diferença constatada entre divisores e dividendos dessa equação se deve aos símbolos de infinito sobrescritos sobre as três grandezas (fluxo, densidade e velocidade) que representam as mesmas grandezas em questão, muito longe de um corpo massivo. Logo, as grandezas com o símbolo de infinito são aquelas que não possuem a focalização gravitacional. Já as sem os símbolos de infinito são as grandezas nas cercanias do planeta, e no caso, os valores com que as partículas colidem efetivamente com os satélites. Utilizando conservação de energia é possível calcular a razão de velocidades focalizadas e não focalizadas gravitacionalmente. Assim:

$$\frac{v_{imp}}{v_{imp}^{\infty}} = \sqrt{1 + \frac{2GM_p}{a(v_{imp}^{\infty})^2}}, \quad (2.3)$$

com G representando a constante gravitacional, a sendo o semi-eixo maior e M_p a massa do planeta. Para conseguir escrever a razão de densidades foi necessário utilizar a análise que consta no artigo Colombo et al. (1966), também descrita em Krivov et al. (2003).

$$\frac{n_{imp}}{n_{imp}^{\infty}} = \frac{1}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{2GM_p}{a(v_{imp}^{\infty})^2}} + 1 \right] \times \left[1 + \frac{2GM_p}{a(v_{imp}^{\infty})^2} - \left(\frac{R_p}{a} \right)^2 \left(1 + \frac{2GM_p}{R_p(v_{imp}^{\infty})^2} \right) \right]^{\frac{1}{2}}, \quad (2.4)$$

onde R_p representa o raio do planeta. Tem-se que a equação 2.4 tem validade somente quando a seguinte expressão é obedecida:

$$v_{imp}^{\infty} > \sqrt{\frac{2GM_p a}{R_{\Sigma}^2 - a^2}}, \quad (2.5)$$

onde R_{Σ} representa o raio da esfera de influência do planeta com relação ao Sol. De maneira geral, resolvendo as equações até agora apresentadas, consegue-se caracterizar os colisores responsáveis pela ejeção de material dos satélites. Sendo assim, deve-se caracterizar as ejeções de partículas a partir dos colisores definidos.

Para determinar o material ejetado, primeiramente é necessário descrever o grau de eficiência de uma colisão. Para isso foi utilizada uma formulação empírica presente em Krivov et al. (2003), baseada em uma série de resultados experimentais de Koschny & Grün (2001). Essa grandeza indica quanto determinada massa impactora é capaz de ejetar de um satélite a partir de uma colisão. Ela é chamada por diversos autores como “yield”, que consiste em uma eficiência.

Tem-se que o “yield” depende basicamente do tipo de material do alvo, da velocidade de impacto e por fim, da massa do impactor. A expressão que representa o “yield” (equação 2.6) foi obtida por meio de uma série de experimentos variando os três parâmetros descritos anteriormente (material, velocidade de impacto e a massa do impactor). Logo, a expressão para o “yield”, obtida por meios empíricos, é dada por:

$$Y = 2.85 \times 10^{-8} \times 0.0149^{G_{sil}/100} \times \left(\frac{1 - G_{sil}/100}{927} + \frac{G_{sil}/100}{2800} \right)^{-1} m_{imp}^{0.23} v_{imp}^{2.46}, \quad (2.6)$$

onde o parâmetro m_{imp} é a massa do impactor que colide com o satélite. O parâmetro G_{sil} indica a composição do alvo (satélite), sendo o mesmo é uma mistura de silicato e gelo. Seu valor se encontra variando de 0 até 1. Quando o valor do G_{sil} é 0 o material é tomado como puro gelo e quando é igual à 1 indica que o material é constituído de puro silicato. Aplicando essas formulações nos satélites estudados, tem-se que devido às baixas densidades encontradas em suas superfícies, o material impactado é considerado como sendo puro gelo. Acredita-se que o material dos satélites se trata de gelo com algumas impurezas, quiçá silicato. Todavia também se imagina que o material é aerado, ou seja, com lacunas, possuindo lacunas. Sendo assim o pouco de silicato seria equilibrado com a falta de material e o gelo puro, em tese, representaria bem o caso. Outro fato que corrobora com essa escolha é verificar que o material ejetado pelos satélites se trata apenas de matéria da superfície, que comumente pode ser considerada como gelo.

A variável v_{imp} é a velocidade focalizada, ou seja, nas proximidades do planeta. Sendo assim, ela é a velocidade efetiva de impacto. m_{imp} , a massa do impactor, que assim como nos trabalhos Krüger et al. (2000) e Krivov et al. (2003), é considerada como sendo 10^{-5} g. Outra característica das partículas colisoras são que as mesmas são tomadas, por simplicidade, como sendo esféricas e possuindo raio médio de $100 \mu\text{m}$.

Apesar do tamanho do impactor não parecer uma restrição de grande importância, deve-se levar em conta que esse é aproximadamente o limite superior para a distribuição

de partículas produzidas. Isso porque por meio das “leis de potências”, que descrevem esses fenômenos colisionais (descreve a distribuição de partículas criadas pelas colisões), observa-se que é pouco provável que as partículas produzidas tenham a mesma ordem de grandeza dos colisores que causaram a ejeção devido à colisão com o satélite.

No decorrer deste capítulo estão contidas as características básicas das leis de distribuição. Por ora, deve-se lembrar que essa consideração do tamanho do impactor pode possuir grandes consequências no decorrer da pesquisa. Possuindo o fluxo, o “yield” e o tamanho do satélite é possível estimar a taxa de produção de partículas para cada satélite. Essa taxa é descrita por:

$$M^+ = F_{imp}YS, \quad (2.7)$$

com S sendo a seção de choque do satélite alvo. Considera-se, por simplicidade que os satélites são esféricos, portanto a seção de choque do satélite é simplesmente πR^2 , onde R é seu o raio. Uma tabela com todos os dados relevantes para a realização dos cálculos será apresentada no capítulo dos resultados finais (capítulo 11). A taxa de produção efetiva de massa possui uma alteração com relação a equação 2.7. Essa alteração corrige a taxa de produção incluindo um termo que considera se a partícula ejetada possui velocidade suficiente para escapar do satélite. Logo, esse termo de correção relaciona a velocidade mínima de ejeção com a velocidade de escape do satélite e é dada por Dikarev et al. (2006) (a equação 2.7 não possui ainda o fator de correção citado).

Para dar continuidade ao trabalho foi necessário determinar, por meio da taxa de produção de massa, quantas e quais os tamanhos das partículas produzidas. Para responder tais questões as já citadas leis de distribuição ou “leis de potências” foram necessárias. Elas permitem determinar qual o número de partículas dentro de um determinado intervalo de massas (um exemplo fictício poderia ser que existem 100 partículas com massa entre 1 e 100 g). Este é um ponto crucial da pesquisa, pois o tamanho das partículas produzidas indica quais delas são efetivamente observadas. Sendo assim, para determinar as partículas do anel (partículas observadas) se deve verificar qual é a faixa de tamanhos de partículas correspondentes das leis de distribuições.

Os trabalhos tomados como base (Dikarev et al. (2006); Krivov et al. (2003)) descrevem a distribuição de partículas com leis equivalentes, onde o parâmetro livre é a massa da partícula (a distribuição depende somente da variável massa das partículas).

Uma diferença importante entre esses artigos, referentes a essas distribuições, é que as partículas não observadas (partículas do cinturão, segundo a nomenclatura utilizada em Dikarev et al. (2006)) são “reaproveitadas” para produzir novas partículas pequenas no trabalho Dikarev et al. (2006), diferentemente do artigo Krivov et al. (2003) onde as maiores partículas da distribuição não são levadas em consideração.

Outra diferença básica entre os trabalhos é que em Krivov et al. (2003) existe uma vertente do trabalho voltada para a lei de distribuição de velocidade e de ângulos de ejeção. Tal foco a princípio não é incluído no presente trabalho com exceção da velocidade média de ejeção, importante para algumas interpretações de resultados das simulações numéricas. A razão para isso é que o ponto fundamental buscado nessa parte da pesquisa é saber quantas partículas são produzidas e quais os seus tamanhos. Com as leis de distribuição de partículas, pode-se aferir grandezas como profundidade óptica, que são de suma importância para determinar a quantidade de radiação espalhada em determinada direção.

Desta parte do capítulo em diante, será apresentada a parcela do modelo de produção que toma como base o desenvolvimento e as considerações utilizadas em Dikarev et al. (2006). Primeiramente, deve-se saber qual a mínima velocidade com que uma partícula ejetada por uma colisão pode ter. Para isso, pode-se verificar em Krüger et al. (2000), uma análise chamada de “balanço de energia”. Tal análise indica quanto da energia inicial das partículas colisoras é dissipada em forma de outras energias (por exemplo a energia térmica). A expressão para essa análise é representada por uma razão entre energia final e inicial e é dada por:

$$K_e/K_i = Y \frac{\gamma}{2 - \gamma} \left(\frac{u_0}{v_{imp}} \right)^2 \left[\left(\frac{u_0}{u_{max}} \right)^{\gamma-2} - 1 \right], \quad (2.8)$$

utilizada quando o expoente γ é diferente de 2. Caso contrário, tem-se:

$$K_e/K_i = 2Y \left(\frac{u_0}{v_{imp}} \right)^2 \ln \frac{u_{max}}{u_0}, \quad (2.9)$$

com K_e representando a energia cinética de todo o material ejetado e K_i a energia cinética do impactor. Tal razão deve ser menor que uma unidade, já que uma parcela da energia é dissipada na forma de calor e de fragmentação com a colisão. A letra grega γ representa

a inclinação (“slope”) do logaritmo da função (razão das energias). Essa inclinação é simplesmente o expoente que representa uma “lei de potências”. A variável u_0 representa a velocidade mínima e u_{max} a velocidade máxima tomada como sendo 3 km/s adotada com base em Krivov et al. (2003).

Por meio das equações 2.8 e 2.9 são geradas curvas por meio da variação das três variáveis envolvidas. Sendo assim, conhecendo dois parâmetros é possível obter o terceiro. Essa a técnica é utilizada em Krivov et al. (2003) e Krüger et al. (2000) para analisar o “balanço de energia”.

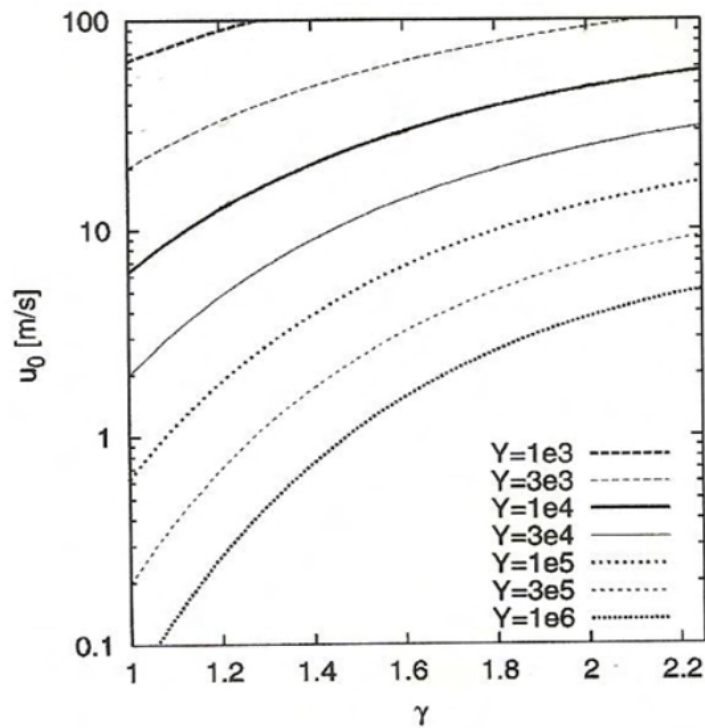


Figura 2.2: “Balanço de energia”, mostra a dependência dos parâmetros velocidade mínima, “yield” e inclinação (“slope”). Gráfico obtido por meio da equação 2.8 para a variação de três diferentes variáveis; velocidade mínima, “yield” e “slope”. Tem-se que o eixo das ordenadas é dado pela velocidade mínima enquanto que o eixo das abscissas é dado pelo parâmetro “slope”. Os diferentes tipos de curvas correspondem a diferentes valores de “yield”. Gráfico reproduzido de Krüger et al. (2000).

Na figura 2.2 cada curva representa um tipo diferente de “yield”. Para se obter um valor plausível de velocidade mínima foram tomados valores razoáveis de razão de energias e inclinação presentes em Krivov et al. (2003). Logo, foi adotado K_e/K_i como sendo de 0.3 (ou 30 %) e a inclinação como sendo 2. Todavia o valor da velocidade mínima não pode ser obtido de forma direta, já que a equação 2.9 é transcendental. Por esse motivo foi

implementado um método iterativo que consiste em rearranjar a equação 2.9 de maneira a obter a equação 2.10. A partir de um valor inicial de velocidade mínima inserido no lado direito da equação 2.10, obtêm-se um novo valor de velocidade. Esse valor resultante deve ser inserido novamente no lado direito da equação, de forma que o processo seja repetido algumas vezes até que a velocidade convirja para um valor final de velocidade mínima.

Repetindo o processo até se obter uma convergência razoável foi possível constatar que foram necessários 5 passos de iteração para se obter a velocidade mínima final. Considerando o valor do parâmetro inclinação como sendo 2 (valor adotado por Krivov et al. (2003)) a equação de interação descrita é dada pela equação 2.10.

$$u_{0i+1} = v_{imp} \left(\frac{K_e/K_i}{2Y \ln(u_{max}/u_{0i})} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (2.10)$$

onde os sub índices i e $i+1$ representam qual a de iteração realizada na equação. Isso é, a partir de i igual a zero o processo começa de maneira que o valor resultante tenha um sub índice 1. Na iteração posterior é somado o valor 1 nos i 's anteriores, de forma que o valor resultante de iteração anterior seja inserido do lado direito da equação. O mesmo processo é repetido continuamente até que a convergência seja alcançada. Dado um valor inicial de velocidade mínima, verifica-se a convergência para um determinado valor, dado um “yield” e uma velocidade máxima específicos. Para o decorrer do desenvolvimento da teoria são necessárias mais duas velocidades. São elas as velocidades orbital e de escape. Tais velocidades são obtidas por meio das seguintes equações:

$$u_{esc} = \sqrt{\frac{2Gm_s}{R}} \quad (2.11)$$

e

$$u_{orb} = \sqrt{\frac{GM_p}{a_s}}, \quad (2.12)$$

com M_p , a_s e R sendo a massa do planeta, semi-eixo maior e raio do satélite, respectivamente. Por meio dessas grandezas apresentadas até então é possível descrever a massa total de material produzido, assim como a forma pela qual a mesma se distribui com relação aos tamanhos das partículas. Logo, a partir dessas grandezas descritas, serão

apresentados os meios indiretos de produção de partículas segundo Dikarev et al. (2006). Está descrito em Dikarev et al. (2006) uma expressão analítica para a massa estacionária total do sistema. Essa expressão foi obtida por meio de simulações numéricas levando em consideração a gradual eliminação de partículas, somente por acreção de material com os satélites.

A razão para somente existir esse meio de eliminação de partículas é que o regime trabalhado em Dikarev et al. (2006) não permite a ação de forças não-gravitacionais sobre as partículas simuladas. Sendo assim a distribuição de partículas tem um tamanho inferior de partículas fixo, de maneira a garantir que todas as partículas acima deste tamanho não são eliminadas por essas forças. No decorrer da dissertação serão apresentados vários argumentos com relação a essa questão e a relação entre o meio de eliminação de uma partícula e seu tempo de vida no sistema. Por o estudo realizado incluir simulações que levam em consideração a pressão de radiação é possível imaginar que o modelo apresentado por Dikarev et al. (2006) não reproduz o efeito buscado nesta pesquisa. Teoricamente o trabalho base utilizado deveria considerar a pressão de radiação solar na evolução das partículas. Todavia o foi modificado na presente pesquisa de maneira a possibilitar o estudo de todos os tamanhos de partículas (modelo dinâmico, capítulo 4). Aliado a isso, tem-se que em termos de massa, apesar de serem em maior número, as partículas eliminadas por forças não gravitacionais são muito pequenas (aproximadamente de 1 a 8 μm), de maneira que grande parte da massa produzida continua no sistema na forma de partículas maiores (partículas do cinturão). Um resultado imediato disso é a possibilidade de desconsiderar a pressão de radiação em termos “globais” de massa, já que ela não é responsável pela eliminação de grande parte da mesma.

Futuramente (capítulo 10), serão discutidos resultados de simulações realizadas com a pressão de radiação (comunicação privada com Décio Cardozo Mourão) de maneira a possibilitar a comparação com as taxas de produção de partículas apresentadas no decorrer deste capítulo. A massa do cinturão no estado estacionário é dada por:

$$M = \frac{32}{3} E \left(\frac{\sqrt{3}}{2} \right) U^{\gamma-1} \frac{F_{imp} Y a^3 [u]}{v_{orb}^2}, \quad (2.13)$$

onde $E(\sqrt{3}/2) = 0.385\pi$ e $[u]$ é a velocidade média das partículas dada por $[u] = \gamma u_0 / (\gamma - 1)$, com γ representando a inclinação de uma distribuição de velocidades

de partículas ejetadas dado nas equações 2.8 e 2.9. Já o parâmetro U é um indicador de quanto material ejetado é efetivamente inserido no sistema. Ele relaciona qual a proporção de partículas ejetadas têm velocidades suficientes para deixar o satélite e a parcela delas que são ejetadas e posteriormente retornam ao satélite por não conseguirem superar o potencial gravitacional. A expressão é dada por:

$$\eta = U^\gamma, \quad (2.14)$$

onde U é:

$$U = \frac{u_0}{u_{esc}}, \quad (2.15)$$

como se pode observar, U é a razão entre a velocidade mínima e a velocidade de escape. Todavia quando a velocidade mínima é maior do que a velocidade de escape, U assume o valor unitário. Esse caso significa que todas as partículas ejetadas efetivamente deixam o satélite e podem, em tese, compor tanto o anel quanto o cinturão.

Outra grandeza significativa que se deve considerar é o tempo de vida médio das partículas. Esse tempo, representa o período que uma partícula ejetada demora para retornar ao satélite quando a mesma é reacretada ou quando a mesma deixa a região do anel (quando as forças não gravitacionais são levadas em consideração).

Um ponto que deve ser revisto em futuros estudos é a verdadeira influência de se aplicar tais formulações em satélites coorbitais. Com as simulações computacionais é esperado obter alguns indícios desta relação. O problema surge do fato de que quando dois satélites ocupam uma mesma região do espaço (possuem uma mesma órbita média), é provável que uma partícula ejetada não necessariamente retorne ao mesmo satélite quando reacretada. A mesma questão pode ser feita com relação a massa estacionária obtida na equação 2.13.

A questão a ser respondida se resume a verificar se a simples soma das parcelas de massa de Jano e Epimeteu (os valores da equação 2.13 para ambos satélites) representa razoavelmente o estado estacionário do sistema estudado. A equação do tempo médio de vida das partículas obtidos com simulações computacionais realizadas em Dikarev et al. (2006) é dada por:

$$T = \frac{M}{F_{imp}SY\eta}. \quad (2.16)$$

Observando o divisor desta equação, verifica-se a taxa de produção de massa (equação 2.7) dada a menos variável η . Esse parâmetro η se trata justamente do fator de correção citado anteriormente neste capítulo quando foi apresentada a taxa de produção de massa segundo Krivov et al. (2003). Tem-se portanto que a taxa de produção de massa com a correção incluída é dada por:

$$M^+ = F_{imp}SY\eta, \quad (2.17)$$

pode-se ainda escrever que:

$$T = \frac{M}{M^+}. \quad (2.18)$$

Como se pretende “converter” essas grandezas colisionais em grandezas observacionais, a densidade de partículas se mostra importante para ajudar a indicar como a radiação é espalhada ao passar por dada região. Utilizando a distribuição de partículas é possível obter a área total das seções de choque de todas as partículas produzidas. Se a região onde as partículas se localizam é bem determinada, pode-se estimar um valor de profundidade óptica fazendo uma simples razão entre áreas. As áreas utilizadas para obter a profundidade óptica são a área total das seções de choque das partículas e a área total da seção de choque do volume onde estão as partículas projetada na direção onde se encontra o observador (sonda Cassini). Essa área pode ser vista na figura 2.4, que mostra uma visão do anel observada na direção do pólo norte de Saturno.

Acredita-se que o erro cometido ao fazer essa razão de áreas para obter a profundidade óptica não é grande. Isso porque o anel é tênue e consequentemente existe uma baixa densidade de partículas na região. Sendo assim, na projeção não existe o efeito de sombreamento das áreas das partículas, já que todas estão, em geral, espaçadas entre si.

Como as partículas são esféricas, não há diferença na direção na qual elas são projetadas (a área dessa projeção corresponderá sempre à expressão da seção de choque πr^2 , onde r é o raio da partícula). Já a seção de choque do toro onde as partículas estão é

obtida o projetando no plano dos anéis, resultando numa área de um círculo de raio igual ao raio externo do toro menos a área de um círculo com o raio igual ao raio interno do toro (figura 2.4).

Essa profundidade óptica é conhecida como profundidade óptica perpendicular. Apesar de se querer descobrir se o anel é homogêneo ou não, devido à falta de informações desse tipo na literatura ele será tomado, a priori e por simplicidade, como homogêneo. Sendo assim o anel possui a mesma densidade de partículas sobre toda a sua extensão radial. Isso significa que verificando uma “fatia” da projeção das partículas no plano dos anéis é possível constatar que toda a área dessa região possui a mesma densidade (figuras 2.3 e 2.4).

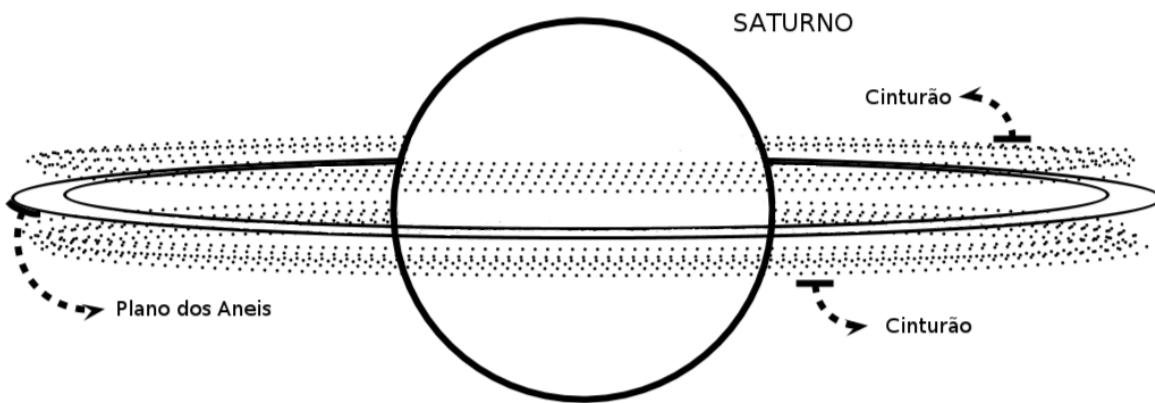


Figura 2.3: Representação da disposição física entre o cinturão de partículas e o plano dos anéis. Para obter a profundidade óptica é figurado que todas as partículas estão no plano, devido a baixa densidade do anel.

Analisando as imagens feitas pela Cassini não se observa (inspeção visual) nenhuma espécie de mudança brusca na concentração do anel, o que sugere que a não homogeneidade do anel deva ser, se existir, uma mudança suave. Sendo assim, fica a cargo da análise fotométrica constatar essas mudanças de densidade. Por meio da fotometria é possível verificar a concentração de partículas em função do brilho captado. Logo, se uma região sempre possuir uma maior contribuição na intensidade de radiação captada provavelmente ela possui um maior número de partículas. Como será visto no capítulo 6, referente ao modelo observacional, a intensidade captada é proporcional ao número de partículas.

Verificar essa característica do anel, dependerá de uma análise de vários perfis de várias de suas regiões. O anel, por ser tênue, mostra-se difícil de ser analisando. Logo, com um perfil radial (perfil é o gráfico obtido por meio da fotometria que relaciona o

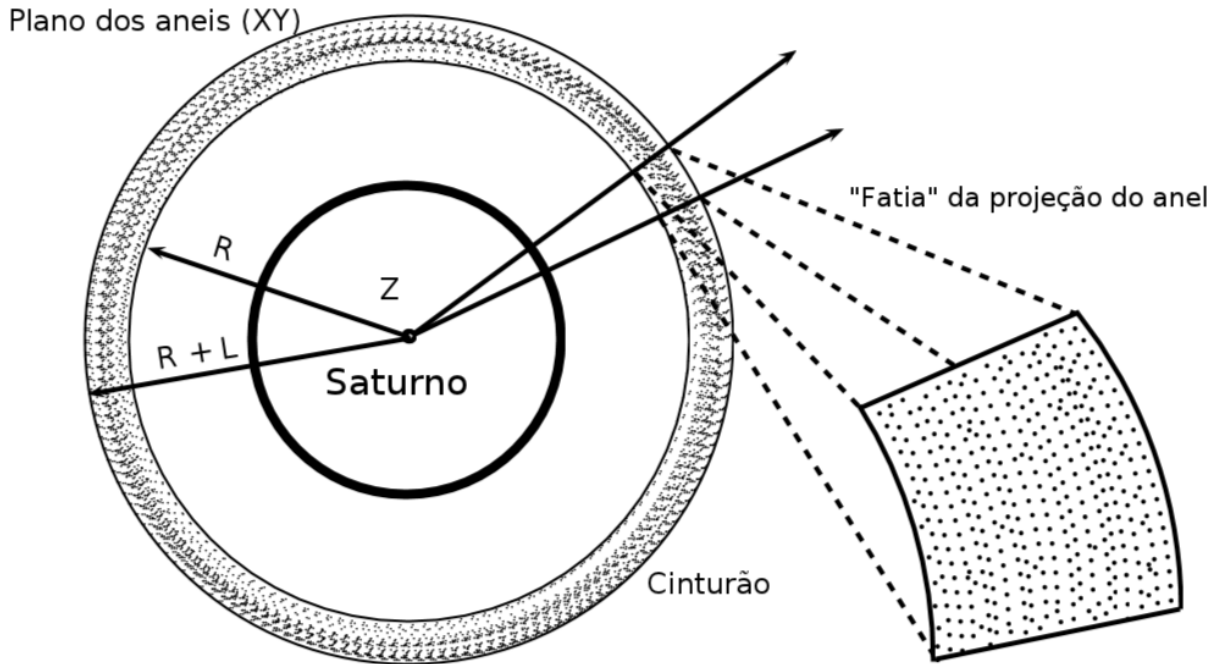


Figura 2.4: Representação da projeção das partículas do volume do toro, onde as partículas se localizam, no plano dos anéis. A projeção corresponde simplesmente na visualização do toro em uma visão aérea (vista do polo norte do planeta).

brilho do anel com a região a qual o mesmo pertence) de uma única longitude não se consegue identificar a presença do anel. Para contornar esse problema será necessária a soma sequencial de perfis de outras longitudes vizinhas. Essa soma faz com que as pequenas contribuições não detectadas com a visualização de um só perfil se tornem evidentes, destacando o anel visualmente do “fundo” da imagem. Maiores informações serão dadas no decorrer da dissertação, para melhor visualização do que um perfil é, pode-se observar a figura 8.10.

Em contrapartida, tem-se que a soma de vários perfis pode acarretar na perda de informação com relação à estrutura do anel (regiões mais e menos densas). Sendo assim, acredita-se que a única forma de caracterizar a homogeneidade ou não homogeneidade do anel é encontrar um padrão muito claro em todos os perfis obtidos, quiçá não perdidos com a soma dos mesmos. Por fim, conclui-se que o erro a ser considerado tomando o anel como homogêneo no modelo, a priori não é grande. Porém, a análise dos perfis é crucial para ser possível definir qual dessas hipóteses que foram formadas é verdadeira. Será verificado se é factível considerar como sendo homogêneo.

Quando as partículas são ejetadas devido a diversas colisões, não se sabe ao certo quantas partículas de um determinado tamanho são produzidas. Esse não é um processo exato, todavia, existem expressões que tentam descrever da melhor forma possível tais acontecimentos. Essas expressões são as chamadas “leis de potências”, já citadas anteriormente nesta dissertação.

Essas “leis de potências” possuem os parâmetros que regulam a distribuição e são determinados de forma a melhor se ajustar ao conjunto de dados ou elementos do sistema. A determinação desses parâmetros ocorre com base em experimentos e dados estatísticos. No presente caso, a lei de distribuições são baseadas em experimentos balísticos e colisionais, gerando assim, a distribuição de partículas produzidas dada por um conjunto de colisões.

Sendo assim, a variável que controla o número de partículas no sistema é a massa m . Observe a equação da distribuição que representa o número de partículas que possuem massas superiores à m .

$$N(> m) = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{M}{m_{max}} \left(\frac{m_{max}}{m} \right)^\alpha, \quad (2.19)$$

sendo que m_{max} é a massa máxima da distribuição, ou em outras palavras, é a maior massa de todas as partículas ejetadas (que possui em geral, o mesmo tamanho do impactor). A letra α é a inclinação (“slope”) citada anteriormente, cujo valor adotado para essa distribuição de ejeções por colisão, foi 0.8. Os valores desse expoente variam entre 0.5 e 1. Tal parâmetro foi estudado em experimentos realizados em laboratórios colisionais (Koschny & Grün 2001) assim como medidos em satélites galileanos (Krüger et al. 2000) e em ambos os casos o valor 0.8 foi obtido na maioria ampla das situações.

O número de partículas se mostra importante para a obtenção da profundidade óptica assim como descrever a distribuição de tamanhos para a obtenção da função de fase, como será visto no capítulo 4. Sendo assim, para obter o número de partículas de qualquer distribuição descrita semelhantemente à equação 2.19 é necessário fazer um determinado cálculo. Ele consiste em fazer $N(m_{max})$, que é o número de partículas com massa maior que m_{max} , menos $N(m_{min})$, que é o número de partículas com massa maior que m_{min} . Tem-se que m_{min} é a massa mínima do cinturão ou simplesmente a maior partícula das partículas que são eliminadas forças não gravitacionais e m_{max} a maior

massa de partícula do cinturão.

A exemplo de Dikarev et al. (2006), o cinturão é considerado como sendo formado pelas partículas com tamanho suficiente para não sofrerem influência (com relação aos tempos de vida) da pressão de radiação. O que ocasiona no fato de ser importante separar a produção de partículas em dois grupos distintos, as partículas eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação, que é a única força não gravitacional considerada.

Por consequência, deve-se descobrir o intervalo de tamanhos das partículas que são eliminadas do sistema pela pressão de radiação solar e dessas partículas quais delas são espalhadoras de radiação. Segundo o regime de espalhamento de Mie, como já mencionado, o anel é tomado como sendo apenas uma faixa de partículas, as que são observadas. Basta verificar quais dessas partículas observadas (do anel) que permanecem no sistema por maior tempo e quais são esses tempos. Por exemplo: segundo algumas simulações analisadas as partículas que se perpetuam no sistema por algumas décadas são aquelas com raio maior do que $8 \mu\text{m}$. Logo todas as menores são rapidamente eliminadas. Todavia, pode ser que as partículas que espalham de maneira eficiente a radiação sejam aquelas com o tamanho de até $20 \mu\text{m}$. Com isso a faixa de partículas com raio de 8 a $20 \mu\text{m}$ estariam presentes no sistema por um tempo considerável. Sendo assim, suas contribuições para a observação do anel são maiores que o restante das partículas (menores que $8 \mu\text{m}$).

O sistema estudado é constantemente renovado com novas partículas, tanto ejetadas, quanto produzidas pelos mecanismos indiretos. Portanto até então não se sabe como esse tipo de acontecimento poderia afetar o espalhamento da radiação. O que é fato é que não se pode levar em conta a massa ou área de partículas não espalhadoras (fora do regime de Mie) quando a profundidade óptica for obtida. Caso a profundidade óptica leve em consideração partículas não espalhadoras, a capacidade do modelo de poder realimentar o sistema com partículas será superestimada, resultando em conclusões errôneas.

No mesmo formato da distribuição elucidada anteriormente, são mostradas taxas de produção dos diversos tipos de produção de partículas. A primeira taxa de produção que será apresentada é a taxa de produção direta de partículas. A partir desta taxa de produção, pretende-se determinar as taxas de produção indireta de partículas. A taxa de produção direta é dada simplesmente pela distribuição (equação 2.19) dividida pelo tempo médio de vida das partículas, portanto:

$$\dot{N}(> m) = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{F_{imp} Y S \eta}{m_{max}} \left(\frac{m_{max}}{m} \right)^\alpha. \quad (2.20)$$

Tendo a taxa de produção direta de partículas dada pela equação 2.20, falta descrever as taxas de produção das outras produções (produção indireta) que se baseiam na fragmentação das partículas produzidas via produção direta. Para isso, deve-se saber quantas partículas podem se originar a partir de um fragmento maior produzido diretamente. Seguindo a mesma ideia da distribuição da equação 2.19, tem-se que a distribuição de partículas geradas por meio de uma fragmentação de uma partícula do cinturão é:

$$N_1(m_1; > m) = \frac{1 - \alpha}{\alpha \beta} \left(\frac{\beta m_1}{m} \right)^\alpha, \quad (2.21)$$

onde m_1 é a massa de uma partícula que é fragmentada para dar origem à distribuição e β é a fração do maior fragmento produzido a partir de m_1 . Não é difícil verificar que o tamanho de uma partícula necessária para fragmentar um membro do cinturão pode ser bem menor que a própria partícula fragmentadora. Apesar de não serem processos parecidos, por meio do “yield” foi estimado em Dikarev et al. (2006) um fluxo de partículas colisoras aptas a fragmentar partículas do cinturão, viabilizando a obtenção da produção indireta de partículas.

É estimado que o colisor necessário para romper as partículas do cinturão são da ordem de m/Y menores que elas. Aliando essa estimativa com uma distribuição de fluxo de partículas dada por $F_{imp} \sim m^{1/3}$ (Grün et al. 1995), pode-se definir o fluxo de partículas “fragmentadoras” como sendo:

$$F_{frag}(> m) = \frac{F_{imp}}{m_{max}} \left(\frac{Y m_{max}}{m} \right)^{1/3}. \quad (2.22)$$

Um parâmetro de suma importância para o desenvolvimento da pesquisa é a área total da seção de choque da parte da distribuição de partículas que será fragmentada. Logo, a fim de obter a taxa de produção de partículas geradas pela fragmentação de elementos do cinturão, deve-se encontrar a formulação que exprima a seção de choque das partículas

impactadas. É possível notar que essa área é importante para obter a taxa de produção dos três tipos de produções indiretas de partículas.

Outro ponto que deve ser notado é que a formulação da área total da seção de choque será útil para a determinação da profundidade óptica do anel com a razão entre áreas. A diferença em ambos os casos é que para o caso da profundidade óptica os limites de integração serão diferentes, já que os limites que são relevantes para a profundidade óptica concernem somente ao regime de partículas visíveis. A área total da seção de choque das partículas do cinturão pode ser calculada com a seguinte expressão:

$$A = - \int_{m_{min}}^{m_{max}} [\pi (3m/4\rho)^2]^{1/3} dN(> m), \quad (2.23)$$

onde m_{max} é a maior massa de partícula do cinturão e m_{min} é a menor massa. Associando as equações 2.20, 2.21 e 2.22 consegue-se escrever a taxa de produção das partículas devido à fragmentação decorrente da colisão dos elementos do cinturão com o fluxo interplanetário. Portanto, tem-se que a taxa de produção por esse método pode ser escrita como:

$$\dot{N}_{ext}(> m_*) = - \int_{m_{min}}^{m_{max}} [\pi (3m/4\rho)^2]^{1/3} F_{frag}(> m) N_1(m; > m_*) dN(> m), \quad (2.24)$$

onde m_* possui a mesma interpretação de m nas equações 2.19 e 2.20.

Com o intuito de estimar a taxa de produção dos outros dois meios de produção indireta, que são as colisões mútuas entre partículas, foi tomada e modificada a taxa de reacresção das partículas. Por se tratar de um sistema estacionário a taxa de reacresção acaba sendo igual à taxa de produção $\dot{N}$ (equação 2.20). A modificação feita foi multiplicar a taxa de reacresção pela razão de áreas do cinturão e do satélite. Tal modificação mostra o quão provável é uma partícula colidir com um elemento do cinturão, ao invés do satélite. Logo, multiplica-se a taxa de reacresção pela razão A/S e se associa essa taxa de produção com a equação 2.20, de modo a obter a taxa de produção de partículas por inter-colisões. A única diferença que separa a colisão das partículas do cinturão com elas próprias e delas com as partículas do anel são os limites de integração da integral do parâmetro ε (equação 2.27) utilizado para descrever a taxa de produção. Portanto, as taxas de produção são:

$$\dot{N}_{int}(> m_*) = - \int_{m_{min}}^{m_{max}} N_1(m; > m_*) \frac{\varepsilon A}{S} dN(> m) T^{-1} \quad (2.25)$$

para colisões mútuas entre os membros do cinturão e

$$\dot{N}_{rng}(> m_*) = - \int_{m_{min}}^{m_{max}} N_1(m; > m_*) \frac{\varepsilon^* A}{S} dN(> m) T^{-1}. \quad (2.26)$$

para as colisões entre partículas do cinturão e o anel. Nas duas equações estão presentes os parâmetros “reguladores” ε e ε^* que são dados por:

$$\varepsilon(m) = \frac{\int_{m_{min}}^{m_{max}} (m^{1/3} + \mu^{1/3})^2 dN(> \mu)}{\int_{m_{min}}^{m_{max}} \mu^{2/3} dN(> \mu)}, \quad (2.27)$$

onde ε^* se diferencia da equação acima somente pelo limite de integração alterado de m_{min} para m_{rng} . m_{rng} é a variável que representa a maior massa de partícula do anel. Quando $\varepsilon = 1$ o raio das partículas destruídas é extremamente pequeno. Esse fato não é de grande relevância na descrição do sistema que se tenta reproduzir com esse modelo. Todavia quando $\varepsilon < A/S$, decorre o fato das partículas serem aniquiladas mais rapidamente do que são produzidas, acarretando que não haveria cinturão no sistema. Tal fato invalidaria o modelo utilizado até agora. Logo, houve a preocupação de garantir que a distribuição que vem sendo utilizada não viola essa restrição.

Para todas as taxas de produção, foi utilizado m como sendo a massa mínima multiplicada pelo parâmetro β , que resumidamente limita a parte inferior da distribuição de partículas, ou em outras palavras, a maior das partículas do anel.

A fim de comparar todos os métodos de produção, é utilizado o fator de crescimento, também descrito em Dikarev et al. (2006). Esse fator consiste na divisão da taxa de produção de um determinado meio pela taxa de produção direta de partículas $\dot{N}$. Como se pode observar nas tabelas 2.1, 2.2 e 2.3, a taxa de produção mais eficiente é a aquela gerada pelas colisões dos elementos do anel com os elementos do cinturão. As tabelas 2.1 e 2.2 foram reproduzidas de Dikarev et al. (2006) enquanto que a tabela 2.3 foi obtida por meio dos dados obtidos na presente pesquisa. Nota-se a concordância dos resultados obtidos com os resultados de Dikarev et al. (2006).

Isso significa que a produção indireta foi incluída justificavelmente no problema já que ela é uma melhor fonte de partículas para o anel do que as colisões do fluxo interplanetário com os satélites (produção direta). As taxas utilizadas para comparação dos meios de produção nas tabelas 2.1, 2.2 e 2.3 são dados por; $D_{ext} = \dot{N}_{ext}/\dot{N}$, $D_{int} = \dot{N}_{int}/\dot{N}$ e $D_{rng} = \dot{N}_{rng}/\dot{N}$.

Por simplicidade as taxas de produção totais do sistema são frutos da soma das taxas de produção de ambos os satélites, porém, como já foi dito, talvez o fato de ambos serem coorbitais possa afetar o sistema e isso deve ser alvo de futuros estudos. A princípio se imagina que por se tratar de satélites de tamanhos parecidos a princípio, a consideração adotada seja razoável.

Satélite	D_{ext}	D_{int}	D_{rng}
Adrasteia	0.0082	2.2	4.5
Métis	0.002	2.2	4.5
Amalteia	0.00065	1.5	4.4
Tebe	0.0019	2.1	4.2
Io	0.0054	0.036	3.9
Europa	0.019	0.17	6.4
Ganímedes	0.026	0.29	8.1
Calisto	0.1	2.1	12

Tabela 2.1: Fatores de crescimento para cada um dos três meios de produção de partículas, obtidos para satélites de Júpiter. D_{ext} é o fator de crescimento das partículas produzidas por colisões do fluxo com o cinturão. D_{int} representa o fator de crescimento correspondente às colisões mútuas de elementos do cinturão e D_{rng} correspondente às colisões do cinturão com as partículas do anel. Tabela reproduzida de Dikarev et al. (2006).

Nas tabelas 2.1 e 2.2, reproduzidas de Dikarev et al. (2006), é possível notar que, com a exceção da produção indireta por meio colisão com fluxo com o cinturão, o processo indireto é geralmente mais eficiente que o processo direto (valores acima de 1). Entre os três tipos de produção direta a colisão das partículas do cinturão com as do anel é dominante sobre os outros processos. Na tabela 2.3 se encontram os valores obtidos para Jano e Epimeteu, quando as partículas da distribuição tem o raio variando de 1 até 13 μm , (quando pertencem ao anel) e de 46 até 100 μm (quando integram o cinturão de partículas)

Satélite	D_{ext}	D_{int}	D_{rng}
Mimas	0.00016	2.7	4.9
Encélado	0.00033	2.8	5.3
Tétis	0.00038	2.1	5.3
Dione	0.00086	2.6	6
Reia	0.0019	2.9	6.7

Tabela 2.2: Fatores de crescimento para cada um dos três meios de produção de partículas, obtidos para satélites de Saturno. D_{ext} é o fator de crescimento das partículas produzidas por colisões do fluxo com o cinturão. D_{int} representa o fator de crescimento correspondente às colisões mútuas de elementos do cinturão e D_{rng} correspondente às colisões do cinturão com as partículas do anel. Tabela reproduzida de Dikarev et al. (2006).

tais limites de tamanhos utilizados serão justificados no decorrer da dissertação. As relações encontradas nas tabelas 2.1 e 2.2 se repetem para os resultados desta pesquisa (com D_{rng} sendo o maior termo).

Satélite	D_{ext}	D_{int}	D_{rng}
Jano	0.0074615	0.89693	4.0807
Epimeteu	0.012296	3.3897	15.422

Tabela 2.3: Dados obtidos por meio da aplicação do modelo de produção para partículas de raio $13 \mu\text{m}$ para os valores de crescimento D_{ext} , D_{int} e D_{rng} .

No capítulo os resultados serão aplicados da mesma maneira mais formal ao exemplo. Para finalizar este capítulo, será discutido um pouco mais sobre como o modelo de produção contribuirá para a pesquisa. Serão implementados alguns ajustes finais para possibilitar a associação com o modelo observacional e, posteriormente, comparar os resultados com os obtidos pelas imagens com a fotometria.

Como já foi dito, o modelo de produção foi a maneira encontrada para tentar explicar a realimentação de partículas. Por meio da associação de basicamente três artigos (Krivov et al. (2003), Dikarev et al. (2006) e Krüger et al. (2000)) é possível obter elementos que descrevem quanta massa é ejetada, e como essa massa está distribuída (tamanhos das partículas e suas massas, representada pela lei de potências). Já se sabe que o tamanho das partículas é um ponto fundamental para saber como a radiação é espalhada pelas mesmas

em determinada direção. O modelo observacional trata justamente desse problema onde é procurado reproduzir o fenômeno de espalhamento aplicado no sistema aqui descrito. A grandeza que representa o elo entre os modelos é a profundidade óptica, dada por:

$$\tau = \frac{-\int_{m_{min}}^{m_{max}} [\pi (3m/4\rho)^2]^{1/3} dN(>m)}{A_{anel}}, \quad (2.28)$$

onde A_{anel} é dado por:

$$A_{anel} = \pi [(R_a + L/2)^2 - (R_a - L/2)^2], \quad (2.29)$$

onde R_a é o raio da órbita (circular) do anel e L é a sua largura. Deve-se ter cautela ao utilizar limites de integração de massas que apenas incluam partículas que são capazes de espalhar radiação para grandes ângulos de fase e que pertençam ao estado estacionário.

Na realidade a profundidade óptica total não está toda expressa na equação anterior. É necessário levar em conta as partículas produzidas de maneira indireta a partir das equações 2.24, 2.25 e 2.26. Todavia “converter” essas taxas de produção em profundidades ópticas não se mostra tão simples quanto para a taxa de produção da equação 2.20, já que as mesmas não possuem um estado estacionário bem definido. Logo, no capítulo 4 será desenvolvida uma teoria que estuda a dinâmica das partículas que não pertencem ao estado estacionário. Por consequência nesse capítulo serão obtidas as profundidades ópticas das taxas de produção indiretas, assim como a parcela da distribuição $\dot{N}$ não incluída na equação 2.28 (partículas “pequenas” varridas rapidamente pela pressão de radiação).

Constam no capítulo 6, as consequências de se utilizar uma única profundidade óptica para um anel inteiro. O motivo de se introduzir a equação da profundidade nesta parte do trabalho será melhor compreendido no capítulo 6 (modelo observacional). No qual é desenvolvida uma teoria que utiliza a profundidade óptica.

Pode-se adiantar que a utilização da profundidade óptica facilita a situação do ponto de vista de espalhamento. Isso porque cada tamanho de partícula espalha a radiação de uma maneira distinta. Sendo assim, a criação de um meio homogêneo que espalha a radiação de maneira igual em quaisquer de suas regiões, simplifica o problema demasiadamente. Essa forma de trabalhar é bem difundida, inclusive em trabalhos fundamentais

como Chandrasekhar (1960). Todavia, se por um lado são perdidas características do anel (isso é, não é possível saber em qual região do anel existem mais partículas), por outro lado existe um ganho em tempo e facilidade.

Por consequência, existe a tentativa de aferir características de densidade ao anel somente com a parte fotométrica da pesquisa. Por meio da comparação de diversos perfis de intensidade. Segue no próximo capítulo os resultados factíveis de se obter baseados na teoria deste capítulo.

Capítulo 3

Resultados: Modelo de Produção

No presente capítulo estão dispostos os resultados parciais da pesquisa referentes ao capítulo do modelo de produção (capítulo 2). Como será possível observar, todos os capítulos teóricos da pesquisa são seguidos por um capítulo que corresponde aos resultados referentes à teoria desenvolvida neles. Por esse motivo, existirão capítulos de resultados que não possuem o desenvolvimento completo dos resultados (segundo a teoria desenvolvida), já que em muitos casos esses resultados dependem de outras partes do trabalho que não foram necessariamente apresentadas. Todavia, de maneira geral os capítulos de resultados possuem comentários sobre parâmetros ainda não apresentados que são fundamentais para a teoria dos capítulos seguintes.

Para calcular os parâmetros apresentados no modelo de produção, tem-se que o primeiro passo é considerar o fluxo interplanetário original, isso é, sem a focalização gravitacional. Esse fluxo é dado pela equação 2.1, apresentada no capítulo anterior. Como discutido nesse capítulo, os valores do fluxo impactor não estão em comum acordo entre os autores de diversos trabalhos da área. Tem-se que segundo Grün et al. (1995) o fluxo de partículas pode ser dado por $F_{imp}^{\infty} = 2.6 \times 10^{-18} \text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Em Thiessenhusen et al. (2002) é indicado que o valor do fluxo de partículas é $F_{imp}^{\infty} = 2.4 \times 10^{-16} \text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Já para Cuzzi & Estrada (1998), tem-se que $F_{imp}^{\infty} = 5 \times 10^{-17} \text{gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Decorrente de tantas referências com fluxos diferentes, seu valor foi adotado segundo Krivov et al. (2003). Onde esse valor foi tomado com uma incerteza de uma ordem de grandeza (fator 10).

Para se obter o fluxo real (fluxo focalizado, F_{imp}) de impacto nos satélites é necessário resolver a equação 2.2. Para isso é preciso resolver as equações 2.3 e 2.4. Para suas resoluções, precisa-se de valores como; massa, raio e semi-eixo maior de Saturno. Esses

dados estão dispostos na tabela 3.1.

Planeta	$M_p(\text{kg})$	$R_p(\text{km})$	$a(\text{U.A.})$
Saturno	5.685×10^{26}	60.330×10^3	9.537

Tabela 3.1: Valores de grandezas básicas do planeta Saturno necessários para o cálculo da focalização gravitacional (equação 2.1). M_p representa a massa do planeta, R_p é o raio equatorial do planeta e a é o semi eixo maior. Dados retirados de Murray & Dermott (1999).

Utilizando os dados da tabela 3.1, as equações de 2.3 até 2.4, a velocidade de colisão não focalizada e o fluxo não focalizado segundo Krivov et al. (2003), dado por $F_{imp}^\infty = 1.8 \times 10^{-17} \text{ gcm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (equação 2.1). Com isso foi possível obter como resultado que o fluxo impactor nos dois satélites é:

$$F_{imp} = 1.925 \times 10^{-15} \text{ gcm}^{-2}\text{s}^{-1}. \quad (3.1)$$

Mantendo a sequência do capítulo do modelo de produção, deve-se calcular o parâmetro “yield” (equação 2.6), responsável pela eficiência de colisão. Foram escolhidos impactores com massa igual a $1 \times 10^{-5}\text{g}$. Para calcular a velocidade de impacto foi necessário saber a velocidade das partículas sem a focalização (v_{imp}^∞). Esse valor é dado por $v_{imp}^\infty = 9.5\text{km/s}$, que representa a velocidade média de uma partícula se movendo em uma órbita heliocêntrica kepleriana na região de Saturno. O valor obtido para a velocidade de impacto foi aproximadamente 24.31km/s para Jano e Epimeteu. O parâmetro G_{sil} foi adotado como sendo zero, ou seja, considera-se que o material impactado é constituído de puro gelo.

Observa-se na tabela 3.2 os valores obtidos para o “yield” dos dois satélites, assim como os parâmetros utilizados nos cálculos. Nota-se que existe, a partir do cálculo do “yield”, um parâmetro para cada um dos satélites. Sendo assim, depois de calcular a produção de cada um deles será efetuada uma soma entre esses valores de maneira a se obter o produção final de partículas.

Dando sequência aos resultados do modelo de produção, deve-se calcular a taxa de produção de massa. Os valores dessas taxas (sem correção), além de alguns parâmetros utilizados nos cálculos, estão presentes na tabela 3.3. Como $M^+ = F_{imp}YS$, verifica-se que o valor da taxa de produção com a correção depende somente da multiplicação dos valores da última coluna da tabela 3.3 pelos respectivos valores de η . Os valores corrigidos

Satélite	$m_{imp}(g)$	$v_{imp}(km/s)$	G_{sil}	Y
Jano	1×10^{-5}	2.4309×10^1	0	23474
Epimeteu	1×10^{-5}	2.4312×10^1	0	23482

Tabela 3.2: Valores de grandezas colisionais necessárias para calcular o valor do “yield”, além de seu próprio valor, dado pela equação 2.6. m_{imp} representa a massa do impactor em gramas, v_{imp} a velocidade de impacto dada em quilômetros por segundo, G_{sil} é o parâmetro que determina a composição do material (verificar equação 2.6) e Y é o “yield”.

serão apresentados no capítulo 5 quando a taxa de produção de partículas são calculadas.

Satélite	$R_s(km)$	$F_{imp} (g/cm^2s)$	Y	$M^+ (g/s)$
Jano	89.6	1.925×10^{-15}	23474	$1,1397 \times 10^4$
Epimeteu	56.7	1.925×10^{-15}	23482	$4,5639 \times 10^3$

Tabela 3.3: Taxa de produção e valores de variáveis necessárias para a obter (equação 2.7). Tem-se que R_s é o raio da satélite, F_{imp} é o fluxo colisor e M^+ é a taxa de produção de massa no sistema.

Nesta parte do capítulo são determinadas todas as velocidades fundamentais para o estudo de ejeções de partículas por meio de colisões. São elas a velocidade de escape, velocidade mínima e orbital, dadas respectivamente pelas equações 2.11, 2.10 e 2.12. Para o cálculo dessas velocidades são necessários alguns parâmetros específicos de cada satélite (como massa, semi-eixo, etc.) e outros tomados como base dos artigos Dikarev et al. (2006) e Krivov et al. (2003) (como dissipação de energia, velocidade máxima de ejeção, etc.). Segue na tabela 3.4 os valores dos parâmetros utilizados para realizar o cálculo de todas as velocidades citadas acima, assim como os valores das próprias velocidades calculadas.

Satélite	K_e/K_i	$v_{max} (m/s)$	$v_{orb} (km/s)$	$u_0 (m/s)$	$v_{esc} (km/s)$
Jano	0.3	3×10^3	15.822	28.474	0.053
Epimeteu	0.3	3×10^3	15.825	28.473	0.035

Tabela 3.4: Valores das principais velocidades para os satélites Jano e Epimeteu envolvidas no estudo de colisões e geração de partículas. v_{max} é a velocidade máxima, v_{orb} é a velocidade orbital, u_0 a velocidade mínima de ejeção e v_{esc} a velocidade de escape.

Por fim, será caracterizado o cálculo da massa total do cinturão e do tempo médio de

vida das partículas. Esses valores serão fundamentais para caracterizar as “leis de potências” que descrevem a criação e distribuição de partículas no sistema de Jano e Epimeteu. Na tabela 3.5 são mostrados os valores de U e o expoente γ , que foram necessários para esses cálculos. Na mesma tabela estão contidos os valores de M e T (equações 2.13 e 2.16 respectivamente) encontrados tanto para Jano quanto para Epimeteu.

Satélite	U	γ	M (kg)	T (anos)
Jano	0.536	2.0	2.467×10^8	24
Epimeteu	0.809	2.0	3.722×10^8	40

Tabela 3.5: Valores fundamentais para o desenvolvimento da teoria de taxas de produção direta e indireta de partículas para o anel. São elas, a massa total do cinturão (M) e o tempo médio de vida das partículas (T).

Por ora, não é possível dar continuidade aos cálculos referentes ao modelo de produção. A razão para isso é que para calcular as taxas de produção, assim como o número estimado de partículas produzidas e por consequência as profundidades ópticas, é necessário ter conhecimento sobre os intervalos de tamanhos de partículas que devem ser tomados. Isso é, saber os tamanhos de partículas que constituem o anel e o cinturão. Para obter esses valores se faz necessário estudar a relação entre o tamanho da partícula e a radiação. Com esse estudo é possível definir se uma partícula com determinado tamanho pode ser tomada como espalhadora ou não. Tal estudo será feito no capítulo 6, onde o modelo observacional será descrito e analisado. Os tamanhos de partículas do cinturão são definidos como as partículas que permanecem no sistema por dezenas de anos e não são observadas. Os limites dessas partículas do cinturão são definidos de maneira que o tamanho máximo é o tamanho dos colisores (do fluxo) e o tamanho mínimo determinado de forma a obedecer o modelo de Dikarev et al. (2006). Como será possível observar o tamanho mínimo de partículas do cinturão depende do tamanho máximo de partículas no anel. Logo, esse valor também depende dos resultados do modelo observacional.

Por essa razão, como a exemplo deste capítulo, os capítulos 4 e 5 não apresentarão os valores finais das taxas de produção e nem, por consequência, as profundidades óticas. Porém no próximo capítulo de resultados serão discutidos e organizados os dados já obtidos de maneira a facilitar e a obtenção de grandezas ainda não determinadas.

Capítulo 4

Modelo Dinâmico

No presente capítulo, as partículas que não pertencem ao estado estacionário são estudadas. Isso é, partículas eliminadas pela pressão de radiação de maneira a serem expulsas rapidamente do sistema. Foi visto no final do capítulo do modelo de produção (capítulo 2) que a grandeza preponderante para se converter a distribuição de partículas em uma grandeza observacional é a profundidade óptica.

Tendo esse valor, o modelo observacional será responsável por utilizar essa profundidade óptica para obter a grandeza I/F , que por fim poderá ser comparada com os resultados da fotometria. Em outras palavras, será possível comparar o modelo desenvolvido com dados experimentais.

Ao contrário da teoria desenvolvida em Dikarev et al. (2006) a presente pesquisa leva em consideração a ação de forças não gravitacionais (pressão de radiação). Logo, as menores partículas da distribuição estão sujeitas a serem expulsas do sistema rapidamente. Todavia, esse tipo de eliminação descaracteriza o estado estacionário descrito em Dikarev et al. (2006) (eliminação por colisão com o satélite). Por esse motivo o estudo da distribuição foi dividido nos modelos de produção e o modelo dinâmico.

Enquanto que o modelo de produção trata das partículas não eliminadas pela pressão de radiação o modelo dinâmico estuda aquelas eliminadas por meio da pressão de radiação. Sendo assim, dividiu-se o conjunto das partículas do sistema em dois regimes diferentes. As eliminadas e as não eliminadas pela pressão de radiação.

Sendo assim, o objetivo do atual capítulo é obter a profundidade óptica de cada um dos modelos indiretos de produção ($\dot{N}_{ext}$, $\dot{N}_{int}$ e $\dot{N}_{rng}$, equações 2.24, 2.25 e 2.26 respectivamente), assim como a profundidade óptica de parte da distribuição da produção

direta ($\dot{N}$, equação 2.20), eliminada pela pressão de radiação. Todos esses valores serão somados com a profundidade óptica do estado estacionário. Logo, nessa soma estarão contidas todas as partículas espalhadoras produzidas por todos fenômenos colisionais estudados. Com essa grandeza, utilizando o modelo observacional, é possível determinar a intensidade de radiação espalhada pelo anel e posteriormente captada pela sonda. Para se deduzir essas profundidades ópticas são utilizados princípios já conhecidos do modelo de produção de partículas.

Relembrando, tem-se que o estado estacionário é formado por partículas do cinturão que possuem propriedades distintas, como por exemplo o tempo médio de vida das partículas. O ponto crucial para poder desenvolver o modelo dinâmico está na comparação da taxa de produção de partículas $\dot{N}(> m)$ (equação 2.20) com a distribuição de partículas $N(> m)$ (equação 2.19). Nota-se que a distribuição depende linearmente da massa do estado estacionário e que a massa desse estado é na realidade o fluxo de massa produzida multiplicada pelo tempo médio de vida das partículas (equação 2.16).

O significado disso é que, em média, nenhuma partícula produzida é eliminada do sistema (retorna ao satélite) antes do período de pelo menos um tempo de vida médio ter sido atingido. Logo, verifica-se que no instante inicial, no qual não haviam partículas no sistema e a taxa de produção se iniciou, as partículas começam a ser produzidas e inseridas no sistema. Todas essas partículas são eliminadas pelo mesmo motivo, o reatomo com os satélites. Isso se deve ao fato de que o caso estudado se trata de um regime de tamanho de partículas no qual elas não são eliminadas por forças não gravitacionais (modelo de Dikarev et al. (2006)). Conclui-se que foi necessário um tempo igual ao tempo médio de vida das partículas para a massa do estado estacionário ser acumulada e atingida definitivamente, já que depois desse tempo ela não se altera, em média, de valor.

Depois que o tempo médio de vida das partículas foi atingido, a primeira partícula, em tese, poderia deixar o sistema, caracterizando assim uma perda de massa. Todavia, ao mesmo momento em que uma partícula é eliminada, existe uma outra sendo criada, de forma que o processo se perpetua de maneira estacionária.

Esse processo médio é linear no tempo, como se pode observar na equação do tempo médio de vida das partículas (equação 2.16). Pode-se facilmente verificar que $M = F_{imp}SY\eta T$, onde M é a massa estacionária, $F_{imp}SY\eta$ a taxa de produção de massa

e T é o tempo médio de vida das partículas. Logo, é possível subdividir esse estado estacionário em quantos regimes forem desejados. Isso é, se por exemplo T for substituído por $T/2$, para um dado momento inicial (isso é, se esse tempo for cronometrado a partir do momento inicial que todo o mecanismo começou), consequentemente a massa M do sistema será $M/2$. Isso é, contanto que o tempo médio de vida das partículas (T) não tenha sido atingido se manterá a linearidade da massa e o tempo. Contudo, se o tempo médio de vida das partículas já foi atingido o valor de massa total do sistema permanece constante (M). Observe as figuras 4.1 e 4.2 que correspondem à explicação dada:

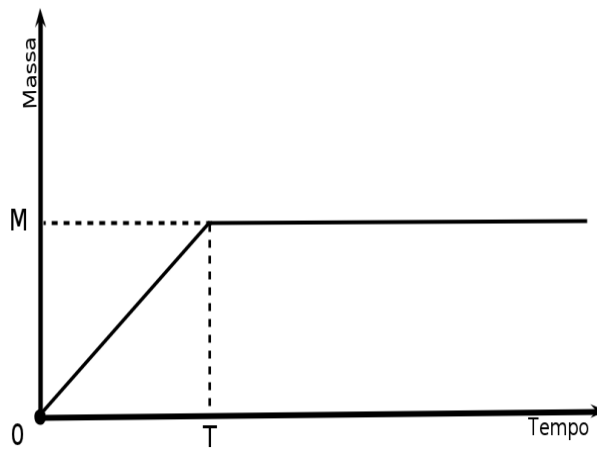


Figura 4.1: Tempo necessário para acumular a massa do estado estacionário. Pode ser notado que quando o primeiro ciclo ainda não foi completo, a massa é sempre menor que o valor M . Todavia, depois que a mesma é atingida pelo sistema, todos os momentos posteriores possuem a mesma massa (M).

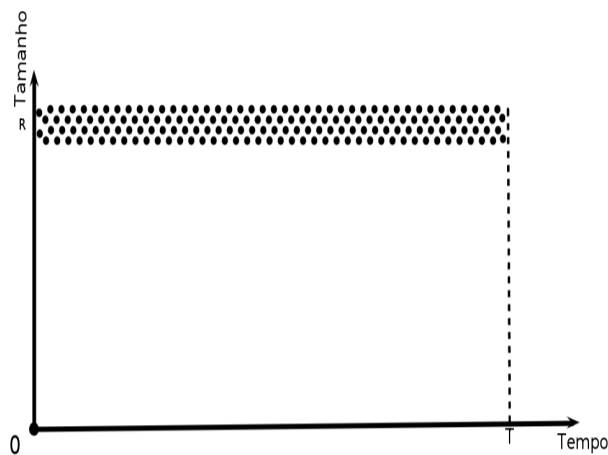


Figura 4.2: Gráfico de uma determinada classe de tamanho de partículas (R) com um determinado tempo médio de vida (T) correspondente.

Com esse tipo de observação, pode-se imaginar que depois do tempo T , a cada

instante de tempo um “estado estacionário” é iniciado e encerrado. Em outras palavras, a cada instante, o ciclo de um conjunto de partículas é completado, assim como o ciclo de outro grupo é iniciado. A definição portanto é que, depois que a massa é acumulada, ou ainda, depois que o tempo médio de vida das partículas é alcançado, a massa no sistema será em média a mesma, a não ser que haja um desequilíbrio entre a taxa de produção e taxa de reacresção (todavia, tais eventos não são levados em consideração na pesquisa).

Para prosseguir no desenvolvimento desta teoria foi preciso descobrir quais as diferenças entre partículas eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação além de seus tamanhos. A resposta encontrada foi que enquanto as partículas do cinturão são “pouco afetadas” (não eliminadas) por forças não-gravitacionais, as do anel possuem uma parcela delas que são em geral “afetadas” (eliminadas). Em termos dinâmicos isso significa que as partículas “pouco afetadas” são expulsas do sistema depois de um tempo muito maior do que as partículas “afetadas”. A causa dessa eliminação se deve à variação da excentricidade causada pela pressão de radiação nas partículas do sistema (do cinturão e do anel). Essa variação é periódica e possui uma amplitude de oscilação. O tamanho dessa amplitude depende diretamente do tamanho da partícula, ou seja, quanto menor o tamanho da mesma maior é a amplitude de oscilação. Para valores de grandes amplitudes de oscilação o pericentro das partículas ultrapassam a região na qual o anel está contido (as partículas colidem com os anéis vizinhos). Como pode ser visto em Sfair & Giuliatti Winter (2009) existe um valor de amplitude máximo que garante que todas as partículas com menores amplitudes se perpetuem no sistema.

Todavia, as partículas que permanecem podem possuir grandes amplitudes de oscilação de excentricidade. Isso é, elas sofrem grande influência da pressão de radiação mas mesmo assim permanecem no sistema por dezenas de anos e são eliminadas do sistema colidindo com os satélites. O tempo que uma partícula em média demora para ser eliminada possui forte influência com relação a forma que a mesma deixou o sistema. Como poderá ser visto nas simulações numéricas (capítulo 10) as partículas que são eliminadas colidindo com os satélites não são eliminadas pela pressão de radiação, já as que são eliminadas colidindo com os anéis vizinhos são excluídas por influência da pressão de radiação.

A divisão do conjunto de partículas que define o anel é dado pelas partículas observáveis (dentro do regime de Mie) enquanto que a definição do tamanho de partículas do cinturão ainda será apresentado, de maneira a estar de acordo com a modelo de Dikarev

et al. (2006). O que se sabe é que todas as partículas do cinturão são consideradas como “pouco afetadas” pela pressão de radiação. A consequência dessa característica é que as partículas do anel possuem no mínimo um conjunto delas que é eliminado pela pressão de radiação.

Se a diferença entre os tipos de partículas é “puramente” uma questão do tempo de permanência no sistema, pode-se supor que exista um estado estacionário das partículas eliminadas pela pressão de radiação. Ou seja, se elas são varridas para fora do sistema depois de um determinado tempo t_0 ($t_0 < T$), esse é o tempo médio de vidas das mesmas quando se compara esse processo com o modelo de produção. Isso quer dizer que depois do tempo t_0 do instante inicial, existirá uma massa estacionária m_0 de partículas acumuladas, assim como encontrado para o caso estacionário do cinturão. O mesmo processo ocorrerá depois do tempo t_0 ter sido atingido. Depois desse tempo, quando uma partícula for eliminada outra tomará seu lugar e assim sucessivamente. Observa-se a seguir as mesmas duas figuras mostradas anteriormente (figuras 4.1 e 4.2) só que agora com o estado estacionário das partículas pequenas sendo incluídos.

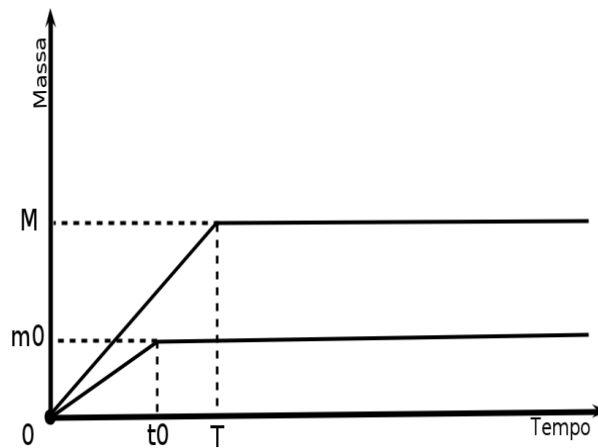


Figura 4.3: Comparação de estados estacionários de partículas menores, afetadas pela pressão de radiação solar e partículas maiores pouco afetadas. Dentro do tempo de estado estacionário das partículas “grandes” se encontram diversos tempos médios de vida de partículas menores. M é a massa estacionária com um tempo médio de vida igual a T . O estado estacionário de partículas menores é dado por uma massa m_0 e um tempo t_0 (menores que M e T respectivamente.)

A princípio, a única exigência que deve ser verificada para essa hipótese ser válida é que o tempo de existência do sistema seja maior do que qualquer um dos tempos médios de vida de qualquer uma das partículas do sistema. Desta maneira todos os grupos de

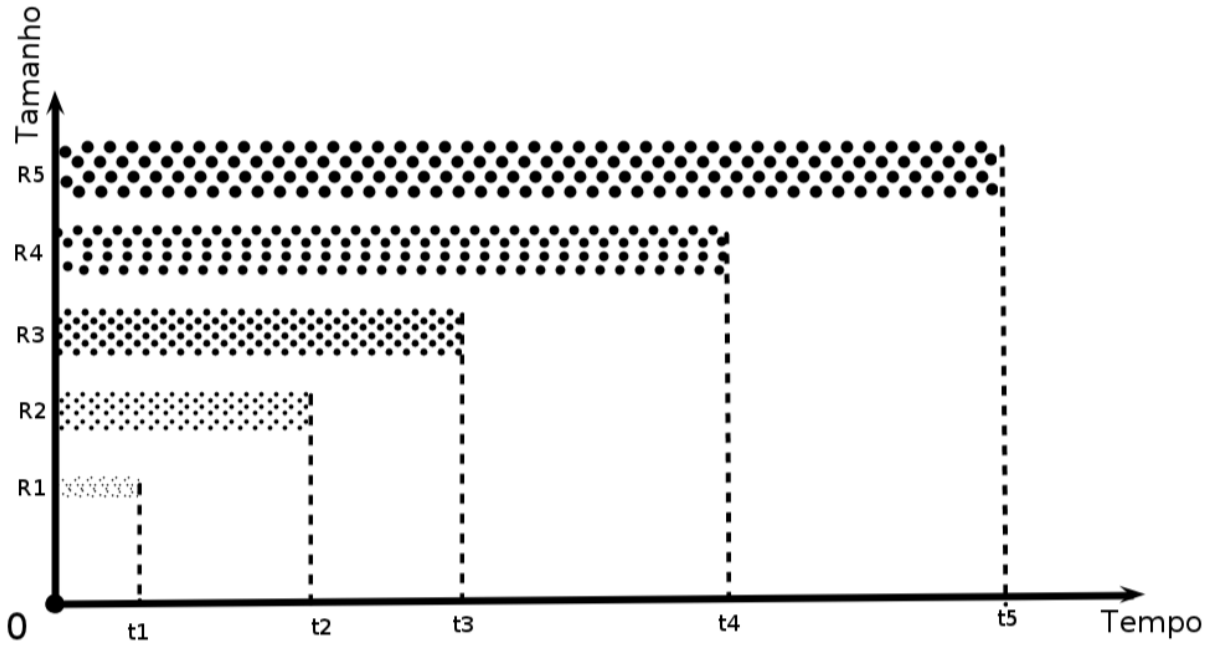


Figura 4.4: Representação de estados estacionários de vários tamanhos de partículas menores que R5. Conclui-se que devido ao fato das partículas pequenas terem um tempo menor de vida do que as partículas grandes, as mesmas conseguem acumular menos massa do que o cinturão. Como sugere a figura, tem-se que $t_1 < t_2 < t_3 < t_4 < t_5$ e $R_1 < R_2 < R_3 < R_4 < R_5$.

partículas, não importando os seus tamanhos ou os motivos pelos quais eles são expulsos do sistema terão atingido seus próprios estados estacionários. Acredita-se que a única maneira desse mecanismo se alterar é a não constância da taxa de produção de partículas ou acontecimentos atípicos ocorrendo no sistema, como por exemplo uma entrada abrupta de partículas no sistema solar, alterando o fluxo colisor e consequentemente o fluxo de partículas ejetadas e produzidas. Todavia não há indícios desse tipo de mudança na literatura utilizada.

Por meio de simulações computacionais foi possível verificar que o tempo que as partículas eliminadas pela pressão de radiação levam para deixar o sistema é muito menor do que o tempo médio de vida para as partículas do cinturão (o tempo do cinturão é da ordem de algumas décadas e o das partículas no máximo 3 meses). Sendo assim, os “pequenos estados estacionários” podem ser implementados no sistema contanto que o estado estacionário do cinturão esteja consolidado. Os resultados dessas simulações serão melhor descritos no capítulo 10, referente às simulações computacionais.

A hipótese inicial é que o anel de Jano e Epimeteu está presente na órbita dos

satélites a um grande tempo. Considera-se que é pouco provável o anel existir por algumas décadas e nesse intervalo de tempo ter sido detectado pela sonda Cassini. Acredita-se que a razão para uma detecção tardia do anel é decorrente de que as configurações de observação na qual ele se mostra mais brilhante nunca terem acontecido antes de setembro de 2006 (data em que o anel de Jano e Epimeteu foi descoberto). Isso é, em tese a sonda Cassini nunca tinha estado a um ângulo de fase de quase 180° com relação ao Sol e ao anel, na configuração que se acredita ser necessária para se observar o mesmo. Entretanto se a sonda já tinha atingido tal configuração, nenhuma observação tinha sido planejada e o anel não foi detectado.

Apesar de pouco provável, existe a possibilidade de que o anel possua uma propriedade de existir periodicamente. Uma hipótese como essa demandaria mais informações sobre o sistema, para então se poder identificar com mais clareza a maneira pela qual o anel se extingue e posteriormente é recriado. Para esse caso não seria possível afirmar que o estado estacionário do cinturão tenha sido atingido.

Devido à baixa probabilidade dessa segunda hipótese (existência periódica do anel) ser verdadeira e por não se possuir mais informações sobre o anel (imagens e/ou dados), a hipótese de que ele já existe a um longo tempo é mantida. Por consequência, tem-se que tanto o cinturão quanto o restante das partículas atingiram seus respectivos estados estacionários. Um fato que foi possível constatar com as simulações realizadas e recentemente citadas é que o tamanho das partículas eliminadas pela pressão de radiação é crucial para a determinação dos seus tempos de permanência no sistema. Logo, para cada tamanho específico de partícula existe um tempo médio de vida distinto. Para se obter o número de partículas presentes no anel basta multiplicar cada um desses tempos de vida pela respectiva taxa de produção de partículas, de maneira semelhante às equações para N e $\dot{N}$ (equações 2.19 e 2.20).

Todavia há uma diferença existente em aplicar o mesmo mecanismo para as duas classes de partículas. Quando se trabalha com o estado estacionário do cinturão, o tamanho das partículas em média não interfere no tempo em que as mesmas são eliminadas do sistema, regressando ao satélite. Em contrapartida as partículas pequenas possuem uma dependência em seus tempos de permanência relacionado ao seus tamanhos. Isso é, enquanto as partículas grandes possuem somente um tempo de vida as partículas peque-

nas possuem vários tempos de vida (obtidos por meio de simulações numéricas (capítulo 10)). Por esse motivo não se pode aplicar a teoria desenvolvida no intervalo completo das partículas eliminadas pela pressão de radiação.

Para solucionar o problema de obter um número total de partículas, o anel será subdividido em vários pequenos regimes. Esses regimes são escolhidos de maneira que se possa obter seus tempos médios de vida por meio das simulações numéricas. Para prosseguir no desenvolvimento da teoria estudada é necessário encontrar a profundidade óptica de cada um dos meios indiretos de produção de partículas. Sabe-se que as grandezas $\dot{N}_{ext}(> m)$, $\dot{N}_{int}(> m)$ e $\dot{N}_{rng}(> m)$ representam o número de partículas produzidas acima de uma determinada massa m por intervalo de tempo para cada um dos mecanismos indiretos já vistos.

Pode-se obter a taxa de partículas produzidas para qualquer um dos mecanismos para quaisquer intervalos de tamanhos de partículas. A questão que foi necessária se responder para prosseguir com a pesquisa foi como seria possível “transformar” o número de partículas em valores de áreas (seções de choque) de maneira a se obter a profundidade óptica. Tem-se que a resposta ideal seria utilizar um mecanismo semelhante ao encontrado na equação da seção de choque das partículas (equação 2.23). Nessa equação a seção de choque é integrada para cada tamanho de partículas para toda a distribuição N . Fica evidente verificar que as distribuições que serão trabalhadas para os processos indiretos de produção não são tão simples quanto o cálculo da distribuição N .

Na realidade as distribuições de cada um dos tipos de produção indireta são as próprias taxas de produção ($\dot{N}_{ext}(> m)$, $\dot{N}_{int}(> m)$ e $\dot{N}_{rng}(> m)$) multiplicadas por um determinado tempo médio de vida das partículas correspondente a cada um dos intervalos onde as taxas de produção foram tomadas. Um exemplo fictício é: partículas de raio igual a $3 \mu\text{m}$ possuem um tempo de vida de 10 dias e partículas de $4 \mu\text{m}$ possuem 15 dias (8.640×10^5 e 1.296×10^6 s no SI, respectivamente). Logo, o número de partículas será obtido por meio da taxa de produção de partículas de $4 \mu\text{m}$ menos a taxa de produção de partículas de $3 \mu\text{m}$ multiplicado pelo tempo médio 12.5 dias ($[\dot{N}(r = 4\mu\text{m}) - \dot{N}(r = 3\mu\text{m})]T_{med}$).

Em outras palavras, para obter o número de partículas de um determinado intervalo de tamanhos, tem-se a seguinte equação:

$$N_{dist} = \left[\dot{N}_{dist}(> m_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> m_{inf}) \right] T_{med} \quad , \quad (4.1)$$

com

$$T_{med} = \frac{(T_{sup} + T_{inf})}{2} \quad , \quad (4.2)$$

onde T_{sup} e T_{inf} são os tempos de vida das partículas do intervalo para as maiores (subscrito “sup”) e menores (subscrito “inf”) partículas do intervalo escolhido. O subscrito “dist” indica que se pode fazer esse processo com quaisquer distribuições ($\dot{N}_{int}$, $\dot{N}_{ext}$, $\dot{N}_{rng}$ ou $\dot{N}$). T_{med} é o tempo médio de vida do intervalo de partículas, calculado a partir do tempo da maior e menor partícula da distribuição (m_{sup} e m_{inf}).

Fica claro que pode ser complicado desenvolver uma equação semelhante à equação 2.23 quando se troca as distribuições N por $\left[\dot{N}_{dist}(> m_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> m_{inf}) \right] T_{med}$. Por questão de simplicidade essa integral é “transformada” em uma soma. Isso é, o número de partículas em um determinado intervalo é encontrado e depois multiplicado pela área média das seções de choque das partículas desse intervalo, segundo a distribuição N .

A distribuição de partículas correspondente à produção direta de partículas também se divide em duas partes distintas. As que se perpetuam no sistema dentro do intervalo de vida média do cinturão e as que são eliminadas em um tempo bem menor. As que permanecem por um longo tempo já foram calculadas utilizando somente os dados referentes ao capítulo do modelo de produção (capítulo 2). Já o restante dessa distribuição deve ser tratado com o ferramental desenvolvido no presente capítulo. Por esse motivo a distribuição N foi incluída como uma possível taxa de produção na equação 4.1.

Por se tratarem de partículas oriundas da própria lei de distribuição N , pode-se utilizar a equação 2.19 da seção de choque das partículas ao invés de utilizar a técnica da soma. Todavia, deve-se utilizar a equação com os limites de integração trocados, de maneira a ajustar o limite de partículas espalhadoras. Dentro desta distribuição, as partículas visíveis (espalhadoras do regime Mie) também se dividem em duas partes distintas. As que se perpetuam por muito e pouco tempo no sistema. Sendo assim, quando as partículas se perpetuam por muito tempo, a própria equação 2.28 é utilizada modificada (limites de integração) para obter a área da seção de choque. Em contrapartida, quando

elas permanecem um período menor que o tempo médio de vida do cinturão, deve-se modificar a equação de outra maneira que não somente trocar os intervalos de integração. A mudança extra que deve ser efetuada é alterar a massa total do estado estacionário do cinturão para a massa do estado estacionário de cada regime específico de partículas. Para isso basta dividir a área obtida pelo tempo médio de vida das partículas do cinturão e depois multiplicar esse valor pelo tempo médio de vida das partículas do próprio regime escolhido.

Essa modificação equivale a trocar a massa M da distribuição de partículas N (equação 2.19) por um massa M' . Onde $M' = \frac{Mt_0}{T}$, com o valor t_0 correspondendo ao tempo médio de vida das partículas daquele intervalo. Com isso, tem-se que M' é a massa do estado estacionário dos tamanhos correspondentes (entre m_{sup} e m_{inf}). Logo, tem-se que a equação para a área total da seção de choque dessas partículas é dada pela seguinte expressão:

$$A = - \int_{m_{inf}}^{m_{sup}} [\pi (3m/4\rho)^2]^{1/3} \frac{t_0}{T} dN(> m) \quad , \quad (4.3)$$

onde m_{inf} e m_{sup} são a menor e maior massa do intervalo de partículas da distribuição, respectivamente. Tem-se que essas partículas produzidas diretamente se perpetuam no sistema um tempo t_0/T vezes menor que o tempo de vida média do cinturão.

Todavia, o valor da profundidade óptica ainda não foi obtido. Para obter essa grandeza se deve dividir as áreas de cada um dos regimes pela área correspondente à seção de choque do volume onde as partículas se localizam. Como a região dos anéis é considerada toroidal, tem-se que a área da projeção no plano dos anéis corresponde à área de um círculo de raio $R_a + L/2$, menos a área de um círculo de raio $R_a \sim L/2$. Onde L é igual a largura estimada do anel e R_a a distância orbital do anel de Jano e Epimeteu ao centro de Saturno, como pode ser visto na figura 2.4 do capítulo 2. Nesta figura é mostrada a área citada que corresponde a visão do toro quando o observador se localiza em um dos pólos. Nas figuras 4.5 e 4.6 são mostradas a representação da projeção da distribuição de partículas no plano dos anéis. Nas duas figuras são feitos um corte vertical de maneira a obter a seção de choque “lateral” do planeta e a do cinturão de partículas. Posteriormente é mostrada a projeção de todo o toro de partículas no plano dos anéis. Esta projeção é somente uma outra maneira de representar a profundidade óptica.

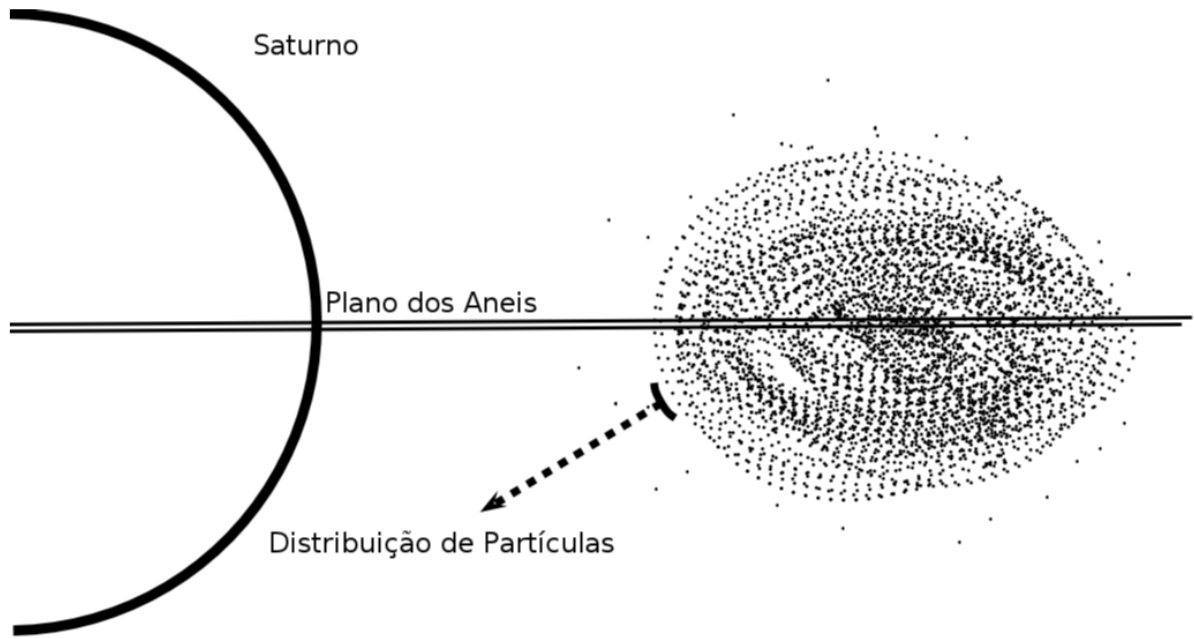


Figura 4.5: Representação do sistema do anel de Jano e Epimeteu por meio de um corte vertical que mostra a projeção do cinturão de partículas no plano dos anéis. Representativamente, a situação é análoga a considerar todas as partículas contidas na pequena faixa que consiste no plano dos anéis.

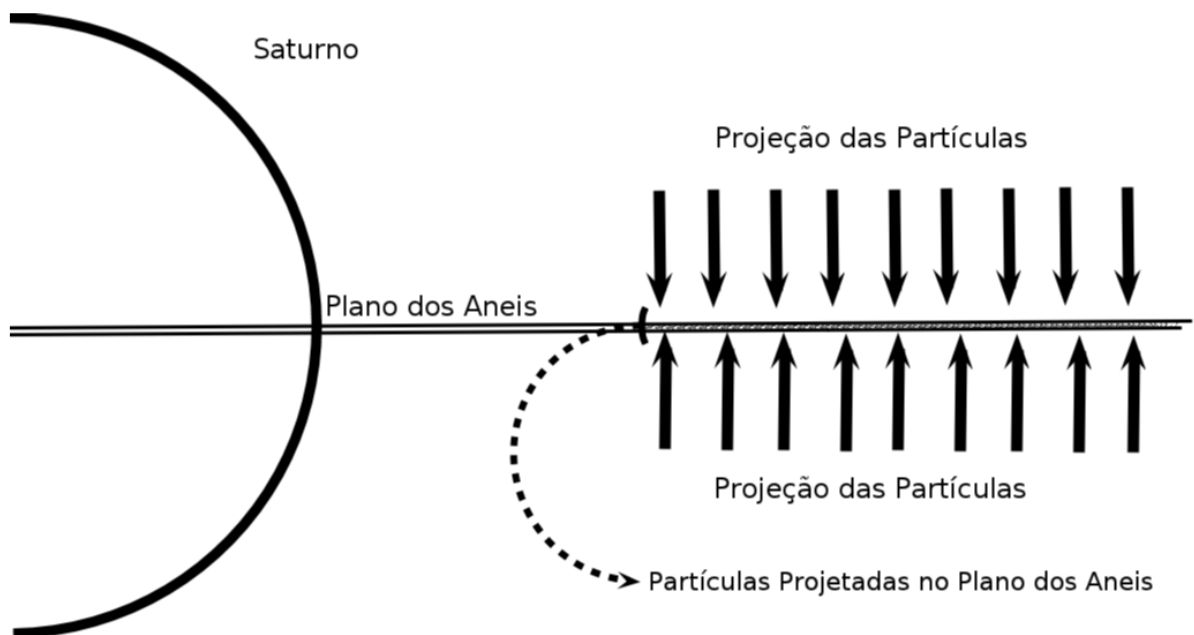


Figura 4.6: Representação da projeção fictícia do toro de partículas no plano dos anéis. Tal representação equivale à observar o conjunto de partículas a partir dos pólos (figura 2.4). As setas representam o sentido da projeção fictícia.

Como será possível verificar no decorrer da dissertação, a fonte emissora (Sol) e o observador (Cassini), estão de lados opostos dos planos dos anéis. Sendo assim, a

representação da profundidade óptica apresentada dessa maneira se justifica segundo a teoria de espalhamento (que será estudada no capítulo 6).

Apesar de se considerar o anel simétrico, essa aproximação é feita por simplicidade (a órbita de Jano e Epimeteu ficam justamente no meio da região do anel, representado matematicamente por $R_a \pm L/2$). Tem-se portanto que a profundidade óptica é:

$$\tau_{dist} = \frac{a_{dist}}{\pi \left((R_a + L/2)^2 - (R_a - L/2)^2 \right)} \quad , \quad (4.4)$$

onde, a exemplo das denominações anteriores, “dist” representa qualquer uma das distribuições de cada um dos meios de produção e a_{dist} é a área da seção de choque de cada uma das distribuições, dada pela equação 4.5.

$$a_{dist} = a_{med} \left[\dot{N}_{dist}(> m_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> m_{inf}) \right] T_{med} \quad , \quad (4.5)$$

onde a_{med} corresponde a área média da distribuição N entre os intervalos inferior e superior da distribuição (entre m_{inf} e m_{sup}). Para obter a profundidade óptica total, deve-se somar todas as profundidades ópticas de cada tipo de distribuição de partículas. A profundidade óptica final é obtida por meio da soma das profundidades ópticas de todos meios de produção de partículas sobre todos os subintervalos de tamanhos de partículas.

$$\tau_{total} = \sum_{i=1}^{N'} \tau_{ext}^i + \tau_{int}^i + \tau_{rng}^i + \tau^i \quad , \quad (4.6)$$

onde os τ 's representam as profundidades ópticas com os índices “ext”, “int”, “rng” correspondem a cada uma das distribuições dos meios indiretos de produção. O τ sem índice representa a parcela da distribuição N , da produção direta de partículas. Tem-se que o índice sobrescrito representa o regime do tamanho de partículas a ser somado e N' é o número de subdivisões do anel. Por exemplo, partículas de 1 até 2 μm , de 2 até 3 μm , de 3 até 4 μm , de 4 até 5 μm . No total são 4 intervalos, isso é $N' = 4$ e por consequência são obtidas as profundidades ópticas τ_{ext} , τ_{int} , τ_{rng} e τ para cada um desses intervalos. Devido ao sistema estudado ser coorbital, além de realizar a soma sobre os meios de produção e todos os intervalos é necessário efetuar a soma das profundidades ópticas dos dois satélites para obter o valor final. Resumidamente, tem-se que para se poder calcular cada uma

dessas profundidades ópticas é necessário possuir os tempos em que as partículas do anel são eliminadas do sistema. Com exceção do tempo de vida das partículas não eliminadas pelas forças não gravitacionais, que possuem o mesmo tempo de vida que o cinturão, o restante dos tempo de vida das partículas não são conhecidos.

A fim de obter esses tempos, simulações computacionais foram feitas. Nestas simulações, basicamente são considerados o planeta Saturno, os satélites Jano e Epimeteu, e uma série de partículas, distribuídas uniformemente sobre toda a região orbital do anel ou inicialmente ejetadas das superfícies dos dois satélites (dois tipos distintos de simulações foram realizadas). Nessas simulações foram incluídos o J_2 (termo da expansão multipolar da força gravitacional, responsável por descrever o achatamento do planeta) e a pressão de radiação. Essas simulações são basicamente as mesmas presentes em Winter et al. (2008), com exceção da inclusão da pressão de radiação solar. Estas simulações serão descritas no capítulo 10, referente as simulações realizadas.

As partículas simuladas possuem diferentes tamanhos, logo, consegue-se verificar o tempo em que cada uma delas deixa o sistema. E é justamente esse tempo para cada tamanho de partícula que deve ser levado em consideração para calcular as profundidades ópticas.

Tem-se que são os tempos de vida encontrados que definem os intervalos de tamanhos escolhidos para se obter a profundidade óptica de cada meio de produção. Logo, ao simular diversos tamanhos diferentes de partículas é encontrado um tempo de vida diferente para cada tamanho. Sendo assim, define-se um regime específico para cada diferente tempo encontrado.

Para encerrar o capítulo são apresentadas algumas considerações. Tem-se que alguns testes devem ser feitos nas simulações levando em consideração a força de Lorentz, como será visto e argumentado no decorrer deste trabalho. A vantagem do modelo desenvolvido neste capítulo é que ele não é afetado por nenhuma inclusão ou exclusão de forças nas simulações. Isso porque a única dependência que interliga o modelo e as simulações é dado pelos tempos de cada intervalo de partículas. Uma vez que cada intervalo de tamanho de partícula possui seu próprio estado estacionário, por menor que sejam seus tempos de vida e suas massas totais, pode-se, sem maiores problemas, aplicar o modelo dinâmico e obter as respectivas profundidades óptica.

Resumidamente, tem-se que o modelo dinâmico desenvolvido permite a inclusão

de novas forças nas simulações numéricas (como exemplo a força de Lorentz) quanto para uma outra taxa de produção de partículas que esteja nos mesmos “moldes” das distribuições utilizadas. Tem fim aqui a parte da dissertação que consiste na análise de produção e evolução das partículas. Sendo assim, no próximo capítulo teórico será apresentado o modelo que procura descrever tanto o espalhamento da radiação pelas partículas produzidas quanto verificar como e quanta da radiação espalhada é captada pelo detector da Cassini.

Em outras palavras, os resultados decorrentes dos modelos estudados até aqui serão convertidos em uma grandeza que possibilite comparações com os dados experimentais obtidos pela fotometria. Essa conversão será apresentada no capítulo 6 (modelo observacional).

Capítulo 5

Resultados: Modelo Dinâmico

Como foi comentado no capítulo 3, e como será possível notar no decorrer deste capítulo, ainda não é factível calcular os valores finais de profundidade óptica para o anel. Isso porque os resultados referentes a largura do anel constatado nas imagens (capítulo 8) ainda não foram obtidos. Do mesmo modo não foi possível determinar como será dada a distribuição de partículas, já que ainda não foram determinados os tamanhos de partículas tanto para o anel quanto para o cinturão. Todavia também não foram determinados os tempos que as partículas pequenas se perpetuam no sistema, que serão obtidas com os resultados das simulações numéricas.

Por essa razão estão descritos neste capítulo alguns valores de grandezas que auxiliarão a sequência dos cálculos desenvolvidos no decorrer deste trabalho. O ponto de partida é caracterizar os valores conhecidos até esta parte da dissertação nas equações fundamentais da produção de partículas.

A taxa de produção direta é dada pela equação 2.20 e é fruto da equação 2.19 dividida pelo tempo médio de vida das partículas. Sendo assim, a equação 2.20 pode ser reescrita a partir do conhecimento dos valores fundamentais da lei de distribuição da produção direta. Tem-se, utilizando as equações 2.17 e 2.20, que:

$$\dot{N}(> m) = \frac{1 - \alpha}{\alpha} \frac{M^+}{m_{max}} \left(\frac{m_{max}}{m} \right)^\alpha. \quad (5.1)$$

Tem-se que no capítulo de resultados anterior (capítulo 3) o valor de M^+ foi obtido a menos do valor de η . Sendo assim, foram obtidos valores de M^+ e η , que estão contidos na tabela 5.1 :

Satélite	M^+ (g/s)(sem correção)	η	M^+ (g/s)(com correção)
Jano	$1,1397 \times 10^4$	0,2873	$3,274 \times 10^3$
Epimeteu	$4,5639 \times 10^3$	0,6545	$2,987 \times 10^3$

Tabela 5.1: Valores da taxa de produção de massa com e sem correção para ambos os satélites.

Os valores utilizados na distribuição de partículas que não correspondem a nenhum cálculo prévio são a inclinação (α) e a maior massa da “lei de potências”, m_{max} . Esses valores são considerados como sendo 0.8 e 10^{-5} g, respectivamente. O valor de α surge a partir da base bibliográfica utilizada para desenvolver o modelo. Nesta base, foi sugerido que o valor de 0.8 seria plausível na maioria dos casos aplicados (verifique a discussão no capítulo 2, do modelo de produção). Tem-se que a maior massa da distribuição possui seu valor derivado a partir da massa dos impactores, também adotada segundo os artigos utilizados (Krivov et al. (2003);Dikarev et al. (2006)). Tem-se que a equação 5.1 possui a seguinte forma para o caso do anel de Jano e Epimeteu:

$$\dot{N}(> m) = \frac{8.185 \times 10^3}{m^{0.8}} \quad (\text{partículas/s}). \quad (5.2)$$

para Jano e

$$\dot{N}(> m) = \frac{7.467 \times 10^3}{m^{0.8}} \quad (\text{partículas/s}). \quad (5.3)$$

para Epimeteu. A fim de facilitar os cálculos decorrentes, assim como padronizar a entrada de dados (código que executa os cálculos) de maneira direta e intuitiva, será feita uma mudança de variáveis das equações obtidas. As taxas de produção serão escritas em função do raio das partículas (consideradas esféricas) ao invés das massas. A razão para isso é que quando se tenta separar as partículas espalhadoras do conjunto total de partículas, ou quando se analisa as partículas que permanecem mais tempo no sistema, utiliza-se o tamanho da partícula e não sua massa. Isso porque a priori tanto a pressão de radiação quanto a capacidade de espalhar radiação são funções do tamanho da partícula e não de sua massa ou densidade. Como foi comentado, as partículas são consideradas esféricas (por simplicidade), logo se tem que $m = \rho 4\pi r^3/3$ é a massa de uma partícula. Logo, é adotado que a densidade (ρ) é 1 g/cm³, já que as partículas ejetadas foram consideradas

como sendo gelo “sujo” (gelo + silicato). Tem-se que as equações 5.2 e 5.3 podem ser reescritas na forma das equações 5.4 e 5.5.

$$\dot{N}(> r) = \frac{2.602 \times 10^3}{r^{2.4}} \quad (\text{partículas/s}). \quad (5.4)$$

para Jano e

$$\dot{N}(> r) = \frac{2.374 \times 10^3}{r^{2.4}} \quad (\text{partículas/s}). \quad (5.5)$$

para Epimeteu.

Tecnicamente, todos os meios de produção deveriam ter sido descritos no mesmo formato das duas últimas equações (5.4 e 5.5), porém, optou-se em fazer isso (por simplicidade) somente com os elementos básicos que dão origem as taxas de produção indireta de partículas (são as equações 2.21 e 2.22).

Tendo essas equações é possível desenvolver qualquer umas das taxas de produção indireta de partículas ($\dot{N}_{ext}$, $\dot{N}_{int}$ e $\dot{N}_{rng}$). Para isso, basta substituir essas expressões nas equações 2.23, 2.24, 2.25, 2.26 e 2.27 e realizar as integrações dados os limites. Deve-se lembrar que todas as integrais dependem da distribuição N (dN). Para adaptar essas integrais para a variável r , basta utilizar o diferencial das equações 5.2 e 5.3 em relação a r e multiplicá-las por T de maneira a obter a expressão dN para ambos satélites.

A equação 2.21 possui o parâmetro β , que indica o maior tamanho de partícula produzida quando um impactor colide com uma partícula do cinturão. Segundo Dikarev et al. (2006), o valor desse parâmetro é obtido por meio das velocidades mínimas nas quais as partículas são ejetadas. Isso porque as velocidades relativas das partículas no cinturão são relativamente baixas.

A maneira de calcular esse parâmetro não consta na literatura verificada. Por esse motivo foi escolhido o valor de β de um satélite que possua um valor de velocidade mínima (dado pela tabela 3 de Dikarev et al. (2006)) compatível com os dos satélites Jano e Epimeteu. O satélite eleito para se adotar o valor de inclinação foi Encélado, isso porque, ele é o satélite de Saturno que possui os valores de velocidade e inclinação mais próximos aos valores de Jano e Epimeteu. Logo, β é igual a $2,2 \times 10^{-2}$. Substituindo os valores do caso

estudado de α , β e a m_{max} na equação 2.21 é possível obter a equação 5.6.

$$N_1(m_1; > m) = 0.5363 \left(\frac{m_1}{m} \right)^{0.8}, \quad (5.6)$$

para a variável sendo a massa m e

$$N_1(r_1; > r) = 0.5363 \left(\frac{r_1}{r} \right)^{2.4}, \quad (5.7)$$

para r como a variável da função. Onde $m_1 = \rho 4\pi r_1^3/3$. Para a equação 2.22 se tem as seguintes expressões (com o raio da partícula r como variável) para ambos satélites:

$$F_{frag}(> r) = \frac{7.366}{r} \quad (1/\text{cm}^2\text{s}), \quad (5.8)$$

para Jano e

$$F_{frag}(> r) = \frac{7.367}{r} \quad (1/\text{cm}^2\text{s}), \quad (5.9)$$

para Epimeteu. Com as equações de 5.4 a 5.9 é possível descrever todos os tipos de taxas de produção indireta de partículas, que juntamente com os tempos de vida (simulações; capítulo 10) e a largura do anel propiciam o cálculo da profundidade óptica.

No próximo capítulo de resultados (capítulo 7), cujos resultados correspondem ao modelo observacional, serão determinados os regimes de tamanhos das partículas. Com esses regimes se pode conseguir determinar quais os tamanhos de partículas que constituem o anel e o cinturão. Logo, consegue-se determinar todas as taxas de produção de partículas, assim como o número de partículas presentes no estado estacionário do cinturão (partículas grandes, que correspondem ao modelo descrito por Dikarev et al. (2006)). Por consequência, nesse capítulo serão calculados todas as grandezas que não foram calculadas nos capítulos 2 e 4, com exceção das profundidades ópticas, que dependem de outros parâmetros ainda não apresentados. Elas dependem do tempo de vida das partículas que não estão no estado estacionário do cinturão, obtido via simulações e a largura do anel, obtida por meio da associação do SPICE e da programação em IDL, como será visto no capítulo 8, referente ao estudo das imagens.

Capítulo 6

Modelo Observacional

Neste capítulo será descrito um modelo que procura reproduzir o espalhamento da radiação solar pelas distribuições de partículas criadas pelos modelos de produção e dinâmico. Como já havia sido comentado, essa parte do trabalho é a conexão entre o modelo desenvolvido e as hipóteses consideradas e os dados experimentais obtidos por meio das imagens. Sendo assim, com esse modelo se pode comparar os valores das duas vertentes (experimental e teórica) e verificar se é possível explicar o anel a partir do modelo proposto.

A física que descreve todo o evento de espalhamento pode ser de maneira geral um tanto complicada. Por esse motivo foi pensado que a melhor maneira de descrever esta parte do trabalho é apresentar no início deste capítulo uma introdução da equação de transferência. Trata-se de uma equação geral, que abrange quaisquer problemas relacionados ao espalhamento. Depois dessa introdução, ao invés de se resolver essa equação, será empregada de maneira direta uma solução já utilizada em larga escala em diversos artigos da área. A razão para isso é que a obtenção da solução procurada não é trivial e requereria muito tempo e esforço somente para esse fim. Por consequência, não é viável um desenvolvimento passo à passo da solução para a equação de transferência, pelo menos para as restrições e condições de contorno que o problema estudado exige.

A presente introdução da equação de transferência tem como foco a familiarização dos tipos de eventos ópticos, fazendo com que o restante das considerações na particularização do problema e da solução sejam mais fáceis de se compreender. O desenvolvimento e dedução da equação de transferência foram feitos tomando como base o capítulo 2 do livro Chandrasekhar (1960). O princípio do desenvolvimento passa pelo conhecimento de

diferentes fenômenos capazes de alterar um feixe de radiação quando o mesmo incide em um determinado material. São eles a emissão, absorção e o espalhamento. Conhecendo esses fenômenos é factível desenvolver a equação de transferência apoiada nesses três “pilares” principais.

Depois da descrição da introdução geral, será visado o estudo do espalhamento de pequenas partículas esféricas com o auxílio de mais duas fontes principais, van de Hulst (1957) e Wickramasinghe (1967). Tem-se que uma importante parte dessa teoria depende de um termo conhecido como função de fase. Essa função é obtida por intermédio da resolução das equações de Maxwell para pequenas partículas esféricas. Mesmo assim, as soluções utilizadas são condizentes com a equação de transferência. Por fim, será discutido e ajustado as condições e hipóteses tomadas até a obtenção da equação final que permite escrever a grandeza I/F em função da profundidade óptica, outrora obtida pelos modelos de produção e dinâmico.

6.1 Equação de transferência

Na realidade a intensidade de radiação é dada simplesmente pela energia luminosa captada em uma determinada área em um dado instante de tempo. Essa energia possui como origem um certo emissor (que no caso da presente pesquisa, e a maioria das quais tratam do Sistema Solar, é o próprio Sol). Por definição, considera-se que cada parcela desse energia radiante tem como correspondência um feixe de radiação de certa frequência (com frequência ν , logo para um intervalo $d\nu$). Essa energia é fruto de uma intensidade de radiação que passa por um elemento de área $d\sigma$, durante um intervalo de tempo dt e é detectada na direção ϑ entre o ângulo sólido (onde a energia está confinada) e a normal do elemento de área (figura 6.1). A energia então é dada por:

$$dE_\nu = I_\nu \cos \vartheta d\nu d\sigma d\omega dt. \quad (6.1)$$

A intensidade de modo geral pode possuir um valor distinto para cada ponto do espaço. Porém para o presente caso estudado e como em muito outros, considera-se as partículas do anel como sendo somente um meio. Isso proporciona uma simetria espacial onde somente existe um valor de intensidade para cada plano do espaço. Sendo assim a intensidade

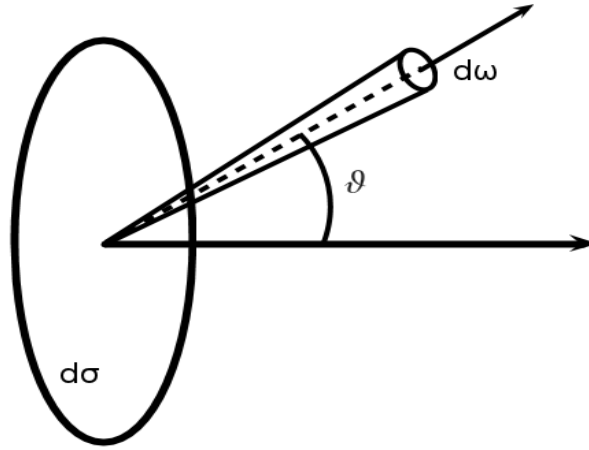


Figura 6.1: Representação um determinado feixe de radiação passando por uma área $d\sigma$ e sendo detectado na direção ϑ . Desenho reproduzido de Chandrasekhar (1960).

depende somente de uma coordenada espacial, por exemplo o eixo z . Por esse motivo, tem-se que a princípio a intensidade possui dependência em z , no tempo e nos ângulos de incidência e de transmissão. Esses ângulos também são tomados com relação à normal do elemento de área. Onde se define o ângulo de incidência é o ângulo do feixe que chega ao alvo e o de transmissão representa o feixe que tem como origem a área e parte em direção ao observador. Para se obter a intensidade total basta integrar o elemento I_ν por todas as frequências possíveis. Tem-se assim:

$$I = \int_0^\infty I_\nu d\nu. \quad (6.2)$$

De maneira geral, a energia total que atravessa o elemento de área deve ser uma soma de todos os elementos de área do ângulo sólido que tem confinados em si uma pequena parcela dessa energia. Isso é, cada parte da radiação incidente é enviada para uma direção diferente em um dado ângulo sólido. Sendo assim, tem-se a definição da grandeza fluxo líquido que representa toda a energia que flui pelo elemento de área. Logo:

$$\pi F_\nu = \int I_\nu \cos \vartheta d\omega. \quad (6.3)$$

Escrevendo o diferencial do ângulo sólido (ω), em termo dos ângulos ϑ e φ é possível obter a seguinte expressão:

$$\pi F_\nu = \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu(\vartheta, \varphi) \sin \vartheta \cos \vartheta d\vartheta d\varphi. \quad (6.4)$$

Tem-se que essa integral pode mudar de caso para caso. Isso é, ela pode depender do ângulo de incidência quando a contribuição de energia para cada ângulo sólido é considerada. A expressão específica para $I_\nu(\vartheta, \varphi)$ logo será definida para o problema estudado. Pode-se questionar qual a necessidade de se determinar a intensidade total em dada região. Entretanto como se pode recordar, a grandeza de interesse no modelo observacional e na fotometria não é a intensidade captada, mas sim o I/F que se trata de intensidade captada dividida pelo fluxo solar na região, que é justamente a expressão dada na equação 6.4. O fluxo total F possui o significado de energia total captada pelo detector. Por essa razão foi pensado ser plausível e conveniente citar a intensidade total, buscando conhecer a origem da grandeza I/F .

Para dar continuidade ao desenvolvimento da equação de transferência, deve-se imaginar um elemento de volume no formato de um cilindro, onde em uma de suas extremidades incide uma certa quantidade de radiação. A questão que deve ser respondida é quanto dessa radiação incidente realmente emerge na outra extremidade do cilindro.

Imagina-se de maneira natural que essa quantidade não seja a mesma que imergiu. Logo, existe uma variação dI nessa intensidade quando ela atravessa o cilindro de determinado material. Para saber qual a forma desta variação, deve-se “contabilizar” a intensidade, ou seja, somar os ganhos e subtrair as perdas de intensidade durante o percurso no interior do cilindro.

$$\frac{dI_\nu}{ds} = \text{“ganhos”} - \text{“perdas”} \quad (6.5)$$

onde s representa o quanto a radiação penetrou no meio (altura do cilindro). Por consequência, deve-se verificar quais os fenômenos físicos que correspondem a cada um dos elementos dessa variação. Como já foi dito, os três fenômenos que fazem parte dessa equação são a absorção, a emissão e o espalhamento. Como é de se esperar, a absorção corresponde a uma perda de energia devido a interação entre a radiação e a matéria, que representa a transformação da energia radiante em um outro tipo de energia (térmica, por exemplo).

Outro fenômeno bem conhecido é a emissão de radiação, que se dá de maneira independente à radiação incidente (pelo menos diretamente). Essa emissão pode ter origem

na temperatura do material. Logo, se um detector é posto atrás do cilindro de maneira a medir a radiação proveniente do mesmo quando incidido por um feixe de radiação, deve-se levar em conta toda a radiação proveniente do cilindro, mesmo que a radiação não tenha ligação direta com o feixe incidente.

O espalhamento é o único dos três fenômenos que não é claro de se determinar qual lado da “balança” pertence, (não se sabe se corresponde a um ganho ou uma perda). Entretanto, utilizando a intuição, sabe-se que o espalhamento depende diretamente da radiação que incide no material, e na realidade apenas se trata de um redirecionamento da energia que flui pela matéria. Portanto o espalhamento se trata de uma perda do ponto de vista de que a direção inicial do feixe incidente é alterada. Em outras palavras, ele é tomado como uma perda considerando que a direção de incidência da radiação não conta com a mesma quantidade de radiação incidente, porque parte da mesma foi “enviada” para outras direções as quais o detector não está localizado. A partir desta parte da dissertação serão apresentadas seções sobre cada um dos fenômenos citados anteriormente e que correspondem à equação 6.5

6.2 Absorção e Espalhamento

Esses dois fenômenos foram colocados em um mesmo tópico porque os dois são considerados perdas de energia na equação de transferência (equação 6.5). Como pôde ser visto anteriormente, a passagem de um feixe de radiação por um meio ocasiona em seu “enfraquecimento”. Por definição, tem-se que a variação se trata da expressão:

$$dI_\nu = -\kappa_\nu \rho' I_\nu ds, \quad (6.6)$$

com ρ' representando a densidade do material atravessado pelo feixe de radiação e com κ é introduzido como sendo um coeficiente de absorção. O diferencial se trata da altura do cilindro do material, sendo assim, a variação da intensidade depende de quanto o material foi penetrado pelo feixe.

Como já foi explicado, nem toda a energia que não chega ao outro lado do cilindro foi necessariamente absorvida pelo material. Por esse motivo diversos autores, como Chandrasekhar (1960) e van de Hulst (1957) se referem a parcela realmente absorvida como absorção verdadeira. Um termo utilizado por autores relacionados às observações de

estrelas e galáxias, é a extinção, que corresponde a soma da parcela de radiação espalhada e absorvida, como se pode verificar por exemplo em Wickramasinghe (1967). Tem-se que a parcela da taxa da radiação espalhada em certa direção é dada por Λ , representada pela expressão:

$$\Lambda = \kappa_\nu \rho' ds \times I_\nu \cos \vartheta d\nu d\sigma d\omega, \quad (6.7)$$

com a possibilidade de escrever o elemento de massa por meio da equação 6.8.

$$dm = \rho' \cos \vartheta d\sigma ds. \quad (6.8)$$

Sendo assim, resumidamente se obtém a equação 6.9

$$\Lambda = I_\nu \kappa_\nu dm d\nu d\omega. \quad (6.9)$$

Um ponto preponderante em todo o capítulo se trata da função de fase. Ela informa como a parcela da radiação espalhada se distribui diante de uma grande variedade de formas. Em outras palavras, a função de fase informa como a radiação é espalhada por uma partícula ou uma distribuição de partículas em todas as direções nos 4π radianos ao redor do ponto onde o feixe incidiu. A função de fase depende de características exclusivas do meio. No caso da atual pesquisa ela dependerá da distribuição de partículas, dos seus tamanhos, formas, densidades e de sua constituição. A função de fase também depende do próprio ângulo de fase, que como já havia sido descrito anteriormente, é o ângulo entre o emissor, o alvo e o observador.

A integral da função de fase sobre todos os ângulos de fase resulta no valor 1, representado, assim, a conservação de energia (isso porque a mesma não é perdida, somente redirecionada). Sendo assim:

$$\int P(\cos \alpha) \frac{d\omega'}{4\pi} = 1, \quad (6.10)$$

onde a variável α representa o ângulo de fase e ω' o ângulo sólido que representa a direção do espalhamento. Em vista dessa equação, tem-se que a taxa de energia espalhada em um ângulo sólido ω' para um dado α é:

$$\Lambda' = I_\nu \kappa_\nu P(\cos \alpha) \frac{d\omega'}{4\pi} dm d\nu d\omega. \quad (6.11)$$

onde Λ' representa uma parcela da radiação espalhada da equação 6.9 espalhada na direção α para uma dado ângulo sólido $d\omega'$. Verifica-se que se a radiação espalhada se conserva a integração da equação 6.11 em todos os ângulos sólidos $d\omega'$ recupera a equação 6.9. A equação anterior retrata o fato de que nenhuma radiação é efetivamente absorvida. Tal fato é “corrigido” com a introdução do albedo para espalhamento simples. Isso é, a integração da função de fase sobre os 4π radianos resultará em uma normalização não unitária, ao contrário da normalização vista na equação 6.10. Por consequência, tem-se que:

$$\int P(\cos \alpha) \frac{d\omega'}{4\pi} = \varpi_0 \leq 1, \quad (6.12)$$

com ϖ_0 (albedo) sendo a parcela da energia que é espalhada. Logo, $(1 - \varpi_0)$ é a parcela de energia radiante convertida em outras formas de energia. Quando $\varpi_0 = 1$ o caso conservativo é recuperado (6.10) e toda a radiação é espalhada. Em geral, existe uma grande variedade de funções de fase que correspondem aos mais diversos tipos de espalhamento, como se pode ver no exemplo dado em Chandrasekhar (1960) para o espalhamento Rayleigh. Esse espalhamento corresponde ao mesmo que ocorre na atmosfera terrestre que ao espalhar preferencialmente apenas uma parcela da radiação solar, proporciona a cor azul ao céu. A expressão para a função de fase do espalhamento Rayleigh é dado por:

$$P(\cos \alpha) = \frac{3}{4} (1 + (\cos \alpha)^2). \quad (6.13)$$

O anel estudado não possui uma função de fase simples como a apresentada na equação anterior. O espalhamento responsável pela própria observação do anel, é conhecido como espalhamento Mie. Gustav Mie foi um físico alemão nascido em 1869. Ele foi o primeiro a resolver, no início do século 20, as equações de Maxwell para o espalhamento de pequenas partículas esféricas. Na realidade, não é possível obter sequer uma expressão analítica para a função de fase do espalhamento de Mie (pelo menos para as condições que se apresentam a presente pesquisa).

O espalhamento de moléculas e partículas muito pequenas ($< \frac{\lambda}{10}$, com λ sendo igual ao comprimento de onda da radiação espalhada) é predominantemente dada pelo espalhamento Rayleigh. O espalhamento Mie predomina para partículas de tamanhos da mesma

ordem e um pouco maiores do que o comprimento de onda (λ). Observe na figura 6.2 quais são as direções preferenciais para o espalhamento da radiação dados os espalhamentos Mie e Rayleigh para certos tamanhos de espalhadores

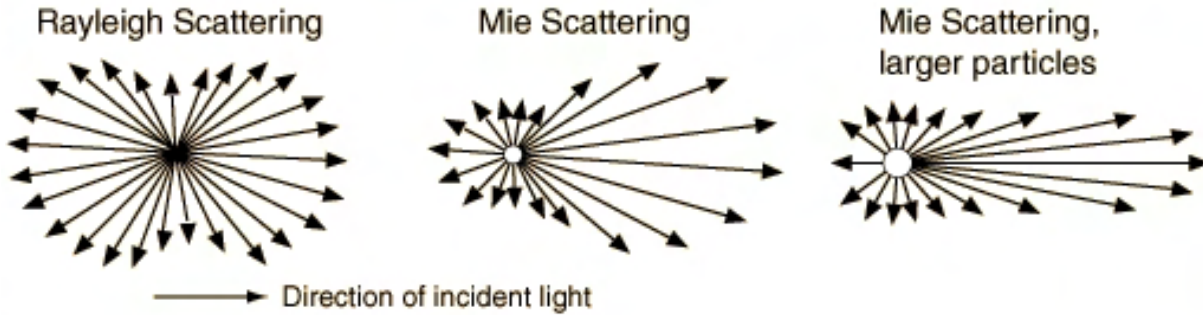


Figura 6.2: Diferença básica nas direções preferenciais do espalhamento Mie e Rayleigh, dados tamanhos diferentes de partículas espalhadoras. Figura retirada de Nave (2010).

O limite superior desse espalhamento é dado por um tamanho de partículas 20 vezes maior do que o comprimento de onda (van de Hulst 1957). Esta informação é fundamental para se determinar os regimes do anel e do cinturão de partículas definidos e estudados nos capítulos anteriores.

Um calculador especial foi necessário devido a ausência de uma expressão analítica para o espalhamento Mie. Sendo assim calcular a função de fase para o espalhamento Mie exigirá um ferramental sofisticado ao invés de uma simples equação de espalhamento como visto para o espalhamento Rayleigh (equação 6.13).

O que ainda falta para descrever a equação de transferência é a parcela que acrescenta energia a sua variação quando o feixe de radiação atravessa a matéria (o “ganho” da equação 6.5).

6.3 Emissão

Assim como o coeficiente de absorção visto na seção anterior, existe um coeficiente especial que retrata a emissão de radiação de um determinado material. De forma semelhante ao anterior, a variação de energia é caracterizada como sendo contida em um ângulo sólido passando por um certo volume durante um instante de tempo e com uma frequência específica. Então:

$$\Pi = j_\nu dmd\omega d\nu dt, \quad (6.14)$$

onde Π é a variação de energia devido ao fenômeno de emissão e j_ν representa o coeficiente de emissão. A emissão, como foi dito, pode ter relação com a absorção e remissão de energia, tendo ligação direta com a radiação incidente, ou pode ser fruto somente de temperatura. Os dois casos estão descritos nas próximas quatro equações. Para o caso com relação com a radiação incidente, tem-se que a taxa de energia (na direção ϑ e φ) emitida é fruto da contribuição do feixe de energia (equação 6.11) da direção ϑ' e φ' :

$$\kappa_\nu dmd\nu d\omega p(\vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi') I_\nu(\vartheta', \varphi') \frac{\sin \vartheta' d\vartheta' d\varphi'}{4\pi}, \quad (6.15)$$

onde $p(\vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi')$ é a função de fase a partir dos ângulos de incidência e de emissão. A contribuição do coeficiente de emissão é dada por:

$$j_\nu(\vartheta', \varphi') = \frac{\kappa_\nu}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p(\vartheta, \varphi, \vartheta', \varphi') I_\nu(\vartheta', \varphi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\varphi'. \quad (6.16)$$

Já para o caso da emissão térmica de um material com temperatura local em equilíbrio, tem-se a seguinte expressão para o coeficiente de emissão:

$$j_\nu = \kappa_\nu B_\nu(T_e), \quad (6.17)$$

onde T_e é a temperatura do emissor e a expressão $B_\nu(T_e)$ é dada por:

$$B_\nu(T_e) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/k_B T_e} - 1}, \quad (6.18)$$

onde $B_\nu(T_e)$ é a função de Planck. A razão entre os coeficientes de emissão e de absorção é uma facilidade existente para se determinar as contribuições dos ganhos e perdas para a variação da intensidade do feixe de radiação. Por definição, tem-se que:

$$\mathfrak{S}_\nu = \frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \quad (6.19)$$

e

$$\mathfrak{S}_\nu = \frac{1}{4} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} p(\vartheta, \varphi; \vartheta', \varphi') I_\nu(\vartheta', \varphi') \sin \vartheta' d\vartheta' d\varphi', \quad (6.20)$$

conhecida como função origem. Com todos esse elementos desenvolvidos se pode reescrever a equação 6.5 com as devidas variações já consideradas. A variação de energia entre o intervalo de frequência $(\nu, \nu + d\nu)$ entre as duas extremidades do cilindro é dada por :

$$\frac{dI_\nu}{ds} ds d\nu d\sigma d\omega dt, \quad (6.21)$$

as variações devido à emissão e à absorção (e espalhamento) já são conhecidas das equações (equações 6.11 e 6.14). Unindo esses três elementos à equação 6.5, tem-se a seguinte equação:

$$\frac{dI_\nu}{ds} = -\kappa_\nu \rho' I_\nu + j_\nu \rho'. \quad (6.22)$$

Utilizando a função origem definida anteriormente, obtem-se a equação de transferência. Como já foi dito, a equação de transferência não será resolvida para o problema em questão, isso porque o processo não é trivial e demandaria muito tempo. Para poder solucionar o problema do espalhamento foi tomado como base referências que fazem uso das soluções da equação de transferência para um espalhamento do tipo plano-paralelo (única dependência espacial dada em z) (Poulet et al. 2000).

Tais referências, utilizam a fórmula de I/F para o mesmo tipo de cálculo buscado. Depois que a origem das soluções que utilizadas são conhecidas, pode-se descrever melhor o problema em si. O objetivo deste capítulo, como já verificado, é desenvolver um modelo capaz de descrever os fenômenos que ocorrem com a radiação solar que incide no anel de Jano e Epimeteu e posteriormente é espalhado em direção a sonda Cassini. Por meio desse modelo será encontrada uma determinada grandeza I/F . Com os valores de I/F encontrados será possível comparar o modelo geral (observacional, produção e dinâmico) com os resultados obtidos pela fotometria. Por consequência, todas as hipóteses feitas poderão ser verificadas. Com isso será possível constatar se o modelo de produção de partículas via colisões explica o problema estudado.

A primeira informação válida para saber como essa radiação interage com a matéria é pressupor que o anel é composto por partículas esféricas dos mais variados tamanhos, que obedecem a uma lei de distribuição de potências, já estudada nos capítulos anteriores.

Um ponto preponderante, citado em van de Hulst (1957) é saber o quão densa é

a concentração de partículas na região estudada, isso é, o quão separadas estão essas partículas umas das outras. Esse é um ponto importante pois caso as partículas estejam muito próximas umas das outras os múltiplos espalhamentos deverão ser considerados. Caso os espalhamentos múltiplos ocorressem na observação do anel de Jano e Epimeteu a radiação espalhada por uma partícula poderia incidir em outra partícula e assim sucessivamente, complicando em demasia o cálculo do espalhamento global de todas as partículas na direção onde se localiza o observador.

Por esse motivo, quando o meio é pouco denso, pode-se considerar a radiação incidindo em uma partícula e sendo espalhada diretamente para o observador. Esse tipo de fenômeno é conhecido como espalhamento simples. Devido ao anel de Jano e Epimeteu ser tênue o processo de espalhamento adotado neste modelo é o espalhamento simples de radiação. Tais casos de espalhamento simples podem ser encontrados em Poulet et al. (2000) e em Showalter et al. (1992), trabalhos tomados como referência para a obtenção da solução da equação de transferência.

O espalhamento da radiação de maneira geral depende das “impurezas” do meio atravessado pela radiação. Para esta dissertação as impurezas são as partículas que se localizam na região por onde parte da radiação solar se propaga. Por exemplo, se houvesse um feixe de radiação incidindo em um cristal perfeito à uma temperatura zero absoluto, devido à organização das moléculas desse cristal, haveria homogeneidade no meio e por consequência o espalhamento da radiação não ocorreria. Um exemplo análogo para o caso dos anéis seria uma região onde não existem partículas, como um arco de poeira, que se trata de um “anel” que possui regiões com a ausência de partículas (na região da falha).

Para encontrar a grandeza I/F é necessário obter a formulação da função de fase, que depende por consequência da resolução do espalhamento Mie para pequenas partículas esféricas.

A solução do espalhamento Mie surge da resolução das equações de Maxwell com condições de contorno especiais para esferas dielétricas. Tal solução é coerente com a equação de transferência e pode ser encontrada em Chandrasekhar (1960) e Poulet et al. (2000).

$$\frac{I}{F} = \frac{1}{4} \frac{\varpi_0 \mu'}{\mu + \mu'} P(\alpha) \left\{ 1 - \exp \left[-\tau_{total} \left(\frac{1}{\mu'} + \frac{1}{\mu} \right) \right] \right\}, \quad (6.23)$$

para a radiação refletida, e

$$\frac{I}{F} = \frac{1}{4} \frac{\varpi_0 \mu'}{\mu - \mu'} P(\alpha) \left\{ \exp\left(-\frac{\tau_{total}}{\mu}\right) - \exp\left(-\frac{\tau_{total}}{\mu'}\right) \right\}, \quad (6.24)$$

para a radiação transmitida. Onde μ é o seno do ângulo de transmissão, μ' é o seno do ângulo de incidência, τ_{total} a profundidade óptica (obtida nos capítulos 2 e 4 referente a produção de partículas), ϖ_0 o albedo e $P(\alpha)$ a função de fase, com α sendo o próprio ângulo de fase. Tendo em vista que nas imagens estudadas o Sol e a sonda Cassini estão de lados opostos do plano dos anéis, a formulação utilizada deve ser a da equação 6.24. Isso é, a radiação espalhada pelo anel e captada pela sonda necessita atravessar o plano, logo a radiação é transmitida e não refletida.

Apesar da equação 6.24 não ser exatamente a equação que será utilizada (algumas aproximações serão consideradas), verifica-se que ressurge a profundidade ótica, anteriormente calculada nos modelos de produção e dinâmico (capítulo 2 e 4, respectivamente). Por fim, emerge o tipo relação buscada desde o início da dissertação. Isso é, a grandeza experimental I/F em função de uma grandeza física que representa o modelo de reabastecimento de partículas adotado.

No próximo capítulo (capítulo 8) será mostrado como todos os valores dos ângulos presentes nas equações 6.23 e 6.24 foram obtidos. Nesse mesmo capítulo 8 serão dados argumentos de que o albedo possui um valor próximo à 1. Já a função de fase será determinada no final deste capítulo. Com isso a equação experimental de I/F será totalmente determinada.

A partir de alguns livros (como Wickramasinghe (1967)) referentes a poeira interestelar, que possuem características próximas das partículas do anel, é possível dimensionar a dificuldade que seria calcular a função de fase. A seguir será mostrado como são obtidas as funções de fase para espalhamentos como o Mie, aplicados nas condições do anel de Jano e Epimeteu. As equações que serão mostradas são as mesmas utilizadas no desenvolvimento de qualquer calculador Mie, como exemplo o calculador Mie Wiscombe (utilizado na presente pesquisa para obter o valor da função de fase e que será logo mais apresentado nesse mesmo capítulo). Na representação de Wickramasinghe (1967) e outros autores, a função de fase é dada por $S(\alpha)$.

$$S(\alpha) = \frac{1}{2} \left(\frac{\lambda}{2\pi} \right)^2 \{ |S_1(\alpha)|^2 + |S_2(\alpha)|^2 \}, \quad (6.25)$$

onde as funções S_1 e S_2 , conhecidas como funções amplitude, são representadas por:

$$S_1(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{a_n \pi_n(\cos \alpha) + b_n \tau_n(\cos \alpha)\} \quad (6.26)$$

e

$$S_2(\alpha) = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n(n+1)} \{b_n \pi_n(\cos \alpha) + a_n \tau_n(\cos \alpha)\} \quad (6.27)$$

com

$$a_n = \frac{x \psi'_n(y) \psi_n(x) - y \psi'_n(x) \psi_n(y)}{x \psi'_n(y) \zeta_n(x) - y \zeta'_n(x) \psi_n(y)} \quad (6.28)$$

e

$$b_n = \frac{y \psi'_n(y) \psi_n(x) - x \psi'_n(x) \psi_n(y)}{y \psi'_n(y) \zeta_n(x) - x \zeta'_n(x) \psi_n(y)}, \quad (6.29)$$

com $\psi_n(z)$ e $\zeta_n(z)$ representando as funções de Riccati-Bessel com o parâmetro x sendo

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}, \quad (6.30)$$

conhecido como parâmetro de tamanho (“size parameter”), onde a é o raio da partícula e λ é o comprimento de onda da radiação espalhada. Geralmente parâmetro de tamanho é utilizado para classificar o regime do espalhamento utilizado. A razão para isso é que em uma só variável é mostrada a relação entre o tamanho do espalhador e a radiação espalhada. Em outras palavras, como havia sido dito se o tamanho da partícula fosse maior do que 20 vezes o comprimento de onda ($x > 125$, aproximadamente) o espalhamento Mie deixa de ser válido e o fenômeno óptico será outro. Já o parâmetro y é dado por:

$$y = mx, \quad (6.31)$$

com

$$m = n + ik, \quad (6.32)$$

onde n e k são os índices de refração e absorção (ik representa a parcela imaginária do índice), respectivamente, e m é o índice de refração do material da partícula.

Fica claro que todas essas funções dependem fundamentalmente das condições de contorno empregadas. Mesmo assim o problema não é trivial, por esse motivo, um calculador próprio é utilizado para obter o valor da função de fase que representa as configurações que reproduzem as imagens obtidas pela Cassini.

Com auxílio do grupo de estudos atmosféricos do INPE (em especial o pesquisador Nilton Évora do Rosário), foi possível ter acesso à um programa capaz de calcular a função de fase. Segue um pequeno tópico descrevendo o código utilizado para o cálculo da função de fase. Entretanto esse tópico não contém uma análise muito aprofundada do programa. Tendo em vista que tal análise detalhada fugiria do objetivo do presente trabalho. Nesse tópico são dadas informações sobre o código e sobre seu funcionamento, assim como dados de entrada e saída. Todos os dados de entrada, assim como os resultados desse código estão dispostos em tabelas apresentadas no capítulo dos resultados (capítulo 7).

6.4 Código Wiscombe

O código para o cálculo do espalhamento Mie foi desenvolvido inicialmente por Wiscombe em 1980 (Wiscombe 1980). O autor tomou como base outros códigos já existentes como Dave (1969). A questão fundamental apresentada como inovação em Wiscombe (1980) foi a diminuição do tempo de integração do código que, devido ao grande número de termos a serem somados nas equações 6.25, 6.26 e 6.27, era demasiadamente alto.

A modificação realizada por Márcia Yamasoe em 2003 foi uma facilidade implementada no programa que passou a aceitar arquivos de entrada e saída. Como o código não contava com tal implementação, a modificação conseguiu tornar a utilização do programa mais fácil e simples.

Como foi dito anteriormente, o código tem a vantagem de proporcionar ao usuário a obtenção de dados como eficiências de espalhamento e extinção, além da própria função de fase. Por se tratar de uma distribuição de diversos tamanhos de partículas os cálcu-

los não são feitos de maneira direta aplicando simplesmente as equações mostradas até este momento. O calculador utiliza um cálculo médio para determinar os valores dessas grandezas. Esse cálculo consiste em utilizar as equações apresentadas acima para um determinado tamanho de partícula (todos os tamanhos de partículas são inseridos no programa por meio de um arquivo de entrada). Cada um desses valores calculados para cada tamanho de partícula são multiplicados por uma função “peso” referente ao número de partículas daquele tamanho. No final todos esses valores são somados e se obtém o valor médio final. Exemplos deste tipo de técnica podem ser vistos nos trabalhos Feng et al. (2009) e Yi et al. (2011).

Os dados de entrada para o código se dividem em dois arquivos diferentes. Em um deles são descritos o comprimento de onda da radiação espalhada e os índices de refração real e imaginário das partículas estudadas. O índice de refração indica como a radiação se propaga dentro da matéria, ou ainda mais, a velocidade com que a radiação é propagada. A parte imaginária desse índice indica o quento da radiação é absorvida pela matéria atravessada. Como as partículas do anel são constituídas de gelo com impurezas, acredita-se que a absorção de radiação é desprezível, logo, tanto o índice imaginário é zero quanto o albedo das partículas é igual à 1.

No segundo arquivo de entrada estão descritas duas colunas que procuram reproduzir a distribuição de partículas espalhadoras. Na primeira coluna são colocados os raios das partículas e na outra coluna o valor da distribuição ($N(> r) + N_{ext}(> r) + N_{int}(> r) + N_{rng}(> r)$, com r sendo o raio das partículas) para cada raio de partículas correspondente. No capítulo referente aos resultados finais, capítulo 11, serão apresentados os valores dos dois arquivos de entrada. Tem-se que a segunda coluna é responsável pelo “peso” utilizado no cálculo das médias dos valores. Ela corresponde ao número de partículas com tamanho superior um dado raio de partículas r . Todavia, o número de partículas, segundo o modelo aqui desenvolvido, não possui uma única fonte de partículas, logo, para encontrar o número de partículas é necessário converter todas as taxas de produção nesses números das distribuições correspondentes. Isso foi feito no capítulo 4 quando essas mesmas taxas de produção foram transformadas em profundidades ópticas correspondentes.

A exemplo do cálculos desenvolvidos nos capítulos 2 e 4, pode-se obter as distribuições de partículas por meio da taxa de produção e de tempo médio de vida, sendo

assim, tem-se simplesmente que:

$$N_{dist}(> r) = (\dot{N}_{dist}(> r))T, \quad (6.33)$$

onde também a exemplo do capítulo anterior, $N_{dist}(> r)$ é distribuição de partículas de um dado tamanho r qualquer. Diferentemente das equações 4.1 e 4.2, o número utilizado no calculador não trata do número de partículas em determinada faixa de tamanhos de partículas, mas sim a própria distribuição de partículas para cada tamanho r . Como pôde ser verificado, as taxas de produção tiveram sua variável m (massa) trocada por r (raio), como visto no capítulo 3. A variável T representa o tempo de permanência do determinado tamanho de partículas de raio r no sistema. Os valores desses tempos serão determinados por meio de simulações numéricas desse sistema (que serão apresentadas no capítulo 10).

O código Wiscombe calcula e imprime diversos dados referentes ao espalhamento como índice de assimetria, eficiência de espalhamento e extinção, concentração de partículas entre outros. Os parâmetros de saída de dados que concernem a essa pesquisa são duas colunas que mostram, na primeira os cossenos dos ângulos de espalhamento e na segunda os valores das funções de fase correspondentes.

O ponto chave das equações 6.23 e 6.24 é a profundidade óptica, grandeza que faz a conexão entre o modelo dinâmico e o modelo presente neste capítulo (capítulo 6). Essa é uma grandeza adimensional que retrata a transparência ou translucidez de um meio, isso é, o quanto de radiação atravessa uma determinada amostra de material.

Relembrando, o cálculo consiste na divisão da seção de choque de todas as partículas (espalhadoras) pela área da seção de choque do volume onde as partículas se localizam. Logicamente, a expressão para a profundidade óptica foi determinada levando em consideração a baixa densidade de partículas e por esse motivo ela possui uma forma mais simples que foi apresentada nos primeiros capítulos (2 e 4). Isso porque esse cálculo se mostraria mais complicado a partir do momento que as partículas projetadas se sobrepõem.

Em Showalter et al. (2009) são mostradas as equações derivadas de Chandrasekhar (1960) podem ser aproximadas para uma expressão mais simples quando os valores da profundidade óptica são muito menores do que 1 ($\tau_{total} \ll 1$). O anel de Jano e Epimeteu obedece à essa restrição, já que se trata de um anel tênue. Portanto, pode-se escrever o

I/F da transmissão dado pela equação 6.23 como sendo:

$$\frac{I}{F} = \frac{\varpi_0 P(\alpha) \tau_{total}}{4\mu}, \quad (6.34)$$

onde a grandeza ϖ_0 foi descrita no passo da dedução da equação de transferência referente à equação 6.12. Ela indica qual a parcela real da radiação extinta, ou seguindo a terminologia utilizada em van de Hulst (1957), é espalhada e absorvida. A princípio, não há razões para crer que as partículas do anel absorvam quantidade considerável da radiação incidente. Elas foram consideradas como sendo gelo puro no fator G_{sil} encontrado na grandeza “yield” do modelo de produção (capítulo 2, equação 2.6), logo não se trata de um material com grande capacidade de absorção. Sendo assim, a escolha mais provável seria dizer que as partículas não absorvem a radiação e que o albedo de espalhamento simples possui o valor de uma unidade, por simplicidade.

Recapitulando e fechando o capítulo, tem-se que com a equação 6.34, a profundidade óptica (proveniente dos modelos dinâmico e de produção) os ângulos de transmissão e de fase e a função de fase (a partir do algoritmo modificado de Wiscombe) é possível obter o valor de I/F teórico. Logo, os parâmetros do modelo teórico que ainda faltam ser determinadas são os ângulos de fase e transmissão. A técnica utilizada para determinar os valores de largura do anel e a determinação se o mesmo realmente é um anel possibilita a obtenção desses ângulos. Viabilizando assim a determinação da expressão teórica de I/F .

Deve-se comparar o valor obtido dessa expressão, com os valores provenientes da análise das imagens, possibilitando uma comparação entre modelo teórico e experimental (imagens), e por fim, confirmando ou refutando a hipótese adotada.

No próximo capítulo teórico (capítulo 8) se encontra a descrição de todo o ferramental criado, desenvolvido e utilizado para analisar as imagens da sonda Cassini. Pode-se subdividir a análise em dois parâmetros principais, a fotometria e a geometria do problema. Para a análise foram desenvolvidos dois códigos de programação em dois softwares distintos que em conjunto permitem a obtenção de todas as grandezas relevantes a pesquisa. Por exemplo, para o cálculo da função de fase, se faz necessário o conhecimento do valor do ângulo de fase. Para obtê-lo é utilizado o SPICE, que é o software responsável pela geometria do problema. Possuindo o I/F teórico, deve-se determinar a contribuição de intensidade do anel utilizando o código em IDL (onde o IDL é o “software” responsável

pela fotometria e observação do anel).

Com esse mesmo ferramental será possível obter informações físicas do anel estudado. Essas informações consistem na determinação da largura do anel e na verificação da extensão de seu arco.

Capítulo 7

Resultados: Modelo Observacional

No presente capítulo serão apresentados alguns resultados obtidos a partir da determinação dos regimes de tamanhos das partículas ejetadas pelos satélites e presentes na região do anel de Jano e Epimeteu. Ou seja, conhecendo os tamanhos das partículas que são observadas é possível, a partir do modelo de Dikarev et al. (2006), estimar o tamanho das partículas do cinturão. Esta adequação ao modelo de Dikarev et al. (2006) é necessária para garantir e validar todas as especificações e equações do modelo desenvolvidas.

A partir de diversas fontes de estudo de anéis tênues, estima-se que o tamanho mínimo da partícula do anel seja da ordem de $1 \mu\text{m}$ (Krivov et al. (2003), Sfair & Giuliatti Winter (2009), etc.). Esse valor decorre do fato de que partículas menores que esse valor permanecem no sistema do anel por um tempo de vida ínfimo (rapidamente varridas pela pressão de radiação solar). Logo, sabe-se que esse tamanho de partícula é propício para observar o anel e por consequência o considerar como uma classe de partícula que pertence ao regime de espalhamento Mie. No capítulo anterior (capítulo 6) foi citado o fato de que o limite superior para o qual o espalhamento Mie deixa de ocorrer é dado quando as partículas são 20 vezes maior do que o comprimento de onda da radiação espalhada. Para as imagens citadas se tem que a radiação captada foi no comprimento de onda da faixa da radiação visível. Considera-se portanto que o comprimento de onda (λ) tem o valor de 634 nm .

Logo, segundo van de Hulst (1957) o tamanho superior necessário para as partículas deixarem de espalhar radiação (do regime de espalhamento Mie) é $r_{max} = 20 \times 634 \text{ nm} = 1268 \text{ nm}$ que corresponde a uma partícula de $12.68 \mu\text{m}$. Partículas com tamanhos acima

desse valor são tomadas como grandes e não espalham radiação. Sendo assim, para o anel ser considerado como o conjunto de partículas que são aptas a serem detectadas (pelo menos para essas configurações e para o espalhamento Mie), verifica-se que ele deve possuir partículas de 1 até $12.68 \mu\text{m}$ (tomada por simplicidade como $13 \mu\text{m}$ para efeitos de simulações numéricas).

Em Dikarev et al. (2006) o valor de βm_{min} é utilizado para a variável m^* , presente nas equações das taxas de produção indireta de partículas (equações 2.24, 2.25 e 2.26). Essa consideração é uma maneira de garantir que toda a produção contribuirá somente para o cinturão e não para as partículas do anel.

Sabe-se que o limite superior das partículas do cinturão são da mesma ordem de grandeza dos impactores que criam a lei de distribuição de partículas. Logo, o limite superior do cinturão é dado por partículas de $100 \mu\text{m}$. Já o limite inferior foi estimado por meio da massa m^* das equações 2.24, 2.25 e 2.26. Isso porque em Dikarev et al. (2006) foi determinado que se $m^* = \beta m_{min}$, logo se pode concluir que βm_{min} é a maior partícula do anel.

Todavia já foi estimado o valor da maior partícula do anel, $13 \mu\text{m}$, que garante o limite do anel dentro do regime de espalhamento Mie. Como o valor de β é apenas conhecido por estimativas feitas com base em satélites de Saturno caracterizados em Dikarev et al. (2006), é possível identificar a menor massa de partícula encontrada no cinturão de partículas. Finalmente com esse valor se pode determinar as taxas de criação de partículas de todos os meios de produção, tanto direta quanto indireta. Tem-se portanto, a seguinte equação para determinar o valor m_{min} :

$$m_{min} = \frac{m_{max}^{ring}}{\beta}, \quad (7.1)$$

onde m_{max}^{ring} é a massa da maior partícula encontrada no anel tênue (com partículas de mesma densidade). Para descobrir a massa da variável se deve utilizar a equação $m = \rho V$ (com m sendo a massa, ρ a densidade e V o volume da partícula). Como elas são consideradas esféricas, tem-se por consequência que:

$$m_{max}^{ring} = \frac{4\pi\rho(r_{max}^{ring})^3}{3}, \quad (7.2)$$

relembrando que a densidade $\rho = 1$ e substituindo os valores se obtém:

$$m_{max}^{ring} = 9.203 \times 10^{-9} \text{g}, \quad (7.3)$$

Logo a massa mínima do cinturão m_{min} vale:

$$m_{min} = \frac{9.203 \times 10^{-9} \text{g}}{2,2 \times 10^{-2}} = 4.183 \times 10^{-7} \text{g}, \quad (7.4)$$

Fazendo o processo reverso, descobre-se que raio da menor partícula (r_{min}^{belt}) é dada por:

$$r_{min}^{belt} = \left(\frac{3m_{min}}{4\pi\rho} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (7.5)$$

substituindo os valores, tem-se que:

$$r_{min}^{belt} = 46.395 \mu\text{m} \quad (7.6)$$

Logo, os regimes das partículas são:

Regime de partículas	$m_{min}(\text{g})$	$m_{max}(\text{g})$	$r_{min}(\mu\text{m})$	$r_{max}(\mu\text{m})$
Anel	4.189×10^{-12}	9.203×10^{-9}	1	13
Cinturão	4.183×10^{-7}	1×10^{-5}	46	100

Tabela 7.1: Tamanhos e massas das partículas correspondente aos satélites Jano e Epimeteu. Tem-se que m_{max} e m_{min} correspondem as massas máximas e mínimas de cada regime, respectivamente, e os parâmetros r_{max} e r_{min} são os raios das partículas correspondentes as massas m_{max} e m_{min} , também respectivamente.

Tendo conhecidos os valores dos limites dos regimes de partículas (Anel e Cinturão), representados pela tabela 7.1, pode-se obter os valores referentes a grandezas do capítulo 2 (modelo de produção). Todavia, ainda não se pode calcular todas as grandezas restantes porque são as simulações numéricas que indicarão os subintervalos que as partículas devem ser divididas para cada tempo médio de vida diferente.

Portanto, as únicas grandezas que podem ser calculadas, com os dados apresentados até o momento, são o número e a taxa de partículas da produção direta do cinturão. Segue, apresentado nas tabelas 7.2 e 7.3 os valores das equações 2.19 e 2.20 para o anel e para a cinturão de partículas. Os valores apresentados para o número de partículas do anel devem ser modificado já que parte, ou todas as partículas do anel podem depender dos tempos das simulações numéricas. Essas tabelas somente servem para ilustrar como as distribuições das equações 2.19 e 2.20 produzem mais partículas pequenas do que partículas grande. Como poderá ser constatado o tempo que elas permanecem no sistema, tende a diminuir consideravelmente o número no sistema.

Regime de partículas	N (partículas)	$\dot{N}$ (partículas/s)
Jano		
Anel	9.2979×10^{20}	1.2302×10^{12}
Cinturão	8.0443×10^{16}	1.0689×10^8

Tabela 7.2: Número de partículas e taxa de produção de partículas para o satélite Jano correspondentes ao caso (fictício) de as partículas do anel não serem efetivamente perturbadas pela pressão de radiação.

Regime de partículas	N (partículas)	$\dot{N}$ (partículas/s)
Epimeteu		
Anel	1.4071×10^{21}	1.1353×10^{12}
Cinturão	1.2174×10^{17}	9.8225×10^7

Tabela 7.3: Número de partículas e taxa de produção de partículas para o satélite Epimeteu correspondentes ao caso (fictício) de as partículas do anel não serem efetivamente perturbadas pela pressão de radiação.

No próximo capítulo, referente aos resultados do capítulo das imagens (capítulo 9), serão apresentados os ângulos para as configurações nas quais as imagens foram obtidas e o valor da função de fase (obtidos por meio do SPICE e do IDL). Ainda com relação aos resultados obtidos por meio da programação nos dois “softwares” (SPICE e IDL) serão apresentados os resultados referentes a confirmação de que o anel de Jano e Epimeteu realmente é um anel assim como a estimativa da sua largura. Com o valor da largura do anel, mais uma parcela da equações 4.4 e 4.6, referentes as profundidades ópticas, poderá ser determinada. Sendo assim, todos os parâmetros calculados até esta parte

da dissertação dependerão somente dos tempos de vida das partículas que permanecem um tempo menor que o tempo de vida do cinturão. Por consequência a parte final dos resultados serão apresentados somente depois do capítulo das simulações numéricas (10), capítulo onde serão determinados os tempos de vida das partículas.

Capítulo 8

Imagens

Neste capítulo pretende-se explicar a maneira pela qual foi possível de analisar as imagens do anel de Jano e Epimeteu obtidas pela sonda Cassini. Como já foi relatado o número de imagens existentes do anel é pequeno (cerca de 15 imagens úteis). A razão para o baixo número de imagens é decorrente do fato do anel não ter sido previsto teoricamente. Aliado à esse fato, o anel possui uma configuração espacial especial para poder ser captado pela sonda. A consequência disso foi que quando a configuração propícia para a sua observação foi obtida nenhuma série de imagens específicas tinha sido programada. Por esse motivo a observação do anel se deu de forma totalmente ocasional. A análise do anel consiste em obter informações físicas, geométricas e fotométricas dele. Algumas dessas informações física que constam na literatura. Todavia esses valores descritos não possuem suas bases científicas divulgadas. Logo, faz-se necessário constatar esses dados baseados em um método e verificar a validade com os valores que constam nessas fontes. Para isso foram escritos dois códigos, em diferentes “softwares”, que permitem obter dados tanto das poucas imagens existentes (todas as imagens podem ser obtidas pelo PDS) quanto obter a configuração dos corpos envolvidos no exato momento em que a sonda as obteve.

Antes de descrever os “softwares” e a programação devem ser mostradas as grandezas e informações que se pretende obter. Inicialmente, foi questionada a possibilidade do anel de Jano e Epimeteu não se tratar realmente de um anel, e sim um arco de poeira (algo comumente encontrado em diversos sistemas de aneis). Sendo assim, essa verificação foi a primeira a ser constatada. Será verificado que foi possível constatar que o anel não possui descontinuidade visível de partículas e portanto se trata de um anel. As equações das profundidades óticas são coerentes com esse resultado, tendo em vista que mostram

a seção de choque do anel (seção 4.4) como sendo um disco vazado no meio. No capítulo dos resultados esse resultado será mostrado com mais detalhes.

Após a confirmação desse fato, tentou-se verificar se o anel é homogêneo em sua distribuição de partículas. Isso é, foi quisto averiguar se o anel possui regiões com maior densidade de partículas do que outras e se possível (se o anel não for homogêneo) constatar o quão diferente são as densidades de partículas em toda extensão do anel.

A análise posterior a estudar a extensão (angular) do anel é determinar a sua largura. Foi verificado no capítulo do modelo dinâmico (capítulo 2), mais especificamente na equação 4.4, que a largura do anel é uma grandeza fundamental para a determinação da profundidade ótica. Ao examinar o anel com o ferramental desenvolvido nesta pesquisa, foram obtidos gráficos que representam a contribuição de radiação captada (eixo horizontal) com relação à distância até o centro do planeta (eixo vertical). Esses gráficos são conhecidos como perfis de radiação. Esses perfis são utilizados para determinar a largura média do anel de Jano e Epimeteu. Observa-se na figura 8.1 como é um perfil de radiação captada e a figura 8.2 representa a imagem a qual foi utilizada para extrair o correspondente perfil.

O objetivo principal é obter a intensidade de radiação captada na região do anel (obter o I/F). Isso é, verificando a figura 8.1, observa-se que a região do anel pode ser encontrada à uma distância de aproximadamente 151140 km do centro de Saturno. Portanto se faz necessária a simples verificação da contribuição da intensidade com relação ao “fundo” da imagem (pico de intensidade nas imediações da distância citada anteriormente). Com o valor de I/F somente do anel é possível fazer a comparação com os resultados dos modelos desenvolvidos e constatar se a hipótese adotada corresponde ou não à realimentação do anel.

Para alcançar os objetivos traçados o IDL e o SPICE foram utilizados. Esses “softwares” possibilitam que o usuário desenvolva um código de programação de maneira a ter acesso a informações de grande valor das imagens obtidas pela sonda. A seguir são apresentados dois pequenos tópicos contendo descrições individuais de cada um desses “softwares”, para uma melhor compreensão de todas as funções e comandos utilizados no desenvolvimento dos códigos.

Posteriormente se pode ler sobre os pontos principais de cada código e a programação e estrutura de cada um deles. Entretanto, será apresentado somente a programação e os

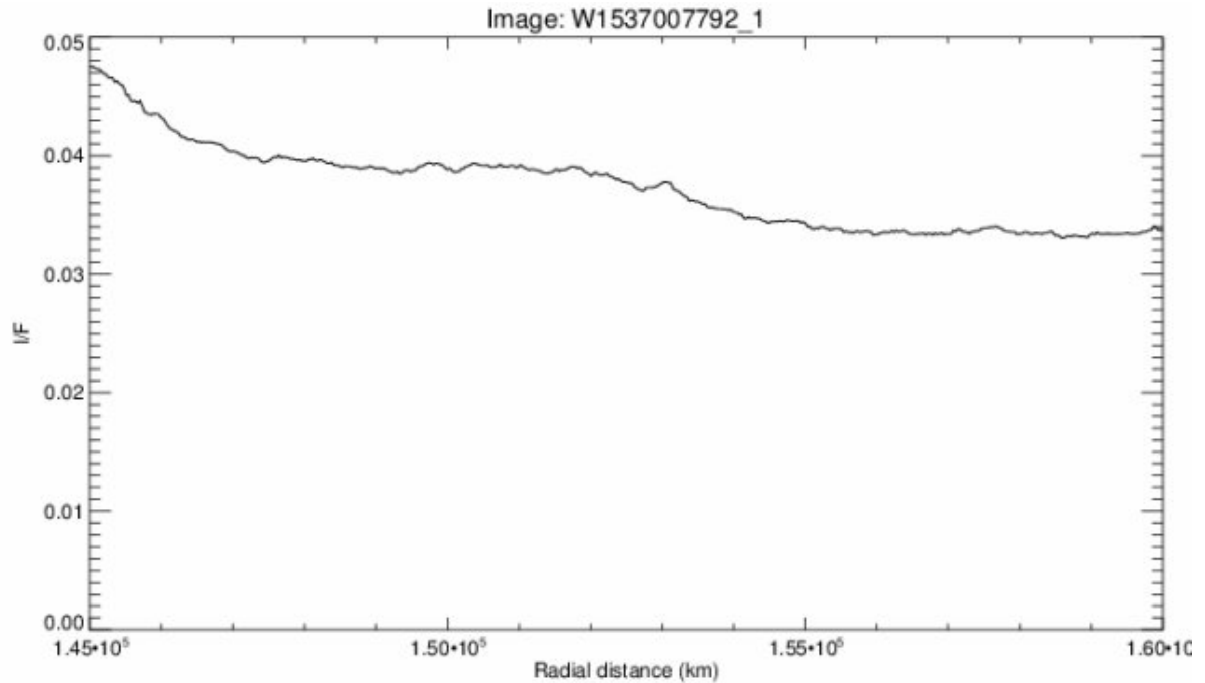


Figura 8.1: Exemplo de perfil de intensidade de radiação captada. No eixo das ordenadas está representada a intensidade da radiação captadas e o eixo das abscissas é representado pela distância até o centro do planeta.

comandos principais que competem ao aluno de mestrado e seu co-orientador (Código do SPICE). Existe uma parte fundamental na pesquisa que não será exposta em tantos detalhes, tendo em vista que o co-orientador a desenvolveu sozinho (Código do IDL, desenvolvido pelo co-orientador prof. Dr. Rafael Sfair de Oliveira). Para essa parte da pesquisa, o foco será dado somente aos resultados e quizá outros poucos detalhes e processos computacionais, sem descrever a programação e os comandos utilizados.

8.1 SPICE

O SPICE é uma ferramenta computacional desenvolvida pelo NAIF (“Navigation and Ancillary Information Facility”) sob supervisão da divisão planetária da NASA. Com ele cientistas e astrônomos podem fazer planos e interpretações científicas sobre diversas missões organizadas pela NASA, podendo assim obter diversas informações sobre os diversos instrumentos específicos utilizados em suas missões. Este “software” consiste em uma série de bibliotecas (“kernels”) acionadas por várias funções que são capazes de obter, por meio de um vasto banco de dados, determinadas informações distintas. Dentre as prin-

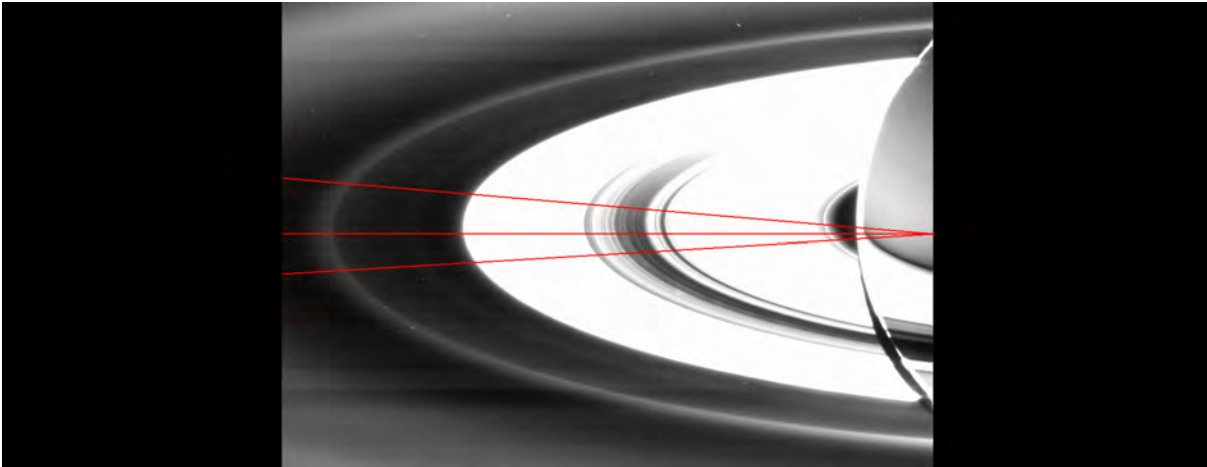


Figura 8.2: Imagem e pixels utilizados para obter o perfil da figura 8.1 (nome da imagem: W1537029133). A linha vermelha central indica o traçado o qual foi utilizado para obter a figura anterior (8.1.)

principais funções desempenhada pelo SPICE está encontrar a efemérides de sondas, assim como o posicionamento de satélites, planetas, entre outros corpos celestes. Esses “kernels” e funções são utilizados em conjunto com uma linguagem de programação de preferência do programador dentre quatro opções diferentes: C, FORTRAN, IDL e MatLab (na presente pesquisa foi utilizada a linguagem de programação C). Pode-se também acessar informações de uma determinada missão utilizando funções capazes de indicar o campo de visão de uma câmera (FOV, “field of view”), assim como verificar se determinado objeto (como um satélite) se localiza nesse campo de visão.

Resumidamente, o SPICE é uma ferramenta de grande utilidade com a qual os cientistas podem acessar informações geométricas (como posicionamento de sondas, planetas, satélites, ângulos etc.), e informações técnicas sobre instrumentos (como campo de visão, formato da câmera, tipo de câmera, filtro, etc), sondas e veículos espaciais das missões da agência espacial estadunidense.

8.2 IDL

. O IDL é o “software” responsável pela fotometria das imagens. Ele é uma ferramenta gráfica capaz de manipular e informar dados relevantes das imagens nele inseridas.

Se trata de uma linguagem de programação específica que é aplicada para diversas áreas no geral, como física e engenharia. Todavia, são nas áreas de medicina e geologia

que a programação ganha mais destaque. Na astronomia, apesar de não ser tão utilizada como nas outras áreas citadas, a mesma se mostrou de grande valia quando aplicada em problemas como análise de imagens e fotometria. Com o IDL seus usuários podem desenvolver códigos de programação de maneira a ter acesso à características específicas das imagens trabalhadas.

Com a programação em IDL é factível fazer uma análise fotométrica em qualquer conjunto de pixels (obter o I/F). Essa análise consiste na interpolação desse conjunto de pixels de maneira que o IDL, posteriormente, converte essa interpolação em um perfil de intensidade. Isso porque, pretende-se analisar o anel radialmente, por todas longitudes viáveis de se trabalhar.

A fim de viabilizar a análise das imagens é necessário aplicar a calibração utilizando o CISSCAL (Cassini Imaging Science Subsystem Calibration). Para isso, se fez necessário uma implementação na programação IDL, que possibilitou a calibração das imagens utilizadas. Com a calibração utilizando o CISSCAL é possível retirar das imagens estudadas o brilho, falhas e contaminação que não correspondem aos objetos estudados. Esses podem ser defeitos ou de cunho técnico (pixels com defeitos, “bad pixels”) ou correspondentes ao tempo de exposição dependendo dos objetos que estão no campo de visão da câmera. Por o anel de Jano e Epimeteu não ter sido o alvo principal da sonda, até mesmo porque sua existência não era conhecida, é comum encontrar contaminação de anéis mais brilhantes e até mesmo imagens com configurações não adequadas para a observação do anel, como as que possuem baixo tempo de exposição, por exemplo.

Por meio da utilização em conjunto dos códigos desenvolvidos em cada “software” é possível ter acesso a diversas informações relevantes do anel de Jano e Epimeteu. Essa interação entre códigos existe em decorrência da necessidade de dados iniciais de um código dependerem dos resultados do outro código, dependendo de cada caso. Como poderá ser verificado, para cada tipo de informação buscada, os dois “softwares” se interligarão de maneira distinta.

Como está explicado na descrição do IDL, pretende-se obter perfis de intensidade de radiação captada de diversas regiões específicas do anel. E como também já foi dito, é possível obter esses perfis para uma série de pixels em particular. Isso é, deve-se selecionar os pixels que possuam a mesma longitude, para que o perfil obtido possua algum significado físico, viabilizando sua interpretação.

Explicando melhor o significado de pixels de mesma longitude, tem-se que, cada pixel do CCD (“charge-coupled device”) da câmera abordo da sonda Cassini é responsável pela captação de radiação proveniente de uma parte dos anéis de Saturno, assim como uma pequena parte do planeta, como pode ser vista no figura 8.3.

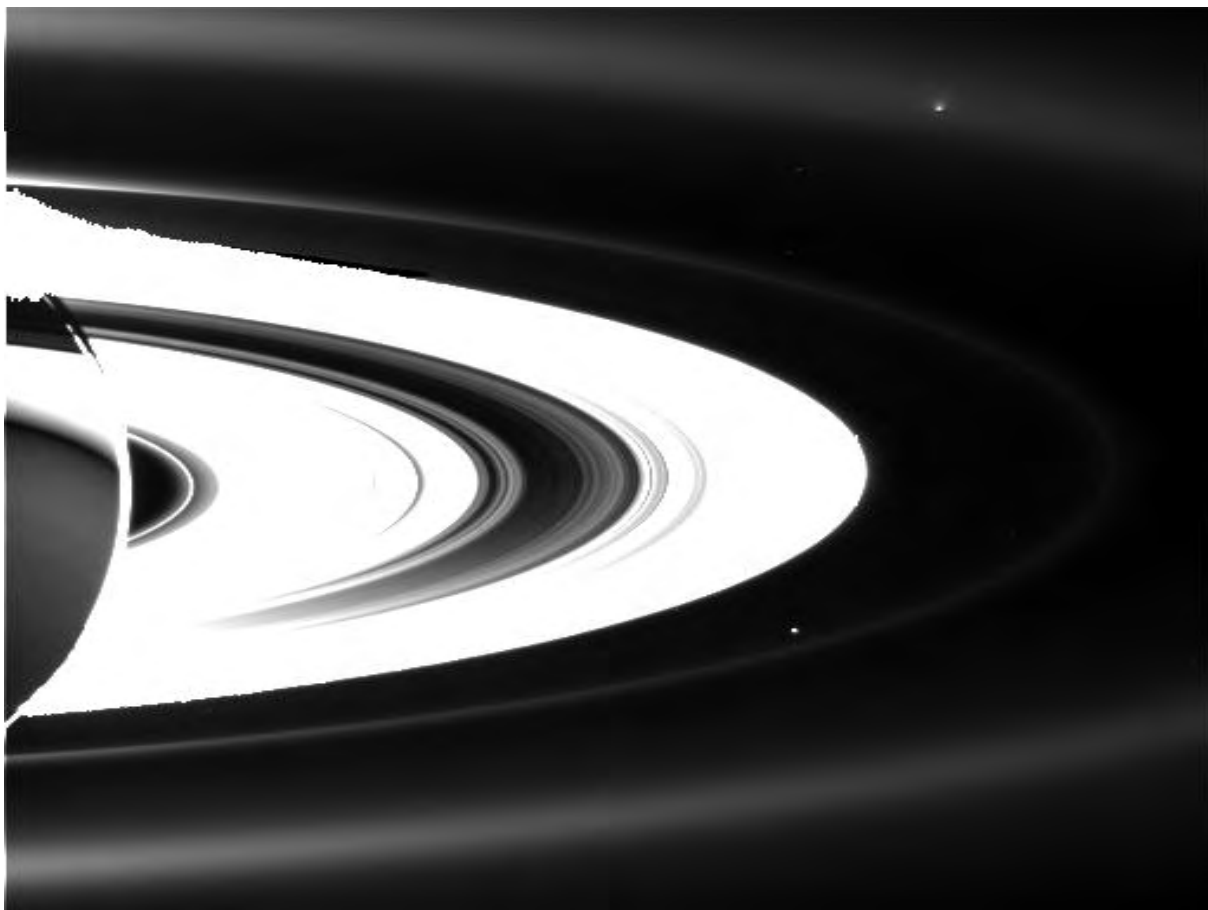


Figura 8.3: Exemplo de imagem trabalhada utilizando o IDL e o SPICE (nome da imagem: W1537028381).

Cada pixel é responsável por observar uma determinada região do anel. Regiões que não são necessariamente do mesmo tamanho. Isso se deve ao fato de existir uma dependência com relação à distância da câmera e o tamanho da região captada. Quanto mais distante estão o observador e o alvo, maior a região por pixel e menor é a resolução, isso é, mais difícil é distinguir os objetos captados. Enquanto existe um ganho no tamanho da região observada, existe em contrapartida uma perda na distinção de detalhes.

As imagens estudadas possuem resolução de cerca de 250 km por pixel. Tal resolução corresponde à região central das imagens, que é a região efetivamente utilizada nas análises realizadas. A região dos anéis é considerada, sem muita margem de erro, como sendo um

plano chamado simplesmente de plano dos aneis. Sendo assim por aproximação, considera-se que todos os aneis se localizam nesse plano.

Conectando essa consideração com os pixels e as imagens, tem-se que cada pixel é responsável por observar uma região do plano dos aneis. Pode-se compreender melhor como cada região do anel possui seu pixel correspondente. Pode-se imaginar que cada pixel possui um vetor que parte do seu centro até interceptar o plano dos aneis em um dado local. Logo, a região observada em cada pixel é a região nas cercanias do ponto do plano interceptado por esse vetor, dada uma determinada resolução para os pixels da imagem.

Observe a figura 8.4, que corresponde à intersecção do plano dos aneis pelos vetores provenientes de cada pixel. Esses vetores, que representam o apontamento podem ser correspondentes a quaisquer pixels do CCD, assim como o vetor central do CCD ou o vetor dos quatro cantos do mesmo como é o caso apresentado na figura 8.4. Nesta figura (figura 8.4) região tracejada do plano dos aneis representa a região observada pela imagem, limitada pelos vetores dos quatro cantos do CCD (“corners”) cujo centro é representado pelo vetor que parte do centro do CCD e termina no maior ponto da linha pontilhada (“boresight”).

Logicamente, pode-se fazer a mesma colocação para todos os pontos da imagens. Isso é, um vetor representar um ponto no plano dos aneis ao invés de uma região, todavia é mais fácil observar essa situação com a menor divisão encontrada na imagem, o pixel. Contudo, imaginar o pixel como não possuindo extensão resulta no mesmo efeito obtido.

Voltando a questão levantada, tem-se que os pixels de mesma longitude são aqueles cujos seus vetores prolongados recaem sobre uma região dada de mesma longitude. Observe a figura 8.5 para verificar um esquema gráfico que indica o que são os pixels de mesma longitude. Já na figura 8.6 está apresentada uma imagem do anel que indica pixels que possuem uma mesma longitude.

Observa-se na figura 8.5 que a linha tracejada no plano dos aneis representa um valor dado de longitude. Os vetores que tem como origem o foco da câmera da Cassini e recaem sobre o plano são divididos em dois grupos. Os quatro vetores pontilhados representam os cantos da câmera, logo, eles indicam o campo de visão do CCD no plano dos aneis. Já os vetores “cheios” representam os pixels os quais visualizam a região de mesma longitude para o dado campo de visão.

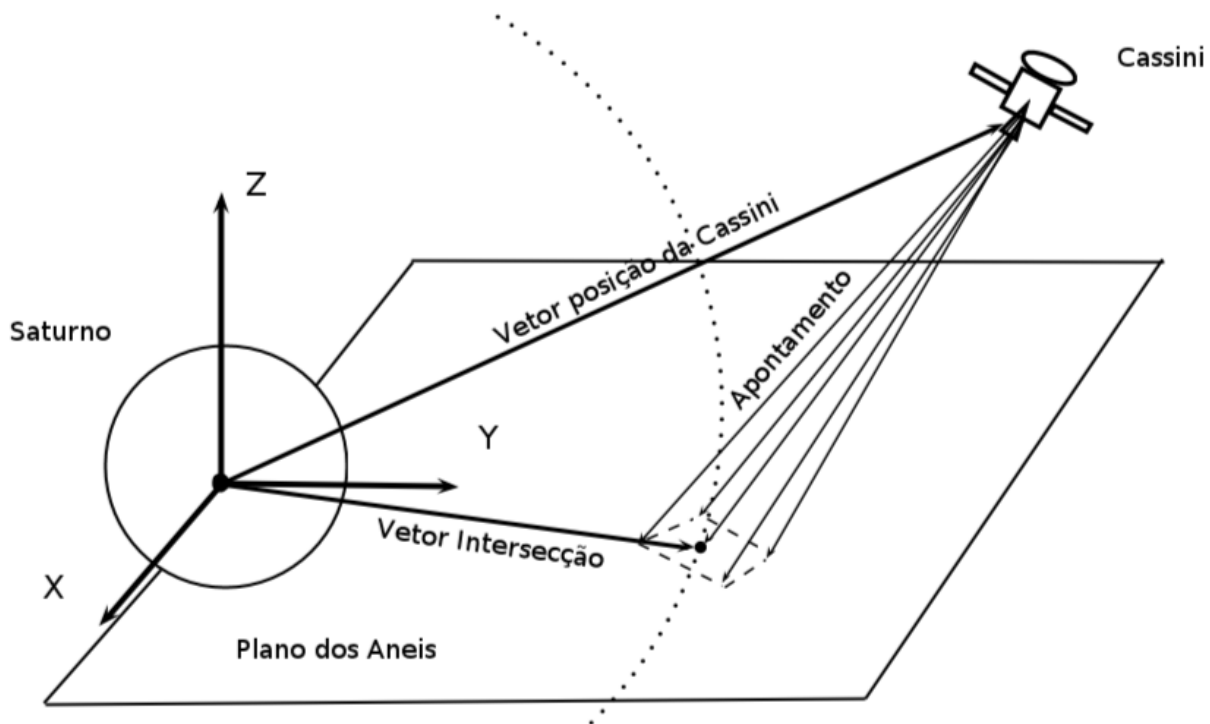


Figura 8.4: Representação da visão fictícia de 5 vetores que saem do centro de diferentes pixels e interceptam o plano dos anéis em 5 pontos distintos. Logo, a região nas imediações desses pontos do plano são justamente aquilo que pode ser visto por cada pixel. A região englobada por linhas tracejadas representa a região do plano dos anéis captada pela imagem.

Pode-se perfeitamente estender esse conceito para quaisquer arranjos desejados, como exemplo pixels que tenham a mesma distância radial até o centro de Saturno, como pode ser visto na figura 8.7. Devido a maneira na qual o código foi desenvolvido o processo de seleção de pixels é chamado de varredura de pixels ou simplesmente varredura.

Como se pode verificar, as varreduras, por causa de uma característica inerente do método computacional, não selecionam um “contínuo” de pixel de mesma longitude. Isso porque o pixel, que é a unidade mínima utilizada até esse momento, possui uma extensão. A tendência é que se a unidade mínima utilizada for diminuída as varreduras tendam para um contínuo de pixels para cada um dos tipos de seleção.

Com os pixels selecionados é possível com a programação em IDL convertê-los em perfis de radiação. Por meio do código IDL os pixels são interpolados com relação à suas contribuições de intensidade captada e suas distâncias até o centro de Saturno. Sendo assim a “interpolação” completa as lacunas de pixels que as varreduras não foram capazes de preencher. Na realidade o código IDL interpola todos os conjuntos de pixels inseridos,

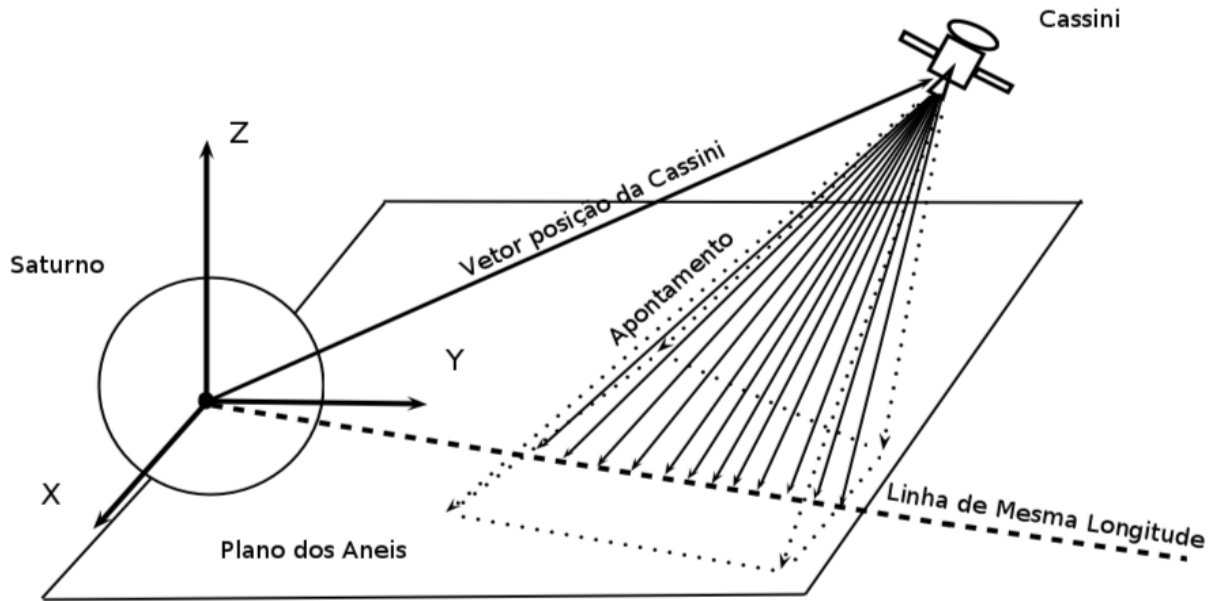


Figura 8.5: Representação que indicam os apontamentos dos pixels de mesma longitude. Vetores de diversos pixels, representados pelas setas pretas recaem sobre uma linha de mesma longitude no plano dos anéis. Os pixels correspondentes a esses vetores são classificados como pixels de mesma longitude e são de suma importância para a obtenção dos perfis de intensidade.

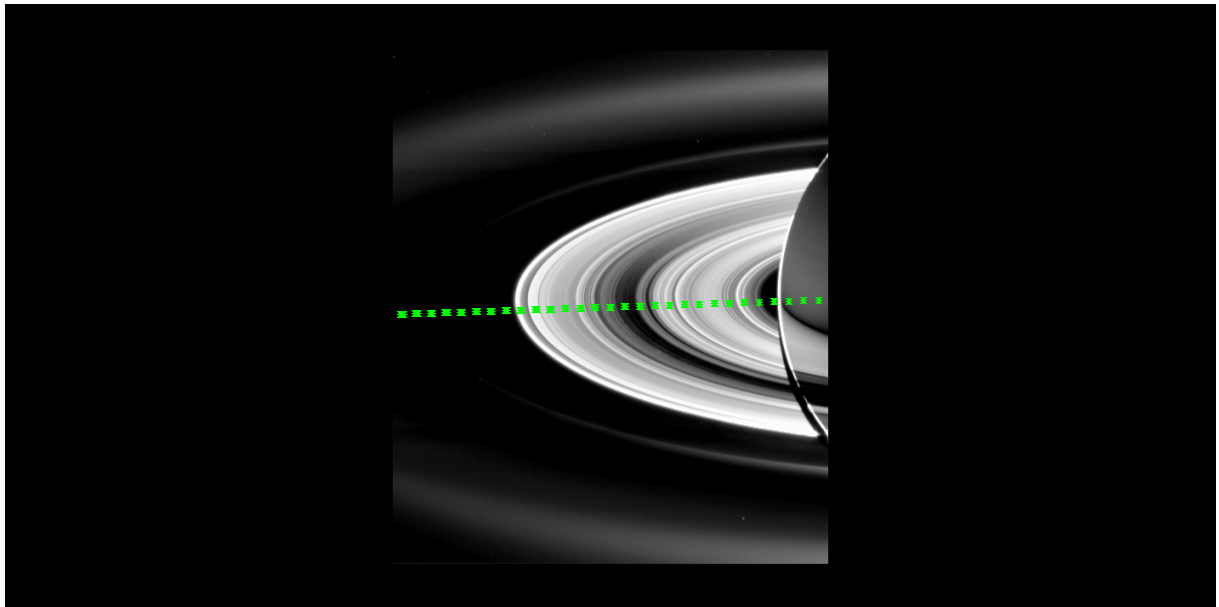


Figura 8.6: Pixels selecionados de mesma longitude. São os pixels correspondentes ao esquema da figura 8.5 vistos sobrepostos em uma imagem específica. Os pontos verdes representam os próprios pixels selecionados. Tais pixels serão responsáveis por indicar ao IDL a região de mesma longitude, de forma a fazer com que o perfil tenha um sentido físico (nome da imagem: W1537029133).

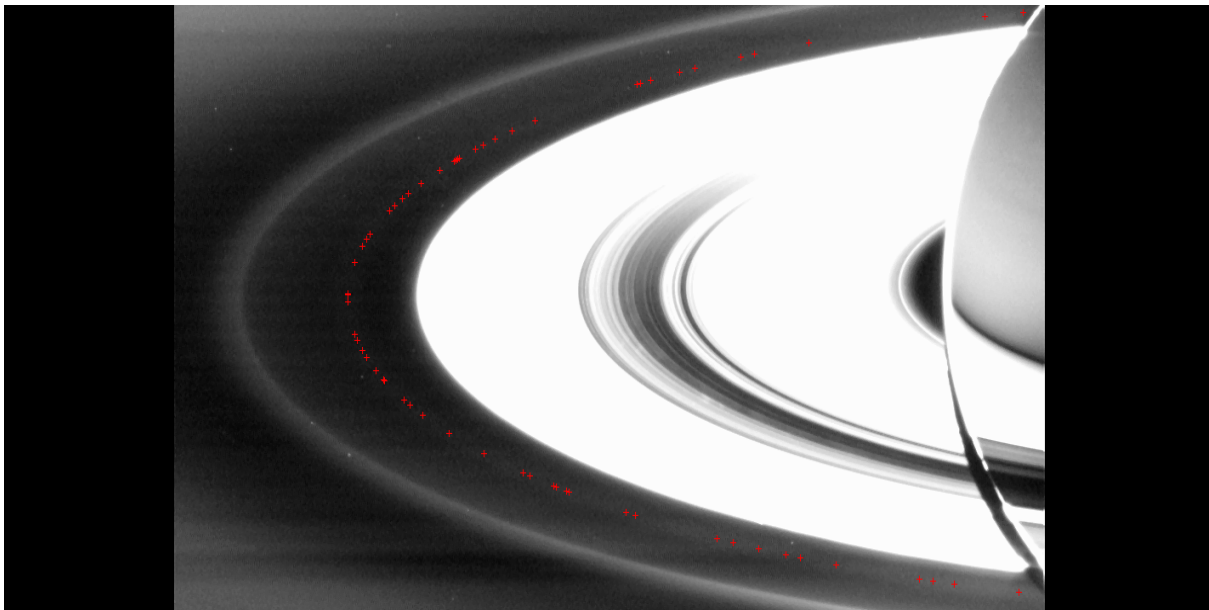


Figura 8.7: Seleção de pixels de mesma distância até o centro de Saturno (varredura radial). As cruzes vermelhas indicam o pixels selecionado que possuem a mesma distância de 151460 km até o centro do planeta (nome da imagem: W1537029133).)

conjunto contínuo ou não. Isso porque a interpolação é necessária para traçar qualquer perfil. Porém quanto mais completo for o conjunto de dados, melhores são as interpolações e consequentemente melhores são os perfis produzidos. Observe na figura 8.8 como é um perfil simples obtido pelo IDL a partir dos pixels de mesma longitude selecionados utilizando o código SPICE.

Aparentemente, diminuir o tamanho da unidade mínima da imagem possa aumentar a qualidade do perfil com o aumento no número de pixels. Todavia, em contrapartida, quanto menor a unidade maior é o tempo computacional gasto para os selecionar utilizando o SPICE. Como já foi dito, a interpolação se mostra inerente ao código em IDL, logo deve-se tentar obter os melhores resultados de perfil levando em conta o tempo gasto na obtenção dos pixels via SPICE e na interpolação deles via IDL.

Observe que o perfil da figura 8.8 foi retirado de uma região de mesma longitude. Nele se pode reconhecer as diferentes contribuições dos diversos anéis que estão nesta região de Saturno mostrada nas duas figuras anteriores (figuras 8.6 e 8.7). Esse é o motivo pelo qual é necessária a seleção de pixels de mesma longitude, já que são esses pixels que dão o caráter físico ao perfil. Com esse tipo de perfil é possível a análise de brilho de todos os anéis de Saturno presentes nas imagens estudadas. Com isso, pode-se observar o quão

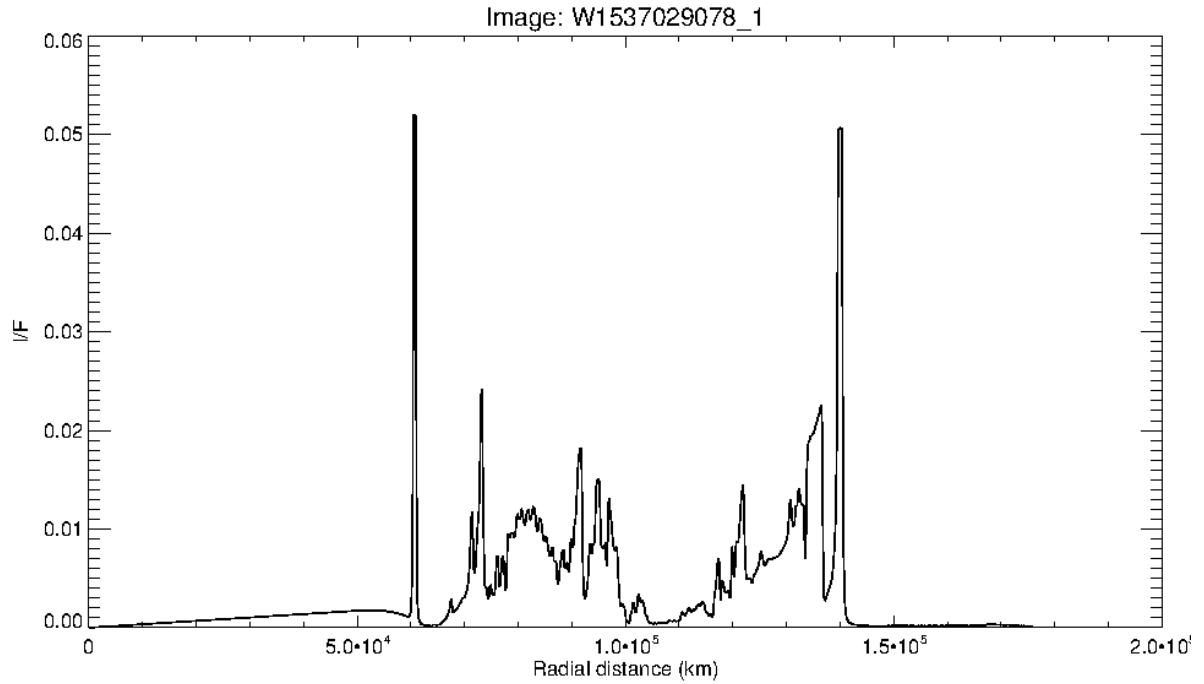


Figura 8.8: Perfil ordinário do anel de Jano e Epimeteu utilizando a interpolação do IDL dos dados de pixels de mesma longitude. Traçado pelo IDL a partir da linha vermelha central da figura 8.6.

brilhantes são os anéis de maneira organizada, tendo ainda a possibilidade de comparar o brilho de vários anéis. Verifica-se que o método de seleção de pixels desenvolvida no código SPICE tem uma grande importância não só para o estudo do anel de Jano e Epimeteu, mas toda a fotometria utilizando o IDL. Consequentemente, todas as informações que se busca encontrar com relação as imagens passam pelo mesmo princípio do prolongamento dos vetores de cada pixel da câmera em algum local específico do plano dos anéis. Por esse motivo, a utilização do SPICE foi imprescindível. Para a determinar as características físicas do anel será necessário utilizar uma programação semelhante à encontrada no código das varreduras.

Na verificação do arco, deve-se selecionar os pixels que limitam os extremos do anel em todas as imagens trabalhadas (Essa seleção é feita de maneira visual e manual). Juntando todas as longitudes desses pixels de todas as imagens, pretende-se observar que o extremo com maior longitude e o extremo de menor longitude devem ter uma diferença longitudinal de aproximadamente 360° , isso é, a volta completa do anel.

Já na constatação da largura do anel, deve-se simplesmente fazer a varredura longitudinal, analisar o perfil oriundo do IDL e verificar a região do brilho do anel. Em outras palavras, deve-se verificar no perfil, com o eixo horizontal dado em quilômetros, qual é a

variação da distância desde onde o anel começa a pronunciar seu brilho, até a região onde ele se extingue. Veja a figura a 8.9 para verificar a explicação dada.

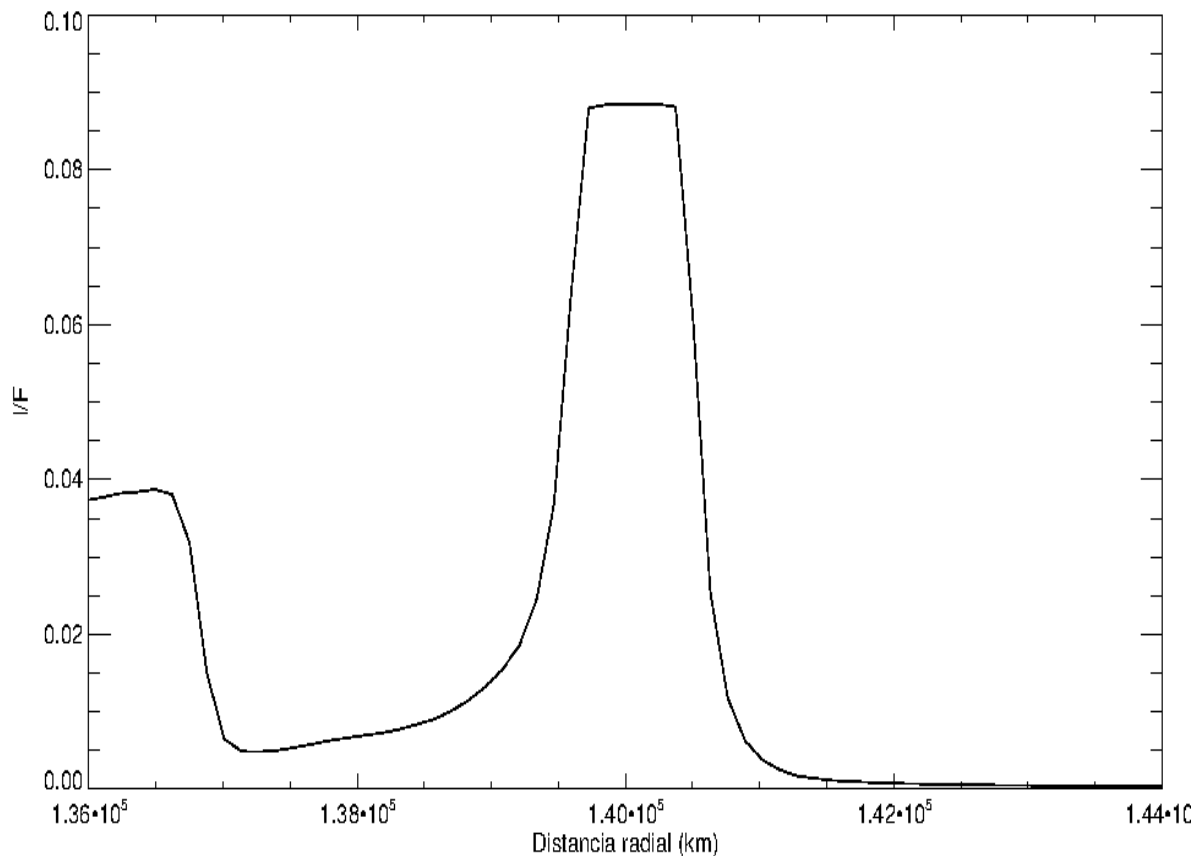


Figura 8.9: Método utilizado para constatar a largura do anel de Jano e Epimeteu. Estima-se o anel a partir do momento que o mesmo começa a se pronunciar até quando ele se extingue. Este perfil é puramente ilustrativo e não tem relação alguma com o anel de Jano e Epimeteu.

Verifica-se, na figura 8.9, a presença do anel por meio da elevação da contribuição de intensidade de uma determinada região do anel. É possível averiguar então, que a região onde a elevação começa e depois cessa é onde o anel existe. Portanto a largura, aproximada do anel nessa região é dada pela diferença das distâncias ao centro de Saturno desses dois pontos. Nesse exemplo mostrado, esses pontos são dados pelas distâncias 1.39×10^5 e 1.41×10^5 km, sendo assim a largura do anel é aproximadamente 2000 km.

Os valores obtidos para as larguras dos aneis são apenas valores aproximados, já que existem muitas incertezas relacionadas à captação de intensidades de uma região. Podem haver contaminações de outras regiões que não a do anel. Tal fato poderia fazer com que os valores estimados indicassem um anel mais largo que a realidade. Porém o ponto fundamental da incerteza se apresenta devido ao fato do anel de Jano e Epimeteu ser

tênue. Logo é necessária uma série de superposições de perfis para ser possível localizar o anel de maneira clara. Caso a superposição de perfis não seja realizada, dificilmente seria possível localizar o anel, como pode ser visto na figura 8.10, que mostra um perfil simples sem nenhuma superposição.

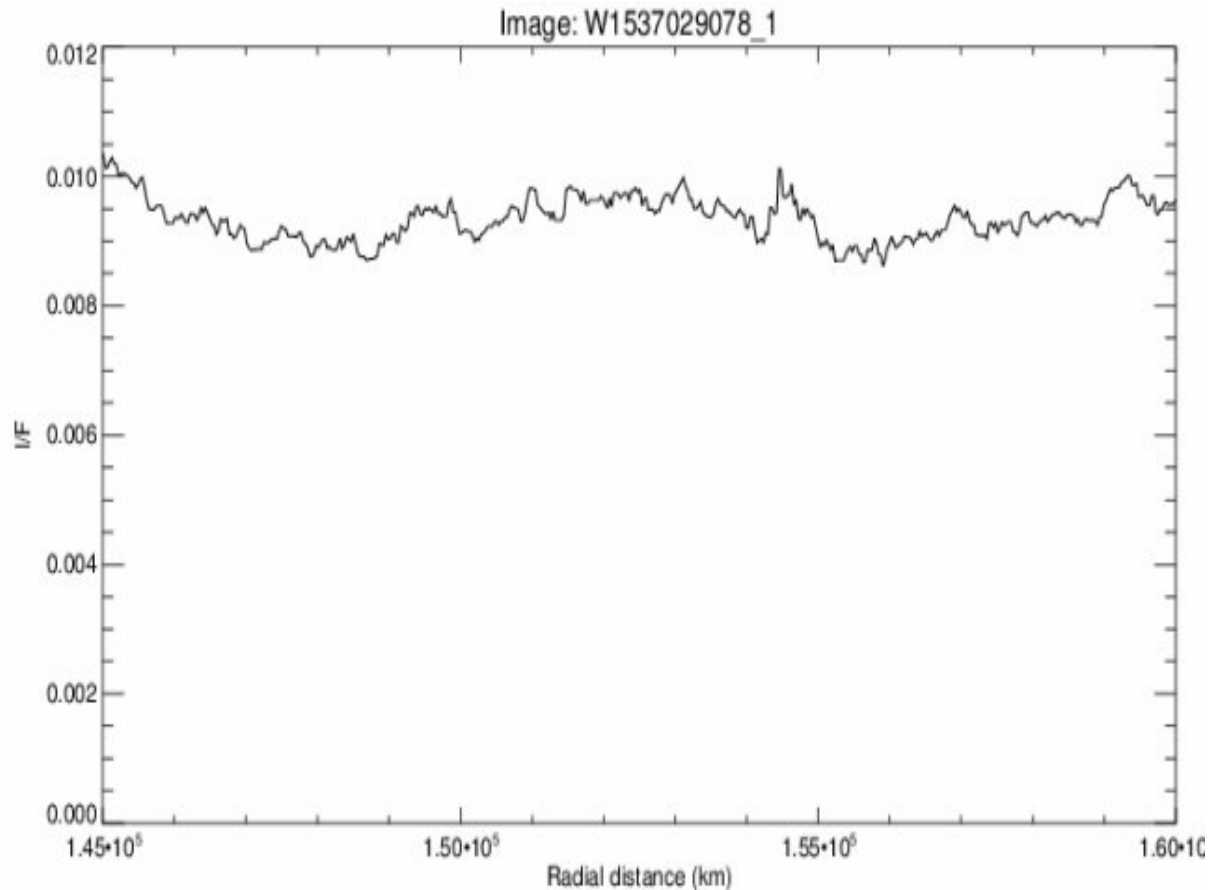


Figura 8.10: Perfil simples formado por apenas um conjunto de pixels de mesma longitude.

Nota-se que apesar do anel de Jano e Epimeteu se localizar na região radial de 151460 km não é possível verificar se ele realmente se está nessa região pelo perfil da figura 8.10. Como será possível verificar, em alguns casos, devido a problemas inerentes a computação, os perfis mesmo somados não mostram uma clara distinção entre a radiação de fundo e o anel. Por essa razão não foi possível desenvolver um código capaz de determinar a largura dos anéis por meio dos perfis. Sendo assim, esse processo é feito de maneira visual. Pretende-se fazer essas somas com perfis de longitudes próximas (de uma mesma imagem). A região de pixels selecionados será sempre na região central da imagens, pois nessa parte do CCD não existe tanta distorção quando nas bordas, além de existir menos contaminação de brilho oriunda de outros anéis nessa região. Sendo assim,

são somados diversos perfis de uma faixa central do anel na imagem. Pode-se observar na figura 8.11 uma série de pixels de mesma longitude. Cada grupo de pixels de mesma longitude (representados pelas cruces verdes) dessa faixa de pixels é convertido em um perfil. Todos os perfis desses pixels são somados de maneira a se obter a figura 8.12. Nota-se comparando os perfis das figuras 8.11 e 8.12 que a soma de perfis torna possível a distinção da região que possui o anel e a radiação de fundo.

As somas são realizadas com perfis de longitudes próximas, onde todos perfis correspondem a uma mesma imagem. Essa estratégia procura buscar estruturas regulares ou irregulares do anel (soma de regiões próximas). Dependendo do tipo de estrutura encontrada nos perfis somados, procura-se constatar informações referentes a densidade de partículas no anel. Contudo como será possível verificar, devido a características inerentes a soma de perfis, nenhuma estrutura claro foi constatada no conjunto de perfis somados de todas as imagens estudadas.

Para se poder executar tais tarefas, foi utilizado o SPICE para desenvolver um código capaz de selecionar os pixels necessários, assim como caracterizar diversos dados dos pontos de intersecção dos vetores dos pixels com o plano dos aneis. Isso é, para um dado pixel, é factível obter a longitude e distância ao centro de Saturno, do ponto onde o prolongamento de seu vetor intercepta o plano do aneis. Para tanto, foi necessária uma programação rebuscada utilizando diversas funções. A utilização dessas funções está atrelada à diversos tópicos distintos e noções básicas como sistemas de referências, unidades de tempo e datas, efemérides, posições de corpos celestes entre outros.

Será tratado em um tópico exclusivo todos os detalhes principais para poder explicar passo-a-passo, como foi desenvolvida essa ferramenta computacional. Apesar dela ser utilizada em conjunto com o IDL para resolver o problema do anel de Jano e Epimeteu, tem-se que ela também poderia ser utilizada em inúmeros outros problemas. Como por exemplo na localização de satélites em imagens, determinação de longitudes de corpos celestes, e ser aplicada para outros aneis.

8.3 SPICE e o Código Desenvolvido

Dois elementos básicos devem ser levados em conta quando se começa a trabalhar no “ambiente SPICE”. São eles, o referencial e o tempo. Como na geometria e o espaço

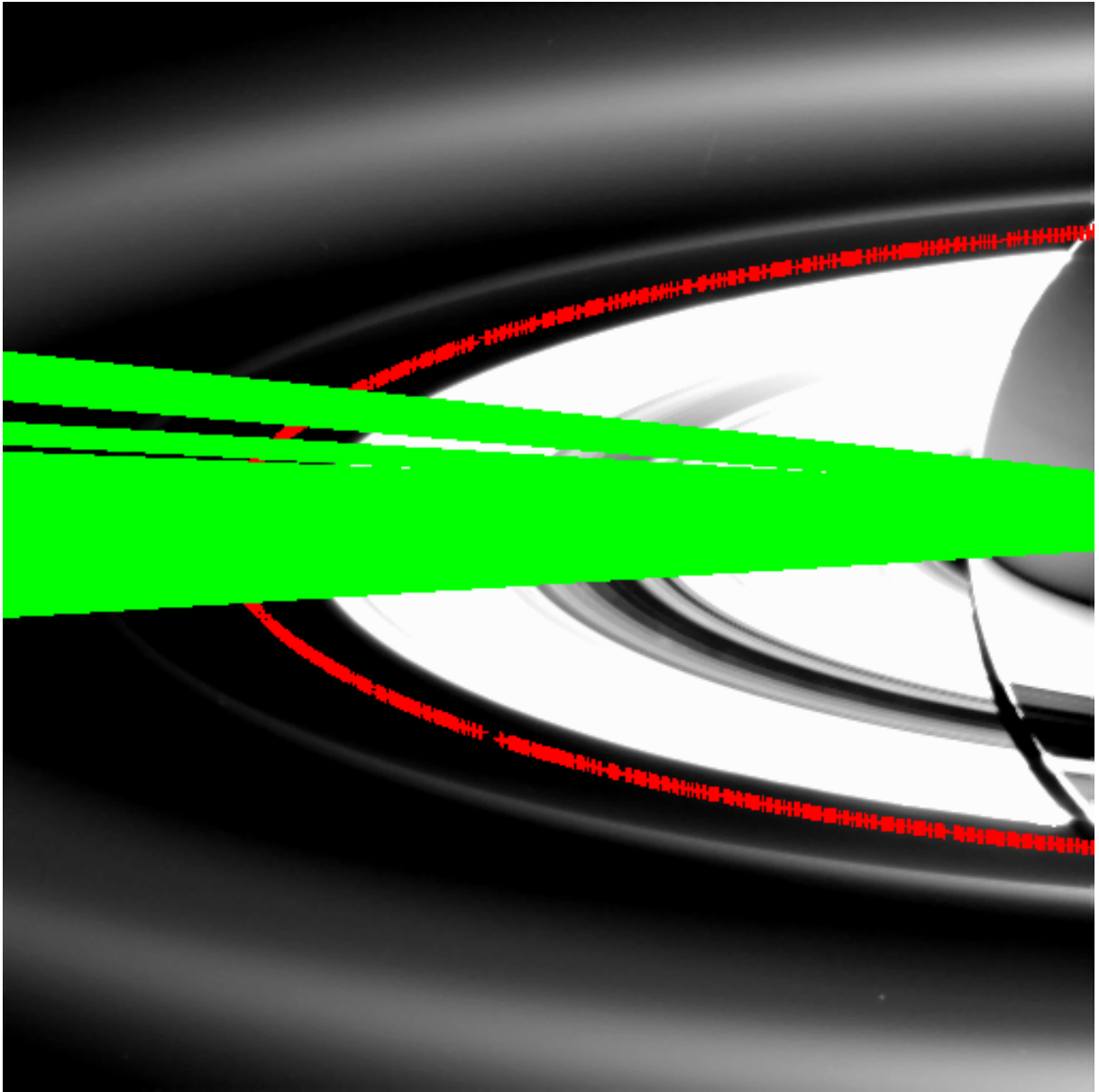


Figura 8.11: Conjunto de pixels selecionados radialmente e longitudinalmente. Cruzes verde indicam os pixels de mesma longitude para uma pequena faixa de longitudes. As cruzes vermelhas indicam os pixels selecionados somente pela varredura radial (nome da imagem: W1537029133).

euclidiano, existem diversos referenciais nos quais é possível se basear para descrever um evento ou fenômeno. Na astronomia não é diferente, e entre os diversos referenciais possíveis, pode-se dividi-los em duas categorias distintas. São os referenciais inerciais e não-inerciais, isso é, um referencial que se encontra em movimento não acelerado e outro que se encontra em movimento acelerado, respectivamente.

Do ponto de vista prático é mais simples trabalhar em um sistema de referencias planetário quando é tratado um tipo de problema como o apresentado nesta pesquisa.

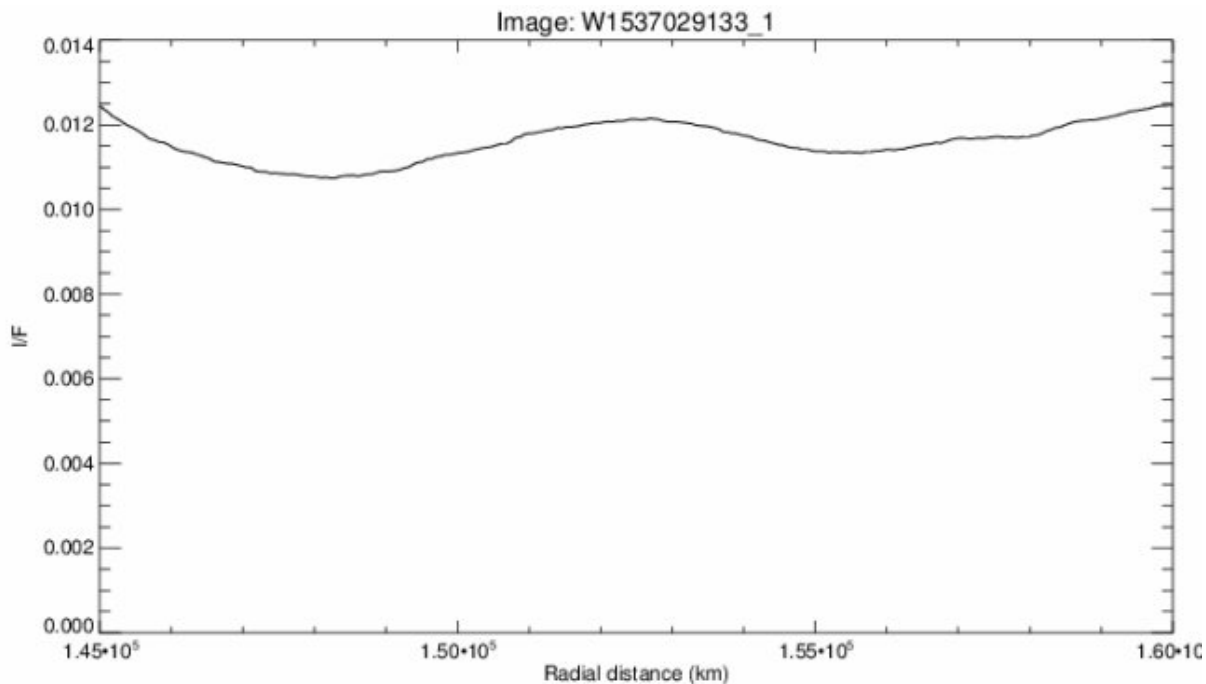


Figura 8.12: Perfil traçado a partir de todos os pixels verdes selecionados da figura 8.11.

Isso porque é possível observar o planeta nas imagens analisadas e utilizadas. Esse fato é de grande valor para a pesquisa, pois se pode facilmente ter ideia da geometria utilizada. Ou seja, quando o centro de Saturno é utilizado como centro do referencial e o pólo norte do planeta como eixo Z , toda a geometria dos anéis se torna simples de se observar. Facilitando assim a visualização da geometria e consequentemente a programação para obter os parâmetros a serem determinados. Outra vantagem de utilizar um sistema de referencias planetário é que o plano XY é o mesmo que o plano do equador do planeta. Logo o plano XY também coincide com o plano dos anéis, representando outra facilidade na análise geométrica do problema e na programação.

Por outro lado, esse é um sistema referencial “perigoso” do ponto de vista geral, já que o planeta é um sistema inercial. Medidas como longitudes por exemplo, podem se tornar um problema se esse movimento desse referencial não for considerado. Os dois referenciais utilizados na programação foram o `IAU_SATURN` e o `J2000`, não-inercial e inercial, respectivamente.

Com relação ao tempo, os cuidados a serem tomados se relacionam ao fato de uma época específica (o horário em que as imagens foram obtidas, por exemplo) poder ser descrita de várias maneiras diferentes. Na área de astronomia é possível se referir à uma data de um determinado evento de diversas formas. Como por exemplo o tempo de efemérides,

utilizado para a localização de objetos celestes no espaço, ou diversos tipos específicos de calendários como o juliano ou o gregoriano. Devido as funções utilizadas, muitas vezes se faz necessária a conversão de uma data do calendário ocidental convencional (gregoriano) para o tempo de efemérides, que é o tempo utilizado na função de posicionamento de um corpo celeste.

Um dado de entrada de suma importância é a data na qual a imagem foi obtida. É por meio desta data, que o banco de dados do SPICE é acessado de maneira a recriar a configuração espacial na qual a imagem foi obtida. Logo, por meio desta configuração espacial “remontada” se pode obter todas as medidas necessárias para a presente pesquisa em questão (ângulos, distâncias, etc).

A função utilizada para a conversão das datas foi `utc2et_c`, que converte o tempo UTC em tempo de efemérides. Já a função `et2utc_c`, faz exatamente o contrário, converte o tempo de efemérides para o tempo UTC. Tais transformações se mostram importantes pois UTC é o tempo no formato gregoriano presente no header das imagens. Sendo assim, pode-se utilizar diretamente os valores e formatos dos tempos das imagens no código SPICE desenvolvido.

Para ser possível obter a posição de determinado objeto, a função `spkpos_c` foi utilizada. Os dados de entrada dessa função se baseiam em quatro elementos principais, o primeiro é o objeto que se pretende saber a posição. Todavia a posição desse objeto, deve ser determinada com relação à algum outro objeto. Esse objeto é o segundo elemento exigido pela função. Por fim entram os elementos gerais discutidos no princípio dessa seção. Que são a época na qual a posição do objeto é desejada e o referencial no qual o vetor posição deve ser dado.

Dadas essas informações, a função informa um vetor tridimensional informando a posição do objeto. Para o problema tratado nesta pesquisa em questão, foi necessário que obter a posição de Saturno com relação ao Sol, da Cassini com relação ao Sol e à Saturno, e Jano e Epimeteu com relação ao planeta Saturno.

O sistema de referência utilizado sempre foi o `IAU_SATURN`, que é um referencial centrado no planeta com eixo Z na direção do pólo norte, porém, quando as longitudes dos pixels forem ser obtidas, será feita uma transformação matricial para trocar de sistema de referência.

Com a função `vsep_c` é possível encontrar o ângulo de separação entre dois vetores,

como por exemplo o ângulo obtido por meio dos vetores entre o Sol e Saturno e entre Saturno e a Cassini. Por meio desta função (`vsep_c`) diversos ângulos básicos foram obtidos de maneira a possibilitar a comparação dos mesmos com os valores encontrados na literatura referente as imagens. Os ângulos que se pretende encontrar com essa ferramenta são os ângulos de fase, transmissão, espalhamento, incidência, inclinação da sonda e do Sol com relação ao plano dos anéis e as longitudes (onde a origem é tomada como sendo o centro do planeta Saturno). Onde o ângulo de transmissão é dado pelo ângulo entre o vetor que parte do anel até a sonda e o plano dos anéis.

Todos os ângulos obtidos foram comparados com os valores nominais apontados pelas circulares e fontes que relatam resultados da missão Cassini para as imagens que foram utilizadas (Porco 2006). Tais comparações possibilitaram a verificação da validade do código desenvolvido. Sendo assim a função `vsep_c` foi utilizada em larga escala para obter todas as grandezas angulares que apresentadas.

Utilizando o `IAU_SATURN`, é mais simples de se calcular a inclinação do Sol e da Cassini com relação ao centro do planeta e o plano dos anéis. Isso porque, com esse referencial os pólos se localizam no eixo Z e o plano dos anéis é o plano XY . Portanto, se é desejado obter esses ângulos citados, basta criar um vetor cujos componentes X e Y sejam iguais as do vetor posição e com a parte Z igual à zero (Esse vetor representa a projeção do vetor posição do Sol ou da Cassini no plano das anéis). Sendo assim, para encontrar o ângulo buscado, simplesmente se verifica o ângulo entre o vetor posição e o vetor posição projetado no plano dos anéis, utilizando a função `vsep_c`. Devido à esta simplicidade, sempre que se for calcular um ângulo de algum objeto com relação ao plano dos anéis e o centro de Saturno esse processo descrito anteriormente será utilizado.

Logo após calcular esses ângulos de inclinação do Sol e da Cassini, deve-se obter o campo de visão da câmera utilizada pela Cassini. Esse campo de visão (“Field of view”(FOV)), é conseguido a partir da função `getfov_c`. O único dado de entrada para essa função é um código que especifica o instrumento e o veículo espacial ao qual ele pertence. Para a câmera NAC o código é -82360, enquanto que para a WAC o código é -82361.

Na saída de dados, os parâmetros que são relevantes à atual pesquisa são o “bore-sight”, que é o vetor principal que sai do centro do CCD da câmera e os “corners” (os quatro cantos da câmera), que são vetores que saem dos cantos do CCD. Por simplicidade

os vetores referentes aos pixels do canto do CCD e o vetor central serão citados como simplesmente “corners” e “boresight”, respectivamente. Mesmos nomes utilizados na documentação do SPICE. É importante frisar que todos os vetores produzidos pela função `getfov_c` estão no referencial da própria câmera. Com esses vetores é possível verificar qual parte do anel é visualizada, utilizando o prolongamento dos mesmos até o plano dos anéis como já foi ilustrado anteriormente neste mesmo capítulo (figuras 8.4 e 8.5).

Um detalhe que pode ter passado despercebido é que para essa função (`getfov_c`) não existe nenhuma informação sobre a época na qual a imagem foi obtida. Sendo assim não haveria sentido prolongar esses vetores já que aparentemente eles estão fixos no espaço, caso contrário o mesmo campo de visão seria sempre obtido.

A solução deste aparente problema está na ideia dos referenciais já citada no início deste tópico. Deve-se efetuar uma mudança de referencial nos vetores obtidos a fim de poder fazer com que eles apontem para o alvo que estão presentes nas imagens. Ou ainda, passar os vetores do referencial da sonda para o referencial `IAU_SATURN`. Para tanto foi utilizada a função `pxform_c`. Para utilizar essa função se faz necessário informar o referencial antigo, o novo e o tempo de efemérides. Como resposta é criada uma matriz de rotação de transformação de base. Logo os vetores que estavam no referencial fixo da câmera serão transferidos para o referencial da Cassini no exato momento que uma imagem foi obtida, por meio de uma simples rotação. Para fazer a conversão de referenciais foi utilizada a função `mxv_c`, que representa a multiplicação de uma matriz por um vetor. Sendo assim, a matriz de rotação que faz uma mudança de sistemas é multiplicada pelos vetores obtidos pelo `getfov_c`, de forma a se obter os vetores que realmente apontam para o plano dos anéis e podem informar o campo de visão da câmera, no exato momento no qual a imagem foi obtida.

O vetor “boresight” pode possuir um mesmo tratamento que os vetores centrais dos pixels que quando prolongados interceptam o plano dos anéis (figuras 8.4 e 8.5). Na realidade, a ideia utilizada para tratar cada pixel individualmente surgiu justamente desse vetor “boresight” e os “corners”, já que como será ainda visto, os vetores de cada pixel individual são obtidos a partir do próprio “boresight”. A pergunta que precisou ser respondida foi como é possível descrever o que cada pixel é capaz de captar.

Com o “boresight” e uma função específica essa pergunta foi respondida. A princípio se deve saber onde esse vetor “boresight” cruza o plano dos anéis para a época de determi-

nada imagem. Para isso a função `inrypl_c` foi utilizada . Nessa função se deve descrever a posição de origem do vetor (isso é, a posição da sonda Cassini), o vetor que representa o “boresight” e o plano no qual a intersecção ocorrerá. Logo, como saída a função apresentada mostra os valores cartesianos do ponto obtido, que por estar no referencial `IAU_SATURN` e no plano dos anéis possuem o componente do eixo Z sempre zero.

Utilizando a programação descrita até então, pode-se obter somente o ponto em que o “boresight” cruza o plano dos anéis (assim como os “corners”). Todavia o objetivo estipulado é conseguir todos os pontos decorrentes do prolongamento dos vetores dos pixels do CCD no plano dos anéis. Posteriormente, cada um desses pontos do plano dos anéis será caracterizado, obtendo as suas distâncias até o centro do planeta e as suas respectivas longitudes. Logo fará sentido a parte inicial do capítulo onde valores de longitudes e raios (distância do ponto até o centro de Saturno) são atribuídos aos pixels.

Para poder caracterizar um vetor que sai do centro de um pixel e prolongá-lo até cruzar o plano dos anéis (utilizando a função `inrypl_c`), deve-se tomar como base o vetor “boresight”, dada pela função `getfov_c`. Modificando um pouco esse vetor, pretende-se encontrar um vetor capaz de descrever cada um dos pixels do CCD. A ideia para isso passa por uma figuração do CCD e o foco da câmera. Sabe-se que o foco e os quatro cantos da imagem formam uma pirâmide, onde a base dela é formada pelo CCD e o ápice é o foco, como pode ser vista na figura 8.13 .

Todos os raios de luz que são captados pela câmera passam pelo foco, sendo assim é preciso criar um vetor entre dois pontos, o foco e o centro de um determinado pixel. Tendo esse vetor sua origem no foco e o outro extremo no centro do pixel. Com esse vetor é possível, com a função `inrypl_c`, encontrar o ponto de intersecção que o prolongamento do vetor do pixel produz no plano e necessariamente o local do espaço dentro do campo de visão do dado pixel.

Como o “boresight” é um vetor unitário (ainda no referencial fixo da câmera) que corresponde ao pixel central e, assim como outros vetores que representam os pixels, também passa pelo foco da câmera. Sendo assim, utiliza-se a distância focal da câmera (Porco et al. 2004) para criar um vetor de direção oposta à direção do “boresight”, com a magnitude da distância focal. Em outras palavras, o vetor sai do centro do CCD e termina justamente no foco (figura 8.15). O procedimento pode ser melhor compreendido com auxílio da figura 8.13, 8.14 e 8.15. Onde a figura 8.14 representa o CCD, que corresponde

a base quadrada das pirâmides das figuras 8.13 e 8.15.

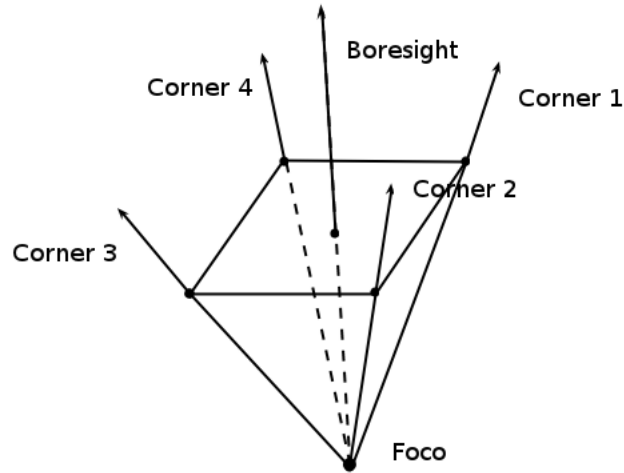


Figura 8.13: Representação da estrutura óptica do CCD por meio de uma pirâmide. São retratados os principais vetores gerados (quatro “corners” e o “boresight”), sendo que todos esses vetores tem como origem o foco da câmera.

Sendo assim se obtém um vetor real que conecta o foco ao centro da imagem. Desta maneira se for possível obter um vetor que parte do centro do CCD até o centro de cada pixel é possível, por meio de uma simples soma vetorial, obter um vetor que cruza o plano dos anéis em determinado ponto. Para obter esses vetores do centro do CCD até cada pixel foi desenvolvido no código SPICE um referencial correspondente a base do CCD no referencial da câmera. Neste referencial as unidades são dadas em pixels e a origem escolhida foi tomada como o centro da imagem, logo o pixel que corresponde a origem é o pixel (511, 511) (os pixels nesse referencial podem ser determinados de maneira que $0 \leq x \leq 1023$ e $0 \leq y \leq 1023$, de forma que a coordenada do pixel é dada por (x, y)). Esta é a maneira pela qual foi possível conectar as imagens observadas do IDL com as imagens no ambiente SPICE. Logo, se é necessário obter os dados de um pixel (projeção do vetor no plano dos anéis), basta selecioná-lo dentro das limitações do CCD. Observe a figura 8.14 para verificar as informações relatadas. Dado o vetor que vai da origem até o pixel escolhido, deve-se transferi-lo para o “espaço” real, isso é, as unidades do ponto dadas em unidades de pixel devem ser multiplicadas pelo comprimento de um pixel em quilômetros, que é a unidade utilizada pelo SPICE. Com esse vetor posição “real” do pixel (corresponde ao vetor “posição pixel” da figura 8.15), consegue-se obter o vetor correspondente ao pixel escolhido, que posteriormente será prolongado até o plano dos anéis.

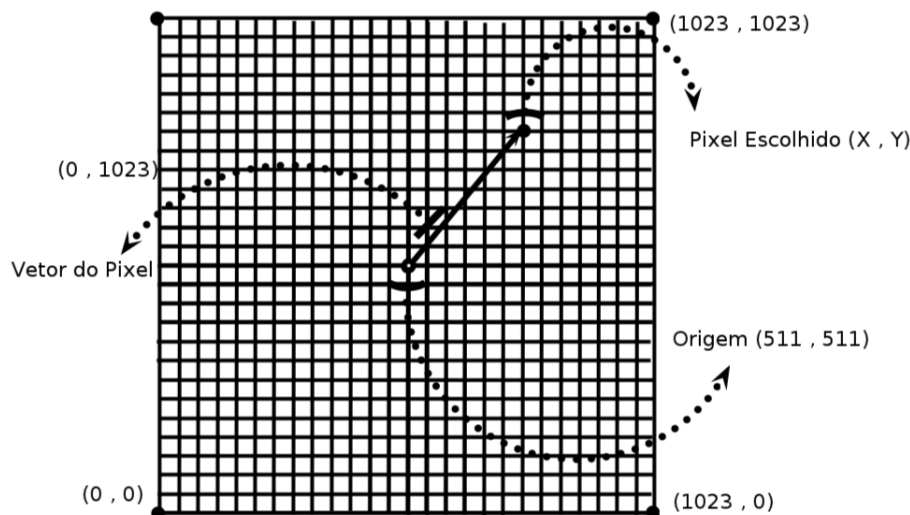


Figura 8.14: Representação vetorial do CCD aplicada na programação do SPICE. Para o desenvolvimento do código SPICE foi necessária a criação de um novo sistema de referências. Ele é dado em unidades de pixel, tem como origem o centro do CCD (pixel (511, 511)) e se localiza no referencial fixo da câmera da Cassini.

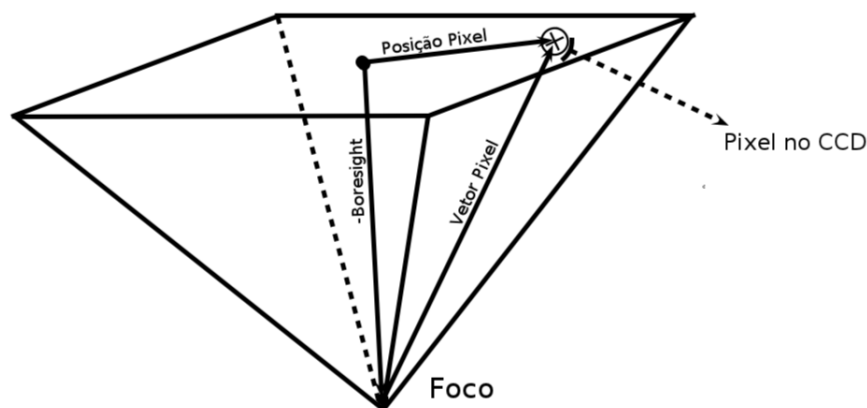


Figura 8.15: Soma vetorial dos vetores “-boresight” e o vetor posição do pixel no sistema de coordenadas do CCD. Com essa soma é possível obter o vetor pixel, que por sua vez será rotacionado e prolongado de modo a cruzar o plano dos anéis.

Logo, se desses vetores forem subtraídos o vetor que vai do centro do CCD ao foco (vetor “- boresight” da figura 8.15) se obtém vetores resultantes que saem do foco e terminam no centro de cada um dos pixels. Como se pode constatar, todo esse processo é realizado no referencial fixo da câmera. Uma mera questão de facilidade, já que é mais simples se obter um vetor final no referencial da Cassini e depois rotacioná-lo para o sistema `IAU_SATURN` do que transformar todos os vetores para esse referencial e depois fazer os cálculos vetoriais necessários. Sendo assim, depois de todo o processo completo

a mudança de referencial é realizada (multiplicação da matriz pelo vetor produzida por `mxv_c`). Logo, esse vetor após ser rotacionado para o sistema `IAU_SATURN` e prolongado interceptará o plano dos anéis de maneira semelhante a utilizada com o prolongamento do vetor “boresight”.

Depois que os vetores que representam um dado conjunto de pixels são conhecidos, pode-se caracterizar vetores que descrevem o caminho da radiação desde sua emissão do Sol até que a mesma seja captada pela sonda. O problema relacionado a obtenção desses vetores é puramente geométrico. Como se pode recordar, com a função `spkpos_c` se consegue a posição relativa entre corpos celestes. Para cada imagem analisada por meio desta função são obtidos os vetores que tem como origem o centro do planeta Saturno e terminam no centro do Sol e no centro da Cassini. Utilizando esses dois vetores e um vetor que caracteriza a região contida em cada pixel é possível, por meio de somas vetoriais, obter um vetor que descreve o caminho da radiação do Sol até o anel.

O ângulo de incidência de radiação com relação ao plano é dado portanto pelo ângulo entre esse vetor e sua projeção no plano dos anéis. Para obter o ângulo de fase basta verificar com a função `vsep_c` o ângulo entre os dois vetores, o do Sol até o ponto de intersecção e o do ponto de intersecção até a Cassini. O complemento desse ângulo é o ângulo de espalhamento.

Recordando a discussão do começo do capítulo, foi verificado que os perfis ao serem somados possibilitam que o anel melhor se pronunciasse diante a radiação de fundo (pode-se notar a diferença observando a figura 8.1 e 8.12). Tem-se que a soma dos perfis proporcionou uma curva mais suave do que o perfil único. Nesta parte da pesquisa será caracterizado uma outra forma de se tentar suavizar o perfil do anel. Quando se analisa um perfil simples se deve observar que ele, dependendo do caso, pode ser “ruidoso”. Para interpretar esse ruído se deve levar basicamente duas características em conta. Os pixels possuem um tamanho físico próprio e cada um deles representa somente um valor de intensidade captada. Isso porque o pixel é a menor divisão de uma imagem. Sendo assim, quando um perfil é observado esse efeito “quadriculado” para a curva obtido, como se o mesmo fosse constituído de vários “degraus” com diferentes valores de intensidade.

Sendo assim, aparentemente, para suavizar a curva bastaria fazer com que os pixels fossem divididos em partes menores. Porém, para um único perfil não existe nenhuma diferença ao fazer isso, pois o pixel é a menor unidade de captação de radiação existente

na câmara. Logo, se os mesmos forem divididos, nada aconteceria com a figura 8.16 por exemplo, pois os “mini-pixels” ficariam agrupados de maneira a formar o pixel completo novamente.

Entretanto, quando os perfis são somados, existe uma diferença significativa e a curva final é suavizada. Para explicar esse fato, primeiramente será apresentada a técnica utilizada para somar perfis. Utilizando o código desenvolvido em IDL, são inseridos para uma dada imagem, uma série de pixels de mesma longitude, todas elas com valores próximos aos encontrados no centro da imagem (observe os pixels selecionadas na figura 8.11).

Para somar esses diferentes perfis, é utilizado um código (criado por Rafael Sfair, co-orientador) que armazena cada pixel desses perfis em um componente de um vetor. Para cada perfil há um vetor correspondente. Para obter o perfil final, deve-se somar todos os componentes de cada um dos vetores de maneira organizada. Isso é, deve-se somar o componente do vetor 1 que corresponde a região da falha de Encke, por exemplo, com o componente do vetor 2 da mesma região e assim por diante. Observe a figura 8.16. Resumidamente, a fim de obter o perfil final, deve-se “alinhar” os vetores e somar

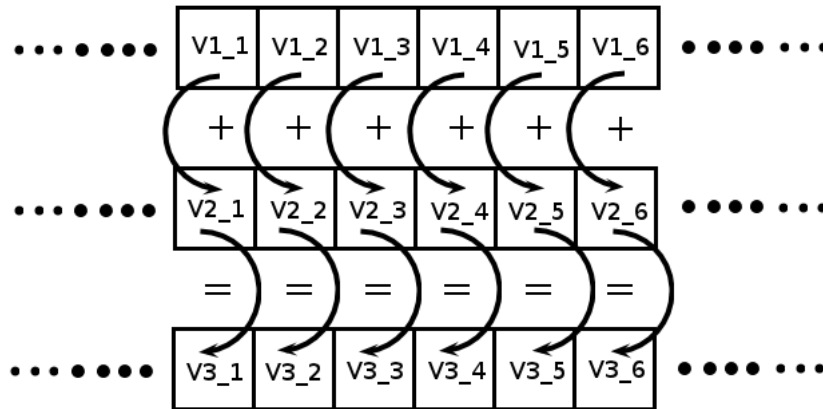


Figura 8.16: Representação de uma soma computacional de vetores para a obtenção do perfil final. Pode-se dizer que cada componente desse vetor pode armazenar três informações: são elas, a distância até o centro de saturno, a longitude e a radiação captada no pixel. A condição imposta para somar vetores para obter o perfil final é que as distâncias ao centro de Saturno sejam iguais

a contribuição de cada um dos componentes correspondentes alinhados. A questão é que exista um critério para alinhar esses vetores. Sendo assim, deve-se garantir que a soma entre componentes dos vetores é feita com membros com uma mesma distância até o centro de Saturno.

Logo o critério para “alinhar” os vetores é fazer com que todos os componentes somados do vetor correspondam a mesma região radial do anel. O critério utilizado foi alinhar os vetor a partir da distância que corresponde à falha de Encke. A falha de Encke tem uma distância de 133589 km até o centro de Saturno. Logicamente o IDL possui uma tolerância para encontrar essa distância.

Para indicar ao código IDL qual região radial servirá como referência é executada uma varredura radial com o código SPICE e os resultados são inseridos no código IDL, que automaticamente identifica os pixels selecionados como a referência tomada. Logo, o critério exige que todos os componentes de todos os vetores sejam somados estejam na falha de Encke, por consequência os outros componentes estarão todos alinhados, já que o deslocamento dos componentes do vetor compensa automaticamente o processo, como pode ser visto na figura 8.17.

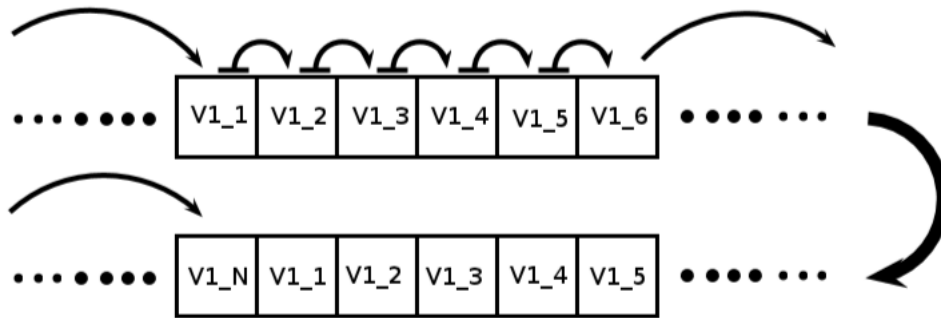


Figura 8.17: Deslocamento sendo aplicado no vetor de maneira a alinhar todos os diferentes vetores de diferentes longitude de maneira a conseguir obter uma soma ordenada. Apesar desta figura representar um deslocamento de apenas 1 “espaço” do vetor, o deslocamento poder ser de vários pixels. A exigência que se pretende manter é que os componentes somados tenham a mesma distância com relação ao centro de Saturno.

Pode-se observar na figura 8.17 que o vetor no qual são acumulados os valores de intensidade de um determinado perfil é “cíclico”, isso é, quando há um deslocamento o último pixel passa a ser o primeiro. Tal característica é apresentada na figura quando a posição do primeiro componente do vetor $V1_1$ é trocado pelo último $V1_N$. Observe a figura 8.18 e verifique um exemplo fictício do processo processo completo de alinhamento e soma de vetores.

Na figura 8.18, observa-se um exemplo de alinhamento e soma de N vetores com 6 posições. Nesta sequência os vetores são alinhados de maneira que os vetores da quarta

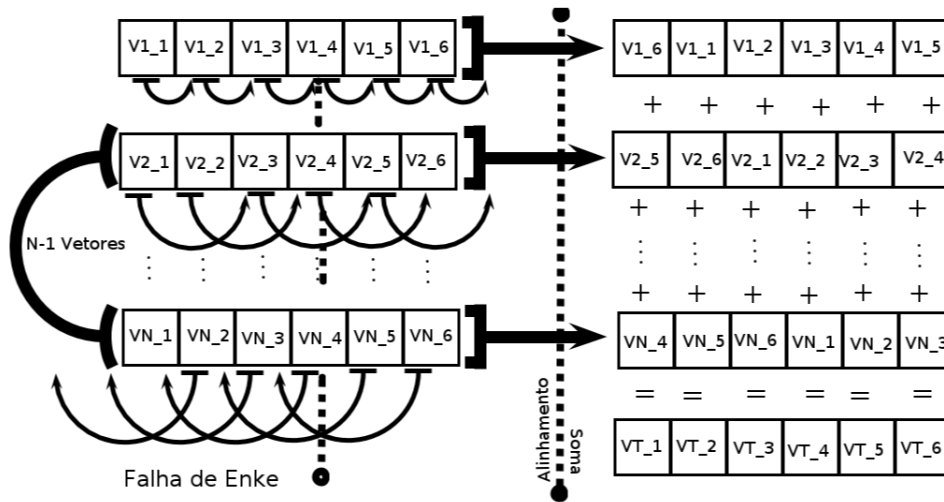


Figura 8.18: Representação de um exemplo de alinhamento e a soma de vetores é realizada. No exemplo são somados N vetores de 6 componentes cada. O primeiro vetor tem um deslocamento de uma posição, o segundo de duas posições e o n -ésimo de -3 posições.

casa correspondam a distância da falha de Encke até o centro de Saturno. Para produzir este alinhamento cada vetor teve seu próprio deslocamento de posições (exemplo: primeiro com deslocamento igual a 1; Segundo com deslocamento igual a 2; n -ésimo com deslocamento igual a -3, etc.). Nessa mesma figura, observa-se que enquanto no lado esquerdo da figura os vetores são alinhados, no lado direito é executada a soma dos N vetores. Logo a contribuição final de intensidade apresentada no vetor resultante VT é $VT_1 = V1_6 + V2_5 + \dots + VN_4$, $VT_2 = V1_1 + V2_6 + \dots + VN_5$, $VT_3 = V1_2 + V2_1 + \dots + VN_6$ e assim por diante. Devido à resolução do pixel, o tamanho da falha de Encke entre outros parâmetros, talvez o alinhamento não esteja de acordo com o que deveria ser. Isso é, existe a soma de pixels que não correspondem à uma mesma região, por consequência, o perfil final tende a ficar um pouco mais disperso e “não suave” do que no caso considerado ideal.

Para contornar esse problema, optou-se por dividir o pixel em 16 partes iguais, isso é, cada lado do pixel foi dividido em 4. Repete-se o mesmo processo com relação aos vetores da figura 8.13, só que agora com cada um dos $1/16$ de pixel correspondendo à um único componente do vetor (com essa representação, verifica-se que um único componente do vetor passou a ser caracterizado por uma matriz $4 \text{ por } 4$).

A diferença aparece por conta do alinhamento desses vetores de $1/16$ de pixel. Observe na figura 8.20, para esse caso a chance de se somar partes da mesma região dos anéis

é maior, já que o passo mínimo não é mais 1 pixel e sim $1/4$ de pixel por lado. Portanto, com os pixels sendo subdivididos, consegue-se no máximo um erro igual ao deslocamento do vetor de 1 pixel, porém o deslocamento mínimo, é de $1/4$ de pixel. Um exemplo seria imaginar as extremidades de dois pixels que os separam (lado de “contato” dos lados dos dois pixels). Nas regiões próximas à divisão de dois pixels é que a possibilidade de um deslocamento errado aumenta, isso porque, devido a alguns quilômetros o deslocamento pode mudar de um dos pixels para o outro. Sendo assim, com uma unidade mínima menor que o pixel, o erro de um deslocamento grande e errado é minimizado. Compare as figuras 8.19 e 8.20. Nelas, a figuração da soma vetorial perdura, porém com uma pequena diferença, o I/F é representado como a altura da pilha de blocos. Sendo assim a soma das duas pilhas resultará num perfil com cada coluna correspondendo a altura somada das colunas correspondentes do perfil 1 e 2. Pode-se imaginar esta figuração como uma espécie de jogo de Tetris. Sendo assim, os vetores dos exemplos anteriores correspondem na realidade as colunas das duas figuras.

Na segunda figura o mínimo deslocamento é aplicado para o caso (somente o primeiro perfil) e se verifica o surgimento da parte deslocada no início do vetor (o vetor é “cíclico”). Fica claro perceber que a soma desses perfis da segunda imagem (figura 8.20) é muito mais “suave” do que se o deslocamento mínimo fosse feito com o primeiro caso onde o pixel não é dividido em 16 partes.

Se não houvesse deslocamento, em ambos os casos os vetores resultantes seriam os mesmos. Essa é a razão para não haver diferença na divisão de pixels quando se trabalha com perfis simples. Todavia, os resultados das varreduras para pixels divididos por 16 são diferentes dos resultados da varredura com os pixels normais. Como foi dito, quando o número de pixels interpolados é maior, melhores são os resultados dos perfis (com poucas lacunas no conjunto de pixels, por exemplo a figura 8.6 e um contra-exemplo a figura 8.11).

Conclui-se que quando os pixels divididos são utilizados, existe uma melhora nos perfis gerados a partir da soma de vários outros. O ponto negativo dessa divisão dos pixels é que o tempo computacional gasto é muito maior do que quando somente os pixels inteiros eram considerados. Lembrando que todos os métodos desenvolvidos para as varreduras de pixels e a caracterização de cada um deles com uma dada longitude e distância ao centro de Saturno são totalmente válidos para esses pixels “fracionários”,

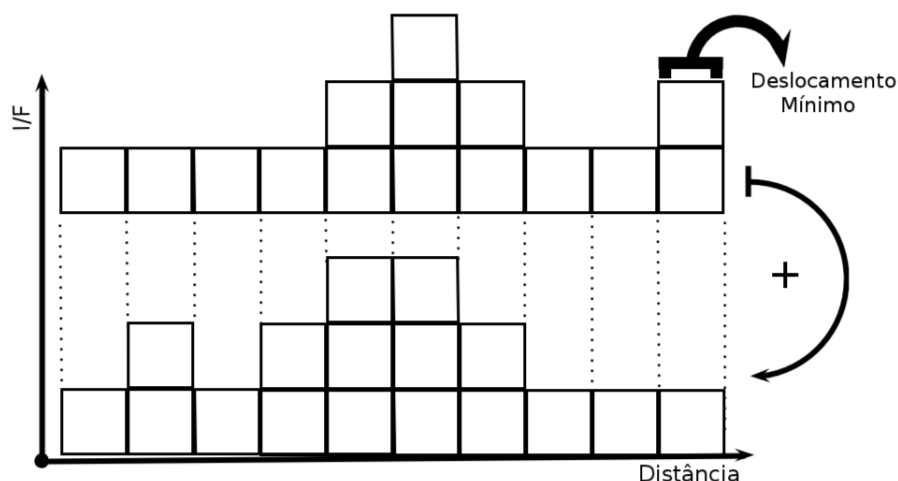


Figura 8.19: Figuração que explica a soma dos vetores que correspondem aos perfis de mesma longitude.

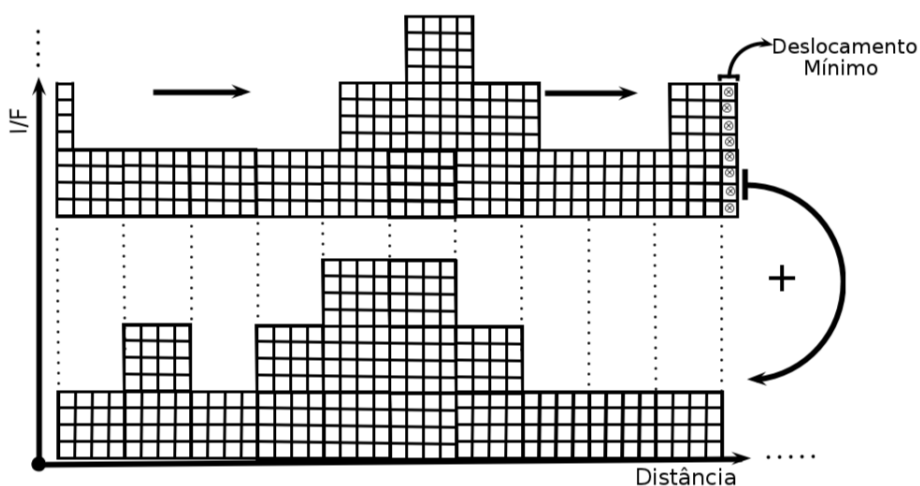


Figura 8.20: Forma hipotética da soma de vetores de cujos valores acumulados em seus componentes são correspondentes a $1/16$ do pixel inteiro.

exigindo mínimas mudanças no código original utilizado.

Tendo o ponto que representa cada pixel no plano, foi conseguido obter a sua distância até o centro de Saturno, assim como determinar sua longitude, onde a linha de referência é a posição solar no plano dos anéis, como pode ser visto na figura 8.21 (projeção do Sol no plano dos anéis).

Já para calcular as longitudes de todas as imagens em conjunto, é necessário um aparato um pouco mais sofisticado, isso porque, ao utilizar um referencial mais simples e intuitivo como o `IAU_SATURN`, existe a desvantagem dele não ser inercial. Por essa razão se deve despir do cálculo realizado esse tipo de referencial. Para isso é necessário procurar um que seja imune à movimentação do corpo celeste principal.

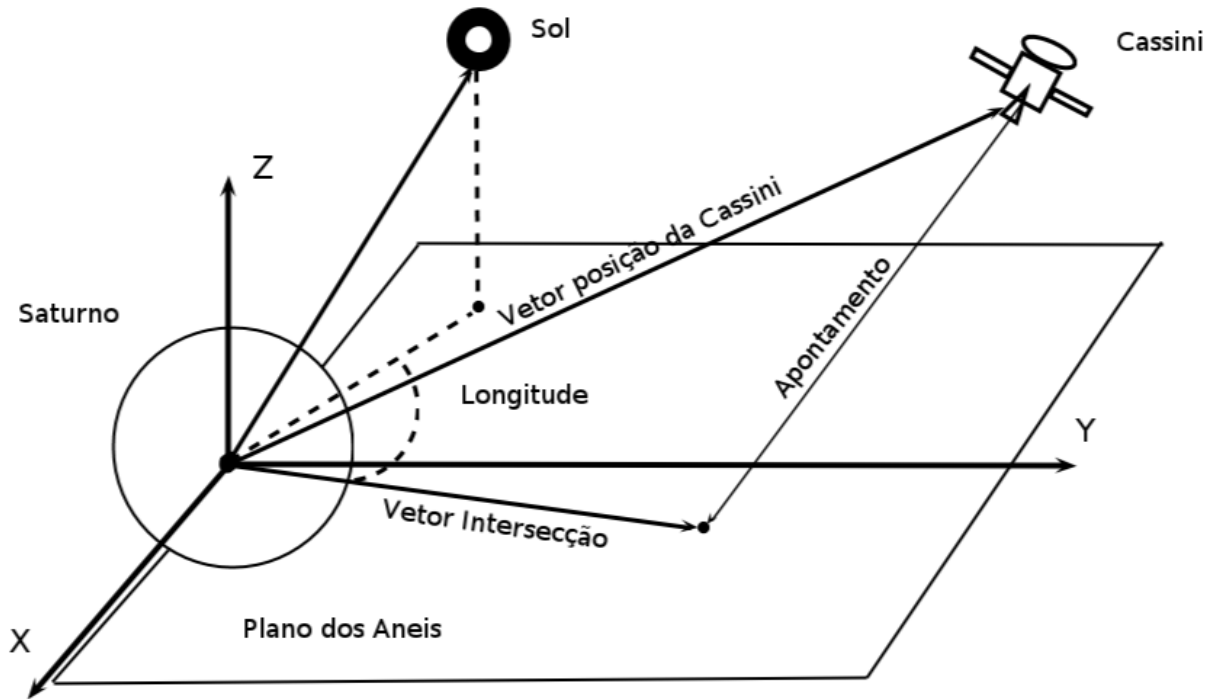


Figura 8.21: Modo pelo qual a longitude do ponto de intersecção de um pixel é medida. A longitude é definida como o ângulo entre a projeção do Sol no plano dos anéis e o vetor posição do ponto onde o vetor apontamento de um determinado pixel cruza o plano dos anéis (com relação ao centro do planeta Saturno).

Para compensar o fato de o referencial utilizado ser não-inercial a seguinte técnica foi utilizada: No instante inicial (dado para um tempo igual à ET_0), ou seja, na análise da primeira imagem, é encontrada a posição do Sol (com relação ao planeta Saturno) projetada no plano dos anéis (figura 8.21) assim como duas matrizes de rotação de mudança de referencial (matriz que muda um vetor de base) uma do referencial J2000 para o IAU_SATURN e a outra do IAU_SATURN para o J2000 (utilizando a função `pxmon_c`). Esses valores são guardados para serem utilizados no decorrer da análise de todas as outras imagens.

Quando se analisa os pontos do plano de Saturno para essa data inicial (da primeira imagem a ser analisada), pode-se obter a longitude a partir do vetor projetado do Sol no plano dos anéis e os próprios vetores posição desses pontos do plano (utilizando a função `vsep_c`).

Porém, para as outras imagens que não possuem o mesmo tempo da primeira imagem analisada, deve-se fazer uma série de rotações para compensar o movimento do planeta Saturno. A fim de compensar o movimento desse referencial, sempre são obtidas

as “posições dos pixels” (vetor do centro de Saturno até a intersecção do vetor do pixel como plano dos anéis) no plano dos anéis no referencial `IAU_SATURN`. Todas essas posições são transformadas para o referencial J2000 da mesma época e por fim retrasformadas novamente do J2000 para `IAU_SATURN`. Entretanto essa última transformação é realizada para a data inicial ET_0 . Em outras palavras, a transformação final, utiliza a matriz que passa do referencial J2000 para o `IAU_SATURN` com a matriz obtida na análise da primeira imagem (ET_0).

Tal mecanismo é interessante pois a utilização do `IAU_SATURN` propicia a possibilidade de observar nas imagens qual a direção do Sol com relação ao planeta. Consequentemente se pode estimar os valores das longitudes e os conferir com os dados obtidos, fato esse que não seria possível com o referencial inercial cujo o qual não possui origem no planeta. Depois de obter as posições dos pixels e do Sol projetados no plano, basta encontrar o ângulo de separação entre eles com a função `vsep_c`.

O ponto do plano no qual o prolongamento do vetor do pixel cruza é representado por um vetor tridimensional, com os valores do eixo z zerados já que o mesmo pertence ao plano dos anéis. Para ter acesso à distância desse ponto até o centro de Saturno, basta utilizar a função `vnorm_c`. Essa função tem como dado de entrada um vetor e como saída o valor do seu módulo. Tal informação se mostra importante para executar a varredura de pixels de mesma distância.

A partir da determinação da distância e da longitude dos vetores centrais de cada pixel é possível atribuir um sistema de “coordenadas polares” para cada um deles. Com isso suas seleções, tomando como base seus “raios e longitudes”, podem ser implementadas.

O inverso também pode ser feito, isso é, a partir de valores de longitudes e de distâncias radiais se consegue selecionar todos os pixels com esses valores. Esse ferramental é de suma importância porque a partir dele são selecionados os pixels de mesma longitude que são interpolados e posteriormente utilizados para a obtenção dos perfis.

Para efetuar essa seleção foi desenvolvido no código SPICE uma parte da programação que “varre” todos os pixels e obtém todos os valores de longitude e/ou distância ao centro de Saturno para cada um deles. Tendo os valores de longitude e distância radial de cada pixel da imagem basta selecionar e imprimir aqueles que possuem os valores inseridos pelos usuário (distância e/ou longitude). Para a seleção existe uma tolerância nos valores escolhidos para selecionar os pixels, por exemplo: seleção de pixels de distâncias entre

151140 ± 10 km até o centro de Saturno.

Devido à sensibilidade do programa e o tamanho da câmera com relação aos aneis, é muito difícil fazer que um vetor seja projetado do plano dos aneis e chegue até o CCD da câmera. Pode-se ver em Porco et al. (2004) o quão pequenos são os valores físicos tanto da distância focal quanto o próprio tamanho da câmera. Com isso, observa-se que alguns poucos milímetros de diferença no tamanho de qualquer parâmetro na construção dos vetores do método descrito, pode acarretar em uma prolongamento errôneo do vetor de vários quilômetros no plano dos aneis. Por esse motivo, faz-se mais simples a varredura de ponto para a seleção de alguns pixels do que o processo reverso. A fim de conferir se todos os métodos desenvolvidos estavam corretos foram feitas uma série de testes e comparações com os dados resultantes com parâmetros obtidos a partir do Horizon.

Dentre os principais testes se destacam conferir todas as distâncias entre os corpos celestes utilizados assim como a verificação se o plano XY do referencial `IAU_SATURN` é coincidente, com pouca margem de erro, com o plano dos aneis

O teste final realizado, foi encontrar algum anel ou falha que seja bem pronunciado (com medidas bem determinadas e em órbita circular para facilitar os cálculos) utilizando o método de varredura radial desenvolvido anteriormente neste capítulo. Como cada ponto encontrado no plano é caracterizado por dois parâmetros, pode-se fazer uma seleção de pixel para uma determinada longitude e distância radial. O teste foi, portanto localizar os pixels correspondentes à falha de Encke. Para essa varredura foi verificado que os pixels teriam uma distância radial entre $R + 5$ km e $R - 5$ km, com $R = 133589$ km, localização média da falha. O resultado desse teste pode ser visto na imagem da figura 8.22.

Tem-se que, com boa aproximação, todos os testes realizados obtiverem valores condizentes com aqueles apresentados pelo Horizon. Por inspeção visual foi possível verificar a validade do método de varredura e por consequência todos os passos dados para obter a versão final da programação.

Na figura 8.23 está apresentado um dos perfis utilizados para determinar a largura do anel. Com o conjunto de dados obtidos é possível estimar que o anel Jano e Epimeteu possui por volta de 6000 km de largura. Tais estimativas serão importante no modelo dinâmico quando a profundidade óptica for obtida, já que essa largura limitará toda a distribuição de partículas em uma dada região. Essa largura, corresponde à variável R_a da equação 4.4 do capítulo do modelo dinâmico.

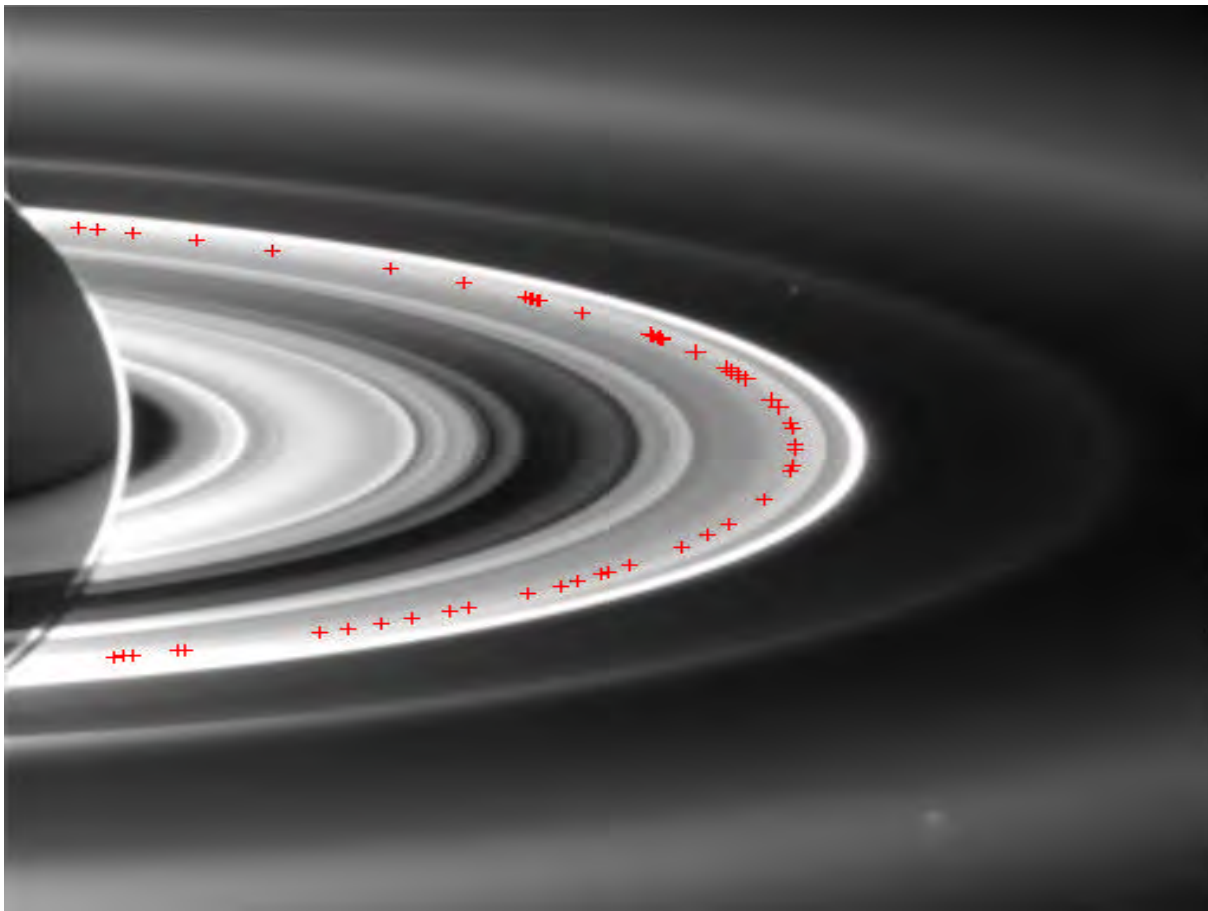


Figura 8.22: Resultados referentes ao teste do modelo de seleção de pixels com uma mesma distância até o centro de Saturno (varredura radial). Para a verificação foi escolhida a falha de Encke para o teste, com a tolerância de seleção dos pixels indo de 133584 até 133594 km (nome da imagem: W1537028381).

Depois que foram determinados a largura e o arco do anel se deve obter o valor fotométrico do I/F . Esse é um valor preponderante para a verificação da validade do modelo adotado.

Para obter o I/F por meio da fotometria é necessário utilizar o perfil de radiação somado. A razão para isso é que o valor de I/F que deve ser constatado se trata do valor do pico da curva da região onde o anel se localiza menos o valor correspondente ao fundo da imagem. Por conta dos perfis simples serem muito “ruidosos” não é fácil fazer a distinção entre o anel e fundo e consequentemente não é possível verificar a variação de brilho entre eles. Pode-se resolver esse problema com a soma de perfis que faz com que o anel se destaque diante do fundo da imagem. Sendo assim é factível obter a variação dos valores de I/F deles. O valor dessa variação é dividido pelo número de perfis somados e assim se obtém o valor efetivo do anel por meio da fotometria.

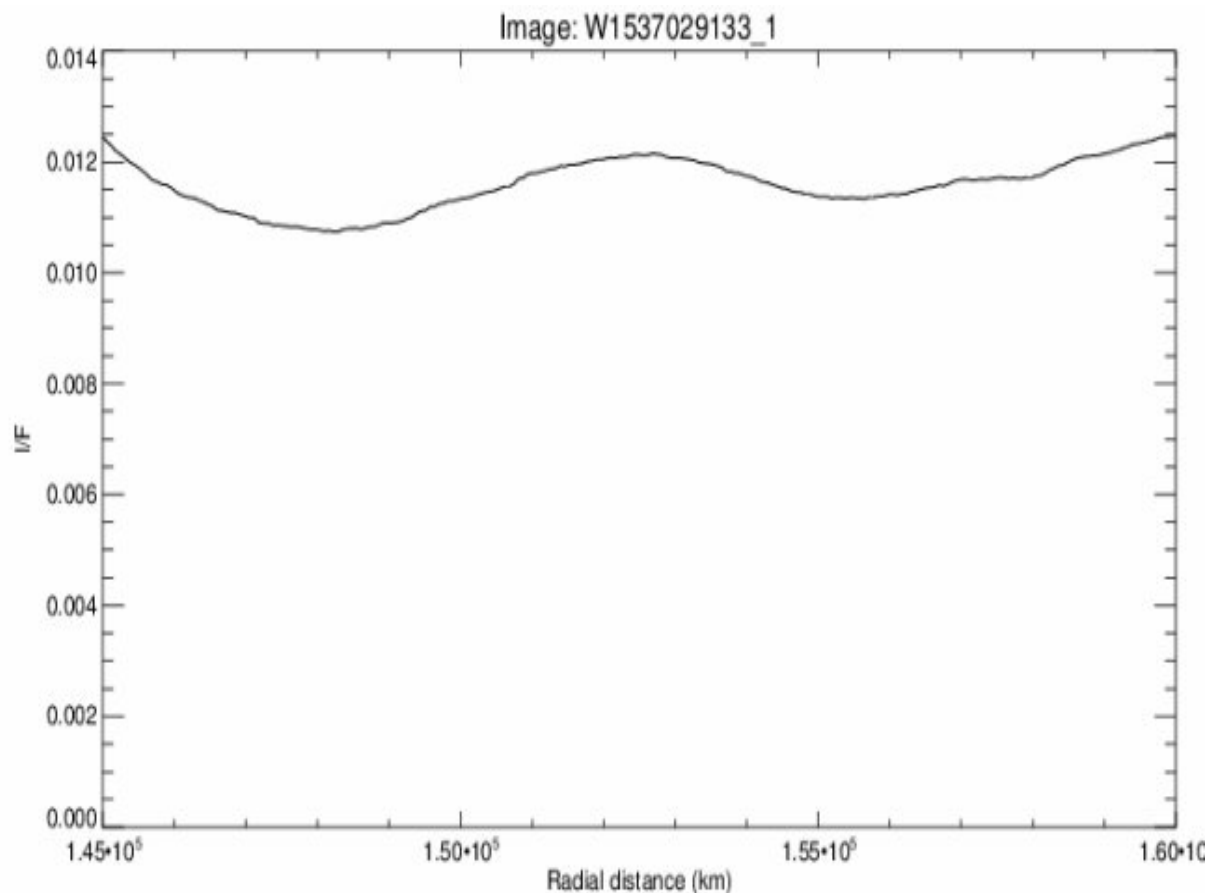


Figura 8.23: Perfil utilizado para determinar a largura do anel. Este perfil é obtido por meio da soma de vários perfis individuais, resultando na curva pronunciada comparada à radiação de fundo e a contaminação de outros anéis.

Para encerrar este capítulo, deve-se fazer algumas considerações com relação as condições nas quais os resultados foram obtidos, assim como algumas limitações e outras aplicações existentes para o ferramental desenvolvido. Porém, primeiramente será mostrada uma lista que resume todos os passos que devem ser tomados para obter os perfis e fazer o mapeamento longitudinal dos pixels extremos (utilizado para verificar se o anel era um arco de poeira).

1. Utilizando o IDL se deve selecionar os pixels extremos (mapeamento) e centrais (varreduras longitudinais) de todas as imagens.
2. Escolher a referência radial para a soma de perfis no IDL (exemplo: Falha de Encke, Falha de Keeler, etc).
3. Executar uma varredura radial com código SPICE para obter dados que serão in-

seridos no código IDL de forma a se criar a região radial referência para somar os perfis.

4. Separar os pixels selecionados (primeiro item) em dois grupos, os extremos devem ser inseridos em um código específico que determinam suas longitudes. O restante deve ser inserido no código de varredura longitudinal, que seleciona todos os pixels de mesma longitude que os inseridos.
5. Com os resultados do código de mapeamento de todas as imagens, se sobrepõe todas as longitudes dos pixels extremos e se obtém o arco que o anel faz ao redor do planeta Saturno.
6. Inserir no código IDL os resultados das varreduras longitudinais e radial
7. São obtidos, por meio do IDL, os perfis de uma série de longitudes nas proximidades do centro da imagem. Esses perfis precisam ser somados de forma a gerar perfis mais suaves e mais pronunciados com relação à radiação de fundo.
8. Com o perfil somado, deve-se estimar a largura real do anel e obter a sua contribuição de I/F .

Na maioria dos fenômenos estudados, computacionalmente ou não, a precisão com que os resultados finais se apresentam sempre é tema para discussão. No caso da presente pesquisa não é diferente. A questão que deve ser constatada é se os resultados da pesquisa precisam ou devem ser melhorados do ponto de vista de precisão nos códigos utilizados para seus cálculos. O ponto chave da discussão é justamente a resolução da câmera.

A precisão na qual os pixels foram encontrados é de no máximo de 200 km. Um valor que em questão de anéis não parece ser muito grande, isso porque, apenas alguns anéis e falhas possuem essa ordem de grandeza.

O fato é que, devido a resolução que os pixels das imagens trabalhadas possuem, não faz sentido possuir uma precisão maior do que essa. Isso é, a resolução do pixel não permite observar maiores detalhes para objetos menores do que esse tamanho. Um exemplo para este fato pode ser verificado no gráfico de longitudes que será apresentado no capítulo de resultados (capítulo 9, imagens 9.1 e 9.2).

Nessas figuras é possível verificar as longitudes de Jano e Epimeteu por meio do gráfico da figura 9.2. Todavia ao verificar as imagens da figura 9.1 não é possível localizar

os dois satélites. A razão para isso é que eles possuem tamanhos menores que a resolução dos pixels.

Conclui-se, por consequência, que para o estudo do anel de Jano e Epimeteu não é necessária a tentativa de melhorar a precisão das medidas, pois esta melhora não pode ser constatada com a resolução das imagens utilizadas. Se outras imagens forem estudadas e se essas possuírem resolução dos pixels maior, deve-se tentar contornar esses valores de precisão na localização de pixels e testar a validade dos códigos novamente. Essas fontes de incerteza são das mais diversas e é necessário apresentar algumas delas neste final de capítulo para servir como guia para próximas pesquisas que venham a utilizar o método desenvolvido no presente trabalho.

Dependendo do anel a ser buscado, a inclinação do mesmo pode fazer com que o mesmo não esteja no plano XY definido no referencial `IAU_SATURN`. O mesmo se aplica na localização de um satélite, por exemplo. Para as imagens do anel de Jano e Epimeteu seus tempos de exposição são pequenos, logo é optado por utilizar o tempo médio entre o início e o fim da captura da imagem como dado de entrada para os códigos do SPICE (tempo informado no header da imagem).

Como já é sabido, o tempo é preponderante para qualquer localização, pois todos os elementos envolvidos estão em constante mudança. Qualquer erro na entrada da época poderia facilmente mudar os pixels das varreduras radiais e longitudinais. Felizmente as imagens trabalhadas não apresentaram problemas com relação à época, porém para outras situações e imagens, deve-se fazer testes com relação à essas incertezas.

O problema que deverá ser verificado é a existência de perda de precisão do modelo, quando o mesmo for aplicado para imagens que possuam tempo de exposição muito grande e que o tempo médio desse tempo seja tomado como entrada de dados.

Um erro cometido, mas facilmente minimizado, está na escolha do ponto de origem dos vetores dos pixels da câmera, o foco. Na função `inrypl_c` é necessário informar qual é esse ponto de origem. No caso estudado a origem foi tomada como sendo o centro da Cassini, que não é necessariamente o foco da câmera. O erro, sendo assim, não está na estrutura da pirâmide hipotética criada, mas sim onde o seu ápice (foco) é fixado na Cassini. Todavia, o tamanho da Cassini não deixa que o erro seja maior do que alguns poucos metros. O fato é que a mudança desse ponto apenas causa um deslocamento dos vetores dos pixels, tendo em vista que os mesmos já foram rotacionados. Sendo assim, o

erro cometido é da ordem de grandeza da distância desses dois pontos (foco e centro da Cassini). Como se sabe, esse valor em termos da resolução, não representa praticamente nada. Portanto, essa fonte de provável erro pode ser facilmente desprezada devido ao seu impacto nos resultados.

As incertezas com relação aos parâmetros da câmera, como o citado anteriormente somente devem ser levadas em consideração se de alguma forma a incerteza representar uma rotação no vetor que deve ser prolongado. Isso é, como no caso da pirâmide, criada para exemplificar a criação dos vetores individuais de cada pixel, a diferença na distância focal ou no tamanho físico do pixel em apenas alguns milímetros é capaz de fazer com que o vetor intercepte um ponto no plano muito distante do tolerável. Outra fonte de erro poderia ser a existência de alguns erros técnicos referentes à Cassini. Tais erros que felizmente não afetam o andamento da presente pesquisa. Um deles se trata de uma defasagem no vetor “boresight” da câmera “NAC” (“Narrow Angle Camera”) que faz com que ele não termine no centro do CCD. Todavia, para o caso das imagens estudadas da Cassini na presente pesquisa são todas oriundas da câmera “WAC” (“Wide Angle Camera”). Sendo assim, se o presente modelo for aplicado para outros casos cujas imagens sejam do tipo “NAC” se faz necessário alguns ajustes a fim de corrigir esse e eventuais outros problemas que prejudiquem o apontamento da câmera.

Neste capítulo termina a parte referente à explicação e descrição dos modelos criados, que por sua vez formam a parte teórica. No presente capítulo também foi explicado como as ferramentas computacionais foram utilizadas para poder conseguir o perfis de radiação captada assim como mapear geometricamente todas as imagens que se possui do anel de Jano e Epimeteu. No capítulo da conclusão e discussão dos resultados será argumentado mais sobre as incertezas encontradas tanto nesse quanto em todos os capítulos até aqui apresentados.

Capítulo 9

Resultados: Imagens

Neste capítulo de resultados serão encontradas informações físicas referentes ao anel de Jano e Epimeteu. Serão mostrados os resultados que confirmam que o anel de Jano e Epimeteu realmente é um anel e não um arco de poeira. Ainda neste capítulo será estimada uma largura para o anel, assim como estarão apresentados alguns valores de ângulos fundamentais obtidos por meio do código SPICE (referentes aos ângulos de transmissão, incidência, de fase, etc). A partir da largura do anel, do valor da função de fase (código Wiscombe), do ângulo de transmissão e os tempos de vida de todos os tamanhos de partículas (que serão apresentados no capítulo 10), será possível determinar os valores da profundidade óptica e por consequência os resultados teóricos de I/F (equação 6.34).

Outro ponto que será abordado neste capítulo são os valores estimados da fotometria. Alguns perfis serão apresentados e verificados de forma a determinar qual a ordem de grandeza dos valores de I/F . A partir desses valores, serão feitas as devidas comparações e considerações de maneira a encerrar a dissertação com todas as metas traçadas inicialmente completas.

O capítulo se inicia mostrando a verificação feita a fim de constatar que o anel de Jano e Epimeteu realmente é um anel. No capítulo 8 foi desenvolvido um código que obtém as longitudes dos pixels selecionados. Logo, como foi visto, para verificar se o anel de Jano e Epimeteu forma um arco completo se deve selecionar os pixels que o limitam para todas as imagens disponíveis. Para verificar que o anel realmente é um anel se deve segurar que a soma da sobreposição desses arcos seja próximo a 360° . Tal seleção é feita a partir do IDL. Observe a figura 9.1 selecionada e depois verifique os pixels eleitos como suas extremidades de arco na tabela 9.3.

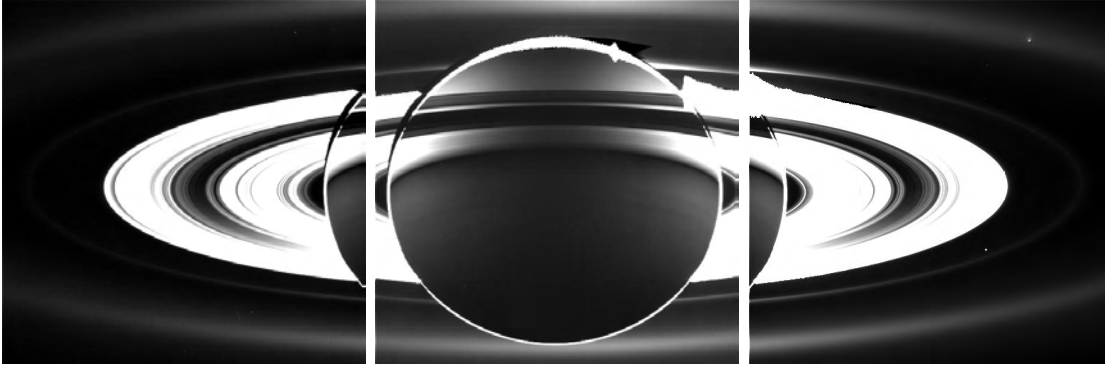


Figura 9.1: Imagens utilizadas para constatar que o arco do anel de Jano e Epimeteu possui quase 360° . Imagem 1, imagem da esquerda (W1537029133); Imagem 2; imagem central (W1537028757); Imagem 3, imagem da direita (W1537028381). (dados dessas imagens constam na tabela 9.2.)

Imagem	Extremidade 1	Extremidade 2	χ 1	χ 2	Jano	Epimeteu
1	(0 , 821)	(0 , 227)	341.86°	197.07°	272.10°	331.50°
2	(0 , 248)	(1023 , 248)	156.71°	205.28°	269.89°	329.17°
3	(1023 , 815)	(1023 , 231)	18.61°	164.05°	267.65°	326.90°

Tabela 9.1: Pixels selecionadas por meio do IDL que correspondem as extremidades das imagens contidas na figura 9.1. Também são apresentadas as longitudes finais (χ 1 corresponde a longitude da extremidade 1 e χ 2 corresponde a longitude da extremidade 2) destas imagens assim como a longitude correspondente dos satélites Jano e Epimeteu.

Na tabela 9.3 é possível verificar os pixels selecionados para as extremidades de cada imagem utilizada na figura 9.1. Para as duas extremidades existem as longitudes correspondentes assim como a longitude dos satélites, Jano e Epimeteu. Observe a seguir na tabela 9.2 os tempos referentes as imagens da tabela 9.3.

Imagem	Tempo da imagem
1	2006-258T15:47:02.613
2	2006-258T15:53:18.611
3	2006-258T15:59:34.608

Tabela 9.2: Tempos das imagens da figura 9.1. Representados em tempo UTC, no formato do calendário gregoriano tal qual apresentado do header da imagem.

Verifica-se na figura 9.2 que na época em que as imagens foram obtidas (tabela 9.2) Jano e Epimeteu estavam próximos angularmente. Esse gráfico condiz com a realidade

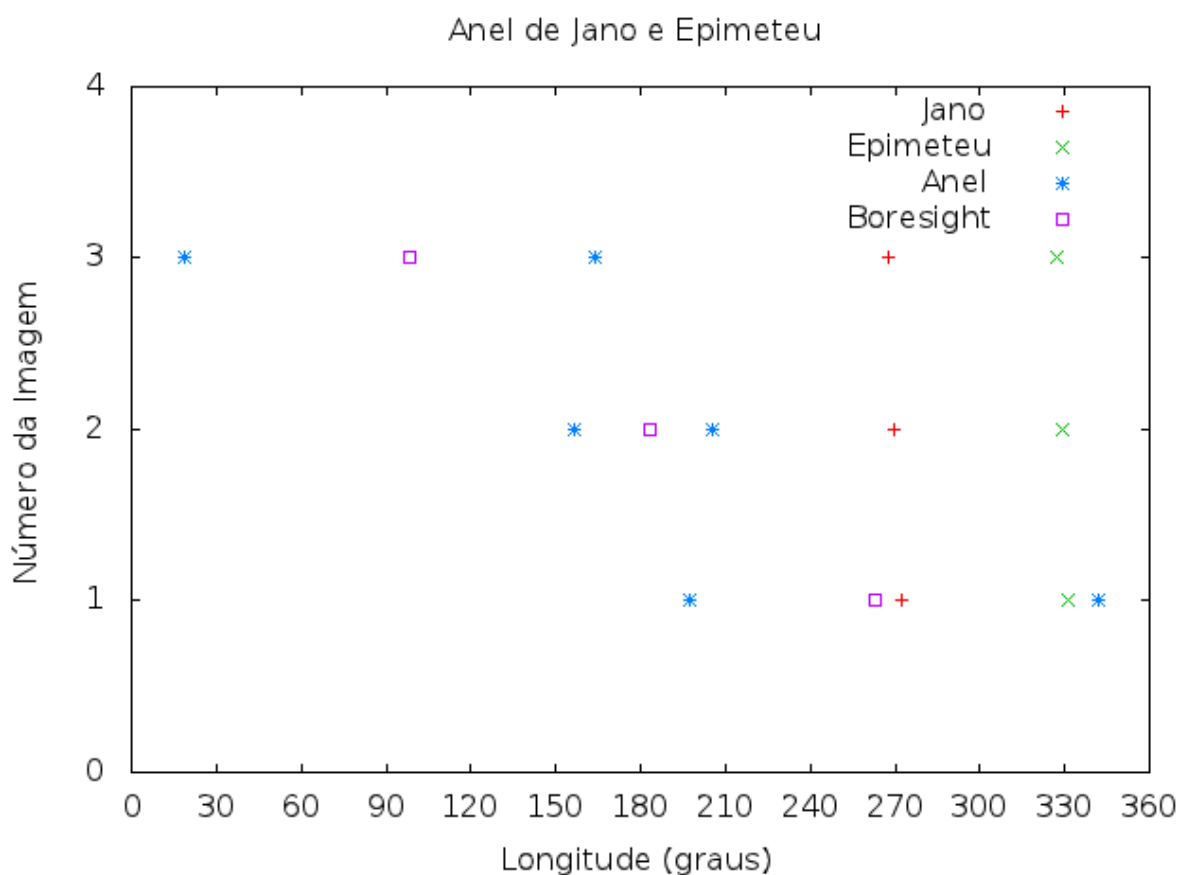


Figura 9.2: Longitudes das duas extremidades de arco do anel, do boresight e dos satélites Jano e Epimeteu, para as imagens da figura 9.1. Os dados de entrada no código desenvolvido estão nas tabelas 9.2 e 9.3, e são o tempo e as coordenadas do pixel (o pixel do boresight é sempre o pixel (511 , 511)).

pois foi em 21 de Janeiro de 2006 que ocorreu a troca orbital entre Jano e Epimeteu (separação angular igual a 0°). De maneira simples se verifica que se o tempo de troca orbital é cerca de 4 anos, logo por mês ambos satélites se afastam cerca de 7.5 graus um do outro ($360^\circ / (4 \times 12) = 7.5^\circ$). Pela figura 9.2 se verifica que a separação angular dos dois é de cerca de 60 graus. A diferença entre a data de troca orbital e a obtenção das imagens é de cerca de 8 meses (imagem obtidas em 15 de Setembro de 2006), logo se tem que a separação entre eles é aproximadamente 60 graus ($8 \text{ (meses)} \times 7.5 \text{ (grau/mês)}$). Devido ao fato do intervalo entre as três imagens serem muito curtos, observa-se que tanto Jano quanto Epimeteu não possuem grande deslocamento em suas órbitas. Isso levando em consideração que seus períodos orbitais são de cerca de 16 horas. Foi constatado por meio da tabela 9.2 que o tempo total de manobra da Cassini foi de cerca de menos de 3 minutos.

A conclusão tirada desse conjunto dados apresentados é que o anel é visível em pelo menos 330° somente nesta sequência de três imagens. Sobrepondo o restante das imagens se conseguiu resultados de maneira a confirmar que a poeira na região orbital de Jano e Epimeteu constituem um anel (variação angular de aproximadamente 360°).

A largura do anel se trata de uma outra importante propriedade física do anel que foi estudada. Observando as referências básicas sobre a descoberta do anel foi verificado que se acredita que sua largura é de aproximadamente 5000 km. A largura do anel, além de ser importante para o modelo (usada no cálculo da profundidade óptica), se mostra uma grandeza factível de se determinar utilizando os códigos e o modelo desenvolvidos na pesquisa (capítulo 8).

A maneira encontrada para fazer isso foi fazer a soma sucessiva de perfis selecionados de longitudes próximas ao centro da imagem, gerando assim um perfil mais suave e pronunciado frente à radiação de fundo. Com esses perfis melhor pronunciados é possível estimar a região onde o anel supostamente começa e (elevação da radiação captada (I/F, eixo ordenado)) termina (diminuição da radiação captada). Todavia, ainda não foi factível desenvolver um código apto para a constatação desses pontos. Isso é, devido ao caráter dos perfis finais não foi possível obter um critério apto a verificar os limites do anel tendo em vista que na maioria dos casos (como pode ser vista nas figuras 9.3 e 9.5) os perfis não são “suaves” como o encontrado na figura 9.6. Por essa razão a determinação da largura do anel foi realizada por inspeção visual.

A “soma vetorial” figurada no capítulo anterior (capítulo 6) não se mostra muito regular em seus resultados, apesar dos mesmos serem melhores que os resultados sem a soma de perfis. Em outras palavras, esse processo é puramente computacional e depende do alinhamento dos vetores de maneira a somar contribuições de radiação de mesmas regiões. Mesmo realizando esse processo o anel se mostra muito tênue e conseqüentemente difícil de se detectar. Pode-se observar nas figuras 9.3, 9.4 e 9.5 a diferença existente entre o caráter que se obtém nos resultados finais. Nota-se nessas figuras que três classificações podem ser obtidas, as curvas pouco “ruidosas” (figura 9.3), “suaves” (figura 9.4) e “ruidosas” (figura 9.5).

Apesar de se poder pensar que a diferença nos perfis se apresenta por se tratarem de regiões diferentes do anel, acredita-se que essas diferença são basicamente problemas computacionais inerentes ao processo, já que existe a variação na suavidade de cada curva.

Observe três diferentes perfis obtidos a partir de pixels selecionados para três imagens diferentes:

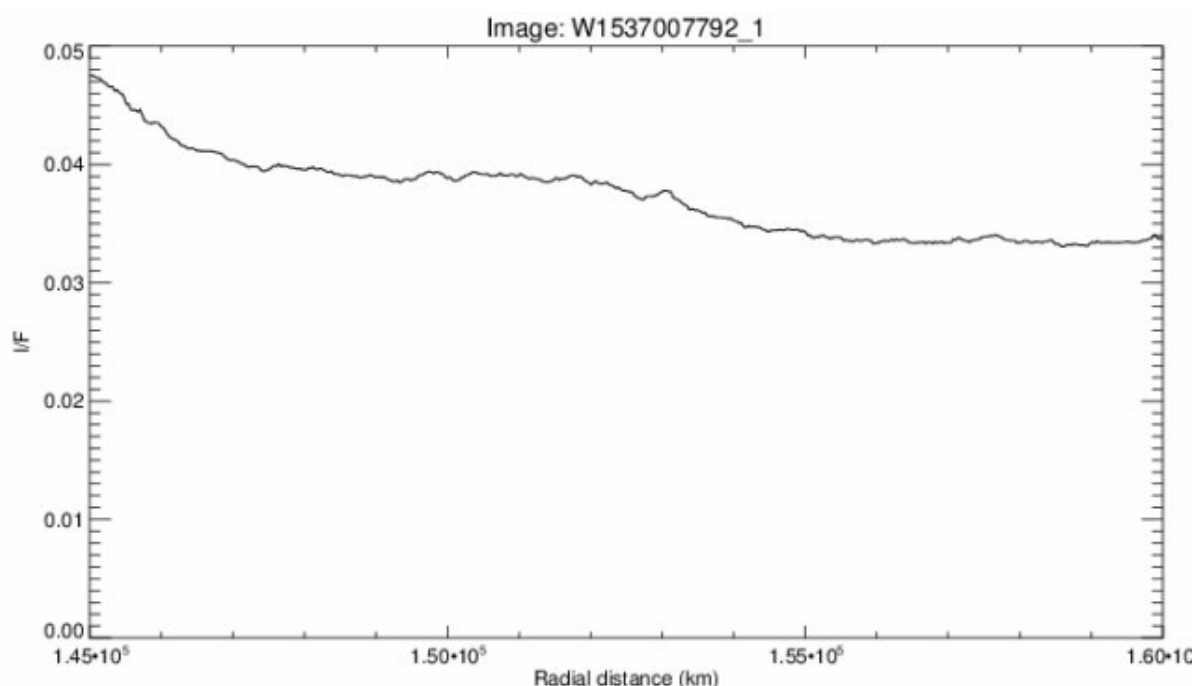


Figura 9.3: Exemplo de resultado final de perfil somado (curva pouco “ruidosa”). Observa-se que devido a características próprias do processo computacional de soma os perfis resultantes não possuem aspectos parecidos (na suas formas e na “suavidade” das curvas).

Utilizando os perfis úteis obtidos foi estimado que o anel de Jano e Epimeteu tem aproximadamente 6000 km de largura.

Na figura 9.6 é apresentado um perfil que mostra a maneira utilizada para constatar a largura do anel. Ambas linhas verticais vermelhas mostram a delimitação do anel somente para esse perfil. Pode-se constatar que a partir desse perfil o anel teria por volta de 7×10^3 km de largura. Todavia, o mesmo processo foi feito para todos os perfis e o valor médio aproximado foi por volta de 6000 km, como já relatado anteriormente.

Como foi visto no capítulo das imagens (capítulo 8), a determinação dos ângulos envolvidos na física do espalhamento de radiação é preponderante para determinar quanta radiação foi captada por um dado detector, dada a configuração espacial do alvo e do emissor. No ambiente do SPICE foi possível obter um vetor correspondente a cada pixel. Isso é, um vetor que tem como origem o foco da câmera passando pelo centro do pixel. Esse vetor quando prolongado, para uma determinada data, intercepta o plano dos anéis de maneira a produzir um ponto no plano que corresponde aos objetos ou região do espaço

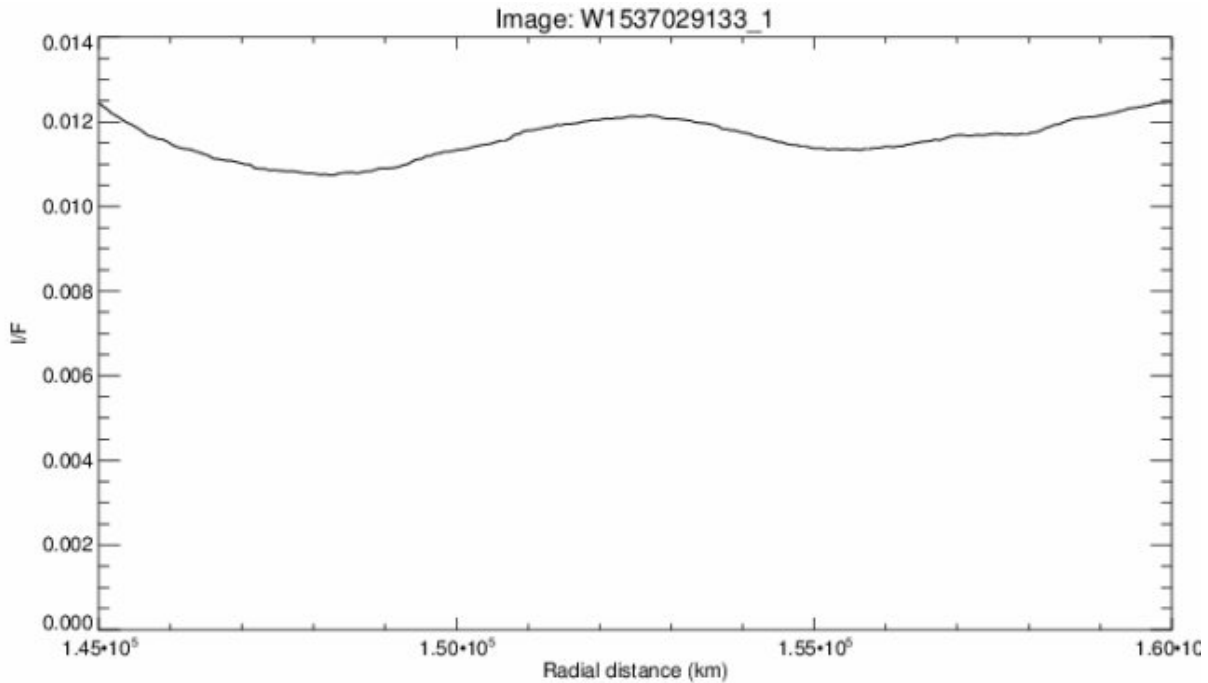


Figura 9.4: Exemplo de resultado final de perfil somado (curva “suave”). Observa-se que devido a características próprias do processo computacional de soma os perfis resultantes não possuem aspectos parecidos (na suas formas e na “suavidade” das curvas).

que é detectados.

Como também foi visto, pode-se por meio de simples “somas vetoriais” obter um vetor que caracterize o caminho percorrido pela radiação que tem como origem o Sol e termina justamente no ponto onde o vetor do pixel cruza o plano. Projetando esses vetores no plano dos anéis são conseguidos os ângulos de incidência e transmissão com relação ao plano dos anéis. Se verifica que o ângulo entre os dois vetores formam o ângulo de fase. O complemento deste ângulo é o ângulo de espalhamento (próximo de zero para as imagens utilizadas).

Esse ângulo de espalhamento é fundamental para a resolução da equação 6.34 que representa a ligação entre todo o modelo desenvolvido e os dados da fotometria. Segue uma tabela que apresenta todos os ângulos discutidos nesta dissertação. Por meio desta tabela se pode fazer algumas constatações. A primeira delas é notar que os pixels selecionados por meio do IDL realmente correspondem a região do anel de Jano e Epimeteu, já que sua órbita fica na mesma região dos satélites Jano e Epimeteu (151.435 km em média). Verifica-se que não existe diferença alguma no ângulo de incidência das três imagens apresentadas. A razão para isso é que o ângulo de incidência depende diretamente da

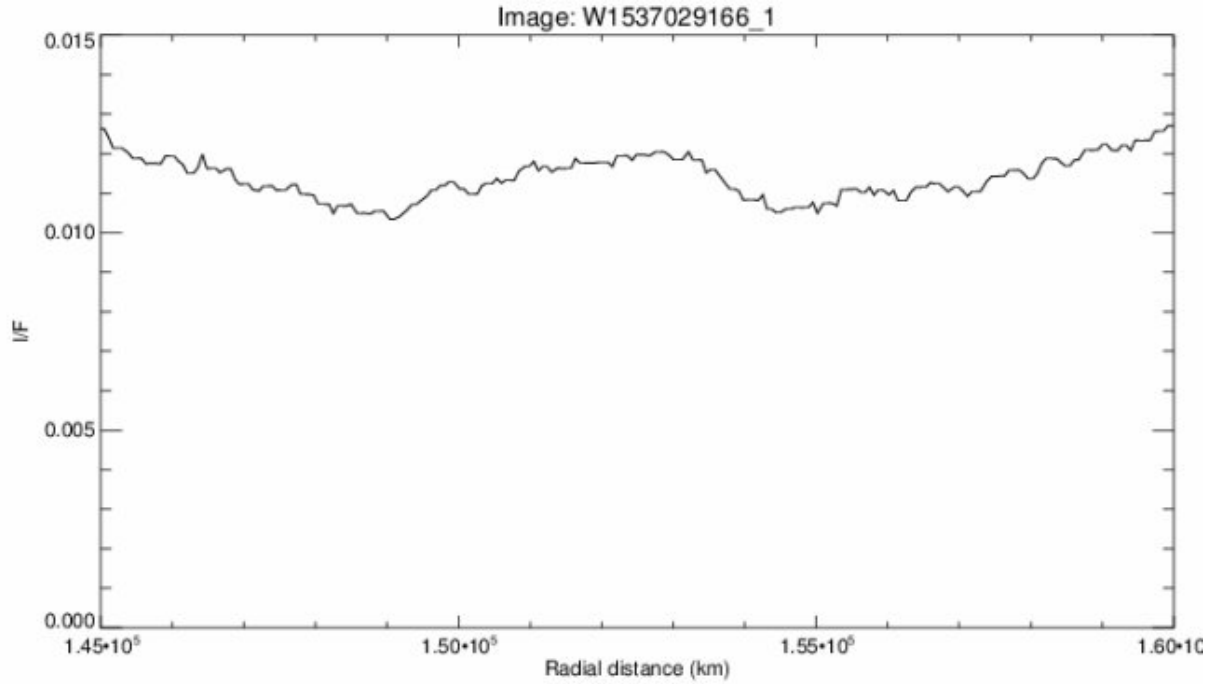


Figura 9.5: Exemplo de resultado final de perfil somado (curva “ruidosa”). Observa-se que devido a características próprias do processo computacional de soma os perfis resultantes não possuem aspectos parecidos (na suas formas e na “suavidade” das curvas).

Distância(km)	Pixel	χ	Tempo	Γ	κ'	α
1.515×10^5	(191 , 336)	267.19°	2006-258T11:12:10.588	15.85°	15.22°	177.00°
1.518×10^5	(809 , 526)	268.06°	2006-258T15:47:02.613	15.85°	14.95°	176.32°
1.520×10^5	(200 , 531)	92.59°	2006-258T15:59:34.608	15.85°	14.93°	175.47°

Tabela 9.3: Dados correspondentes à três diferentes pixels e imagens. Esses dados foram obtidos a partir do código SPICE desenvolvido. Na tabela estão apresentados a distância do ponto do plano dos anéis até o centro de Saturno, o pixel selecionado, o tempo em que o imagem foi obtida além dos ângulos de transmissão (κ'), incidência (Γ), fase (α) e a longitude (χ).

posição do Sol, e como ele se encontra muito distante do planeta Saturno, algumas poucas centenas de milhares de quilômetros são desprezíveis quando comparadas com as cerca de 9.5 U.A os que separam.

Com relação aos outros ângulos (com exceção da longitude) é possível verificar uma pequena alteração em seus valores para todos os pixels nas imediações do anel, próximos ao centro da imagem. Por consequência, adota-se a imagem cujo o anel é mais nítido de se observar. Essa imagem é a primeira apresentada na tabela.

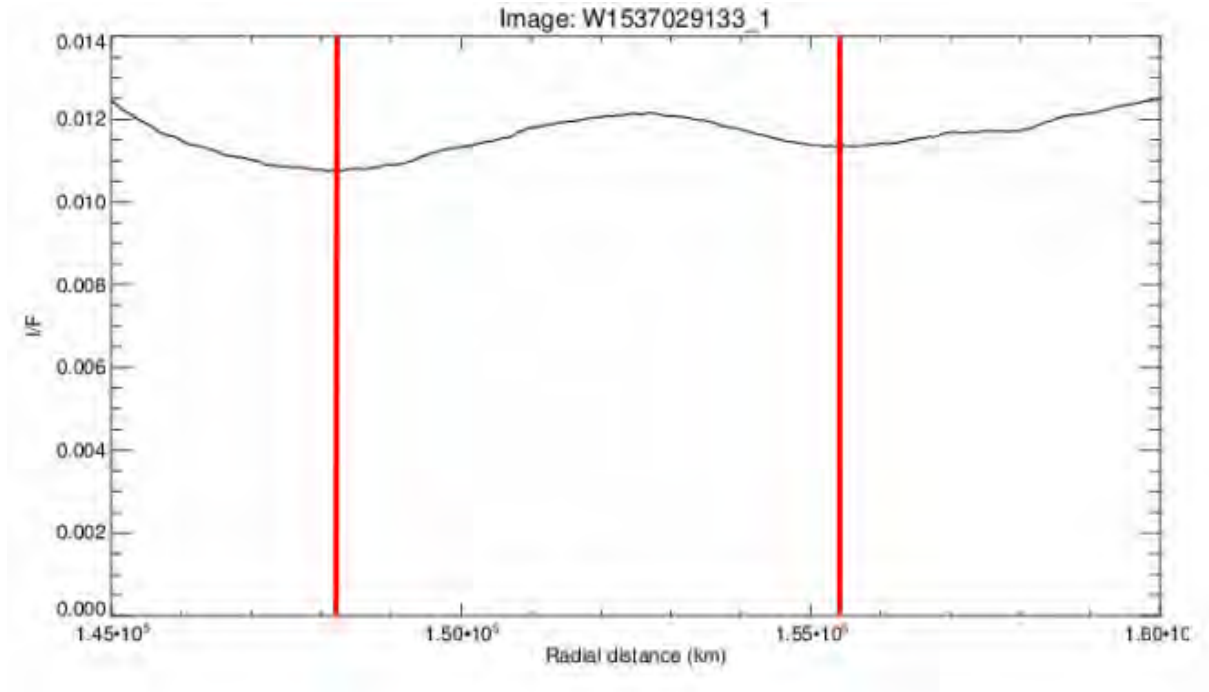


Figura 9.6: Figura 9.4 modificada de maneira a deixar claro qual a largura do anel para uma das imagens trabalhadas. Verifique que o anel é limitado pelas linhas vermelhas e para esse caso possui cerca de 7000 km.

A razão para se adotar essa imagem foi puramente uma escolha de facilidade para a escolha de pixels, já que todas as seleções de pixels são feitas visualmente. Todavia, outras imagens foram utilizadas e a diferença entre os resultados não foi expressiva.

Para finalizar este capítulo será estimado o valor de I/F do anel, segundo a fotometria. Para realizar esta tarefa é necessário verificar a diferença entre a contribuição do pico do anel e do fundo da imagem. Essa diferença de valores garante que o processo somente contabilize o brilho das partículas do anel. Todavia, como pode ser visto na figura 9.7, pode ser difícil fazer a distinção entre suas contribuições.

Por esse motivo, novamente será necessário utilizar a soma de perfis de maneira a destacar a contribuição do anel diante do “fundo” da imagens. Sendo assim, deve-se utilizar um perfil somado de maneira a possibilitar a constatação da variação das duas contribuições. O valor obtido deve ser dividido pelo número de perfis somados para obter o perfil estudado. Com o valor dividido é possível estimar o valor médio dessas diferenças em cada perfil simples obtido para as imagens.

São obtidos valores médios para todo conjunto de perfis somados encontrados. Todavia somente a ordem de grandeza desses valores são efetivamente levados em consider-

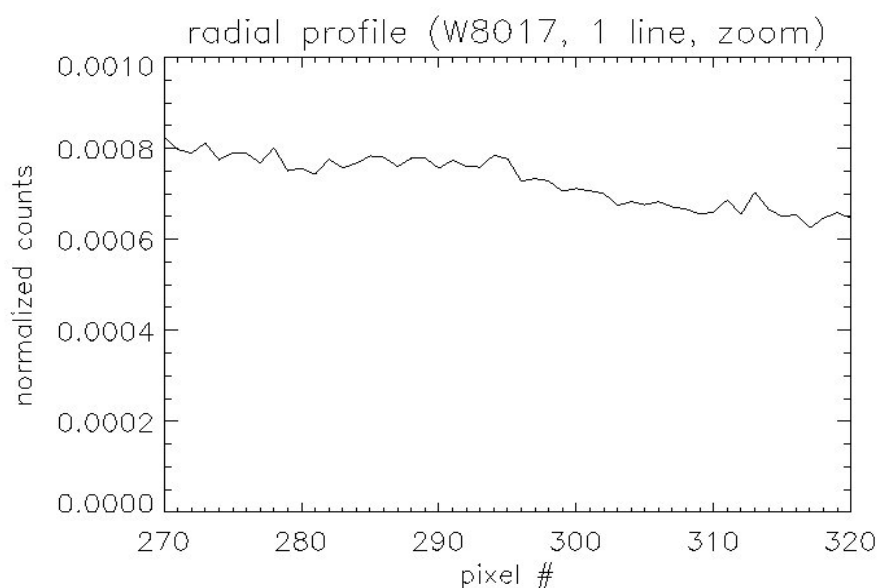


Figura 9.7: Perfil simples utilizado para estimar o valor fotométrico de I/F. Verifica-se que este perfil foi aproximado para a região do anel de maneira a facilitar a visualização da contribuição da intensidade de radiação captada no eixo das ordenadas. Todavia não é possível distinguir a contribuição do anel e do fundo da imagem.

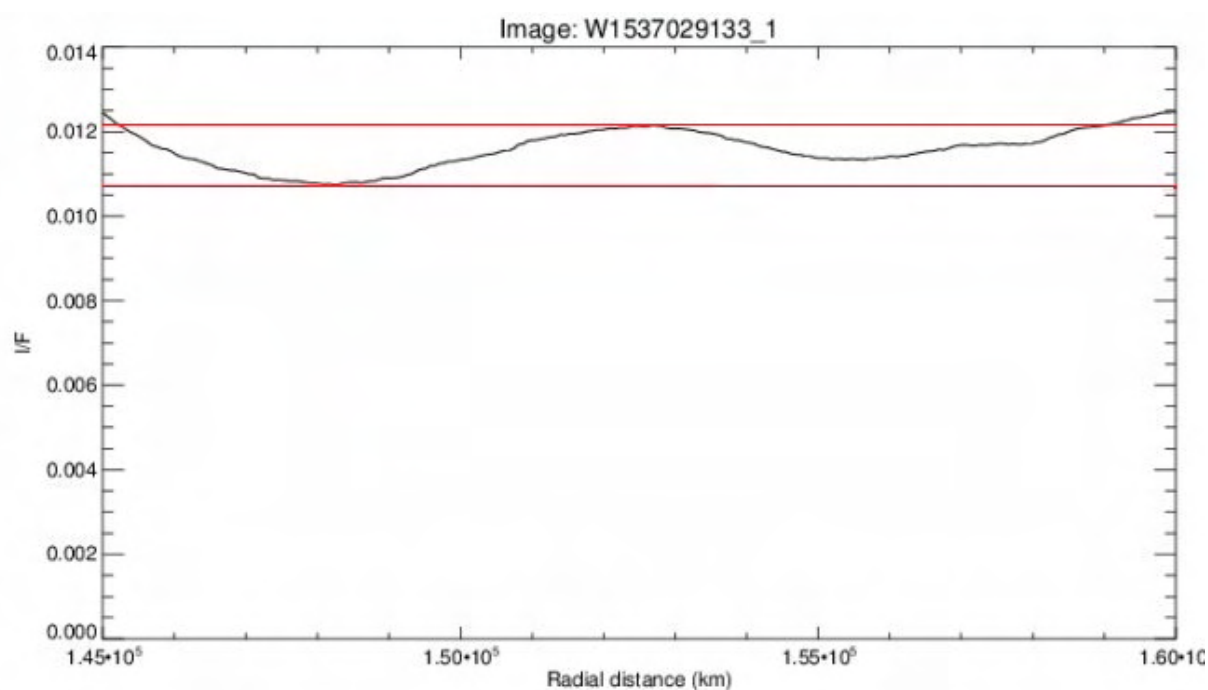


Figura 9.8: Exemplo de perfil somado utilizado para determinar o I/F do anel. A altura é determinada por meio da diferença entre as duas linhas vermelhas. Tal diferença é aproximadamente 0.0015.

ação. O motivo para esse fato é o grande número de elementos e suas incertezas envolvidos na obtenção dos resultados finais. Por meio da figura 9.8 é possível observar que a variação do I/F para o fundo e o anel é aproximadamente 0.0015. O número de perfis somados para obter o perfil desta imagem foi 54. Sendo assim o valor médio obtido é por volta de 2.77×10^{-5} . Como a ordem de grandeza se perpetua a mesma para o estudo de todos os perfis somados a ordem de grandeza desse anel é tomada como 10^{-5} .

Capítulo 10

Simulações Numéricas

No atual capítulo serão mostradas simulações utilizadas no desenvolvimento deste trabalho. Primeiramente será discutida e apresentada a simulação numérica presente em Winter et al. (2008). Essa simulação foi a precursora que deu origem ao presente estudo realizado, já que ela indicou que o anel não existiria por mais que algumas décadas. Sendo assim, os resultados dessas simulações serviram como motivação para a verificação se o modelo de produção de partículas via colisões é capaz de realimentar o anel com partículas micrométricas.

Todas as simulações numéricas que serão apresentadas nesse capítulo foram realizadas pelo pesquisador Prof. Dr. Décio Cardozo Mourão. Além das simulações de Winter et al. (2008), serão apresentadas outras simulações numéricas que foram desenvolvidas no decorrer desta pesquisa. Essas simulações indicam os tempos de vida das partículas necessários para a determinação das profundidades ópticas desenvolvidas nos capítulos referentes ao modelo de produção e dinâmico (capítulos 2 e 4, respectivamente).

Por esses resultados serem de fundamental importância, fez-se necessário a inclusão deste capítulo nesta dissertação. Logo, serão caracterizadas todas as simulações executadas para a obtenção dos tempos de vida das partículas assim como serão apresentados seus respectivos resultados.

As simulações que indicam os tempos de vida das partículas são divididas em dois tipos. Uma delas simula as partículas inicialmente dispostas em órbitas regulares nas imediações das órbitas dos dois satélites. A outra simulação, procura reproduzir a evolução das partículas quando elas são inicialmente ejetadas das superfícies dos satélites Jano e Epimeteu. Os resultados dos dois tipos de simulações realizadas para essa pesquisa serão

mostrados e comparados no final deste capítulo.

De modo geral, foram utilizados o mesmo integrador com os mesmo pacotes para as três simulações que serão apresentadas neste capítulo. As simulações realizadas foram executadas utilizando o integrador Bulirsch-Stoer, referente a uma opção de integrador disponível no pacote Mercury (Chambers 1999). Esse pacote possibilita a inclusão de efeitos não gravitacionais, como a pressão de radiação solar, que foi utilizada nas simulações dos tempos de vida das partículas. Além dessa facilidade em incluir forças de outras naturezas, que não gravitacionais, o pacote Mercury permite ao usuário aplicar efeitos do achatamento do corpo central, por meio da especificação de termos da expansão multipolar da força gravitacional (por exemplo: J_2 , J_4 , J_6 , etc).

Todas as simulações feitas também possuíam a mesma estrutura básica de configuração, que era a de possuir o corpo central sendo o planeta Saturno com os satélites Jano e Epimeteu localizados em uma órbita de semi-eixo maior de 151460 km. A distância angular inicial dos dois satélites era, nas três simulações, 6.88° , que corresponde à máxima aproximação entre os satélites.

A simulação de Winter et al. (2008), diferentemente das outras duas simulações, não incluía a pressão de radiação solar. O motivo para isso é que o escopo inicial desse trabalho era somente verificar a estabilidade do anel com suas partículas sendo eliminadas somente pela colisão com os satélites Jano e Epimeteu. Nessa simulação também não houve nenhum critério específico com relação ao tamanho das partículas, já que o foco principal era somente a verificação se o anel iria se perpetuar no sistema com os dois satélites. Portanto foram escolhidas para essa simulação partículas sem extensão física (partículas pontuais), já que sem forças não gravitacionais, somente a massa das partículas concernem para a ação de forças sobre elas (somente a força gravitacional).

Os resultados das simulações de Winter et al. (2008), como já visto nesta dissertação, são que as partículas do anel permanecem no sistema por no máximo algumas dezenas de anos. A eliminação delas ocorreu exclusivamente pela colisão com os satélites. Devido às baixas velocidades relativas, essas colisões de partículas no anel com os satélites não são aptas a gerar mais material para o anel e por consequência as partículas que colidem são somente acretadas, e consequentemente removidas do sistema. Devido a esse resultado, foi imaginado que a observação do anel em 2006 seria improvável e que um mecanismo de produção deveria ser o responsável pela existência do anel.

Com relação às outras duas simulações, tem-se que o foco principal foi obter os tempos de vida para as partículas do sistema. A diferença básica para o caso apresentado em Winter et al. (2008) é a implementação da pressão de radiação solar na simulação. Com essa força não gravitacional atuando, faz-se necessário que as partículas possuam tamanhos físicos. Sendo assim vários tamanhos foram simulados a fim de verificar a relação dos raios das partículas e seus tempos de permanência no sistema. Com o advento da pressão de radiação solar nas simulações numéricas, passa a ser possível a reprodução, mais próxima da realidade, do comportamento encontrado no sistema do anel. Esse sistema é constituído de um estado estacionário de partículas (partículas do cinturão, estudadas por Dikarev et al. (2006)) e de partículas menores afetadas pela pressão de radiação. Tem-se que essas simulações estimam o tempo de vida das partículas dos regimes já conhecidos anteriormente na pesquisa. São elas as partículas do anel (com raios de 1 a 13 μm) e as partículas do cinturão (com raios de 46 a 100 μm), onde as partículas efetivamente observadas nas imagens correspondem somente à faixa de tamanhos das partículas do anel.

Recapitulando, tem-se que o foco principal do modelo dinâmico (capítulo 4) é determinar a profundidade óptica das partículas que sofrem ação da pressão de radiação (ação capaz de diminuir drasticamente o tempo de vida da partícula). Todavia, o método utilizado no capítulo do modelo de produção (capítulo 2) somente faz o cálculo da profundidade óptica para partículas do cinturão (partículas do estado estacionário). Por esse motivo foi necessário o desenvolvimento de uma técnica baseada no modelo do estado estacionário de Dikarev et al. (2006), que consiste na criação de estados estacionários para todos os tamanhos de partícula. Encontrando os regimes e seus tempos de vida correspondentes, pode-se aplicá-los em uma expressão dada por:

$$A_{sc} = a_{med}[\dot{N}_{dist}(> r_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> r_{inf})]T_{sim}^{med} \quad , \quad (10.1)$$

onde A_{sc} é a área da seção de choque do intervalo de partículas, utilizada para obter a profundidade óptica. a_{med} é a área média das partículas desse mesmo intervalo, com $\dot{N}_{dist}(> r_{sup})$ e $\dot{N}_{dist}(> r_{inf})$ representando a taxa de produção do tamanho máximo e mínimo de partículas no intervalo, respectivamente. Tem-se que T_{sim}^{med} é o tempo médio obtido por meio dos tempo de permanência da maior e menor partícula. Tais tempos são

obtidos justamente pelas simulações numéricas apresentadas neste capítulo. Utilizando a área total da seção de choque das partículas do anel é possível obter a profundidade óptica que por sua vez é utilizada para obter o valor teórico de I/F.

Desta parte do capítulo em diante serão apresentadas características de cada uma das duas simulações executadas para o estudo da evolução das partículas. Como foi dito, as partículas dessas as simulações passaram a possuir extensão por conta a inclusão da pressão de radiação no sistema simulado. Os tamanhos de partículas são dados por raios de 1 a 10 μm divididos em intervalos de 1 em 1 μm (isso é, partículas de 1, 2, 3 10 μm). Existem também, testes realizados com partículas de raio de 100 e 1000 μm .

Os dados iniciais das simulações com relação aos corpos principais são dados pela tabela 10. Nesta tabela é possível verificar os valores dos semi-eixos maiores e as massas M_{sat} foram normalizados de acordo com o próprio semi-eixo real dos dois satélites e a massa do planeta Saturno, respectivamente. Tal recurso evita problemas computacionais como o “overflow” e erros de arredondamentos. Essa prática de normalização é utilizada frequentemente nesse tipo de simulação, possibilitando que o programador faça a escolha sobre o tipo de normalização mais conveniente (outro exemplo de normalização de semi-eixo seria a normalização por raios do planeta central).

Na tabela 10 o símbolo a representa o semi-eixo maior, a letra M_{sat} a massa, e indica a excentricidade, I a inclinação da órbita, ω o argumento do pericentro, Ω a longitude do nodo ascendente e m a anomalia média. Nas simulações os termos de expansão multipolar da força gravitacional também foram considerados. Os termos levados em conta foram o J_2 , J_4 e J_6 , com os valores 1.64×10^{-2} , -9.15×10^{-4} e 1.03×10^{-4} , atribuídos a eles, respectivamente.

Satélite	a	M_s	e	i	ω	Ω	m
Jano	1	5.83×10^{-9}	1×10^{-5}	1.75×10^{-4}	8.73×10^{-4}	1.75×10^{-4}	1.75×10^{-5}
Epimeteu	1	1.17×10^{-9}	1×10^{-5}	1.75×10^{-4}	8.73×10^{-4}	1.75×10^{-4}	1.22×10^{-1}

Tabela 10.1: Nesta tabela são mostrados os valores iniciais utilizados nas três simulações numéricas realizadas. a é o semi-eixo maior (normalizada), e a excentricidade, i a inclinação, ω o argumento do pericentro, Ω a longitude do nodo ascendente e M_s a massa dos satélites (normalizada).

De modo geral, o critério tomado para considerar uma partícula eliminada do sistema foi quando ela colidia com um dos satélites ou senão quando ultrapassava as regiões radiais

que correspondem às distâncias 140612 a 166000 km (a partícula do sistema deve ficar entre essas distâncias radiais). Nessas distâncias estão localizados os anéis F (interno) e G (externo). Sendo assim, esse tipo exclusão do sistema de partículas dessa região simula a colisão das mesmas com os anéis mais próximos da região do anel de Jano e Epimeteu.

O primeiro caso de simulação estudado consiste em 1800 partículas de tamanhos variados (descritos anteriormente) distribuídas em 50 diferentes órbitas espaçadas radialmente em 20 km. As 360 partículas de cada órbita se separam radialmente de 1° em 1° da anomalia média. As órbitas foram distribuídas em uma faixa radial de Saturno que vai de 150950 a 151950 km. Tem-se que o baixo número de partículas utilizadas (1800 partículas) pode representar satisfatoriamente o conjunto de partículas do anel pois os processos de eliminação a princípio não dependem do número de partículas, tendo em vista que as mesmas não interagem entre si. Logo, tanto essa simulação quando a outra, que reproduz a ejeção das partículas, serão analisada por meio da porcentagem de partículas que continuam no sistema.

Essa simulação se divide em três testes principais, cujas diferenças consistem somente no tamanho das partículas simuladas. No primeira teste somente partículas de 1 a 10 μm são consideradas no sistema. No segundo teste, partículas de 100 μm foram levadas em consideração. O último teste adicionou partículas de 1000 μm a esse conjunto de partículas do segundo teste de maneira a possuir um grupo de partículas de 1 a 10 μm distribuídas de 1 em 1 μm , com ainda partículas de 100 e 1000 μm . As partículas simuladas de 100 e 1000 μm claramente não pertencem ao regime de partículas do anel, todavia, esses testes foram realizados de maneira a garantir que a pressão de radiação somente afeta significativamente o tempo de vida das menores partículas desses tamanhos. Como será possível verificar nos resultados apresentados nesse mesmo capítulo, o tempo de vida desses tamanhos de partículas realmente são de dezenas de anos, concordando com o modelo de estado estacionário presente em Dikarev et al. (2006).

No segundo tipo de simulações as partículas são simuladas sendo ejetadas radialmente dos satélites no plano dos anéis. As partículas dessa simulação possuem os mesmos tamanhos que as da simulação explicada anteriormente. Para esse tipo de simulação foram feitas uma série de testes para cada tamanho de partícula. Para cada teste todas as partículas possuíam o mesmo tamanho e uma única velocidade de escape. As velocidades de escape podem ser 1, 2, 3, 4, 5, 10, 15 e 20 vezes a velocidade de escape do satélite

Jano (tabela 3.4). Os resultados para todas as velocidades são agrupados em gráficos de forma a possibilitar verificar o comportamento e o tempo de vida de cada tamanho de partículas.

10.1 Resultados

Nesta seção serão apresentados os resultados referentes às simulações, já descritas neste capítulo, que apresentam as partículas do anel postas inicialmente em órbitas ou sendo ejetadas da superfície dos satélites. Os resultados são dados por gráficos cujos eixos das ordenadas representam a porcentagem de partículas que permanecem no sistema e o eixo das abscissas o tempo que as partículas levaram para serem excluídas do sistema simulado. O primeiro conjunto de resultados que serão apresentados se refere às partículas inicialmente dispostas em órbitas regulares nas proximidades da órbita de Jano e Epimeteu.

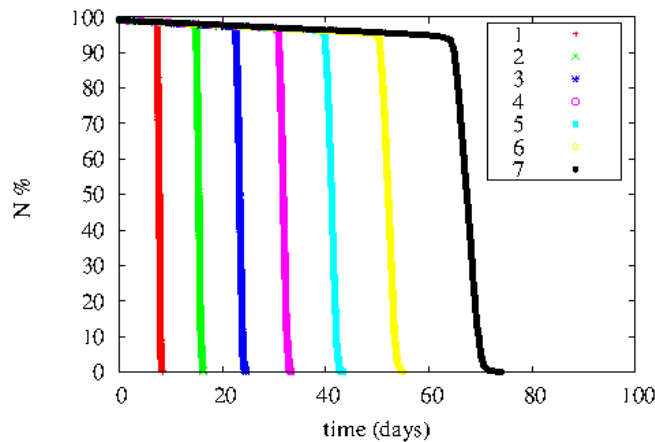


Figura 10.1: Resultados referentes a simulação de partículas de 1 a 7 μm . As partículas acima de 7 μm não são apresentadas devido a escala de tempo muito maior que os tamanhos de partículas apresentadas. O eixo das abscissas representa o tempo em dias enquanto que no eixo das ordenadas está apresentada a porcentagem de partículas remanescentes no sistema.

Na figura 10.1 estão representados os resultados dessa simulação para o caso de partículas de 1 a 7 μm . Tal representação se deve ao fato de partículas acima de 7 μm permanecerem no sistema por cerca de dezenas de anos, reproduzindo os resultados de Dikarev et al. (2006) e Winter et al. (2008). Devido ao tempo de permanência das partículas maiores não foi possível colocar todos os resultados em um mesmo gráfico, por conta

da escala de tempo utilizada. Neste gráfico, pode-se verificar a divisão de regimes de tamanhos realizada pela ação da pressão de radiação solar nas partículas. Tal resultado já era esperado, pois que a pressão de radiação altera basicamente a excentricidade da partícula de maneira periódica (Sfair et al. (2009) e Sfair & Giuliatti Winter (2009)) e a amplitude de oscilação depende do tamanho das partículas. Sendo assim, as partículas menores têm uma amplitude de oscilação na excentricidade maior que as demais. Acarretando, conseqüentemente, em suas colisões com os anéis F e G, já que suas órbitas podem se tornar altamente excêntricas (de modo que o apocentro da órbita cruze o limite radial das órbitas dos anéis F e G).

As partículas que não são eliminadas pela pressão de radiação serão consideradas como pertencendo ao estado estacionário de Dikarev et al. (2006). Essa consideração valerá para ambas as simulações analisadas. Os tempos de vidas dessas partículas que não sofrem grande influência da ação da pressão de radiação são apresentados na figura 10.2.

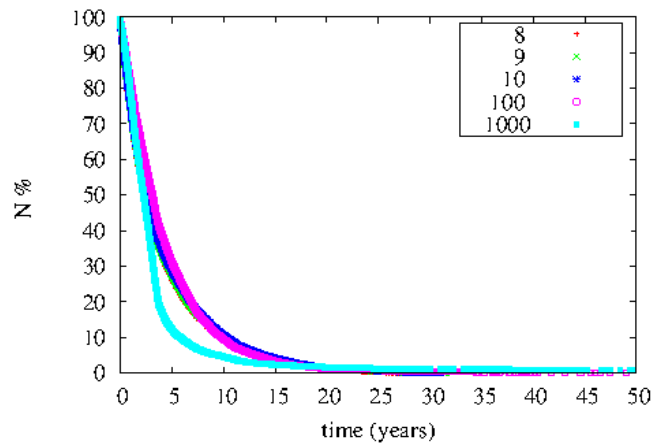


Figura 10.2: Resultados referentes a simulação de partículas de 1 a 1000 μm . Neste caso não foram apresentadas as partículas menores que 8 μm pois os tempos de vida das mesmas já foram apresentados no gráfico anterior (verificar a figura 10.1). O eixo das abscissas representa o tempo em dias enquanto que no eixo das ordenadas está apresentada a porcentagem de partículas remanescentes no sistema.

No gráfico da figura 10.2 são exibidos os resultados referentes ao segundo e terceiro teste realizados. Neste gráfico, ao contrário do gráfico da figura 10.1, o foco foi dado às partículas que permanecem no sistema por dezenas de anos (escala do tempo do gráfico dado em anos). Com exceção das partículas de 1000 μm de raio, todo o restante as partículas pertencem ao sistema estudado. Isso é, as partículas de 100 μm representam

o maior tamanho de partículas do cinturão enquanto que as partículas de 1 a 10 μm pertencem ao anel, já que o espalhamento Mie propicia que partículas de 1 a 13 μm sejam captadas na faixa do visível pelo detector da sonda.

Sendo assim, um ponto fundamental destes resultados é analisar a faixa de partículas visíveis que permanecem no sistema por um tempo maior, pois como visto, a profundidade óptica depende linearmente desse tempo. Logo, quanto maior o tempo de vida, maior será o número de partículas no anel e por consequência o anel tenderá a ser captado devido a seu maior brilho. Sendo assim, por essas simulações, se espera uma maior contribuição de brilho de partículas de 8 a 13 μm . Todavia, deve-se verificar ainda se seções de choque das partículas podem compensar esse efeito previsto.

Desta parte do capítulo em diante serão mostrados os resultados decorrentes das partículas simuladas sendo ejetadas dos satélites no início do processo. Como foi relatado anteriormente, as partículas foram simuladas sendo ejetadas com diversas velocidades de valores múltiplos da velocidade de escape do satélite Jano. Por simplicidade foi escolhido mostrar nesta dissertação apenas três resultados decorrentes de três valores de velocidade de escape. Os resultados escolhidos foram partículas ejetadas com velocidades de 1, 5 e 10 vezes a velocidade de escape de Jano. Tem-se por Porco (2006b) que a velocidade de escape média indica a baixa probabilidade de existirem muitas partículas com valores acima de 10 vezes a velocidade de escape.

Os gráficos que representam os resultados são apresentados para cada tamanho de partícula, onde cada curva, que possuem cores diferentes, representam uma diferente velocidade de escape. Observe a sequência de gráficos de 10.3 a 10.8 que representam as partículas de 1 a 1000 μm sendo ejetadas das superfícies dos satélites. Segundo as legendas, cada número corresponde ao número de vezes que a velocidade de ejeção é maior que a velocidade de ejeção de Jano, já a cor indica a curva correspondentes à velocidade indicada.

Observa-se nesse conjunto de gráficos das figuras 10.3 a 10.8 que a mesma tendência encontrada na simulação anterior é mantida. Isso é, as partículas menores são eliminadas do sistema rapidamente, enquanto que as maiores se perpetuam no sistema por anos. Pode-se verificar esse efeito observando o afastamento do ponto onde as curvas cruzam o eixo das abscissas do ponto onde o tempo é zero. Exemplo: na figura 10.3, no gráfico de partículas de raio 1 μm , todas as partículas são eliminadas para todos os valores de

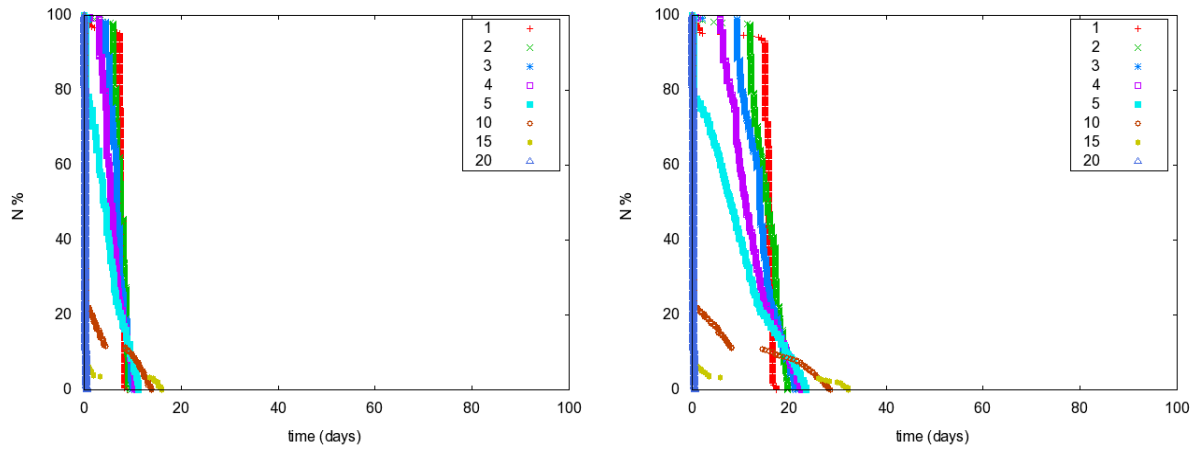


Figura 10.3: Resultado da simulação de partículas de 1 e 2 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano. O gráfico da esquerda corresponde à partículas de 1 μm e o da direita partículas de 2 μm . Cada cor de curva representa uma diferente velocidade de escape como consta na legenda.

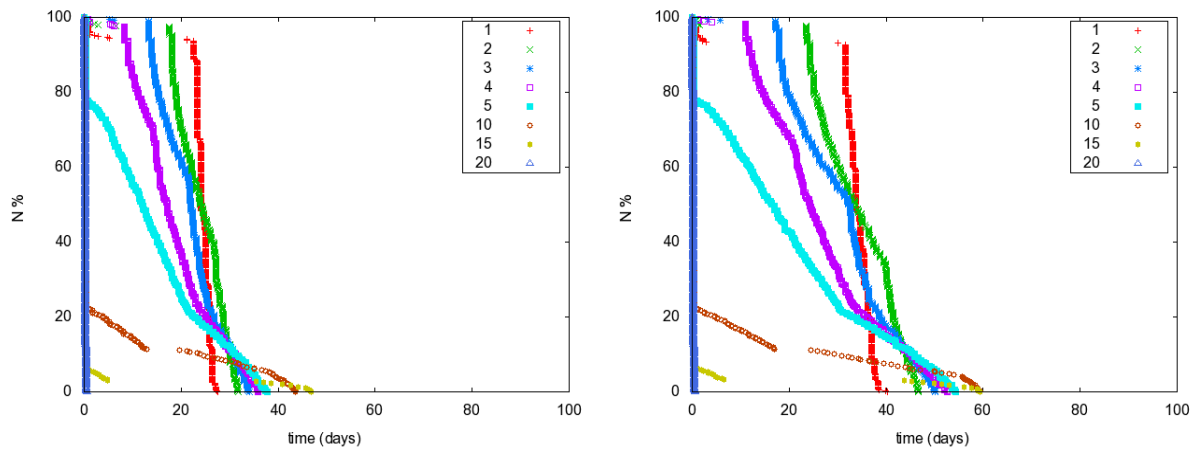


Figura 10.4: Resultado da simulação de partículas de 3 e 4 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano. O gráfico da esquerda corresponde à partículas de 3 μm e o da direita partículas de 4 μm .

velocidade com menos de 20 dias. Todavia para o gráfico de partículas com raio igual a 2 μm existe um deslocamento de todos os tempos de vida das partículas com exceção da curva azul escuro (20) para a direita. A razão disso, como no caso anterior, continua sendo que quanto menor o tamanho da partícula mais ela a mesma se torna a ações da força da pressão de radiação, como visto em Sfair et al. (2009) e Sfair & Giuliatti Winter (2009). Outro ponto que deve ser notado é que com esse tipo de simulação o regime de partículas observáveis que permanecem mais tempo no sistema se altera. Isso é, segundo as simulações anteriores as partículas acima de 7 μm permaneciam no sistema por um maior tempo. Já as simulações correspondentes aos gráficos das figuras

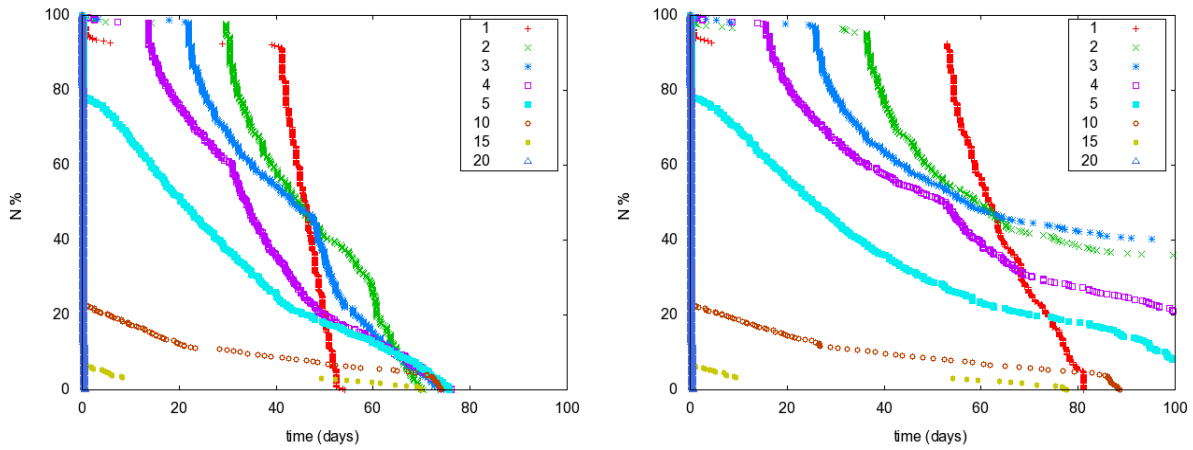


Figura 10.5: Resultado da simulação de partículas de 5 e 6 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano. O gráfico da esquerda corresponde à partículas de 5 μm e o da direita partículas de 6 μm .

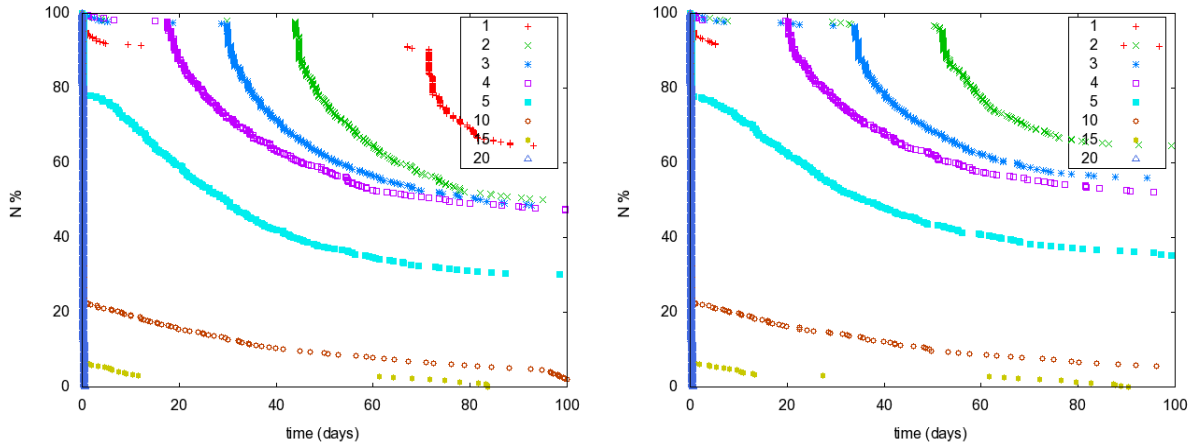


Figura 10.6: Resultado da simulação de partículas de 7 e 8 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano. O gráfico da esquerda corresponde à partículas de 7 μm e o da direita partículas de 8 μm .

de 10.3 a 10.8 possuem esse limite para partículas de raio de 6 μm . Esse tipo de efeito não possui dependência exclusiva com a velocidade, tendo em vista que os limites de partículas simuladas com velocidades 5 vezes maior que a velocidade de Jano possuem um limite superior de partículas altamente afetadas pela pressão de radiação de 5 μm . Em contrapartida para partículas ejetadas com 10 vezes a velocidade de escape de Jano os resultados do limite foram partículas de 8 μm de raio. No capítulo dos resultados finais (capítulo 11) serão apresentadas tabelas contendo todos os tempos de vida de todas as partículas simuladas para as velocidades de ejeção 1, 5 e 10 vezes maior que a velocidade de ejeção de Jano, assim como os resultados correspondentes as simulações das figuras 10.1 e 10.2.

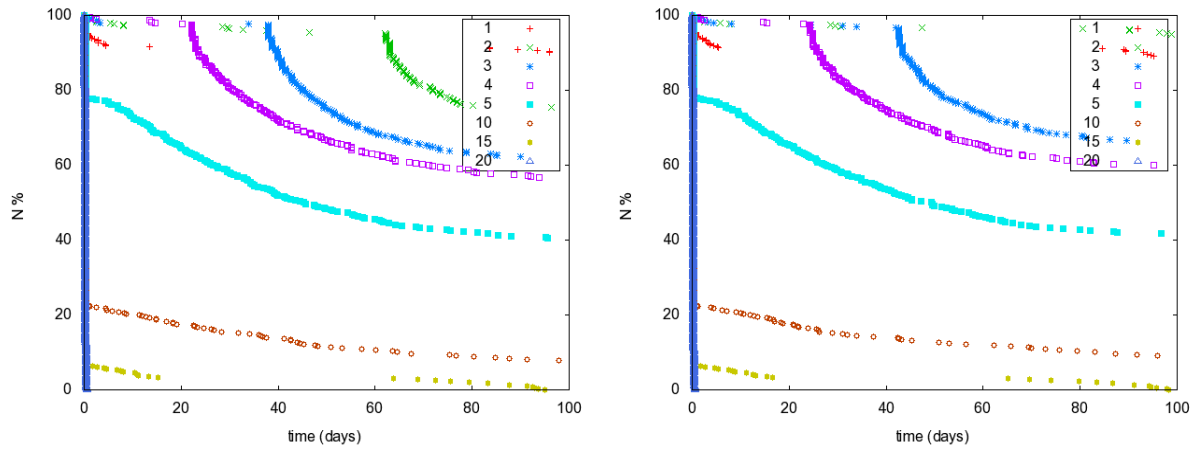


Figura 10.7: Resultado da simulação de partículas de 9 e 10 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano. O gráfico da esquerda corresponde à partículas de 9 μm e o da direita partículas de 10 μm .

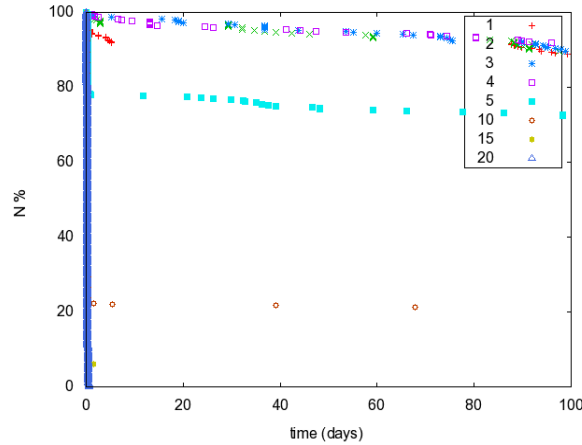


Figura 10.8: Resultado da simulação de partículas de 1000 μm ejetadas com a velocidade de escape de Jano

As curvas aplicadas no modelo teórico deste trabalho correspondem curvas de cores vermelha (velocidade de escape igual a 1), azul claro e marrom (velocidade de escape igual a 5 e 10, respectivamente). Todavia, analisando os gráficos é possível verificar importantes características não somente das curvas trabalhadas como de todas as outras.

Observa-se que as curvas em azul escuro, que correspondem à uma velocidade de ejeção de 20 vezes a velocidade de escape, são as mais rapidamente eliminadas para todos os tamanhos de partículas. Esse fato se deve a alta velocidade que não permite que as partículas permaneçam no sistema, já que as mesmas logo colidem com o anel F ou G, dependendo da direção para a qual a superfície está voltada e a geometria na qual os satélites se dispõem no sistema. Esse fato reproduz os resultados de Porco (2006b),

referentes as velocidades médias de escape.

Verifica-se que nos últimos três gráficos, que as partículas de 9, 10 e 1000 μm permanecem no sistema para todas as velocidades estudada com exceção das velocidades de 15 e 20 vezes maior que a velocidade de escape. Tal fato significa que com exceção de velocidades de escape acima de 15 vezes a velocidade de escape de Jano, as partículas acima de 8 μm sempre serão pouco “afetadas” pela pressão de radiação quaisquer sejam suas velocidades de escape.

A relação entre tempo de vida e tamanho das partículas que será utilizado pode ser observada na figura 10.9. Nesta figura são mostrados os resultados das simulações para cada uma dessas três diferentes velocidades além dos resultados referentes a primeira simulação descrita neste capítulo (partículas dispostas inicialmente em órbitas vizinhas a órbita dos satélites Jano e Epimeteu). Nota-se que a partir de certo tamanho de partículas, a sequência crescente em tamanho de partícula e tempos cessa. Isso é cada conjunto de pontos de uma cor tem seu valor máximo de tempo e tamanho a escala do gráfico dado em dicas no eixo das abscissas. A razão para isso é que todas as partículas de maior tamanho possuem tempos de vida da ordem de dezenas de anos. Sendo assim a escala de tempo das mesmas no sistema é cerca de 100 vezes os valores encontrados para os tamanhos de partículas da figura 10.9.

Outro ponto importante que deve ser verificado é a forma pela qual as partículas são eliminadas do sistema. Isso é, segundo os critérios definidos nas simulações, existem duas maneiras das partículas serem excluídas. Uma delas é a colisão com um dos satélites enquanto que a outra é quando elas saem da faixa entre 140612 e 166000 km, que representa a colisão com os anéis F e G, respectivamente. Espera-se que as partículas muito afetadas pela pressão de radiação colidam com os anéis devidos aos efeitos de variação de excentricidade de suas órbitas causadas pela própria pressão de radiação. Pode-se verificar em Sfair & Giuliatti Winter (2009) quais os efeitos da pressão de radiação nos elementos orbitais das partículas micrométricas. Nesse trabalho são feitas simulações para 4 tamanhos de partículas e para cada tamanho de partículas foi obtida uma amplitude de oscilação diferente. Isso é, enquanto as partículas maiores oscilavam pouco as pequenas possuíam uma grande amplitude de oscilação.

Sendo assim, tem-se que amplitude dessas oscilações na excentricidade dependem de seus tamanhos. Sendo assim, quanto menor a partícula maior a amplitude de oscilação e

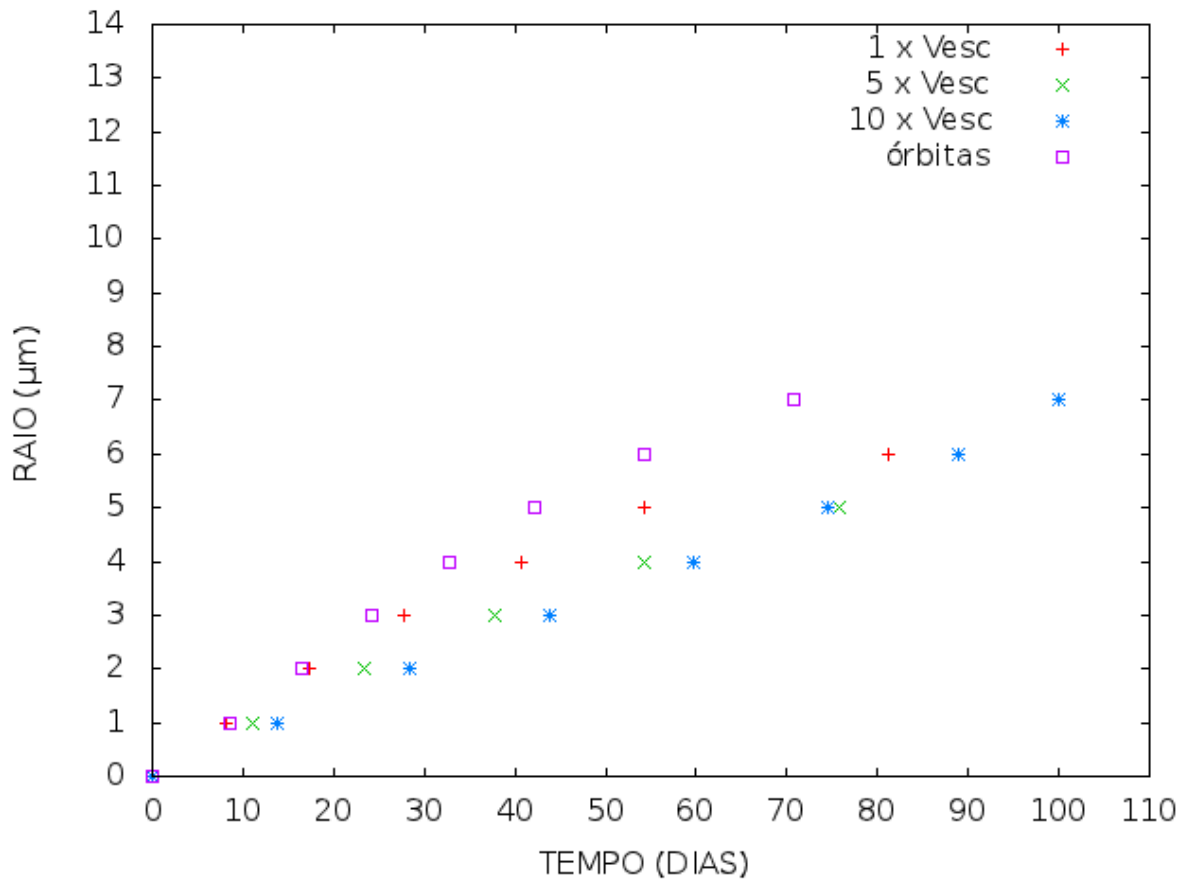


Figura 10.9: Relação entre tamanho de partículas e tempo de vida das mesmas obtida por meio das simulações. Os pontos roxos representam a simulação onde as partículas são dispostas inicialmente em órbitas, o restante dos pontos representam as simulações de partículas sendo ejetadas, onde as curvas vermelha, verde e azul representam as velocidades de ejeção de 1, 5 e 10 vezes a velocidade de escape de Jano, respectivamente.

consequentemente maior é a possibilidade que o apogeu da órbita cruze a região dos anéis F ou G, fazendo com que as partículas colidam com um desses anéis e sejam extraída do sistema.

Já para as partículas maiores, pouco afetadas pela pressão de radiação, se espera que a colisão com o satélite as retirem do sistema visto que as amplitudes de oscilação das excentricidade não seriam tão grandes quanto a das partículas afetadas pela pressão de radiação solar. Nas figuras 10.10 e 10.11 se pode verificar que o efeito esperado realmente é reproduzido nos resultados das simulações. Na figura 10.10 é possível verificar os mesmos tipos de gráficos vistos anteriormente que descrevem a porcentagem de partículas que permanecem no sistema relacionadas a exclusão as partículas do sistema

via colisões com os satélites.

Para partículas de $1 \mu\text{m}$, representado no gráfico da esquerda e para partículas de $10 \mu\text{m}$ no gráfico a direita. O que se pode observar é que por as partículas de $1 \mu\text{m}$ serem mais afetadas pela pressão de radiação apenas uma pequena parcela delas colide com os satélites. Sendo assim para a escala de tempo usada, tem-se que praticamente 100 % das partículas permanece no sistema. Devido a essa taxa de eliminação ser baixa, elas são excluídas do sistema praticamente que só pelas colisões com os anéis F e G, tendo em vista que elas são eliminadas pela colisão com os anéis em uma escala de tempo muito menor que quando colidem com os satélites. Logo, as partículas são eliminadas antes do tempo que torna a eliminação pelas colisões com os satélites relevantes. Muito antes que se observar qualquer mudança significativa no número de partículas eliminadas pelas colisões com os satélites, elas já foram eliminadas pelo outro método de exclusão de partículas do sistema. Já que as partículas acima de $9 \mu\text{m}$ são, em geral, “não afetadas” (que possuem amplitude de oscilação abaixo do limite de eliminação) pela pressão de radiação, tem-se que o gráfico da direita da figura 10.10 é condizente com as expectativas de eliminação, que são mostradas como influentes principalmente para a curva vermelha (velocidade de ejeção igual a do satélite Jano).

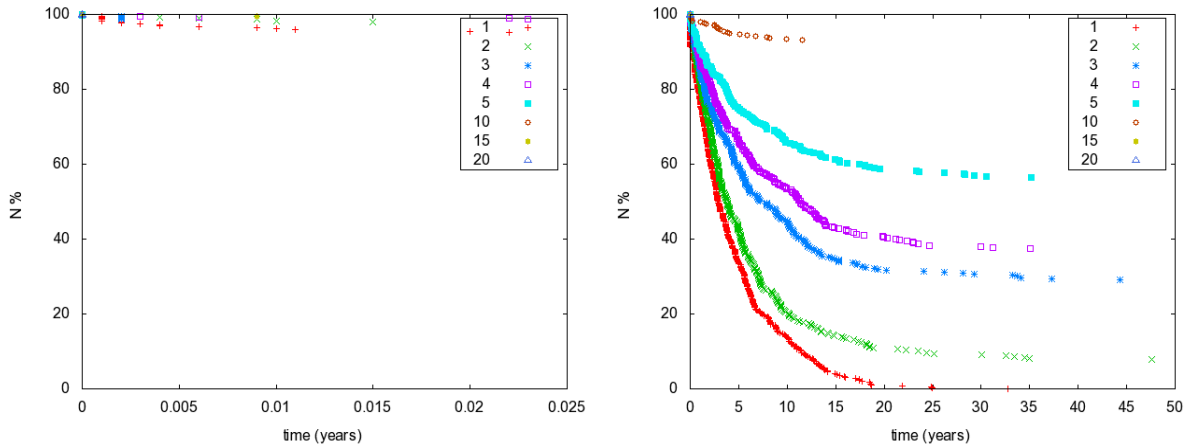


Figura 10.10: Comparação entre a taxa de eliminação de partículas de $1 \mu\text{m}$ (gráfico a esquerda) e $10 \mu\text{m}$ (gráfico a direita) colidindo com os satélites.

O contraponto dos gráficos da figura 10.10 são os gráficos da figura 10.11 que mostram a eliminação de partículas do sistema por meio da colisão com os anéis F e G. Devido ao efeito de variação na excentricidade causado pela pressão de radiação o esperado é que as pequenas partículas sejam eliminadas a uma taxa maior que as partículas

pouco afetadas. No gráfico da esquerda, que corresponde a partículas de $1\ \mu\text{m}$, tem-se que as expectativas foram inteiramente verificadas, isso porque, as partículas são rapidamente eliminadas devido a colisão com os anéis. Para o segundo gráfico (gráfico da direita) que corresponde a partículas de $10\ \mu\text{m}$, pode-se dizer que as partículas tendem a permanecer no sistema por vários anos com exceção das partículas com velocidades iguais a 15 e 20. Os motivos para essas exceções já foram explicados anteriormente para o caso das partículas serem lançadas diretamente para os anéis sem haver tempo para que elas evoluam no sistema. Por consequência, com as devidas exceções, tem-se que por permanecerem no sistema muito tempo, a tendência é que elas sejam eliminadas pela colisão com os satélites, como o esperado.

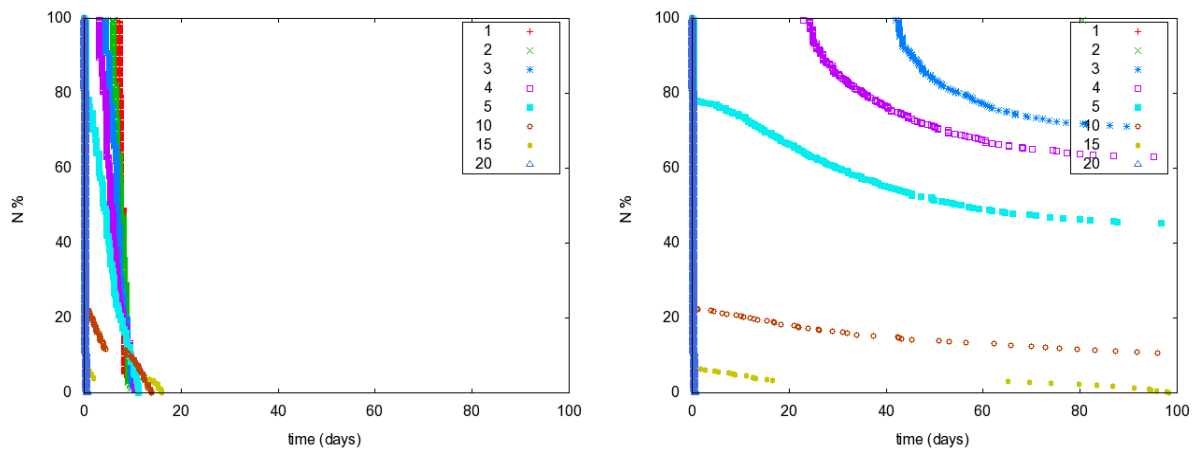


Figura 10.11: Comparação entre a taxa de eliminação de partículas de 1 (gráfico da esquerda) e 10 (gráfico da direita) μm colidindo com os anéis F e G.

Os resultados das duas simulações foram de certo modo compatíveis, possuindo apenas pequenas diferenças entre eles. A principal diferença encontrada foi o tamanho de partícula que separa as diferentes classes de partículas. Os tempos de eliminação de cada tamanho de partícula também foram organizados em tabelas e serão apresentados no próximo capítulo (capítulo 11). Aparentemente a mudança no tamanho das partículas que separam as duas classes de partículas pode ser considerada pequena, já que as diferenças foram de apenas 1 e $2\ \mu\text{m}$ (da simulação das órbitas para a simulação de velocidades 1 e 5 vezes, respectivamente). Todavia é necessário aplicar esses dois casos no modelo desenvolvido para verificar se ele é sensível de forma a alterar a ordem de grandeza das profundidades ópticas para cada um dos casos.

No próximo capítulo (capítulo 11) serão mostrados os resultados finais que foram vi-

abilizados por meio das simulações apresentadas neste capítulo. Como já foi mencionado, as relações entre tamanho e tempo e vida das partículas serão utilizados para obter o número de partículas no anel e consequentemente sua profundidade óptica, por meio de equações como 2.28 e 10.1. A profundidade óptica, por sua vez, será utilizada na equação 6.34 que viabilizará a obtenção do I/F teórico. Logo, o I/F teórico é a grandeza representante de todos os modelos desenvolvidos e todas as hipóteses consideradas e deverá ser comparado com o I/F obtido por meio da fotometria. Nesse próximo capítulo será constatado se as diferenças dos resultados obtidos pelas diferentes simulações se mostram relevantes quando aplicados no modelo teórico desenvolvido.

Capítulo 11

Resultados finais

Segue neste capítulo a parte final dos capítulos referentes aos resultados da pesquisa (capítulos 2, 4, 6 e 8). Após o capítulo anterior, referente as simulações numéricas, é possível finalizar o restante dos cálculos pendentes dos capítulos dos resultados. Os resultados que foram possíveis se obter com as simulações numéricas foram os tamanhos das partículas do anel e seus respectivos tempos de vida. Diferentemente da definição de tempo de vida de Dikarev et al. (2006), o tempo de vida das partículas para todo o conjunto de partículas (anel e cinturão) corresponde ao tempo que elas permanecem no sistema. Sendo assim, as partículas eliminadas pela pressão de radiação tem como tempo de vida o período que elas permanecem no sistema desde serem ejetadas de um dos satélites até colidirem, mais provavelmente, com os aneis F ou G. Já as partículas não são eliminadas pela pressão de radiação, possuem o tempo de vida com uma mesma definição encontrada em Dikarev et al. (2006), ou seja, o período entre a ejeção da partícula até o seu retorno ao satélite. Um tema a ser verificado em futuros trabalhos é como o tempo de vida das partículas do cinturão é alterado quando o sistema é composto por dois satélites coorbitais ao invés de apenas um satélite. Tendo obtido o tempo de vida que cada tamanho de partícula do anel, por meio das simulações numéricas, deve-se aplicá-los nas equações 2.28 e 11.2 de maneira a obter os valores de profundidade óptica.

Como também foi visto, Dikarev et al. (2006) estuda somente partículas não afetadas por forças não gravitacionais, logo foi pensado em criar um estado estacionário para cada tamanho de partícula “afetada” pela pressão de radiação solar, já que cada uma delas possui um distinto tempo de vida no sistema. O processo de criação para um estado estacionário específico para cada tamanho de partícula foi baseado nas taxas de produção

de partículas e na linearidade do número de partículas e seu tempo de vida. Sendo assim, as simulações foram necessárias para poder preencher a lacuna deixada pela ausência de uma expressão analítica para a determinação do tempo de vida das partículas tal qual encontrada no modelo de produção (capítulo 2). Como pôde ser visto no capítulo das simulações (capítulo 10), foram feitas duas diferentes simulações que informam a relação dos tamanhos das partículas e seus respectivos tempos de vida.

As simulações realizadas tiveram as mesmas condições básicas, com a diferença da maneira pela qual as partículas são dispostas no início da simulação. No primeiro dos casos apresentado no capítulo 10 as partículas eram dispostas em órbitas vizinhas a órbita média dos satélites Jano e Epimeteu. Os tamanhos das partículas e os respectivos tempos de vidas para essa simulações estão presentes na tabela 11.1, onde o símbolo T representa o tempo de vida de uma partícula com determinado raio r . Nesta tabela é possível discernir o limite exato de tamanho de partículas que as dividem entre eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação solar. Isto é, partículas acima de $7 \mu\text{m}$ permanecem no sistema um período de tempo compatível com o modelo desenvolvido por Dikarev et al. (2006). Por esse motivo ao invés de ser utilizado o tempo referente aos resultados numéricos foi optado utilizar o tempo obtido pela equação 2.16, por esse motivo o símbolo T_{modelo} é utilizado na tabela 11.1 para representar que o tempo utilizado é obtido por meio do modelo desenvolvido.

Em contrapartida, na tabela 11.2 são apresentados os resultados referentes à simulação numérica das partículas sendo inicialmente ejetadas da superfície dos satélites Jano e Epimeteu. Como foi dito, para essa classe de simulações vários tamanhos de partículas foram simuladas sendo ejetadas com diversas velocidades de escape (como consta no capítulo 10). Por simplicidade foi escolhido apresentar somente os resultados das velocidades uma, cinco e dez vezes maior que a velocidade de escape do satélite Jano. Os valores correspondentes a cada velocidade estão indicados pelo símbolo V_{je} , cuja unidade de medida é dada em velocidades de escape de Jano (V_{esc}^J).

Como pode ser constatado, da mesma maneira que existe um tamanho de partícula que separa os dois grupos (partículas eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação) de partículas na simulação cujos resultados são apresentados na tabela 11.1, também existem tamanhos de partículas que dividem esse grupo para cada valor de velocidade de escape. Pode-se verificar que para cada velocidade o tamanho de partícula que segrega

r (μm)	T (dias)	T (segundos)
1	8.572	7.406×10^5
2	16.429	1.419×10^6
3	24.286	2.098×10^6
4	32.857	2.839×10^6
5	42.143	3.641×10^6
6	54.286	4.690×10^6
7	70.714	6.110×10^6
8	T_{modelo}	T_{modelo}
9	T_{modelo}	T_{modelo}
10	T_{modelo}	T_{modelo}
100	T_{modelo}	T_{modelo}
1000	T_{modelo}	T_{modelo}

Tabela 11.1: Relação entre tempo de vida e tamanho das partículas. Resultados referentes a simulação computacional onde as partículas são dispostas inicialmente em órbitas. A variável T_{modelo} indica que o tempo de vida desses tamanhos de partículas são extraídos do modelo ao invés das simulações. Tais resultados foram obtidos a partir das figuras 10.1 e 10.2.

os grupos não é necessariamente igual ao apresentado para outro tipo de simulações numéricas. Tem-se que para a velocidade de ejeção igual à velocidade de escape de Jano o tamanho “divisor” de partícula é dado pelo raio $6 \mu\text{m}$. Para velocidades cinco vezes esse valor o tamanho é de partículas de raio igual a $5 \mu\text{m}$ e para partículas com dez vezes a velocidade de escape o caso da primeira simulação apresentada é recuperado (partículas com $7 \mu\text{m}$) dividem as duas classes de partículas.

As consequências desses intervalos de tamanhos deverão ser verificadas depois que os seguintes resultados das tabelas 11.1 e 11.2 sejam convertidos em valores de profundidade óptica por meio do modelo do capítulo 2 e 4. A tendência esperada para esses resultados é que quanto maior o intervalo tamanhos de partículas no sistema e quanto mais tempo essas partículas permanecerem no sistema maior será o valor da profundidade óptica. Logo, com o aumento da profundidade óptica, o anel se tornaria mais apto a ser detectado pela sonda, já que o aumento da profundidade óptica traduz um aumento na densidade de partículas no anel. Com esses resultados poderá ser verificada a validade das duas

simulações numéricas executadas.

Tecnicamente, a simulação que corresponde às partículas sendo ejetadas do sistema retrata melhor o sistema físico encontrado no sistema real. Todavia, com a inclusão de uma nova variável, a velocidade de ejeção, a execução, desenvolvimento e análise do problema se torna mais complicada. Sendo assim, se os casos corresponderem a resultados compatíveis será possível utilizar somente a simulação numérica mais simples, já que os resultados gerados são próximos.

$V_{eje}(V_{esc}^J)$	1	5	10
Raio (μm)	T (dias)		
1	8.0769	11.1538	13.8462
2	17.3077	23.4615	28.4615
3	27.6923	37.6923	43.8462
4	40.7692	54.2308	59.6154
5	54.2308	75.7692	74.6154
6	81.1538	T_{modelo}	88.8462
7	T_{modelo}	T_{modelo}	103.8231
8	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}
9	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}
10	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}
100	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}
1000	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}

Tabela 11.2: Relação entre tempo de vida e tamanho das partículas. Resultados referentes a simulação numérica onde as partículas são ejetadas da superfície dos satélites. Nesta tabela são apresentados os raios das partículas e seus respectivos tempos de vida, onde V_{eje} representa a velocidade de ejeção, dada em unidades de velocidade de escape de Jano (V_{esc}^J). A variável T_{modelo} significa que o tempo de vida desses tamanhos de partículas são extraídos do modelo ao invés das simulações. Tais resultados foram obtidos por meio da sequência de figuras apresentadas no capítulo 10, da figura 10.3 até a 10.8.

A fim de gerar os valores da profundidade óptica é necessário dividir os resultados de cada tamanho de partícula das tabelas 11.1 e 11.2 em intervalos de tamanhos e obter seus tempos médios de vida. Com os intervalos de tamanhos de partículas e seus respectivos tempos médios de vida, definidos, deve-se aplicar esses valores no modelo determinado no

capítulo 3. Como foi visto, o processo pelo qual a profundidade óptica é obtida é diferente para o caso das partículas eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação. Existe outra diferença entre os processos de obtenção da profundidade óptica correspondente ao tipo de produção de partícula que é considerado. Para o caso da produção direta de partículas, é utilizada a equação 11.1.

$$\tau = - \frac{\int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \pi r^2 \frac{T_{med}}{T} dN(> r)}{\pi ((R_a + L/2)^2 - (R_a - L/2)^2)} \quad , \quad (11.1)$$

onde o T_{med} é obtido por meio das simulações e esse tempo corresponde à média dos valores apresentados nas tabelas 11.1 e 11.2. Para o caso das partículas não serem eliminadas pela pressão de radiação, o tempo de vida da simulação é substituído por T_{modelo} , que corresponde ao próprio valor de T dado pela equação 2.16.

Para o caso da produção indireta de partículas é possível, por meio dos resultados obtidos, obter o número de partículas no sistema produzido para cada intervalo de tamanhos e seu tempo médio de vida correspondente. Esse número de partículas pode ser obtido por meio da equação 4.1. Utilizando o número de partículas e a área média de cada uma das partículas da distribuição é factível obter a seção de choque total referente a cada distribuição. Para a profundidade óptica do processo indireto de produção se deve utilizar a equação 11.2.

$$\tau_{dist} = - \frac{(\dot{N}_{dist}(> r_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> r_{inf})) T_{med} \int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \pi r^2 dN(> r)}{\pi ((R_a + L/2)^2 - (R_a - L/2)^2) (N(> r_{sup}) - N(> r_{inf}))} \quad . \quad (11.2)$$

Tem-se que $T_{med} = (T_{sup} + T_{inf})/2$ e $N_{dist} = (\dot{N}_{dist}(> r_{sup}) - \dot{N}_{dist}(> r_{inf})) T_{med}$, onde N_{dist} é o número de partículas entre r_{inf} e r_{sup} para a distribuição “dist”. Onde T_{inf} e T_{sup} são os tempo simulados correspondentes para o intervalo de partículas r_{inf} e r_{sup} , respectivamente. Tem-se que $\dot{N}_{dist}$ representa qualquer uma das taxas de produção do capítulo 3 ($\dot{N}_{ext}$, $\dot{N}_{int}$ e $\dot{N}_{rng}$). Nesta equação, verifica-se que a área média das partículas é dada pela área do intervalo dividido pelo número de partículas no intervalo (da distribuição N), ou seja:

$$a_{med} = - \frac{\int_{r_{inf}}^{r_{sup}} \pi r^2 dN(> r)}{(N(> r_{sup}) - N(> r_{inf}))} \quad , \quad (11.3)$$

Verifica-se que tanto para a equação 11.2 quanto para 11.1, R_a é o semi-eixo do anel (151435 km) e L é a largura do anel (6000 km), obtida no capítulo 2. Para aplicar os resultados das simulações nas equação referentes a profundidade óptica basta dividir as partículas das tabelas 11.1 e 11.2 em intervalos de tamanhos do tipo (r_{sup}, r_{inf}) e obter um tempo médio para cada um desses tempos. Tais resultados estão organizados em intervalos de tamanhos de partículas e são apresentados nas tabelas 11.3 e 11.4.

$r_{inf} (\mu m)$	$r_{sup} (\mu m)$	T (dias)	T (segundos)
1	2	12.500	1.080×10^6
2	3	20.357	1.759×10^6
3	4	28.571	2.469×10^6
4	5	37.500	3.240×10^6
5	6	48.215	4.166×10^6
6	7	62.500	4.690×10^6
7	8	$\sim T_{modelo}/2$	$\sim T_{modelo}/2$
8	1000	T_{modelo}	T_{modelo}

Tabela 11.3: Regimes de tamanhos de partículas obtidos por meio da primeira simulação numérica estudada no capítulo 10. Nesta tabela constam o limite inferior (r_{inf}), superior (r_{sup}), e o tempo médio de vida (T) de cada regime.

Nestas tabelas são apresentados os raios superior e inferior das partículas de cada regime, representados pelos símbolos r_{sup} e r_{inf} , respectivamente. T representa o tempo de permanência médio do regime de tamanho de partículas no sistema. Para o caso da tabela 11.3 esses tempos são apresentados em dias ou em segundos, já para a tabela 11.4 cada tempo representa o tempo de permanência no sistema para uma correspondente velocidade de ejeção do sistema para um determinado regime de tamanhos (dado em dias). A exemplo das tabelas anteriores os parâmetros T_{modelo} representam o tempo de vida das partículas adotado segundo o modelo de Dikarev et al. (2006). Todavia, por se tratarem de tempos médios dados pela equação 4.2, e por os tempos de permanência das partículas eliminadas pela pressão de radiação serem cerca de 100 vezes menores que o tempo de vida do modelo, é utilizado a simbologia de $\sim T_{modelo}/2$ nas tabelas, por simplicidade. Os regimes que possuem esse símbolo são os tamanhos de uma classe de partículas eliminadas e não eliminadas pela pressão de radiação e representam essa

$V_{eje}(V_{esc}^J)$		1	5	10
$r_{inf} (\mu m)$	$r_{sup} (\mu m)$	T (dias)		
1	2	12.6923	17.30765	21.15385
2	3	22.5000	30.5769	36.1539
3	4	34.23075	45.9615	51.7308
4	5	47.5000	65.0000	67.1154
5	6	67.6923	$\sim T_{modelo}/2$	81.7308
6	7	$\sim T_{modelo}/2$	T_{modelo}	94.4231
7	8	T_{modelo}	T_{modelo}	$\sim T_{modelo}/2$
8	1000	T_{modelo}	T_{modelo}	T_{modelo}

Tabela 11.4: Regimes obtidos por meio das simulações numéricas de partículas sendo ejetadas com três diferentes velocidades da superfície dos satélites, onde V_{eje} representa a velocidade de ejeção, dada em unidades de velocidade de escape de Jano (V_{esc}^J). Nesta tabela constam o limite inferior (r_{inf}), superior (r_{sup}), e o tempo médio de vida (T) de cada regime para cada velocidade de escape correspondente.

transição de classes. Apesar desse símbolo os valores desses tempos são rigorosamente calculados na pesquisa.

Aplicando os valores da tabela 11.3 no código que calcula as profundidades ópticas, cujas equações foram desenvolvidas nos capítulos do modelo de produção e dinâmico (capítulo 2 e 4), obtém-se os resultados que constam nas tabelas 11.5 (página 190). Na tabela superior 11.5 são representados os resultados referentes ao satélite Jano e na tabela abaixo ao satélite Epimeteu. Nessas tabelas os símbolos r_{sup} e r_{inf} representam os tamanhos máximos (r_{sup}) e mínimos (r_{inf}) de cada regime de tamanhos escolhidos. R_{max} e R_{min} são os raios da maior e da menor partícula do cinturão segundo o modelo de Dikarev et al. (2006) e r_{med} é o raio médio de partículas para cada regime diferente. As profundidades ópticas são representadas pelas variáveis τ para a produção direta de partículas, τ_{ext} para a colisão indireta referente à colisão do cinturão com o fluxo colisor, τ_{int} para a colisão mútua entre membros do cinturão e por fim τ_{rng} , que representa a profundidade óptica das partículas criadas por meio da colisão de partículas do anel com as partículas do cinturão.

Nas duas tabelas, pode-se observar que os valores de profundidade ópticas da produção direta (coluna τ) são comparáveis com os valores de produção indireta das colunas

τ_{int} e τ_{rng} (colisões cinturão - cinturão e cinturão - anel, respectivamente). Isso é, verifica-se que em Dikarev et al. (2006) foi constatado que a taxa de produção indireta contribui mais para o sistema que as partículas produzidas diretamente. A consequência desse maior número de partículas produzidas é retratado com o aumento na profundidade óptica do sistema. A maior eficiência dos mecanismos indiretos de produção em criar partículas para o anel faz com que os valores das profundidades ópticas desses os mecanismos possuam valores da mesma ordem de grandeza. Por esse motivo, considerar as produções indiretas de partículas se mostra fundamental para a pesquisa.

Outra característica interessante que pode ser observada nas duas tabelas é que a maior contribuição para a profundidade óptica total resulta das partículas que permanecem no sistema por um maior tempo. Isso é, as maiores partículas do anel, representadas pelos regimes de partículas entre 7 e 8 μm e o regime de 8 a 13 μm . Onde, como se pode verificar na tabela 11.5 o regime de 8 a 13 μm permanecem no sistema o tempo de vida de cada satélite (tabela 11.3) e o regime de 7 a 8 μm aproximadamente metade desse tempo. Logo, conclui-se que apesar do número de partículas ser maior para partículas de raios menores, o tempo de vida delas não permite que elas sejam acumuladas no sistema. Sem o acúmulo de partículas no sistema a tendência é que a profundidade óptica seja muito baixa (10^{-9} , 10^{-10} , como pode ser vista nas tabelas 11.5). Em contrapartida as partículas de 8 a 13 μm , que permanecem no sistema por cerca de dezenas de anos conseguem se acumular de forma a gerar uma profundidade óptica cerca de 100 ou 1000 vezes maior que as partículas eliminadas pela pressão de radiação e que permanecem no sistema por um curto período de tempo.

Como já havia sido dito, para obter a profundidade óptica total resultante do modelo desenvolvido nesta pesquisa é necessário somar todas as profundidades ópticas de todos os intervalos de tamanhos de partículas de todos os meios de produção para os dois satélites. Essa soma é representada pela equação 4.6 apresentada no modelo dinâmico. A soma de todas as profundidades ópticas referentes à simulação com as partículas do anel dispostas inicialmente em órbitas, cujos resultados são apresentados nas tabelas 11.5, são apresentados na tabela 11.6.

Nessa tabela são mostrados os resultados de profundidade óptica para os dois satélites (primeira coluna do satélite Jano e a segunda de Epimeteu). Os resultados das profundidades ópticas das colunas 1 e 2 são fruto da soma das profundidades ópticas de todos

os tipos de produção ($\tau + \tau_{ext} + \tau_{int} + \tau_{rng}$) cada linha representa o resultado para um diferente regime de tamanhos de partículas, onde a primeira representa o regime de 1 a 2 μm e a última de 8 a 13 μm , de acordo com a tabela 11.6.

Como se pode verificar na última linha da coluna está apresentado o valor da profundidade óptica que representa o modelo teórico desenvolvido, cujos tempos foram obtidos por um tipo específico de simulação numérica (capítulo 10). O valor final da profundidade óptica será utilizado na equação 6.34 de maneira a obter o I/F teórico que deve ser comparado os com os dados experimentais referentes à fotometria. Todavia, o mesmo processo deverá ser feito com os resultados da outra simulação de forma a verificar se elas são compatíveis.

Os resultados referentes às simulações de partículas sendo inicialmente ejetadas da superfície dos satélites são apresentadas em tabelas semelhantes a da página 190. Todavia, existe um mesmo conjunto de dados para cada diferente velocidade de escape. Primeiramente serão apresentados os dados referentes à velocidade de ejeção igual à velocidade de escape de Jano. Esses resultados são representados pelas tabelas da página 192, onde a tabela superior corresponde a Jano e a inferior a Epimeteu.

Nesta tabela, a exemplo dos resultados anteriores se pode verificar que a maior contribuição para a profundidade óptica é fruto das partículas maiores que permanecem no sistema por um período de décadas. A diferença constatada é que o limite de tamanhos de partículas que permanecem no sistema diminui. Isso é, o conjunto de partículas que permanece no sistema por maiores períodos de tempo é maior. Em decorrência disso é possível constatar um pequeno aumento nos valores finais de profundidade óptica. A soma de todos os valores dessas tabelas é dado na tabela 11.8.

Devido à mudança do tamanho de partículas que divide o conjunto de partículas observáveis em duas classes de 8 para 7 μm , foi possível constatar por meio das tabelas 11.6 e 11.8 que a profundidade óptica final possuiu um pequeno aumento, não apreciável para essa pesquisa. Isso é, devido ao número de elementos envolvidos em todo o mecanismo estudado e suas respectivas incertezas, o objetivo final é fazer comparações utilizando apenas ordens de grandeza. Sendo assim, já que não houve mudança na ordem das profundidades ópticas. Pode-se afirmar que as partículas simuladas inicialmente sendo ejetadas com a velocidade de escape de Jano equivalem ao processo onde elas são colocadas inicialmente em órbitas vizinhas a órbita média dos satélites Jano e Epimeteu, pelo menos em termos

de profundidade óptica. Todavia, ainda serão mostrados os resultados referentes às simulações com velocidades de escape 5 e 10 vezes maiores que a velocidade de escape de Jano. Tais resultados estão apresentados nas tabelas da página 194 para velocidades 5 vezes maior e na página 196 para velocidades 10 vezes maior que a velocidade de escape de Jano.

Os resultados finais das profundidades ópticas referentes às simulações cujos resultados constam nas tabelas 11.9 e 11.11. Essas tabelas estão apresentadas da mesma forma que os resultados das tabelas 11.6 e 11.8. Onde a tabela 11.10 representa os resultados para velocidades de escape 5 vezes maior que a velocidade de escape de Jano e foi obtida por meio dos resultados das tabelas 11.9. Já a tabela 11.12 representa as partículas ejetadas com velocidades 10 vezes a velocidade de escape de Jano, obtida por meio das outras duas tabelas presente na página 196, onde a tabela de cima representa o satélite Jano, enquanto que a tabela inferior corresponde a Epimeteu.

Nas tabelas das páginas 194 e 196, pode-se constatar o mesmo comportamento já levantado no decorrer da análise dos resultados finais neste capítulo. A parcela fundamental na soma de todos os termos sempre são os regimes que permanecem um maior tempo no sistema. Todos os resultados de profundidades ópticas apresentam Epimeteu como um melhor “produtor” de partículas que seu parceiro de órbita, Jano. Acredita-se que esse fato é uma consequência dos tamanhos dos dois satélites, já que a velocidade para escapar de Jano é maior que a velocidade para escapar de Epimeteu. Sendo assim, apesar de produzir mais partículas que Epimeteu, Jano não permite que uma parcela considerável delas escape para o sistema. Entretanto, Epimeteu que possui uma área de produção menor permite que uma maior das partículas escape e componha o sistema, resultando assim em maiores valores de profundidade ópticas que as partículas produzidas por Jano (tal fato pode ser verificado por meio da parâmetro U que consta na tabela 3.5 e foi explicado no capítulo 2). Outro fator que contribui para maiores valores de profundidade óptica de Epimeteu são seus maiores tempos de vida com relação ao satélite Jano. Como a profundidade é proporcional ao tempo de vida, tem-se que contribuições de Epimeteu para a profundidade óptica realmente deve ser maior. Nessas últimas tabelas os tamanhos limites que separam os dois tipos de partículas são distintos para as três velocidades de escape.

Pode-se ver que esses diferentes regimes de partículas que permanecem por um maior

período representam, satisfatoriamente, todo o conjunto de partículas do sistema. Isso porque o restante das profundidade ópticas são cerca de 100 vezes menores que os valores desses regimes. Para os resultados obtidos com os tempos das simulações das partículas inicialmente em órbitas foi constatado o regime de partículas entre 8 e 13 μm como os pertencentes ao estado estacionário. Já com relação aos resultados das simulações com partículas inicialmente ejetadas da superfície dos satélites, tem-se que os regimes obtidos foram de 7 a 13 μm para velocidade de ejeção igual à velocidade de escape de Jano, 6 a 13 μm para a velocidade de ejeção igual a 5 vezes essa velocidade (igual a 5 vezes V_{esc}^J), 8 a 13 μm para velocidades de ejeção 10 vezes esse valor de velocidade (igual a 10 vezes V_{esc}^J).

A constatação feita a partir desses resultados foi que o regime que mais abrange partículas (de 6 a 13 μm) possui a maior profundidade óptica e pode representar todo o conjunto de partículas do anel (1 a 13 μm). Como já foi dito, esse motivo decorre do fato de um maior número de partículas no sistema representa uma maior opacidade. Em outras palavras, quanto maior a opacidade do meio menos radiação poderá atravessá-lo e por consequência maior é a sua densidade e maior a profundidade óptica. Todavia, as variações observadas nos valores das profundidades ópticas não são demonstram grandes influências nos valores finais obtidos, já que toda a comparação será feita com base de ordens de grandeza e as variações chegaram a ordem de apenas duas vezes o valor final apresentado pela tabela 11.6. A razão para os valores de profundidade óptica serem compatíveis é decorrente do mesmo conjunto principal de partículas estar presente nos três casos de velocidades simulados.

Tem-se, que o valor de profundidade óptica que será adotado para executar o restante dos cálculos será o valor final que está apresentado na tabela 11.8, já que tecnicamente a simulação que propiciou a obtenção desse dado é a que melhor representa o sistema real presente em Saturno. Tem-se que no sistema real as partículas são ejetadas dos os satélites com média de velocidades de ejeção baixas, como pode ser visto na lei de distribuição de velocidades do material ejetado em Krivov et al. (2003) (número de partículas inversamente proporcional a aproximadamente o quadrado da velocidade de ejeção). Todavia, como foi dito, simplesmente a ordem de grandeza desse parâmetro já representa bem o valor obtido pelo modelo desenvolvido. Sendo assim o resultado de qualquer simulação (apresentada nesta dissertação) seria válido, já que o conjunto de partículas relevantes

aos resultados da pesquisa é o mesmo para todos os casos verificados.

Para dar continuidade aos resultados obtidos, deve-se verificar quais parâmetros ainda restam ser determinados. Recapitulando, tem-se que a partir do modelo observacional (capítulo 6) foi possível, por meio da literatura da área (Chandrasekhar (1960) e Poulet et al. (2000)), obter uma equação fundamental (equação 6.24) que representa o I/F capitado por meio da radiação que foi transmitida. Por meio de aproximações adotados por Showalter et al. (2009) foi possível obter uma expressão simples e compacta dada pela equação 6.34. Esta equação é constituída de quatro variáveis fundamentais, cujos valores devem ser determinados para obter o valor teórico de I/F . São elas; profundidade óptica total (τ_{total}), seno do ângulo de transmissão (μ), albedo (ϖ_0) e função de fase ($P(\alpha)$). Relembrando, tem-se que ϖ_0 é considerado por simplicidade como sendo 1 (as partículas do sistema não absorvem radiação), μ é obtido pelo código SPICE, τ_{total} é obtida pela combinação de modelo e simulações e por fim a variável $P(\alpha)$ que é obtida por meio do código Wiscombe.

A variável pendente nessa equação é a função de fase. Como foi apresentado no capítulo 6 e mais especificamente na seção 6.4, a maneira para obter os valores da função de fase se mostram complicados já que não há uma fórmula analítica para representá-la para o espalhamento Mie. Por esse motivo foi optado utilizar um calculador de espalhamento Mie para obter esse valor de função de fase. O calculador escolhido foi desenvolvido por Wiscombe em 1980 e foi alterado por Márcia Yamasoe em 2003. Logo, a partir deste ponto serão apresentados todos os arquivos de entrada e saída desse calculador. Com os valores obtidos é possível substituir todos os resultados na equação 6.34 e obter o valor de I/F teórico.

Consta na seção do código Wiscombe (seção 6.4), no capítulo das imagens (capítulo 6) que para obter as funções de fase se deve informar ao calculador Wiscombe como se distribuem as partículas, o comprimento de onda da radiação incidente e os índices de refração e absorção dos espalhadores (partículas).

Essas informações são divididas em dois arquivos de entrada. O primeiro contém a informação sobre o comprimento de onda (λ) e os índices de refração (equação 2). Os valores escolhidos para essas variáveis foram 634 ηm para o comprimento de onda que corresponde a faixa do visível e 1.33 para o n e zero para o k , que corresponde ao gelo

como material das partículas absorção de radiação.

Já o segundo arquivo, que corresponde à caracterização da lei de distribuição de partículas apresenta na primeira coluna o tamanho das partículas e na segunda os números referentes às leis de distribuição. Como são na verdade quatro meios de produção, deve-se fazer a soma dos números de partícula N, N_{ext}, N_{int} e N_{rng} . Como o número de partículas no sistema depende diretamente dos seus tempos de vida, deverá haver um arquivo de entrada diferente para cada um dos casos estudados para os resultados das simulações.

Por essa razão os valores da função de fase não haviam sido calculados anteriormente. Era necessário conhecer os tempos de vida dos tamanhos de partículas que constituem o anel para saber o número delas no sistema e por consequência o arquivo de entrada do calculador Wiscombe.

As tabelas 11.13 e 11.14 apresentam os valores dos números de partículas dados para cada tamanho de partícula para cada tipo de simulação numérica. Como esses números dependem dos tempos referentes às simulações numéricas, deve-se ter uma entrada de dados diferente correspondente com cada simulação realizada.

Observa-se nas tabelas 11.13 e 11.14 que os valores são basicamente os mesmo com exceção de poucas linhas. O motivo para que a maioria dos valores sejam os mesmo é que o número de partículas no sistema são dominados por partículas que permanecem no sistema o mesmo período dado pelo tempo médio de vida das partículas 2.16. Sendo assim, para as maiores partículas (de 8 a 13 μm) não existe diferença entre os 4 arquivos de entrada de partículas, já que todas elas permanecem o mesmo período no sistema. Para as partículas de 1 a 5 μm são constatadas apenas pequenas alterações nos números de partículas de cada tamanho. Esse efeito decorre do fato dos tempos de vida das partículas desses tamanhos serem muito próximos como se pode observar nas tabelas 11.1 e 11.2. Os tipos de partículas que sofrem as maiores diferenças em seus números nas tabelas são aquelas que segregam o conjunto de partículas nas duas classes de partículas. Esse efeito notado nas tabelas 11.13 e 11.14 é natural já que quando os tamanhos dos limites mudam, algumas partículas passam a permanecer no sistema por vários anos ao invés de poucos meses (4 meses no máximo). O tempo de vida dessas partículas aumenta cerca de 2 ordens de grandeza. Esse aumento reflete no número de partículas encontradas no sistema.

O arquivo de saída do programa como visto na seção 6.4 é gerado basicamente em duas colunas nas quais a primeira informa os valores do cosseno do ângulo de espalhamento

e a segunda o valor da função de fase correspondente a cada ângulo. Como foi comentado no capítulo referente ao modelo observacional (capítulo 6), a função de fase deve ser normalizada de duas maneiras distintas. Uma normalização corresponde à teoria óptica e é representada pela equação 6.10. Essa normalização já é implementada no código Wiscombe. Em contrapartida, existe um tipo de normalização não implementada pelo código Wiscombe. Essa segunda normalização se refere a distribuição de partículas que espalham a radiação. Sendo assim, para normalizar os valores de saída do programa com relação à distribuição de partículas, todos os valores de função de fase para todos os ângulos foram somados e posteriormente divididos por essa soma total. Observa-se nas tabelas 11.15 e 11.16 os resultados obtidos a partir do código Wiscombe e já renormalizados com relação à distribuição de partículas. A tabela 11.15 representa os valores de função de fase segundo as simulações de partículas inicialmente colocadas em órbitas e que foi gerada com valores de entrada que correspondem a tabela 11.13. Já a tabela 11.16 representa os resultados do calculador Wiscombe da tabela 11.14 cujas simulações equivalem às partículas sendo ejetadas inicialmente da superfície dos satélites.

Acredita-se que o anel de Jano e Epimeteu só tenha sido descoberto em setembro de 2006 em decorrência da configuração especial que propicia o espalhamento Mie. Essa configuração ocorre quando o ângulo de fase está próximo de seu máximo, isso é, 180° . Verifica-se que uma pequena mudança nos ângulos de fase pode representar uma diminuição no valor da função de fase em ordens de grandeza . Para esse ângulo de fase o ângulo de espalhamento, que é o seu complemento, possui por consequência um valor próximo a 0° . Em função desse fato, apesar do ângulo de fase não ser exatamente 180° , será utilizado o primeiro valor de cada tabela para realizar os cálculos necessários para se obter o I/F teórico. De maneira prática, tem-se que para ser possível observar o anel o Sol deve estar atrás dele, com relação ao observador. Desta maneira as considerações feitas para a dedução da fórmula da profundidade óptica perpendicular não influenciam a escolha adotada para a obtenção do ângulo de espalhamento . Em outras palavras, a profundidade óptica foi obtida com base no plano dos anéis, já o ângulo de espalhamento é tomado considerando cada partícula como um indivíduo único.

O ângulo de espalhamento é medido a partir da direção de incidência de radiação na partícula e não no plano dos anéis (caso o referencial fosse o plano dos anéis o ângulo de transmissão seria igual ao ângulo de espalhamento). Como o espalhamento é simples, as

características individuais de cada partícula podem ser consideradas como a do conjunto completo.

Já que somente os maiores valores de função de fase serão considerados em decorrência das justificativas apresentadas no parágrafo anterior, verifica-se que não é constatada nenhuma diferença significativa nos valores máximos de função de fase apresentados nas tabelas 11.15 e 11.16. Somado a esse fato, tem-se que tecnicamente só a ordem de grandeza é válida para os quatro valores que devem ser determinados na equação 6.34. Por esse motivo não há razão para deixar de se utilizar os valores obtidos referentes às simulações com partículas sendo ejetadas com as velocidade de escape do satélite Jano. Como se pode verificar, o valor de função de fase correspondente a essa simulação é dado por 2.389×10^{-1} (tabela 11.16).

Com a obtenção da função de fase, tem-se que todos os valores necessários para determinar o I/F são conhecidos. O valor do albedo é considerado como 1 por simplicidade. A profundidade óptica total que foi obtida por meio dos modelos de produção e dinâmico, para as mesmas simulações, possui o valor 1.376×10^{-6} (tabela 11.8). Todos os ângulos obtidos segundo a geometria da configuração na qual as imagens foram obtidas são obtidos pelo código SPICE com o auxílio do código em IDL. Logo, o ângulo de transmissão obtido para a região central do anel é aproximadamente 15.2° . Sendo assim o valor de μ que será aplicado na equação 6.34 é 0.262. Substituindo todas as variáveis determinadas na equação 6.34 é possível obter a equação 11.4.

$$\frac{I}{F} = \frac{\varpi_0 P(\alpha) \tau_{total}}{4\mu} = \frac{1 \times (2.389 \times 10^{-1}) \times (1.376 \times 10^{-6})}{4 \times (0.262)}, \quad (11.4)$$

que resulta em um I/F teórico dado pela equação 11.5.

$$\frac{I}{F} = 3.135 \times 10^{-7}. \quad (11.5)$$

No capítulo onde são apresentados os resultados referentes à análise das imagens (capítulo 9), foi mostrado a partir de perfis simples (figura 9.7) que a ordem de grandeza do I/F experimental, obtido pela fotometria das imagens, é da ordem de 10^{-5} . A comparação entre os resultados das duas vertentes pode ser melhor visualizada por meio da equação 11.6.

$$\left(\frac{I}{F}\right)_{\text{fotometria}} = \left(\frac{I}{F}\right)_{\text{modelo}} \implies (2.777 \times 10^{-5})_{\text{fotometria}} \iff (3.135 \times 10^{-7})_{\text{modelo}} \quad (11.6)$$

Comparando as estimativas (equação 11.6) feitas do valor de I/F obtido pela fotometria (obtida a partir do IDL) com seu valor teórico, é possível verificar que aparentemente a estabilidade do anel de Jano e Epimeteu não pode ser explicada pela realimentação via colisões. Isso porque existe cerca de duas ordens de diferença para o valor da fotometria e o valor do modelo (o valor experimental é cerca de 100 vezes maior que o valor teórico encontrado). Esse resultado sugere que deve haver outro mecanismo não levado no modelo para permitir um maior acúmulo de partículas. Todavia, por se tratar de um modelo extenso e dependente de diversas variáveis, faz-se necessário algumas considerações com relação à incerteza de algumas delas. O primeiro ponto que deve ser discutido é referente ao fluxo impactor de partículas.

Como foi visto no capítulo 2 os valores encontrados de fluxo de partículas colisoras não se mostra estar em comum acordo em todo o meio científico. Devido as diferenças desse valor encontradas na literatura a incerteza de tais valores chega a ordem 10. Quando se aplica o fluxo com sua máxima incerteza (valor máximo do fluxo, 10 vezes o valor utilizado) em todo modelo desenvolvido nessa pesquisa o valor de I/F obtido é da ordem de 10^{-5} . Sendo assim o modelo possui uma sensibilidade de duas ordens de grandeza quando é alterada em uma ordem de grandeza o fluxo colisor.

Desta maneira, pode-se dizer que o modelo colisional é capaz de explicar a realimentação de partículas no sistema. Todavia, apesar desse resultado, é pouco provável que o fluxo realmente seja 10 vezes maior. Entretanto, existem diversos outros elementos envolvidos no modelo, e suas incertezas acumuladas podem ainda alterar o valor final. Existe uma dificuldade intrínseca do sistema em determinar quanto seria essa incerteza agregada total, porém, acredita-se que mesmo que elas sejam levadas em conta a situação encontrada na equação 11.6 não se alteraria apreciavelmente, já que são duas ordem de grandeza de diferença envolvidas no problema.

Com relação as incertezas associadas ao valor fotométrico de I/F , tem-se que na literatura não foi constatado nenhum indício de erros e incertezas atribuídos a esse valor. Pretende-se discutir no capítulo das conclusões todos os parâmetros que geram incertezas

aos resultados obtidos. Ademais, serão apresentados melhorias e outros mecanismos que podem ser implementados na sequência desta pesquisa.

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Jano	2	1	100	46	0.547	1.782×10^{-10}	0.816×10^{-12}	9.808×10^{-11}	4.462×10^{-10}	0.108×10^7	7.233×10^{-10}
Jano	3	2	100	46	0.981	1.360×10^{-10}	0.623×10^{-12}	7.485×10^{-11}	3.405×10^{-10}	0.176×10^7	5.520×10^{-10}
Jano	4	3	100	46	1.401	1.178×10^{-10}	0.539×10^{-12}	6.485×10^{-11}	2.950×10^{-10}	0.247×10^7	4.782×10^{-10}
Jano	5	4	100	46	1.815	1.083×10^{-10}	0.496×10^{-12}	5.959×10^{-11}	2.711×10^{-10}	0.324×10^7	4.395×10^{-10}
Jano	6	5	100	46	2.227	1.049×10^{-10}	0.480×10^{-12}	5.772×10^{-11}	2.626×10^{-10}	0.417×10^7	4.257×10^{-10}
Jano	7	6	100	46	2.638	1.074×10^{-10}	0.492×10^{-12}	5.914×10^{-11}	2.691×10^{-10}	0.540×10^7	4.361×10^{-10}
Jano	8	7	100	46	3.049	6.172×10^{-9}	2.826×10^{-11}	3.398×10^{-9}	1.546×10^{-8}	0.379×10^9	2.506×10^{-8}
Jano	13	8	100	46	4.052	3.939×10^{-8}	1.804×10^{-10}	2.168×10^{-8}	9.866×10^{-8}	0.753×10^9	1.599×10^{-7}

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Epimeteu	2	1	100	46	0.547	1.637×10^{-10}	1.236×10^{-12}	3.406×10^{-10}	1.550×10^{-9}	0.108×10^7	2.055×10^{-9}
Epimeteu	3	2	100	46	0.981	1.250×10^{-10}	0.943×10^{-12}	2.599×10^{-10}	1.183×10^{-9}	0.176×10^7	1.569×10^{-9}
Epimeteu	4	3	100	46	1.401	1.083×10^{-10}	0.817×10^{-12}	2.252×10^{-10}	1.025×10^{-9}	0.247×10^7	1.359×10^{-9}
Epimeteu	5	4	100	46	1.815	9.949×10^{-11}	0.751×10^{-12}	2.070×10^{-10}	9.417×10^{-10}	0.324×10^7	1.249×10^{-9}
Epimeteu	6	5	100	46	2.227	9.636×10^{-11}	0.727×10^{-12}	2.005×10^{-10}	9.121×10^{-10}	0.417×10^7	1.210×10^{-9}
Epimeteu	7	6	100	46	2.638	9.874×10^{-11}	0.745×10^{-12}	2.054×10^{-10}	9.345×10^{-10}	0.540×10^7	1.239×10^{-9}
Epimeteu	8	7	100	46	3.049	9.311×10^{-9}	7.027×10^{-11}	1.937×10^{-8}	8.813×10^{-8}	0.623×10^9	1.169×10^{-7}
Epimeteu	13	8	100	46	4.052	5.962×10^{-8}	4.499×10^{-10}	1.240×10^{-7}	5.643×10^{-7}	0.124×10^{10}	7.484×10^{-7}

Tabela 11.5: Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são dispostas inicialmente em órbitas. Tem-se que r_{sup} e r_{inf} são os limites superior e inferior do regime, respectivamente. R_{max} e R_{min} são os raios das maiores e menores partículas cinturão, r_{med} é o raio médio de partículas no intervalo. τ , τ_{ext} , τ_{int} e τ_{rng} são as profundidades ópticas para os intervalos de tamanho de partícula para cada meio de produção. T é o tempo de vida das partículas dos tamanhos correspondentes e τ_{total} é a profundidade óptica total de cada regime.

τ_{total} (Jano)	+	τ_{total} (Epimeteu)	=	Total
7.233×10^{-10}	+	2.055×10^{-9}	=	2.779×10^{-9}
5.520×10^{-10}	+	1.569×10^{-9}	=	2.120×10^{-9}
4.782×10^{-10}	+	1.359×10^{-9}	=	1.837×10^{-9}
4.395×10^{-10}	+	1.249×10^{-9}	=	1.688×10^{-9}
4.257×10^{-10}	+	1.210×10^{-9}	=	1.635×10^{-9}
4.361×10^{-10}	+	1.239×10^{-9}	=	1.676×10^{-9}
2.506×10^{-8}	+	1.169×10^{-7}	=	1.419×10^{-7}
1.599×10^{-7}	+	7.484×10^{-7}	=	9.083×10^{-7}
Total da coluna 1		Total da coluna 2		Total da coluna 3
1.880×10^{-7}	+	8.739×10^{-7}	=	1.062×10^{-6}

Tabela 11.6: Apresenta a soma das profundidades ópticas de todos os regimes e produções correspondentes a simulação numérica cujas partículas são dispostas inicialmente em órbitas.

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{trng}	T (s)	τ_{total}
Jano	2	1	100	46	0.547	1.809×10^{-10}	0.828×10^{-12}	9.959×10^{-11}	4.531×10^{-10}	0.110×10^7	7.344×10^{-10}
Jano	3	2	100	46	0.981	1.503×10^{-10}	0.688×10^{-12}	8.272×10^{-11}	3.764×10^{-10}	0.194×10^7	6.101×10^{-10}
Jano	4	3	100	46	1.401	1.411×10^{-10}	0.646×10^{-12}	7.769×10^{-11}	3.535×10^{-10}	0.296×10^7	5.730×10^{-10}
Jano	5	4	100	46	1.815	1.371×10^{-10}	0.628×10^{-12}	7.549×10^{-11}	3.434×10^{-10}	0.410×10^7	5.567×10^{-10}
Jano	6	5	100	46	2.227	1.472×10^{-10}	0.674×10^{-12}	8.104×10^{-11}	3.687×10^{-10}	0.585×10^7	5.976×10^{-10}
Jano	7	6	100	46	2.638	7.556×10^{-9}	3.460×10^{-11}	4.160×10^{-9}	1.892×10^{-8}	0.380×10^9	3.068×10^{-8}
Jano	13	7	100	46	3.727	5.164×10^{-8}	2.365×10^{-10}	2.843×10^{-8}	1.293×10^{-7}	0.753×10^9	2.096×10^{-7}
Jano	13	7	100	46	3.727	5.164×10^{-8}	2.365×10^{-10}	2.843×10^{-8}	1.293×10^{-7}	0.753×10^9	2.096×10^{-7}

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{trng}	T (s)	τ_{total}
Epimeteu	2	1	100	46	0.547	1.663×10^{-10}	1.255×10^{-12}	3.459×10^{-10}	1.574×10^{-9}	0.110×10^7	2.087×10^{-9}
Epimeteu	3	2	100	46	0.981	1.381×10^{-10}	1.042×10^{-12}	2.873×10^{-10}	1.307×10^{-9}	0.194×10^7	1.734×10^{-9}
Epimeteu	4	3	100	46	1.401	1.297×10^{-10}	0.979×10^{-12}	2.698×10^{-10}	1.228×10^{-9}	0.296×10^7	1.628×10^{-9}
Epimeteu	5	4	100	46	1.815	1.260×10^{-10}	0.951×10^{-12}	2.622×10^{-10}	1.193×10^{-9}	0.410×10^7	1.582×10^{-9}
Epimeteu	6	5	100	46	2.227	1.353×10^{-10}	1.021×10^{-12}	2.815×10^{-10}	1.281×10^{-9}	0.585×10^7	1.698×10^{-9}
Epimeteu	7	6	100	46	2.638	1.139×10^{-8}	8.598×10^{-11}	2.370×10^{-8}	1.078×10^{-7}	0.623×10^9	1.430×10^{-7}
Epimeteu	13	7	100	46	3.727	7.815×10^{-8}	5.897×10^{-10}	1.626×10^{-7}	7.397×10^{-7}	0.124×10^{10}	9.810×10^{-7}
Epimeteu	13	7	100	46	3.727	7.815×10^{-8}	5.897×10^{-10}	1.626×10^{-7}	7.397×10^{-7}	0.124×10^{10}	9.810×10^{-7}

Tabela 11.7: Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com velocidade de escape de Jano ($V_{efe} = V_{esc}^J$). Tem-se que r_{sup} e r_{inf} são os limites superior e inferior do regime, respectivamente. R_{max} e R_{min} são os raios das maiores e menores partículas cinturão, r_{med} é o raio médio de partículas no intervalo. τ , τ_{ext} , τ_{int} e τ_{trng} são as profundidades ópticas para os intervalos de tamanho de partícula para cada meio de produção. T é o tempo de vida das partículas dos tamanhos correspondentes e τ_{total} é a profundidade óptica total de cada regime.

τ_{total} (Jano)	+	τ_{total} (Epimeteu)	=	Total
7.344×10^{-10}	+	2.087×10^{-9}	=	2.821×10^{-9}
6.101×10^{-10}	+	1.734×10^{-9}	=	2.344×10^{-9}
5.730×10^{-10}	+	1.628×10^{-9}	=	2.201×10^{-9}
5.567×10^{-10}	+	1.582×10^{-9}	=	2.139×10^{-9}
5.976×10^{-10}	+	1.698×10^{-9}	=	2.296×10^{-9}
3.068×10^{-8}	+	1.430×10^{-7}	=	1.737×10^{-7}
2.096×10^{-7}	+	9.810×10^{-7}	=	1.191×10^{-6}
Total da coluna 1		Total da coluna 2		Total da coluna 3
2.434×10^{-7}	+	1.133×10^{-6}	=	1.376×10^{-6}

Tabela 11.8: Apresenta a soma das profundidades ópticas (τ_{total}) de todos os regimes e produções correspondentes a simulação numérica cujas partículas são ejetadas das superfícies dos satélites Jano e Epimeteu. Resultados para velocidade de ejeção igual a velocidade de escape de Jano.

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Jano	2	1	100	46	0.547	2.467×10^{-10}	1.130×10^{-12}	1.358×10^{-10}	6.178×10^{-10}	0.150×10^7	1.001×10^{-9}
Jano	3	2	100	46	0.981	2.042×10^{-10}	0.935×10^{-12}	1.124×10^{-10}	5.115×10^{-10}	0.264×10^7	8.290×10^{-10}
Jano	4	3	100	46	1.401	1.895×10^{-10}	0.868×10^{-12}	1.043×10^{-10}	4.746×10^{-10}	0.397×10^7	7.693×10^{-10}
Jano	5	4	100	46	1.815	1.877×10^{-10}	0.859×10^{-12}	1.033×10^{-10}	4.700×10^{-10}	0.562×10^7	7.618×10^{-10}
Jano	6	5	100	46	2.227	9.554×10^{-9}	4.375×10^{-11}	5.259×10^{-9}	2.393×10^{-8}	0.380×10^9	3.879×10^{-8}
Jano	13	6	100	46	3.369	6.661×10^{-8}	3.050×10^{-10}	3.667×10^{-8}	1.668×10^{-7}	0.753×10^9	2.704×10^{-7}

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Epimeteu	2	1	100	46	0.547	2.267×10^{-10}	1.711×10^{-12}	4.716×10^{-10}	2.146×10^{-9}	0.150×10^7	2.846×10^{-9}
Epimeteu	3	2	100	46	0.981	1.877×10^{-10}	1.416×10^{-12}	3.904×10^{-10}	1.776×10^{-9}	0.264×10^7	2.356×10^{-9}
Epimeteu	4	3	100	46	1.401	1.742×10^{-10}	1.314×10^{-12}	3.623×10^{-10}	1.648×10^{-9}	0.397×10^7	2.186×10^{-9}
Epimeteu	5	4	100	46	1.815	1.725×10^{-10}	1.301×10^{-12}	3.588×10^{-10}	1.632×10^{-9}	0.562×10^7	2.165×10^{-9}
Epimeteu	6	5	100	46	2.227	1.441×10^{-8}	1.087×10^{-10}	2.998×10^{-8}	1.364×10^{-7}	0.623×10^9	1.809×10^{-7}
Epimeteu	13	6	100	46	3.369	1.008×10^{-7}	7.607×10^{-10}	2.097×10^{-7}	9.542×10^{-7}	0.124×10^{10}	1.265×10^{-6}

Tabela 11.9: Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com 5 vezes a velocidade de escape de Jano ($V_{eje} = 5 \times V_{esc}^J$). Tem-se que r_{sup} e r_{inf} são os limites superior e inferior do regime, respectivamente. R_{max} e R_{min} são os raios das maiores e menores partículas cinturão, r_{med} é o raio médio de partículas no intervalo. τ , τ_{ext} , τ_{int} e τ_{rng} são as profundidades ópticas para os intervalos de tamanho de partícula para cada meio de produção. T é o tempo de vida das partículas dos tamanhos correspondentes e τ_{total} é a profundidade óptica total de cada regime.

τ_{total} (Jano)	+	τ_{total} (Epimeteu)	=	Total
1.001×10^{-9}	+	2.846×10^{-9}	=	3.847×10^{-9}
8.290×10^{-10}	+	2.356×10^{-9}	=	3.185×10^{-9}
7.693×10^{-10}	+	2.186×10^{-9}	=	2.955×10^{-9}
7.618×10^{-10}	+	2.165×10^{-9}	=	2.926×10^{-9}
3.879×10^{-8}	+	1.809×10^{-7}	=	2.197×10^{-7}
2.704×10^{-7}	+	1.265×10^{-6}	=	1.536×10^{-6}
Total da coluna 1		Total da coluna 2		Total da coluna 3
3.126×10^{-7}	+	1.456×10^{-6}	=	1.768×10^{-6}

Tabela 11.10: Apresenta a soma das profundidades ópticas (τ_{total}) de todos os regimes e produções correspondentes a simulação numérica cujas partículas são ejetadas das superfícies dos satélites Jano e Epimeteu. Resultados para velocidade de ejeção igual a 5 vezes a velocidade de escape de Jano.

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Jano	2	1	100	46	0.547	3.015×10^{-10}	1.381×10^{-12}	1.660×10^{-10}	7.551×10^{-10}	0.183×10^7	1.224×10^{-9}
Jano	3	2	100	46	0.981	2.415×10^{-10}	1.106×10^{-12}	1.329×10^{-10}	6.048×10^{-10}	0.312×10^7	9.803×10^{-10}
Jano	4	3	100	46	1.401	2.133×10^{-10}	0.977×10^{-12}	1.174×10^{-10}	5.342×10^{-10}	0.447×10^7	8.659×10^{-10}
Jano	5	4	100	46	1.815	1.938×10^{-10}	0.887×10^{-12}	1.067×10^{-10}	4.853×10^{-10}	0.580×10^7	7.866×10^{-10}
Jano	6	5	100	46	2.227	1.778×10^{-10}	0.814×10^{-12}	9.785×10^{-11}	4.452×10^{-10}	0.706×10^7	7.216×10^{-10}
Jano	7	6	100	46	2.638	1.623×10^{-10}	0.743×10^{-12}	8.935×10^{-11}	4.065×10^{-10}	0.816×10^7	6.589×10^{-10}
Jano	8	7	100	46	3.049	6.193×10^{-9}	2.836×10^{-11}	3.409×10^{-9}	1.551×10^{-8}	0.381×10^9	2.514×10^{-8}
Jano	13	8	100	46	4.052	3.939×10^{-8}	1.804×10^{-10}	2.168×10^{-8}	9.866×10^{-8}	0.753×10^9	1.599×10^{-7}

Satélite	$r_{sup}(\mu m)$	$r_{inf}(\mu m)$	$R_{max}(\mu m)$	$R_{min}(\mu m)$	$r_{med}(\mu m)$	τ	τ_{ext}	τ_{int}	τ_{rng}	T (s)	τ_{total}
Epimeteu	2	1	100	46	0.547	2.771×10^{-10}	2.091×10^{-12}	5.765×10^{-10}	2.623×10^{-9}	0.183×10^7	3.478×10^{-9}
Epimeteu	3	2	100	46	0.981	2.219×10^{-10}	1.675×10^{-12}	4.617×10^{-10}	2.100×10^{-9}	0.312×10^7	2.786×10^{-9}
Epimeteu	4	3	100	46	1.401	1.960×10^{-10}	1.479×10^{-12}	4.078×10^{-10}	1.855×10^{-9}	0.447×10^7	2.461×10^{-9}
Epimeteu	5	4	100	46	1.815	1.781×10^{-10}	1.344×10^{-12}	3.704×10^{-10}	1.685×10^{-9}	0.580×10^7	2.235×10^{-9}
Epimeteu	6	5	100	46	2.227	1.634×10^{-10}	1.233×10^{-12}	3.398×10^{-10}	1.546×10^{-9}	0.706×10^7	2.051×10^{-9}
Epimeteu	7	6	100	46	2.638	1.492×10^{-10}	1.126×10^{-12}	3.103×10^{-10}	1.412×10^{-9}	0.816×10^7	1.872×10^{-9}
Epimeteu	8	7	100	46	3.049	9.330×10^{-9}	7.041×10^{-11}	1.941×10^{-8}	8.831×10^{-8}	0.624×10^9	1.171×10^{-7}
Epimeteu	13	8	100	46	4.052	5.962×10^{-8}	4.499×10^{-10}	1.240×10^{-7}	5.643×10^{-7}	0.124×10^{10}	7.484×10^{-7}

Tabela 11.11: Dados iniciais e resultados (profundidades ópticas) correspondentes a simulação numéricas cujas partículas são ejetadas da superfície dos satélites com 10 vezes a velocidade de escape de Jano ($V_{eje} = 10 \times V_{esc}^J$). Tem-se que r_{sup} e r_{inf} são os limites superior e inferior do regime, respectivamente. R_{max} e R_{min} são os raios das maiores e menores partículas cinturão, r_{med} é o raio médio de partículas no intervalo. τ , τ_{ext} , τ_{int} e τ_{rng} são as profundidades ópticas para os intervalos de tamanho de partícula para cada meio de produção. T é o tempo de vida das partículas dos tamanhos correspondentes e τ_{total} é a profundidade óptica total de cada regime.

τ_{total} (Jano)	+	τ_{total} (Epimeteu)	=	Total
1.224×10^{-9}	+	3.478×10^{-9}	=	4.702×10^{-9}
9.803×10^{-10}	+	2.786×10^{-9}	=	3.766×10^{-9}
8.659×10^{-10}	+	2.461×10^{-9}	=	3.326×10^{-9}
7.866×10^{-10}	+	2.235×10^{-9}	=	3.022×10^{-9}
7.216×10^{-10}	+	2.051×10^{-9}	=	2.772×10^{-9}
6.589×10^{-10}	+	1.872×10^{-9}	=	2.531×10^{-9}
2.514×10^{-8}	+	1.171×10^{-7}	=	1.423×10^{-7}
1.599×10^{-7}	+	7.484×10^{-7}	=	9.083×10^{-7}
Total da coluna 1		Total da coluna 2		Total da coluna 3
1.903×10^{-7}	+	8.804×10^{-7}	=	1.071×10^{-6}

Tabela 11.12: Apresenta a soma das profundidades ópticas (τ_{total}) de todos os regimes e produções correspondentes a simulação numérica cujas partículas são ejetadas das superfícies dos satélites Jano e Epimeteu. Resultados para velocidade de ejeção igual a 10 vezes a velocidade de escape de Jano.

Raio da Partícula	Número de Partículas
1	2.354×10^{21}
2	4.483×10^{20}
3	1.702×10^{20}
4	8.579×10^{19}
5	5.050×10^{19}
6	3.285×10^{19}
7	2.291×10^{19}
8	1.461×10^{20}
9	1.101×10^{20}
10	8.553×10^{19}
11	6.804×10^{19}
12	5.522×10^{19}
13	4.557×10^{19}

Tabela 11.13: Tabela representa um dos arquivos de entrada do código Wiscombe, cujo objetivo é retratar a distribuição de partículas responsáveis pelo espalhamento da Radiação.

$V_{eje}(V_{esc}^J)$	1	5	10
Raio da Partícula	N_{total}		
1	2.354×10^{21}	2.358×10^{21}	2.362×10^{21}
2	4.485×10^{20}	4.502×10^{20}	4.516×10^{20}
3	1.706×10^{20}	1.716×10^{20}	1.723×10^{20}
4	8.621×10^{19}	8.691×10^{19}	8.720×10^{19}
5	5.088×10^{19}	5.154×10^{19}	5.150×10^{19}
6	3.338×10^{19}	2.914×10^{20}	3.353×10^{19}
7	2.013×10^{20}	2.013×10^{20}	2.332×10^{19}
8	1.461×10^{20}	1.461×10^{20}	1.461×10^{20}
9	1.101×10^{20}	1.101×10^{20}	1.101×10^{20}
10	8.553×10^{19}	8.553×10^{19}	8.553×10^{19}
11	6.804×10^{19}	6.804×10^{19}	6.804×10^{19}
12	5.522×10^{19}	5.522×10^{19}	5.522×10^{19}
13	4.557×10^{19}	4.557×10^{19}	4.557×10^{19}

Tabela 11.14: Tabela representa um dos arquivos de entrada do código Wiscombe, cujo objetivo é retratar a distribuição de partículas responsáveis pelo espalhamento da Radiação. Tem-se que V_{eje} representa a velocidade de ejeção, dada em unidades de velocidade de escape de Jano (V_{esc}^J).

$Cos(\gamma^*)$	$P(\alpha)$
1.0000000	2.454×10^{-1}
0.99999195	2.342×10^{-1}
0.99995774	1.915×10^{-1}
0.99989617	1.322×10^{-1}
0.99980724	7.608×10^{-2}
0.99969089	3.620×10^{-2}
0.99954724	1.511×10^{-2}
0.99937618	7.351×10^{-3}
0.99917781	5.587×10^{-3}
0.99895209	5.003×10^{-3}
0.99869901	4.124×10^{-3}
0.99841863	3.201×10^{-3}

Tabela 11.15: Dados do arquivo de saída do código Wiscombe obtido para as simulações numéricas de partículas inicialmente em órbitas vizinhas a órbita de Jano e Epimeteu. A primeira coluna representa o cosseno do ângulo de espalhamento (γ^*) e a segunda a função de fase ($P(\alpha)$) correspondente ao ângulo da primeira coluna.

$V_{eje}(V_{esc}^J)$	1	5	10
$Cos(\gamma^*)$	$P(\alpha)$		
1.0000000	2.389×10^{-1}	2.318×10^{-1}	2.452×10^{-1}
0.99999195	2.284×10^{-1}	2.221×10^{-1}	2.340×10^{-1}
0.99995774	1.886×10^{-1}	1.850×10^{-1}	1.914×10^{-1}
0.99989617	1.329×10^{-1}	1.327×10^{-1}	1.322×10^{-1}
0.99980724	7.943×10^{-2}	8.205×10^{-2}	7.611×10^{-2}
0.99969089	4.041×10^{-2}	4.436×10^{-2}	3.626×10^{-2}
0.99954724	1.855×10^{-2}	2.234×10^{-2}	1.517×10^{-2}
0.99937618	9.294×10^{-3}	1.205×10^{-3}	7.399×10^{-3}
0.99917781	6.187×10^{-3}	7.743×10^{-3}	5.619×10^{-3}
0.99895209	4.858×10^{-3}	5.498×10^{-3}	5.024×10^{-3}
0.99869901	3.797×10^{-3}	3.910×10^{-3}	4.138×10^{-3}
0.99841863	2.999×10^{-3}	2.893×10^{-3}	3.211×10^{-3}

Tabela 11.16: Dados do arquivo de saída do código Wiscombe obtido para as simulações numéricas onde as partículas são ejetadas das superfícies de Jano e Epimeteu. A primeira coluna representa o cosseno do ângulo de espalhamento (γ^*) e a segunda a função de fase ($P(\alpha)$) correspondente ao ângulo da primeira coluna. Os valores da função de fase podem ser dados para velocidade de ejeção (V_{eje}) 1, 5 ou 10 vezes a velocidade de ejeção de Jano V_{esc}^J

Capítulo 12

Conclusões e Discussões Finais

Neste último capítulo serão reapresentados e comentados todos os resultados finais obtidos ao longo de toda pesquisa realizada. Ademais desses resultados, também serão expostos novos tópicos, melhorias e implementações que podem ser adicionados a presente linha de pesquisa.

Primeiramente, deve-se recapitular quais foram os objetivos traçados no início deste trabalho e como cada um deles foi desenvolvido em seu decorrer. Considerando o pouco número de fontes na literatura sobre o anel de Jano e Epimeteu foi tomado como objetivo obter a maior quantidade possível de informações físicas sobre o anel (tamanho, largura, extensão, etc). Outro ponto a ser analisado no anel seria o seu brilho captado em imagens da sonda Cassini obtidas em setembro de 2006 (mesmo conjunto de imagens nas quais o anel foi descoberto).

Sendo assim, a primeira característica referente ao anel analisado foi se ele realmente pode ser considerado um anel ou simplesmente um arco de poeira extenso. Tendo obtida a confirmação que o anel não é um arco de poeira o segundo passo adotado foi verificar a sua largura, já que os valores que constam na literatura não expõem a forma que os valores foram determinados (press release). Com relação à parte fotométrica do anel, o objetivo traçado era obter um valor experimental de I/F de maneira a possibilitar a comparação com o modelo produzido.

O I/F teórico foi desenvolvido com o intuito de verificar se as colisões de partículas com os satélites Jano e Epimeteu são capazes de abastecer as partículas do sistema que, como mostram simulações numéricas, não permanecem no sistema por mais de algumas décadas.

A primeira análise que será comentada neste capítulo de conclusões e discussões finais se refere à verificação se o anel de Jano e Epimeteu possui alguma falha ao longo de seu arco fazendo com que ele deixasse de ser considerado um anel, tornando-o um arco de poeira. Para analisar essa informação foi necessário desenvolvimento de um código utilizando o SPICE com auxílio de um código desenvolvido no IDL. Neste código desenvolvido foram utilizados kernels e funções do SPICE que permitem o acesso às informações geométricas e espaciais da época na qual as imagens foram obtidas. Além dessas informações, o SPICE permitiu obter dados referentes à sonda Cassini. Logo, foi possível verificar a região do plano do anel que cada pixel da câmera é capaz de observar para o dado tempo de cada uma das imagens. Para o ponto central de cada região foi determinada uma longitude com relação ao centro de Saturno e a projeção do Sol no plano dos aneis, além da distância desse ponto até o centro de Saturno.

Com a programação em IDL foi possível selecionar os pixels que delimitam os limites do anel em cada uma das imagens existentes analisadas (que possuem o anel visível). Desta maneira, pode-se atribuir um valor de longitude para cada um desses pixels. Ademais, cada imagem foi obtida em um tempo diferente e para cada uma delas a sonda possuía uma posição espacial diferente com relação ao plano dos aneis. Juntando os conjuntos de longitudes de todas as imagens, foi constatado que suas sobreposições possuem uma variação de aproximadamente 360° .

A segunda constatação realizada com relação às características físicas do anel foi a verificação de sua largura. Para obter a largura do anel, o SPICE e o IDL também foram utilizados em conjunto. O código IDL foi a ferramenta que possibilitou que os perfis da radiação captada pela sonda contra a distância radial até o centro de Saturno fossem traçados. Como foi visto no capítulo 8, com o código em IDL é possível obter a contribuição do I/F para todos os pixels das imagens. Todavia, para a análise radial do anel de Jano e Epimeteu é necessário escolher de maneira ordenada os pixels a serem utilizados.

Para essa seleção foi necessário a utilização do SPICE. Por meio do mesmo princípio do código que obtém a distância radial e a longitude de uma região do anel correspondente a cada pixel foi possível selecionar todos os pixels de mesma longitude para uma faixa de longitudes desejada. Sendo assim, os pixels selecionados pelo SPICE são processados pelo código em IDL e convertidos em perfis de intensidade (perfil I/F). Todavia, como o anel

de Jano e Epimeteu é tênue, um simples perfil não é capaz de mostrar a região na qual o anel se localiza e conseqüentemente não foi possível constatar sua largura. Devido ao fato do anel ser tênue, sua contribuição dificilmente se distingue da radiação de fundo.

Para contornar esse problema foi também desenvolvido em IDL um código capaz de efetuar somas desses perfis. As somas fazem com que o anel possa ser localizado diante da radiação de fundo da imagem. Por meio desses perfis somados foi possível verificar que o anel possui aproximadamente 6000 km de largura. Tem-se na literatura que a largura desse anel é de cerca de 5000 km Porco (2006b). Porém não foram divulgados quais os critérios utilizados para obter esse valor. Mesmo assim, os valores encontrados não estão em total divergência com aquilo já constatado na literatura.

A informação que não foi factível se obter foi a constatação de algum padrão no formato das curvas dos perfis somados, o que permitiria obter informações sobre a densidade do anel e sua homogeneidade. Por conta de problemas técnicos com relação à parte computacional de somar os perfis não foi possível obter maiores informações sobre a estrutura do anel, somente a largura do anel.

O restante da pesquisa procura averiguar qual o valor de I/F obtido para um anel produzido por meio do bombardeamento dos satélites Jano e Epimeteu por micrometeoritos. Esse objetivo se mostrou o mais complexo de todos os demais temas tomados como metas. A complexidade residiu no número de variáveis e diferentes áreas necessárias para obter o valor teórico de I/F . Para obter resultados foi necessário unir uma parte teórica (modelos de produção, dinâmico e observacional, capítulos 2, 4 e 6, respectivamente), com os códigos desenvolvidos com o SPICE e o IDL (capítulo das Imagens, capítulo 8) e as simulações numéricas. Dentro da parte teórica são divididas outras duas partes distintas. O modelo que obtém a produção de partículas (capítulos 2 e 4) e o modelo que determina como esse conjunto de partículas espalha a radiação em direção à sonda Cassini (capítulo 6).

Sendo assim, foi constatado por meio do modelo de produção que existem quatro meios distintos de criação de partículas. Três deles indiretos e um direto. Apesar de o modelo indireto tratar de partículas produzidas por colisões mútuas entre os membros produzidos diretamente e as velocidades relativas serem baixas, suas taxas de produção se mostram significativas devido do número de partículas colidindo (Dikarev et al. 2006). Portanto, a utilização da produção indireta de partículas se mostra importante para os

fenômenos colisionais de produção de partículas, assim como constatado em Dikarev et al. (2006).

Por meio do modelo de produção foi possível verificar o número de partículas produzidas assim como a forma com que elas se distribuem no modelo estacionário do anel. Em contrapartida o modelo do estado estacionário não prevê partículas perturbadas pela pressão de radiação (eliminadas pela pressão de radiação). Como a pressão de radiação se mostra importante para o caso estudado, fez-se necessário o desenvolvimento do modelo dinâmico. Neste modelo foi desenvolvida uma teoria capaz de gerar acesso a estados estacionários para as partículas menores, eliminadas pela pressão de radiação. Em compensação, ao utilizar este modelo foi necessário o auxílio de resultados de simulações numéricas para determinar os regimes de partículas e os tempos os quais elas permanecem no sistema. Logo, utilizando esses dois modelos foi possível obter a profundidade óptica, que é tomada como parte fundamental da pesquisa. Tem-se que foi a grandeza profundidade óptica que viabilizou comparar os valores do modelo com os da fotometria.

Ainda dentro da parte teórica da pesquisa, foi desenvolvido um modelo, baseado na literatura de espalhamento de radiação e artigos de fotometria de aneis, que é capaz de interligar os resultados da produção de partículas com o valor de I/F , obtido por meio da fotometria. No desenvolvimento deste modelo foi possível constatar, por meio de van de Hulst (1957) que as partículas que pertencem ao regime de espalhamento que possibilita a captação do anel estão entre 1 e $13 \mu m$. Que correspondem às partículas até 20 vezes maiores que o comprimento de onda da radiação espalhada. O limite inferior é dado pelo valor típico de tamanho para partículas de aneis tênues como pode ser visto em Krivov et al. (2003) e Sfair et al. (2009).

Com esse limite superior de partículas foi possível retornar a teoria do modelo de produção e por meio do parâmetro β determinar o regime de tamanhos das partículas do cinturão. Isso porque o valor de β indica a menor partícula não eliminada pela pressão de radiação (e outras forças não gravitacionais). Logo, o cinturão foi determinado como tendo de 46 até $100 \mu m$, de forma que o limite inferior concorde com a teoria de Dikarev et al. (2006) e que o superior com o tamanho os impactores que colidem com os satélites.

Para encerrar a parte teórica do trabalho foi necessário obter os valores correspondentes da função de fase para as distribuições de partículas adotadas no modelo de produção e dinâmico (capítulos 2 e 4). A função de fase, como foi visto no capítulo 6,

mostra como a radiação é espalhada por determinado conjunto de partículas. Devido à dificuldade de se calcular a função de fase para o espalhamento Mie (ausência de uma expressão analítica) o código Wiscombe, gentilmente cedido pelo grupo de pesquisas atmosféricas do INPE, foi utilizado. Com esse calculador, conseguiu-se os valores da função de fase para um valor de ângulo de fase alto (próximo de 180°), onde a ela possui seu valor máximo.

Todavia, para utilizar o calculador Wiscombe foi necessário informar o número de partículas correspondente a cada tamanho de partícula que constitui o anel. Para obter esse número de partículas foi necessário utilizar dados gerados por meio das simulações numéricas e os modelos de produção e dinâmico (capítulos 2 e 4).

Por meio desta descrição é possível constatar a maneira pela qual quase todos os tópicos da pesquisa estão interligados. Com a parte teórica do trabalho concluída, ainda era necessário obter informações relevantes para se aplicar o modelo no problema estudado. As informações que permaneciam desconhecidas eram os regimes de partículas e seus respectivos tempos de vida, necessários para a obtenção da profundidade óptica segundo os modelos desenvolvidos (equações 2.28, 4.4 e 4.5). Além desses tamanhos de partículas e seus respectivos tempos também era necessário o valor do ângulo de transmissão. Para que essas grandezas fossem obtidas foram utilizadas as simulações numéricas para a obtenção dos regimes, seus respectivos tempos de vida e os códigos SPICE e IDL para determinar dados geométricos do problema.

Por meio das simulações, realizadas pelo pesquisador prof. Dr. Décio Cardozo Mourão, foi possível constatar os tamanhos de partículas e seus respectivos tempos de vida no sistema. Com o intuito de determinar os tempos que tamanhos específicos de partículas permanecem no sistema duas diferentes simulações foram realizadas. Na primeira delas as partículas foram colocadas inicialmente em órbitas regulares ao redor das proximidades do anel de Jano e Epimeteu, enquanto que a outra simula as partículas sendo ejetadas das superfícies dos dois os satélites. Para o segundo tipo de simulação, foram simuladas diversas velocidades de ejeção diferentes. Os resultados de todas as simulações foram semelhantes, apenas com a diferença de haverem tamanhos de partículas diferentes (para cada simulação) separando o grupo de partículas que permanecem no sistema por anos (partículas não eliminadas pela pressão de radiação) e que permanecem por dezenas de dias (partículas eliminadas pela pressão de radiação). Todavia, essas pequenas mudanças

constatadas entre os resultados das simulações não alteraram significativamente os valores obtidos para a profundidade óptica. Teve-se, que a ordem de grandeza das profundidades ópticas obtidas a partir de cada uma das simulações sempre foi da ordem de 10^{-6} .

Para a obtenção do ângulo de transmissão necessário para a determinação da equação 6.34 foi necessário a utilização do código SPICE em conjunto com o IDL. De maneira semelhante à utilizada para determinar a largura do anel, foi conseguido a determinação desse ângulo para os pixels centrais das imagens estudadas. Para obter esse ângulo, basta verificar a inclinação do vetor que liga o CCD da câmera da Cassini com o plano dos anéis, como visto no capítulo 8, mais especificamente na seção 8.1. Os ângulos de transmissão obtidos para o anel na parte central das imagens estudadas possuem aproximadamente 15° .

Depois que o valor teórico do I/F foi obtido se fez necessário determinar o seu valor experimental que possui origem fotométrica. Para obter esse valor foram utilizados os mesmos perfis somados necessários para estimar a largura do anel. Como nesses perfis o brilho do anel é mais pronunciado diante do “fundo” que nos perfis simples, eles são utilizados para verificar a diferença entre os brilhos do pico de contribuição e o “fundo” da imagem. Esse valor é dividido pelo número de perfis simples sobrepostos para obter o perfil somado, de forma a obter a contribuição média do anel para cada perfil simples. A contribuição média do anel obtida realizando esse processo sugere um valor de 10^{-5} .

Verifica-se que a diferença entre esse valor e o teórico indica que deve haver outro mecanismo não levado em consideração no presente modelo. Sendo assim, somente as colisões de partículas hiper velozes com os dois satélites não produzem material suficiente para corresponder ao anel observado nas imagens. Todavia existem alguns pontos que devem ser analisados e que possivelmente podem ter influência direta com o resultado final desta pesquisa.

A partir deste ponto serão apresentadas as principais variáveis nas quais os quatro parâmetros da equação 6.34 dependem. A partir delas será verificado como a incerteza agregada de cada uma delas reflete no valor final apresentado na equação 11.6. Como comentado anteriormente, o valor do fluxo impactor se mostra com a maior incerteza de todos os parâmetros verificados. A incerteza do fluxo pode chegar a uma ordem de grandeza, o que é capaz acarretar uma mudança de duas ordens de grandeza no I/F do modelo. Sendo assim, se o fluxo impactor fosse 10 vezes maior seria possível explicar o

modelo adotado por meio das colisões. Todavia, além desse valor aumentado 10 vezes ser improvável diante da literatura, existem outras incertezas que devem ser consideradas e podem alterar o valor final do I/F para alguns casos.

Devido ao grande número de elementos que determinam a lei de distribuições de partículas, diversos testes foram necessários para verificar como a variação de alguns parâmetros altera os resultados finais (profundidade óptica e função de fase). O parâmetro que se mostra com maior incerteza dentre aqueles utilizados nessa parte das distribuições foi a variável β . Esse parâmetro indica qual a fração do maior fragmento produzido a partir de uma colisão entre partículas do cinturão. Ele também garante que o modelo de Dikarev et al. (2006) corresponda a uma criação de partículas em sua maioria não eliminadas pela pressão de radiação. Todavia, na literatura verificada não é mostrada a maneira pelo qual o parâmetro β é obtido. A informação sobre essa variável é que ela depende das velocidades relativas das partículas no anel (velocidades médias, utilizadas no cálculo da massa do cinturão dada pela equação 2.13 e depende da velocidade mínima e da inclinação γ). Sendo assim, por falta de maiores informações, não foi possível determinar o valor exato de β para os satélites Jano e Epimeteu. Desta forma, foi utilizado o valor de β calculado para o satélite Encélado (apresentado em Dikarev et al. (2006)). Encélado, como já foi visto, possui valores de velocidade mínima muito próxima aos dos satélites Jano e Epimeteu. Além de possuir a mesma inclinação (sendo assim, por 2.13 os valores das velocidades médias das partículas desses os satélites são próximos).

Acredita-se que o fato de não se possuir valores de β para os dois satélites estudados possa alterar os resultados finais. Por meio de diversos testes realizados com o código desenvolvido para o cálculo dos parâmetros do modelo de produção e dinâmico (capítulos 2 e 4), foi possível verificar que a alteração de uma ordem de grandeza no parâmetro β reflete em uma mudança de uma ordem de grandeza no valor final da profundidade óptica. Isso é, se o valor de β é diminuído em dez vezes, a profundidade óptica final tem seu valor final multiplicado por dez. Sendo assim, tecnicamente a profundidade óptica depende inversamente do parâmetro β . Esse comportamento já era esperado, tendo em vista que β representa o maior fragmento de partícula produzido quando os elementos do cinturão são fragmentados. Sendo assim, quanto menores forem os fragmentos produzidos para uma partícula do cinturão estilhaçada, maior será o número de partículas pequenas produzidas, fato que conseqüentemente aumenta a profundidade óptica final. Outra mudança que

decorreria da alteração do parâmetro β é o tamanho das partículas do cinturão (deduzidas no capítulo 7). Entretanto a mudança do tamanho de partículas do cinturão não significou nenhuma mudança significativa nos valores finais da profundidade óptica, já que são as maiores partículas do cinturão as aptas a produzir um maior número de partículas para o anel. Como foi visto, o limite superior é mais significativo para produzir partículas que o limite inferior. Para alguns testes realizados, foi feito uma diminuição do limite inferior de 46 para 13 μm e nenhuma mudança significativa no valor da profundidade óptica.

Com base na literatura utilizada, acredita-se que não há motivos aparentes para que o valor seja muito diferente do adotado na pesquisa. Por essa razão, aparentemente o erro cometido com esse parâmetro não deve ser grande e decorrente desse fato a profundidade óptica permanecerá com a mesma ordem de grandeza 10^{-6} . Contudo, a verificação do cálculo desse parâmetro β deve constar nos planos para o decorrer dessa pesquisa. Conclui-se que os parâmetros relacionados aos valores finais da profundidade óptica (fluxo colisor e β) se mostram importantes dado que eles podem alterá-la em várias ordens de grandeza. Entretanto, esses valores adotados não possuem nenhum tipo de justificativa clara na literatura para serem alterados. Outro ponto importante é que o valor de profundidade óptica encontrado para o anel de Jano e Epimeteu representa bem um anel tênue, como pode ser visto em Sfair et al. (2009). Tal fato corrobora para que esses parâmetros não variem significativamente.

Por simplicidade o albedo foi tomado como snedo 1. Acredita-se que o erro associado a esse parâmetro é pequeno, já que as partículas são consideradas como gelo, que possui baixa taxa de absorção de radiação.

O ângulo de transmissão, obtido pelo código SPICE também é outro parâmetro da equação 6.34 com pequenos valores de incerteza. A razão para a baixa incerteza presente nessa variável procede dos diversos testes realizados com o código SPICE. Os testes realizados apresentam resultados satisfatórios para o apontamento, como pode ser visto nas figuras 8.7, 8.11 e 8.22 que são referentes às varreduras de pixels. Isto é, todo o processo utilizado para caracterizar os pixels e selecioná-los dependem das mesmas funções utilizadas para a obtenção dos ângulos de incidência, transmissão e fase. Além desses, foram feitas outras constatações cujos valores são compatíveis com aqueles apresentados (ângulo da Cassini e o Sol com relação ao plano dos anéis e o centro de Saturno) na circular que apresenta a descoberta do anel (Porco 2006).

Por fim, o parâmetro final a ser analisado se trata da função de fase, calculada por meio do código Wiscombe. Como foi dito anteriormente, existem dois tipos diferentes de normalização que devem ser feitas na função de fase. Uma delas é referente ao caráter óptico e a outra relacionada à distribuição de partículas. A normalização óptica (equação 6.10) já é implementada no próprio código Wiscombe. Todavia, a normalização que deve ser feita a posteriori, referente a normalização da função de fase não está implementada no código Wiscombe. Por esse motivo, os valores obtidos, apresentados no arquivo de saída do código Wiscombe foram normalizados aritmeticamente de maneira que a soma de todos os termos de todos os ângulos somados resultassem no valor 1. Entretanto ainda não se sabe ao certo a validade desse tipo de normalização e suas consequências imediatas. Por essa razão, no decorrer desta pesquisa, a confirmação desse processo de normalização dever ser verificado, já que todos os outros parâmetros da equação 6.34 estão de acordo com a literatura.

Sendo assim, o único parâmetro que apresenta dúvida com relação aos seus valores é a função de fase. Isso porque o restante dos parâmetros, apesar de algumas ressalvas, estão de acordo com a literatura, fazendo que o grau de confiabilidade de cada um deles seja maior. Assim como os parâmetros teóricos, com exceção da função de fase, o lado esquerdo da equação 11.6 também estão até o momento segurados por meio da ausência de indícios de erros divulgados na literatura. Isto é, os valores experimentais do I/F (fotometria) se apresentam aparentemente imutáveis já que não há indícios de grandes valores de incerteza até então. Como a fotometria se baseia em um software (IDL) disseminado na área científica e a calibração das imagens foi feita também com um software desse tipo (CISSCAL), a possibilidade de se encontrar um grande erro no valor obtido é pequena. Por essa séries de motivos, tem-se que o único “elo” fraco da pesquisa desenvolvida reside somente na função de fase.

Tendo a discussão sobre os parâmetros da equação 6.34 encerrada, tem-se como meta nessa parte final de capítulo explicar e argumentar novos passos a serem dados na continuação desta pesquisa. Com a implementação desses novos tópicos se espera obter resultados mais abrangentes e voltar a verificar se a hipótese de reabastecimento de partículas pode realmente ser explicada por meio de colisões.

Um ponto fundamental que deve ser verificado em futuros trabalhos é a validade de se aplicar o modelo de partículas em estados estacionários para satélites coorbitais. Na

presente pesquisa, todos os cálculos necessários foram feitos de maneira separada para Jano e Epimeteu e depois os valores correspondentes as profundidades ópticas finais de cada um deles foram somados (assim como do número de partículas). Porém, quando o sistema é coorbital o estado estacionário se mostra evidentemente diferente de quando apenas um satélite é levado em consideração. Essa alteração se deve ao fato das partículas produzidas por um satélite terem a possibilidade de serem reacretadas colidindo com o outro satélite.

Um indício positivo na escolha de calcular as profundidades ópticas foi verificado com as simulações numéricas. Elas indicam tempos de vida as partículas na mesma ordem de grandeza das obtidas em Dikarev et al. (2006). Como a massa do sistema é proporcional ao tempo de vida das partículas, tem-se que as massas dos dois casos devem ser compatíveis. Todavia, pretende-se aprimorar as simulações numéricas realizadas de maneira à melhor representar os fatos que ocorrem no sistema real de Saturno. Tendo os resultados finais dessas novas simulações será verificado se os mesmos são favoráveis a aplicação do modelo de (Dikarev et al. 2006) em sistemas coorbitais.

Com relação a novas simulações numéricas, tem-se por Hamilton & Krivov (1996) que na região orbital onde se localiza o anel de Jano e Epimeteu existe uma grande influência do parâmetro de Lorentz com relação à evolução das partículas. Esse parâmetro de Lorentz representa a atuação do campo magnético de Saturno diante das partículas dos anéis da região. Sendo assim, existe a necessidade de se incluir as forças de Lorentz nas simulações numéricas. Segundo Hamilton & Krivov (1996), de uma distância do centro do planeta até cerca de 10 vezes o raio de Saturno as forças de Lorentz são imprescindíveis para a evolução de partículas com $1 \mu\text{m}$ de raio (para o restante das partículas do anel o mesmo efeito pode ser verificado). Verifica-se que dependendo do campo magnético do planeta, da velocidade e as cargas das partículas, o processo de eliminação de partículas pode ser potencializado ou diminuído pela força de Lorentz. Existe a possibilidade de a força de Lorentz agir em prol do acúmulo de partículas, já que ela pode fazer com que a ação da pressão de radiação não seja tão efetiva (faz com que a amplitude de oscilações da excentricidade seja menor). Como esse fenômeno diminui as amplitudes de oscilação das partículas e essas amplitudes dependem dos seus tamanhos, tem-se como consequência que um maior número de partículas menores passará a ser eliminado pela pressão de radiação. Com isso o número de partículas e, conseqüentemente, a profundidade óptica

aumentará.

Logo, se as partículas pequenas se perpetuarem por um tempo maior no sistema, acredita-se em um aumento significativo na profundidade óptica total. Tal ação poderia em tese ajudar a confirmar a hipótese levantada de que a realimentação do anel se dá por meio de colisões (já que I/F é proporcional a profundidade óptica). Em contrapartida, existe a possibilidade de que a ação da força de Lorentz acelere o processo de eliminação de partículas, descartando definitivamente a hipótese levantada, já que a profundidade óptica teria seu valor diminuído.

De uma maneira geral, foram desenvolvidas ferramentas eficazes a fim de solucionar o problema do anel de Jano e Epimeteu tratados nessa pesquisa. Tais ferramentas podem ser aplicadas em outras pesquisas com apenas algumas mudanças e adequações. Essa foi uma consequência positiva decorrente de se estudar um problema envolvendo tantas variáveis de tantas áreas científicas diferentes. Logo, pode-se separar o ferramental cada uma dessas áreas e aplicá-las a diversos outros problemas de forma independente. Dentre as ferramentas desenvolvidas o código SPICE se mostra a mais apta a ser aplicada em outros problemas que não o do anel de Jano e Epimeteu. A razão para essa vantagem é que a análise de imagens se mostra comum e difundida em uma grande gama de problemas astronômicos. Esses códigos permitem acesso a diversos tipos de grandezas geométricas sobre diversas missões da NASA. Dependendo do banco de dados disponível para a época de determinada missão, é possível por meio do código aqui desenvolvido encontrar no campo de visão da câmera objetos catalogados como satélites e asteroides. Além disso, é possível determinar a distância e longitude das projeções dos pixels no plano dos anéis (vetores centrais dos pixels prolongados até o plano dos anéis). Também é factível obter acesso a dados como ângulos de fase, espalhamento, transmissão entre outros, que podem ser de grande valia quanto à parte óptica analisada. Por fim, pode-se com o auxílio do código em IDL determinar perfis de diversos objetos, já que os pixels necessários podem ser obtidos via SPICE.

Com relação ao modelo dinâmico, a grande vantagem obtida no seu desenvolvimento foi que se pode aplicá-lo a qualquer conjunto de simulações numéricas, sem nenhum tipo de restrição às condições aplicadas. Os pontos que devem ser informados a esse modelo são os regimes de partículas e seus respectivos tempos de vida. Tendo essas informações o código desenvolvido retorna os respectivos valores de profundidade óptica para cada um

dos regimes. Tal fato se tornará vantajoso caso novas melhorias sejam implementadas nas simulações computacionais (como simulações que incluam a força de Lorentz).

Por fim, pode-se considerar que a pesquisa desenvolvida se mostrou relevante em revelar e indicar que as colisões não explicam a existência do anel Jano e Epimeteu quando apenas a pressão de radiação solar é considerada e para as condições adotadas ao longo da pesquisa. Todavia, como foi visto ao longo desta dissertação, uma gama de novos conhecimentos foi obtida por todos os pesquisadores envolvidos neste trabalho. Além do ganho humano em termos de conhecimento e experiência, foi obtido um ganho de ferramentas, técnicas e códigos desenvolvidos para estudar o anel de Jano e Epimeteu. Conclui-se, portanto que no decorrer desta e de outras pesquisas o trabalho a ser realizado não será tão árduo quanto o do presente trabalho. Isso porque este trabalho viabiliza a uma nova série de técnicas e ferramentas que o grupo de pesquisas não usava possuir.

Finalmente, também se conclui que os resultados encontrados nesta pesquisa se mostram satisfatórios, isso porque foi determinado que o anel possui o arco completo e possui largura de aproximadamente 6000 km. Com relação ao restante do modelo, conclui-se que nas atuais condições a hipótese levantada quanto a realimentação do anel se mostra inconsistente. Todavia, a verificação dos valores da função de fase e a inclusão das forças de Lorentz ainda podem alterar os resultados finais deste trabalho.

Referências Bibliográficas

- BURNS, J. A., SHOWALTER, M. R., & MORFILL, G. E. The ethereal rings of Jupiter and Saturn. In R. Greenberg & A. Brahic, editors, *IAU Colloq. 75: Planetary Rings*, pages 200–272. 1984.
- CHAMBERS, J. E. A hybrid symplectic integrator that permits close encounters between massive bodies. *MNRAS*, 304:793–799, 1999.
- CHANDRASEKHAR, S. *Radiative transfer*. 1960.
- COLOMBO, G., SHAPIRO, I. I., & LAUTMAN, D. A. The Earth’s Dust Belt: Fact or Fiction?, 3, Lunar Ejecta. *J. Geophys. Res.*, 71:5719, 1966.
- COUPER, H. & HENBEST, N. *New worlds. In search of the planets*. 1986.
- CUZZI, J. N. & ESTRADA, P. R. Compositional Evolution of Saturn’s Rings Due to Meteoroid Bombardment. , 132:1–35, 1998.
- DAVE, J. V. Scattering of electromagnetic radiation by a large absorbing sphere. *IBM Journal of Research and Development*, 13:302–313, 1969.
- DIKAREV, V. V., KRIVOV, A. V., & GRÜN, E. Two stages of dust delivery from satellites to planetary rings. *Planet. Space Sci.*, 54:1014–1023, 2006.
- DIVINE, N. Five populations of interplanetary meteoroids. *J. Geophys. Res.*, 98:17029–17048, 1993.
- FENG, Q., YANG, P., KATTAWARB, G., HSUC, C., TSAY, S., & LASZLO, I. Effects of particle nonsphericity and radiation polarization on retrieving dust properties from MODIS observations. *J. aerosol sci*, 40:776–789, 2009.

- FORTNEY, J. J. & NETTELMANN, N. The Interior Structure, Composition, and Evolution of Giant Planets. *Space Sci. Rev.*, 152:423–447, 2010.
- GRÜN, E., BAGUHL, M., HAMILTON, D. P., KISSEL, J., LINKERT, D., LINKERT, G., & RIEMANN, R. Reduction of Galileo and Ulysses dust data. *Planet. Space Sci.*, 43:941–951, 1995.
- HAMILTON, D. P. & BURNS, J. A. Orbital stability zones about asteroids. , 92:118–131, 1991.
- HAMILTON, D. P. & KRIVOV, A. V. Circumplanetary Dust Dynamics: Effects of Solar Gravity, Radiation Pressure, Planetary Oblateness, and Electromagnetism. *Icarus*, 123:503–523, 1996.
- KOSCHNY, D. & GRÜN, E. Impacts into Ice-Silicate Mixtures: Ejecta Mass and Size Distributions. *Icarus*, 154:402–411, 2001.
- KRIVOV, A. V., SREMČEVIĆ, M., SPAHN, F., DIKAREV, V. V., & KHOLSHEVNIKOV, K. V. Impact-generated dust clouds around planetary satellites: spherically symmetric case. *Planet. Space Sci.*, 51:251–269, 2003.
- KRÜGER, H., KRIVOV, A. V., & GRÜN, E. A dust cloud of Ganymede maintained by hypervelocity impacts of interplanetary micrometeoroids. *Planet. Space Sci.*, 48:1457–1471, 2000.
- LEVERINGTON, D. *Babylon to Voyager and Beyond: A History of Planetary Astronomy*. 2003.
- MELOSH, H. *Planetary Surface Processes*. Cambridge Planetary Science. Cambridge University Press, 2011.
- MÜLLER, M., GREEN, S. F., MCBRIDE, N., KOSCHNY, D., ZARNECKI, J. C., & BENTLEY, M. S. Estimation of the dust flux near Mercury. *Planet. Space Sci.*, 50:1101–1115, 2002.
- MURRAY, C. D. & DERMOTT, S. F. *Solar system dynamics*. 1999.
- NAVE, C. R. Hyperphysics. 2010.

- PIRES DOS SANTOS, P. M., GIULIATTI WINTER, S. M., & SFAIR, R. Gravitational effects of Nix and Hydra in the external region of the Pluto-Charon system. *MNRAS*, 410:273–279, 2011.
- PORCO, C. C. Cassini imaging central laboratory operations (ciclops). 2006a.
- PORCO, C. C. The janus/epimetheus ring - cassini imaging central laboratory operations (ciclops). 2006b.
- PORCO, C. C. Rings of Saturn (R/2006 S 1, R/2006 S 2, R/2006 S 3, R/2006 S 4). *IAU Circ.*, 8759:1, 2006.
- PORCO, C. C., WEST, R. A., SQUYRES, S., MCEWEN, A., THOMAS, P., MURRAY, C. D., DELGENIO, A., INGERSOLL, A. P., JOHNSON, T. V., NEUKUM, G., VEVERKA, J., DONES, L., BRAHIC, A., BURNS, J. A., HAEMMERLE, V., KNOWLES, B., DAWSON, D., ROATSCH, T., BEURLE, K., & OWEN, W. Cassini imaging science: Instrument characteristics and anticipated scientific investigations at saturn. *Space Science Reviews*, 115(1-4):363–497, 2004.
- POULET, F., SICARDY, B., DUMAS, C., JORDA, L., & TIPHÈNE, D. The Crossings of Saturn Ring Plane by the Earth in 1995: Ring Thickness. *Icarus*, 145:147–165, 2000.
- SFAIR, R. & GIULIATTI WINTER, S. M. Orbital evolution of the μ and ν dust ring particles of Uranus. *A&A*, 505:845–852, 2009.
- SFAIR, R., WINTER, S. M. G., MOURÃO, D. C., & WINTER, O. C. Dynamical evolution of Saturn’s F ring dust particles. *MNRAS*, 395:2157–2161, 2009.
- SHOWALTER, M. R., FRENCH, R., SFAIR, R., ARGÜELLES, C., PAJUELO, M., BECERRA, P., HEDMAN, M., & NICHOLSON, P. The Brightening of Saturn’s F Ring. In *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #41*, volume 41 of *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, pages –22. 2009.
- SHOWALTER, M. R., POLLACK, J. B., OCKERT, M. E., DOYLE, L. R., & DALTON, J. B. A photometric study of Saturn’s F Ring. *Icarus*, 100:394–411, 1992.
- THIESSENHUSEN, K.-U., KRIVOV, A. V., KRÜGER, H., & GRÜN, E. A dust cloud around Pluto and Charon. *Planet. Space Sci.*, 50:79–87, 2002.

- THOMAS, P. C. Sizes, shapes, and derived properties of the saturnian satellites after the Cassini nominal mission. , 208:395–401, 2010.
- TISCARENO, M. S., THOMAS, P. C., & BURNS, J. A. The rotation of Janus and Epimetheus. , 204:254–261, 2009.
- VAN DE HULST, H. C. *Light Scattering by Small Particles*. 1957.
- WEST, R. M. Satellites of Jupiter and Saturn. IAU Circ., 3872:2, 1983.
- WICKRAMASINGHE, N. C. *Interstellar grains*. 1967.
- WINTER, O. C., GIULIATTI WINTER, S. M., SFAIR, R., MOURÃO, D. C., & FORYTA, D. W. Anel coorbital de jano e epimeteu. In *XIV Colóquio Brasileiro de Dinâmica Orbital, Anais do CBDO 2008: Programação e Resumos*, page 59. Águas de Lindóia, Brasil, 2008.
- WISCOMBE, W. J. Improved Mie scattering algorithms. Appl. Opt., 19:1505–1509, 1980.
- YI, B., CHRISTINE, N. H., YANG, P., & TSAY, S. Radiative transfer simulation of dust-like aerosols: Uncertainties from particle shape and refractive index. *j aerosol sci*, 42:631–644, 2011.
- YODER, C. F., COLOMBO, G., SYNNOTT, S. P., & YODER, K. A. Theory of motion of Saturn’s coorbiting satellites. , 53:431–443, 1983.