

Universidade de São Paulo
Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas
Departamento de Astronomia

Fernando de Sousa Mello

**Zona de Habitabilidade Galáctica para Vida
Simples e para Vida Complexa**

São Paulo 2014

Fernando de Sousa Mello

Zona de Habitabilidade Galáctica para Vida Simples e para Vida Complexa

Dissertação apresentada ao Departamento de Astronomia do Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo como requisito parcial para a obtenção do título de Mestre em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Amâncio César Santos Friaça

São Paulo 2014

Agradecimentos

Primeiramente, gostaria de agradecer às pessoas que muito obviamente me ajudaram durante toda a execução deste trabalho:

À minha amada família, que me deu apoio;

À todos meus queridos amigos, que me mantiveram são e feliz;

Ao meu caro orientador Amâncio, por todos seus conselhos, sugestões e confiança depositada;

Ao CNPQ, pelo providencioso apoio financeiro, sob o projeto n^o: 137862/2011-3;

À todos os funcionários do IAG e da USP, cujo trabalho possibilitou que eu me dedicasse à pesquisa;

E às instituições, que me abrigaram.

Em segundo lugar, gostaria de agradecer à pessoas que não obviamente contribuíram com a realização deste trabalho:

À cara Camila de Conti, pelo apoio constante, pelas revisões de contas, pelos ouvidos constantes, pelos bons momentos e pela sanidade;

Ao Sr. Dr. Shigeru Ida, que muito amável e gentilmente se prestou a fornecer resultados de seu mais recente modelo de formação de planetas, sem os quais o trabalho não existiria na presente riqueza e forma, e sem os quais eu não teria aprendido tanto. Muito obrigado;

Aos amigos Victor Cominato Theodoro e Ana Claudia Mancusi Valeije, pelas instruções de linguagem \LaTeX ;

Ao querido amigo Felipe Augusto Araujo Dias, que muito me auxiliou com a linguagem C++;

À Michael G. Gowanlock, Douglas Galante, Augusto Damineli Neto, Jorge Ernesto Horvath, Jorge Melendez Moreno e Vitor Roberto Vanin pelas sugestões e críticas.

Esta tese/dissertação foi escrita em \LaTeX com a classe IAGTESE, para teses e dissertações do IAG.

“If you hated to grow up, you became a grownup.”

Interpretação pessoal a parte de uma entrevista do cineasta Joss Whedon ao blog io9.

“Nonada.”

João Guimarães Rosa em Grande Sertão: Veredas.

Resumo

Este trabalho apresenta um estudo da habitabilidade na Galáxia tanto para vida simples (microbiana) como para a vida complexa com base no cálculo da Zona Habitável Galáctica (ZHG). A extensão da ZHG é obtida levando-se em conta a probabilidade de uma estrela abrigar planetas telúricos na sua Zona Habitável Circunstellar (ZHC), a escala de tempo de evolução da vida e as ameaças por supernovas às biosferas.

O principal instrumento utilizado neste trabalho foi um código de evolução química para o disco da Galáxia que fornece a dependência radial e temporal de várias grandezas do meio interestelar e das populações estelares necessárias para estimar a habitabilidade. Outro importante recurso aqui usado são as simulações de [Ida \(2013\)](#) para a formação de sistemas planetários, a partir das quais estimamos a probabilidade de uma estrela abrigar planetas telúricos na ZHC em função da metalicidade e da massa da estrela. Finalmente, calculamos estimativas dos danos causados por supernovas tanto para a vida simples como para a vida complexa, distinguindo os efeitos de supernovas de tipo Ia e II.

Em virtude do tempo de emergência mais curto e da maior resistência aos danos por supernovas, a Galáxia é muito mais habitável para a vida simples do que para a vida complexa. Além disso, a habitabilidade para a vida simples sempre é maior nas regiões internas da Galáxia, interiores ao raio solar de 8 kpc, possuindo um pico no raio mais interno, de 2 kpc. Por outro lado, a evolução da habitabilidade da vida complexa não tem um comportamento simples. Atualmente, a vida complexa apresenta maior habitabilidade no raio de 2 kpc, caindo fortemente para maiores raios, tendo um pequeno pico de habitabilidade nas proximidades do raio solar, e finalmente decrescendo suavemente em direção à borda da Galáxia. As estimativas da ZHG, fornecidas pelo presente trabalho, serão úteis no desenvolvimento de estratégias de busca por vida na Galáxia como um todo.

Abstract

This work presents a study of the habitability in the Galaxy both for simple (microbial) and complex life based on the calculation of the Galactic Habitable Zone (GHZ). The extent of ZHG is obtained taking into account the probability of a star harboring terrestrial planets in their Circumstellar Habitable Zone (CHZ), the time scale of evolution of life and threat from supernovae (SNe) for biospheres.

The main tool used in the present work was a code of chemical evolution for the disk of the galaxy that provides the radial and temporal dependence of various quantities of the interstellar medium and stellar populations required to estimate the habitability. Another important resource here is represented by the simulations of [Ida \(2013\)](#) for the formation of planetary systems, from which we estimate the probability of a star harboring terrestrial planets in the CHZ a function of mass and metallicity of the star. Finally, we calculated estimates of the damage caused by SNe for both simple and complex life, distinguishing the effects of type Ia and II SNe.

Due the shorter emergence time and greater resistance to damages by SNe, the Galaxy is more habitable for simple life than for complex life. In addition, the habitability for simple life is always higher in the inner regions of the galaxy, inwardly the solar radius, at the 8 kpc radius, with a peak at the 2 kpc radius. On the other hand, the evolution of the habitability for complex life does not show a simple behavior. At the present, the habitability for complex life is greater within 2 kpc, falling sharply towards larger radii, having a small peak near the solar radius, and finally decreasing smoothly towards the edge of the Galaxy. The estimates of GHZ, provided by the present study will be useful in developing strategies to search for life in the Galaxy as a whole.

Lista de Figuras

2.1	Temperatura efetiva T_{ef} superficial de Vênus (linha azul), da Terra (linha verde) e de Marte (linha vermelha) variando somente sua distância ao Sol segundo o modelo da equação (2.12). Os pequenos discos coloridos indicam o raio da órbita atual dos planetas.	39
2.2	Temperatura efetiva terrestre em função da luminosidade solar crescente com o passar do tempo desde a formação do Sistema Solar. O tempo atual é de cerca de 4,6 Ga.	41
2.3	Ciclo carbono-silicato. Baseado em ilustração de Grotzinger et al. (2007)	43
2.4	Esquema ilustrativo do efeito estabilizador do ciclo carbono-silicato.	44
2.5	Evolução da ZHC de uma estrela de $1 M_{\odot}$ considerando início gelado permitido a), e não incluindo início gelado b). Os três pares de curvas se referem às três estimativas de limites da ZHC discutidos no texto: linha tracejada, perda de água e condensação de CO_2 ; linha cheia, efeito estufa descontrolado e máximo efeito estufa; linha pontilhada, Vênus recente e Marte antigo. Alterado de Kasting et al. (1993)	46
2.6	Limites da ZHC em função da massa estelar para diferentes tempos de habitabilidade contínua. O caso mostrado é o em que início gelado não foi permitido, então o limite externo da ZHC mantém-se fixo e o interno se afasta da estrela com o tempo. O envelope corresponde à ZHC de estrelas na ZAMS. Alterado de Kasting et al. (1993)	47

2.7	Evolução da ZHC para estrelas de cinco massas diferentes permitindo início gelado a), e não permitindo início gelado b), considerando os limites da ZHC como o efeito estufa descontrolado e máximo efeito estufa. Alterado de Kasting et al. (1993)	47
2.8	Comparação entre as ZHC dos trabalhos que as apresentam em função da massa estelar. A linha tracejada vermelha indica o limite interno da ZHC de Kasting et al. (1993) na ZAMS. Todas as ZHC apresentadas são para a ZHC contínua de $\approx 4,0 - 6,0$ Ga.	51
4.1	Principais resultados de saída do MEQ. a) e b) compartilham a mesma legenda.	67
4.2	Distribuição normalizada de estrelas por metalicidade para o tempo final e atual do MEQ: 13 Ga.	68
4.3	Evolução química do gás e das estrelas segundo o MEQ comparadas em cinco raios Galactocêntricos.	68
4.4	Comparação do gradiente de metalicidade das simulações com as observações. O coeficiente linear do intervalo de gradientes de metalicidade de Maciel e Costa (2009) foi obtido fazendo as curvas passarem pela metalicidade média da vizinhança solar segundo Rocha-Pinto e Maciel (1996) , $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0,1$ dex no raio Galactocêntrico de 8,5 kpc.	69
4.5	Distribuição de estrelas G por metalicidade na vizinhança solar segundo três trabalhos e a distribuição de estrelas G ($\approx 0,8 - 1,1 M_{\odot}$) por metalicidade atualmente (13 Ga) no raio de 8 kpc segundo o MEQ.	71
5.1	Diagrama ilustrativo de eventos importantes para a vida na Terra com relação à evolução (faixa verde), atmosfera e superfície do planeta (faixas azul e marrom) e para o Sistema Solar (faixa cinza).	74

6.1	a) Dispersão de exoplanetas no plano massas-distâncias. b) Distribuição da massa e da metalicidade de estrelas com exoplanetas medidos até janeiro de 2014 segundo Team (2014) . Pontos vermelhos são estrelas com exoplanetas com massas entre $0,1 - 10 M_{\oplus}$, mas não necessariamente na ZHC de suas estrelas. c) Histograma da distribuição das distâncias de exoplanetas em relação ao Sistema Solar. d) Histograma da distribuição de metalicidade das estrelas com exoplanetas.	82
6.2	Exemplo de um conjunto de dados para dispersão no plano de massas-distâncias. a) A curva amarela delimita a região de planetas detectáveis pelo MVR segundo os critérios de Johnson e Li (2012) , a curva verde delimita a ZHCT para a estrela de $0,8 M_{\odot}$ na ZAMS, os pontos em marrom são os internos a curva amarela, os pontos em verde são os internos a curva verde, e os pontos vermelhos são os demais pontos. b) Representação por densidade em escala de cores.	88
6.3	Número de planetas por sistema planetário nas simulações de Ida (2013) . Compara-se aqui os planetas na ZHCT com aqueles com massa superior a $100 M_{\oplus}$	90
6.4	Tentativa de escalonar os dados das simulações de Ida (2013) usando a equação 6.2 com ângulo $i = 90^{\circ}$ e $39,54^{\circ}$ e comparando com os resultados observacionais de Fischer e Valenti (2005) e Johnson et al. (2010) . As regiões vermelha, verde e azul transparentes são a incerteza de cada curva de mesma cor, oriunda de Johnson et al. (2010)	91
6.5	Número de planetas sistema planetário nas simulações de Ida (2013) . Compara-se aqui os planetas na ZHCT (simplesmente chamados de ZHCT na legenda) na ZAMS com aqueles na ZHCT contínua de 4 Ga (ZHCT 4 Ga).	94
6.6	Ajustes da função gaussiana na forma da equação 6.3 para cada um dos três conjuntos de dados. a) Considerando a ZHC na ZAMS. b) Considerando a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.	96
6.7	a) Ajustes da equação 6.4 aos três conjuntos de dados com ZHC na ZAMS. b) O mesmo que <i>a</i>), mas considerando a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.	99

6.8	Ajuste da função 6.5 aos dados resultantes da integral na massa estelar em pequenos intervalos da equação 6.4 composta com a equação 4.5 para a ZHC na ZAMS e para a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.	101
6.9	Comparação da função de fração de planetas terrestres na ZHC de diversos trabalhos. A linha preta tracejada é referente ao uso de uma ZHC contínua de 4 Ga. Aqui se preferiu o uso do termo “planetas terrestres” em vez de “planetas telúricos”, já que os trabalhos citados não utilizaram os mesmos limites de massa para planetas que nós.	103
6.10	Comparação do Fator Telúrico para a vida simples (linhas cheias) e para a vida complexa (linhas tracejadas), sendo a aplicação dos resultados da seção anterior, 6.3, aos resultados de metalicidade estelar média do MEQ.	105
7.1	Esquema ilustrativo do processo de cálculo de ξ usando os dados de saída do MEQ. A taxa de supernovas ν_{SN} é integrada de t até $t - t_{SN}$, obtendo-se ξ : o número de SNs dentro da área de periculosidade no último intervalo de tempo t_{SN}	112
7.2	comparação de diferentes função possíveis de uso que foram normalizadas na maioria para ter valor 0,5 para 1 evento.	114
7.3	O resultado da equação 7.2 para diferentes valores da constante de normalização C de maneira a F_{SN} ter os diferentes valores da legenda quando houver uma SN.	115
7.4	Fluxos de normalizados para a distância de 1 UA de três estrelas diferentes. Os espectros F0V e M3V estão, respectivamente, nos extremos superior e inferior do intervalo de massas estelares de interesse nesse trabalho. O espectro intermediário pertence ao Sol, para motivos de comparação.	120

7.5	Forma e distribuição no espectro de todas as funções de sensibilidade Y usadas no cálculo da energia por banda. U, B, V, R, I, J, H e K são o sistema Johnson e Morgan (Johnson e Morgan, 1953) estendido (Johnson et al., 1966), obtidas de Munari et al. (2002). As funções de $3,6 \mu$ e $4,5 \mu$ são de filtros do Spitzer/IRAC, obtidas de VO Filter Information service (2011). E evw2, uvm2, buvw1, u, b e v são filtros do Swift/UVOT, obtidas de Poole et al. (2008).	121
7.6	Magnitudes absolutas de SNs diretamente como apresentadas por múltiplos trabalhos. Veja a tabela 7.1 para obter as referências. As incertezas horizontais são metade do FWHM dos filtros em que as medidas foram feitas.	124
7.7	Fluxo das SNs da tabela 7.1 comparado com o fluxo de três estrelas e com um flare de AD Leonis no limite <i>interno</i> da ZHC em várias bandas. Numa tentativa de facilitar a leitura, círculos têm barras de erro em vermelho, correspondendo às SNs tipo Ia, triângulos têm barras de erro cinza escuras, correspondendo às SNs de tipo II. As cores diferentes de preenchimento de cada ponto correspondem a fontes diferentes para os dados das SNs. (Veja a tabela 7.1 para as referências e cores.) Algumas barras de erro somente são mostradas em sentido positivo no eixo de distâncias, pois, no outro sentido, ultrapassam o zero.	126
7.8	Os mesmos dados que os da figura 7.7, só que apresentados todos juntos para comparação entre si.	127
7.9	O mesmo que na figura 7.7 só que considerando o fluxo estelar no limite <i>exterior</i> da ZHC.	128
7.10	Os mesmos dados que os da figura 7.9, só que apresentados todos juntos para comparação entre si.	129
7.11	Comparação do número de SNs tipo Ia e II dentro das áreas A_{SN} e integradas nos tempos t_{SN} para a vida complexa. Só lembrando, os valores são $t_{SN} = 10$ Ma, $R_{SN Ia} = 80$ pc para as SNs tipo Ia, e $R_{SN Ia} = 8$ pc para as SNs tipo II.	132

7.12	Variação dos parâmetros do Fator de Supernovas para visualizar suas dependências mais fortes. O caso com os parâmetros padrões é sempre o de linha cheia. A legenda do painel b) é comum aos quatro painéis. a) Variação do tempo de SNs t_{SN} para vida <i>complexa</i> nos valores de 5,0 (linha pontilhada e tracejada), 10,0 (linha cheia) e 15,0 Ma (linha tracejada). b) Variação do tempo de SNs t_{SN} para vida <i>simples</i> nos valores de 1,0 (linha pontilhada e tracejada), 10,0 (linha cheia) e 20,0 Ma (linha tracejada). c) Variação da distância de perigo para SNs Ia D_{SN} nos valores de 20 (linha pontilhada e tracejada), 80 (linha cheia) e 115 pc (linha tracejada). d) Variação da normalização C da equação 7.2 de tal maneira que para uma SN tivesse os valores de 0,1 (linha pontilhada e tracejada), 0,5 (linha cheia) e 0,9 Ma (linha tracejada).	133
8.1	Esquema ilustrativo dos passos para obtenção do FHG_{no} a partir dos resultados do MEQ.	140
8.2	FHG_{no} para a vida simples e para a vida complexa. A legenda central é comum aos três painéis. a) FHG_{no} para vida simples, considerando o retardo devido ao tempo de evolução e normalizado para o valor atual do raio de 8 kpc. b) FHG_{no} para vida complexa, considerando o retardo devido ao tempo de evolução e normalizado para o valor atual do raio de 8 kpc de maneira independente ao FHG_{no} para vida simples. c) FHG_{no} para vida complexa (linha cheia) comparado com o FHG_{no} para vida simples (linha tracejada). Ambos foram normalizados pelo valor atual do FHG_{no} para vida complexa no raio de 8 kpc.	141
8.3	Exatamente o mesmo que na figura 8.2 anterior, mas considerando o FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico, não por estrela.	144
8.4	a) FHG_{no} para vida simples por estrela. b) FHG_{no} para vida complexa por estrela.	147
8.5	a) FHG_{no} para vida simples por estrela. b) FHG_{no} para vida complexa por estrela.	148

- 8.6 FHG_{no} para a vida simples com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto o t_{SN} que é variado em 1 Ma (linha cheia, o padrão), 10 Ma (linha pontilhada tracejada) e 20 Ma (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis. **a)** FHG_{no} por estrela. **b)** FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico. 150
- 8.7 FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão, exceto o t_{SN} , que é variado em 5 Ma (linha pontilhada tracejada), 10 Ma (linha cheia, o padrão) e 15 Ma (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis. **a)** FHG_{no} por estrela. **b)** FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico. 152
- 8.8 FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto a D_{SN} para os tipos Ia e II que é variada em 10 pc (linha cheia, o padrão), 20 pc (linha pontilhada tracejada) e 40 pc (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis. **a)** FHG_{no} por estrela. **b)** FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico. 154
- 8.9 FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto a $D_{SN\ Ia}$ que é variada em 20 pc (linha pontilhada tracejada), 80 pc (linha cheia, o padrão) e 115 pc (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis. **a)** FHG_{no} por estrela. **b)** FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico. 156

Lista de Tabelas

0.1	Tabela de siglas, acrônimos e símbolos usados no trabalho.	23
2.1	Albedos de diferentes materiais e corpos celestes. Para a primeira parte, a referência é Williams (2013) , e Agricultural Production and Externalities Simulator (2009) para a segunda.	35
2.2	Grandezas e constante usadas para os cálculos.	35
2.3	Emissividade média de alguns materiais. Quando não especificado, a fonte é Monarch Instrument (2008)	38
4.1	Resultados do MEQ em comparação com dados da literatura. A vizinhança solar foi tomada como um disco de raio de 3 kpc em torno do Sol, situado no raio Galactocêntrico de 8 kpc. “Taxa de SNs” é a soma de todos os tipos de SNs: Ia, Ib e II segundo a referência citada.	66
5.1	Referências dos dados do diagrama 5.1	75
5.2	Intervalos de tempo relacionados a evolução da vida terrestre. Veja o texto para mais detalhes.	80
6.1	Apanhado de trabalhos recentes na área de exoplanetas dando um panorama sobre o campo.	84
6.2	Valores dos parâmetros dos três ajustes de função feitos nesse capítulo. . .	102

7.1 Principais dados de SNs usados e suas referências. A primeira parte da tabela é referente às SNs tipo Ia, a segunda parte é referente às SNs tipo II. “Nome” se refere ao nome da supernova, quando a referência trata de uma única. “Centro” se refere ao comprimento de onda do centro da banda/filtro e a incerteza entre parênteses é a metade do FWHM. “M” e “m” se referem, respectivamente, à magnitude absoluta e magnitude aparente, tendo suas incertezas entre parênteses. “ L_{SN} ” é a luminosidade calculada da supernova durante o pico de emissão, tendo suas incertezas entre parênteses. “Cor do Ponto” se refere ao código de cores dos pontos, para identificação da referência nos gráficos. 123

7.2 Dados básicos do modelo padrão do Fator de SNs para a vida simples e para a vida complexa. 136

Tabela 0.1 - Tabela de siglas, acrônimos e símbolos usados no trabalho.

Termo	Nome	Significado
AGN	<i>Active Galactic Nucleus</i>	
A_{SN}	Área de supernova	Área dentro da qual uma supernova afetaria a vida num planeta.
ξ		Integral no tempo do número de supernovas num certo raio Galáctico.
D_{SN}	Distância de supernova	Distância mínima para uma supernova afetar a vida num planeta.
EMC	Ejeção de massa coronal	
FHG	Fator de Habitabilidade Galáctica	
FHG _{no}	Fator de Habitabilidade Galáctica Normalizado	
F_{SN}	Fator de Supernovas	
F_{Tel}	Fator Telúrico	
FWHM	<i>Full Width at half maximum</i>	
Ga	Giga anos	
GRB	<i>Gamma-ray Burst</i>	
IMF	<i>Initial Mass Function</i>	
LHB	<i>Late Heavy Bombardment</i>	
Ma	Milhões de anos	
M_B	Magnitude média na banda azul	
MEQ	Modelo de Evolução Química	
μ^*	Densidade de estrelas por unidade de área do disco da Galáxia	
M_{\odot}	Massa solar	
M_{\oplus}	Massa terrestre	
MVP	<i>Minimal Viable Population</i>	
MVR	Método de Velocidades Radiais	
SFR	<i>Star Formation Rate</i>	
SN, SNs	Supernova, Supernovas	
SP	Sequência Principal	
Telúrico		Planetas com massa entre 0,1 e 10 M_{\oplus} .
Terrestre		Planetas com massa aproximadamente terrestre.
t_{ev}	Tempo de evolução	Tempo necessário para um certo tipo de vida evoluir.
t_{SN}	Tempo de Supernova	Tempo necessário para um certo tipo de vida se recuperar de um grande evento de extinção.
XUV	<i>Extreme Ultraviolet</i>	
ZAMS	<i>Zero Age Main Sequence</i>	
ZHC	Zona Habitável Circunstelar	
ZHCT	Zona Habitável Circunstelar Telúrica	
ZHCT 4 Ga	Zona Habitável Circunstelar Telúrica contínua de 4 Ga	
ZHG	Zona Habitável Galáctica	
ZHGT	Zona Habitável de Gratificação Tardia	
ZHT	Zona Habitável Telúrica	
ZH-UV	Zona Habitável de Ultravioleta	

Sumário

1. <i>Introdução</i>	27
1.1 Panorama	27
1.2 Este Trabalho	30
2. <i>Zona de Habitabilidade Circunstelar</i>	33
2.1 Toy Model	33
2.2 Extensão da ZHC	38
2.3 ZHC no Tempo	40
2.4 Problemas	41
2.5 ZHC na Literatura	45
2.6 Conclusões	50
3. <i>Habitabilidade de Sistemas Planetários</i>	53
3.1 Habitabilidade Estelar	53
3.2 Habitabilidade Planetária	56
4. <i>Modelo de Evolução Química da Galáxia</i>	63
4.1 O Modelo de Disco para a Galáxia	64
4.2 Resultados do Modelo e Comparação com as Observações	66
5. <i>Vida na Terra</i>	73
5.1 O Sistema Solar	75
5.2 A Terra	76
5.3 A Vida	77

5.4	Extinções em Massa	78
6.	<i>Fração de Estrelas com Planetas na ZHCT</i>	81
6.1	Visão Geral	81
6.2	Simulações de Ida	86
6.3	Redução dos Dados	94
6.4	O Fator Telúrico	105
7.	<i>Periculosidade de Supernovas</i>	107
7.1	Literatura	108
7.2	Periculosidade para a Vida Complexa	109
7.3	Periculosidade para a Vida Simples	116
7.4	O Fator de Supernovas	131
8.	<i>A Zona de Habitabilidade Galáctica</i>	137
8.1	O Modelo Padrão	140
8.2	Exploração do Espaço de Parâmetros do Modelo	149
8.3	Discussão e Comentários	158
9.	<i>Conclusões e Perspectivas</i>	163
	<i>Referências</i>	167

Introdução

A vida é abundante e diversificada na Terra, ocupando vários habitats há bilhões de anos. Mas ela exige condições mínimas para sua existência e vicejamento, com um intervalo de temperaturas, pHs, campo de radiação e a existência de água em estado líquido. Em escala estelar, a exigência de água líquida é minimamente traduzida na Zona de Habitabilidade Circunelar (ZHC), ([Kasting et al., 1993](#)) região ao redor de uma estrela na qual, num dado momento, é possível encontrar água em estado líquido em uma superfície planetária. Em escala Galáctica, haveria um análogo da ZHC, uma Zona de Habitabilidade Galáctica (ZHG) [Gonzalez et al. \(2001\)](#); [Lineweaver \(2001\)](#); [Lineweaver et al. \(2004\)](#), região espaço temporal em uma galáxia que oferece as melhores condições para o advento da vida como a conhecemos na Terra. Este trabalho tem como objetivo estudar os fenômenos astrofísicos de escala principalmente Galáctica, mas também estelar e planetária, que poderiam influenciar na habitabilidade de toda a Via Láctea.

Mas é importante notar que habitabilidade não implica em existência de vida, indicando somente os ambientes menos hostis à vida observada no planeta Terra atual. Para fins práticos, essa vida será dividida em vida simples, consistindo em seres microbianos unicelulares, como bactérias, de rápida reprodução; e vida complexa, que consiste de seres multicelulares, macroscópicos e potencialmente expostos à radiação. Mais informações essas definições serão dadas no capítulo 5.

1.1 Panorama

A primeira vez que o conceito de habitabilidade Galáctica foi cuidadosamente desenvolvido na literatura foi com os trabalhos de [Balazs \(1988\)](#) e de [Marochnik e Mukhin \(1988\)](#),

onde procuraram descobrir a região mais habitável para civilizações tecnologicamente avançadas e seu número na Galáxia. Concluíram que a região seria um anel (ou cinturão) na Galáxia, contendo o raio solar e o raio de corotação, havendo um ótimo prognóstico para civilizações mais avançadas do que a nossa nessa região.

Com dados mais atuais, Balazs (2000) chegou a conclusões semelhantes. Mas somente com o trabalho de Gonzalez et al. (2001) que surgiu o conceito de ZHG na forma como é concebida até hoje, em analogia à ZHC. Gonzalez et al. (2001) listaram exaustivamente todos os fenômenos astrofísicos e geofísicos que poderiam interferir na habitabilidade do ponto de vista Galáctico. Definiram sua ZHG como a região na Via Láctea onde planetas terrestres conseguem manter água líquida em sua superfície e sustentar vida aeróbica animal por longos períodos de tempo. Essa definição será a usada neste trabalho com certas modificações, já que trabalharemos também com vida simples. Mais sobre isso será discutido no capítulo 5.

O fator que consideraram o mais importante foi o da metalicidade estelar, que se acreditava estar diretamente ligada à probabilidade de se formarem planetas terrestres. Por conta disso, o disco Galáctico, e em especial suas partes mais internas, foram consideradas as mais habitáveis.

Posteriormente, Lineweaver (2001) e Lineweaver et al. (2004) construíram um modelo de habitabilidade Galáctica partindo de três fatores importantes que poderiam impactar as condições de habitabilidade da vida simples e da vida complexa: a fração de estrelas com planetas terrestres (P_{metals}), supostamente com forte dependência da metalicidade estelar, o perigo potencial gerado por supernovas (P_{SN}), a taxa de formação estelar (*Star Formation Rate* - SFR) e a probabilidade de evolução biológica (P_{evol}). Cada um desses fatores foi modelado em uma função de probabilidade e multiplicados para construir a probabilidade de habitabilidade Galáctica (P_{GHZ}), a probabilidade daquele lugar e tempo na Galáxia ser mais ou menos habitável:

$$P_{GHZ} = SFR \times P_{metals} \times P_{evol} \times P_{SN}. \quad (1.1)$$

A SFR e a P_{SN} não são independentes, pois uma maior SFR produz mais estrelas que produzem mais planetas, aumentando a habitabilidade, mas uma maior SFR também aumenta a taxa de supernovas, o que reduz a habitabilidade. Como a SFR não é uma

probabilidade, o resultado final (que é multiplicado por ela) não poderia ser chamado de probabilidade.

[Lineweaver et al. \(2004\)](#) dão especial atenção ao perigo em potencial que supernovas poderiam oferecer para a vida complexa. Seus resultados são bem mais próximos dos resultados de [Balazs \(1988\)](#) e de [Marochnik e Mukhin \(1988\)](#) do que os de [Gonzalez et al. \(2001\)](#), prevendo uma ZHG em forma de anel, localizada entre os raios de 7 e 9 kpc.

Uma grande crítica ao trabalho de [Lineweaver et al. \(2004\)](#) foi feita por [Prantzos \(2008\)](#). De posse de resultados mais recentes, obteve parâmetros mais realistas e construiu um modelo mais abrangente. Seus resultados indicavam uma grande habitabilidade para a Galáxia atual ao se tratar da vida complexa. Considerado que a densidade estelar é diferente ao longo da Galáxia e que uma densidade maior indica também um número maior de planetas, a vida encontraria melhores condições na parte mais interna da Galáxia, por volta do raio de 2 kpc, decrescendo para raios maiores.

[Gowanlock et al. \(2011\)](#) construíram um complexo modelo de habitabilidade Galáctica, aproveitando tudo que seu modelo de evolução química da Galáxia tinha a oferecer, separando a influência de supernovas tipo Ia das de tipo II e modelando não só radialmente, mas em altura, acima e abaixo do disco fino da Galáxia. Seus resultados indicam maior habitabilidade para a parte da Galáxia interna ao raio solar, especialmente o raio mais interno estudado por eles, de 2,5 kpc. Confirmando, então, o que foi encontrado por [Prantzos \(2008\)](#).

Além desses trabalhos sobre a habitabilidade da nossa Galáxia, há uns poucos sobre outras galáxias. [Sudin \(2006\)](#) estudou a habitabilidade galáctica sob um foco cinemático, especialmente de galáxias barradas. Ele concluiu que a barra têm efeitos não desprezíveis, alterando as órbitas estelares e misturando populações distintas de estrelas, e, com isso, a metalicidade média estelar. Isso não impediria o cálculo da ZHG, mas o tornaria mais complicado, havendo a necessidade de aumentar a complexidade do modelo de evolução química.

[Carigi et al. \(2013\)](#) fizeram um estudo completo da habitabilidade da galáxia de Andrômeda, de maneira análoga à nossa galáxia, seguindo de perto os trabalhos de [Gonzalez et al. \(2001\)](#) e de [Lineweaver et al. \(2004\)](#). Eles, como em nosso trabalho, consideram não somente o caso de vida simples como também o de vida complexa. Seus resultados indicam um padrão anelar de alta habitabilidade na galáxia para ambos os tipos de vida. Para a

vida simples, a ZHG estaria entre os raios de 6 – 17 kpc, e entre 3 – 13 kpc para a vida complexa.

Por fim, [Suthar e McKay \(2012\)](#) estudaram a habitabilidade de galáxias elípticas, diferente de todos os outros que só estudaram a habitabilidade de galáxias de tipo disco. Eles simplificaram sua abordagem ao considerar somente vida simples e a metalicidade estelar como o fator mais importante na habitabilidade galáctica, usando-a como traçador único da habitabilidade nas galáxias M32 e M87. Concluíram que em ambas as galáxias a habitabilidade seria maior nas regiões centrais, impondo poucos obstáculos à vida, apesar da galáxia M87 possuir um AGN.

A maioria dos trabalhos se focaram no que pode ser chamado amplamente de vida complexa: seres macroscópicos, comumente não aquáticos. Essa definição não é exata e varia bastante de trabalho para trabalho, inclusive não sendo a mesma usada neste trabalho para o termo “vida complexa”. Alguns trabalhos mesmo chegaram a estudar algo chamado de “vida inteligente”, vagamente definido em analogia às civilizações humanas. Seus modelos indicam a existência de dois grupos distintos de resultados, um prevendo um cenário de anel de alta habitabilidade, e outro, um cenário em que as partes centrais da Galáxia teriam maior habitabilidade.

1.2 *Este Trabalho*

Inspirados pelo conjunto de referências citadas, construímos neste trabalho um modelo simples de habitabilidade Galáctica que considera dois fatores centrais em seu desenvolvimento: o fator relativo à facilidade de se encontrar planetas de tipo terrestre ao redor de diferentes tipos de estrelas (capítulo 6), e o fator relativo à periculosidade das supernovas para a vida simples ou para a vida complexa (capítulo 7). De posse de resultados mais recentes e precisos, espera-se obter um panorama mais preciso da habitabilidade à escala Galáctica, explorando onde no espaço e no tempo a habitabilidade seria maximizada para a vida simples e para a vida complexa, verificando ou não a existência de uma ZHG e se esta se aproximaria espacialmente mais da forma de um anel na Galáxia ou se estaria localizada mais internamente na Via Láctea, e raios menores do que o raio solar.

Para situar o leitor na estrutura deste trabalho, a dissertação seguirá com os capítulos: *Zona de Habitabilidade Circunstelar*, onde se desenvolverá um modelo simples de ZHC e

se comparará as ZHCs mais relevantes na literatura; *Habitabilidade de Sistemas Planetários*, onde será dado um panorama de diferentes fenômenos e circunstâncias que poderiam influenciar na habitabilidade de um sistema planetário; *Modelo de Evolução Química da Galáxia*, em que são apresentados as especificações, as principais características e os resultados do modelo para a Galáxia; *Vida na Terra*, onde um panorama da vida no planeta desde sua origem até os dias atuais com os fatores geoatmosféricos e astronômicos que mais a influenciaram durante esse período; *Fração de Estrelas com Planetas na ZHCT*, onde é feita uma revisão da literatura sobre exoplanetas, as simulações de [Ida \(2013\)](#) são analisadas e o Fator Telúrico é calculado; *Periculosidade de Supernovas*, em que é feita uma estimativa do perigo em potencial das Supernovas para a vida simples e para a vida complexa; *A Zona de Habitabilidade Galáctica*, onde todos os resultados dos capítulos anteriores são reunidos e um modelo de habitabilidade para a Galáxia é construído, tendo seus resultados analisados; *Conclusões e Perspectivas* encerra este trabalho ao reunir os resultados mais importantes obtidos e desenhando as futuras perspectivas de melhorias ao modelo e avanços observacionais, experimentais e teóricos.

Zona de Habitabilidade Circunstelar

A Zona de Habitabilidade Circunstelar, como citada anteriormente na introdução, é definida, de maneira abrangente, como a região ao redor de uma estrela onde poderia se encontrar água no estado líquido em uma superfície planetária. Assim, a definição de ZHC é diferente de autor para autor, mas mantém a ideia original de possibilidade de água líquida na superfície planetária. (Kasting et al., 1993)

Essa definição bem robusta esconde alguns problemas quando é posta em prática e tenta-se passar do qualitativo para o quantitativo. Sua modelagem também recebeu diferentes abordagens e foi muitas vezes esmiuçada, havendo modelos computacionais extremamente complexos em tempos recentes (algo que será abordado mais para frente neste capítulo) que lidam com a questão da atmosfera e do efeito-estufa como elevadores da temperatura superficial de um planeta. (Kasting et al., 1993; de Pater e Lissauer, 2010; Atreya et al., 1989; Press et al., 2008)

2.1 Toy Model

Um modelo zerodimensional simples pode ser construído para ilustrar o problema e a solução partindo da lei de conservação de energia. Supondo equilíbrio térmico, a energia solar absorvida pelo planeta, E_{ab} , somada com a energia interna do planeta, E_{int} , originada do calor residual de sua formação, contração gravitacional, concentração de massa e decaimento de materiais radiativos, (de Pater e Lissauer, 2010; Atreya et al., 1989) tem que ser igual à energia emitida pelo planeta E_{em} . O balanço energético fica:

$$E_{ab} + E_{int} = E_{em}. \quad (2.1)$$

A equação pode ser mais convenientemente escrita em função da luminosidade L , energia por tempo, que se relaciona com o fluxo F , energia por tempo por área, da seguinte forma:

$$L = AF, \quad (2.2)$$

onde A é a área de emissão ou incidência de F , de maneira a ficar:

$$A_{Td}F_{ab} + A_T F_{int} = A_T F_T. \quad (2.3)$$

Onde A_T é a área superficial da Terra para emissão e A_{Td} é a área terrestre de absorção da energia solar. A Terra absorve o fluxo solar através de uma área efetiva de um disco e emite por toda sua superfície. Dessa forma, posso reescrever (2.3) como:

$$\pi R_T^2 F_{ST} + 4\pi R_T^2 F_{int} = 4\pi R_T^2 F_T. \quad (2.4)$$

Só que nem toda energia que chega à Terra é absorvida de fato pelo planeta; uma parte é refletida pela atmosfera, pelas nuvens e pela própria superfície. O quanto de energia que é refletida pode depender do material, de sua temperatura, do ângulo de incidência da radiação, do ângulo de observação e do comprimento de onda da radiação incidente.

Um tipo de albedo é o albedo geométrico, que é a razão entre a energia refletida pelo objeto na mesma direção da fonte que o ilumina (ângulo de fase zero) pela radiação emitida por um objeto que reflete a radiação incidente igualmente em todas as direções. Esse albedo pode ter valor maior do que 1 porque o objeto real pode ter uma reflexão anisotrópica, concentrada na direção da fonte, maior do que a reflexão de um refletor isotrópico naquela mesma direção.

Outro tipo, de maior interesse para nós, é o albedo de Bond, que é a razão da energia refletida por um objeto pela razão da energia incidente sobre ele. Esse albedo não depende do comprimento de onda incidente, já que é uma soma da energia total, em todos os comprimentos de onda.

E ainda há albedos que não levam em consideração a direção da luz incidente, mas são medidos somente em uma faixa do espectro eletromagnético. A tabela (2.1) apresenta uma comparação desses diferentes albedos para diferentes materiais e corpos celestes.

Tabela 2.1 - Albedos de diferentes materiais e corpos celestes. Para a primeira parte, a referência é Williams (2013), e Agricultural Production and D Externalities Simulator (2009) para a segunda.

Corpo Celeste	Albedo de Bond	Albedo Geométrico
Mercúrio	0,068	0,142
Vênus	0,9	0,67
Terra	0,306	0,367
Lua	0,11	0,12
Marte	0,25	0,17
Júpiter	0,343	0,52
Saturno	0,342	0,47
Urano	0,3	0,51
Netuno	0,29	0,41
Plutão	0,4 – 0,6	0,5 – 0,7
Coberturas	Albedo de λ entre 0,3 – 3,0 mm	
Gramma	0,17 – 0,28	
Floresta tropical	0,12	
Floresta caducifolia	0,10 – 0,20	
Floresta de coníferas	0,05 – 0,15	
Savana	0,16 – 0,21	
Estepe	0,2	
Neve fresca	0,75 – 0,95	
Neve antiga	0,40 – 0,70	
Floresta boreal com neve	0,12 – 0,30	
Duna de areia	0,24 – 0,37	

O Albedo de Bond para a Terra tem valor de 0,306, (Williams, 2013) sendo implementado através do fator $(1 - A_b)$ no primeiro termo da esquerda da equação (2.4).

Tabela 2.2 - Grandezas e constante usadas para os cálculos.

Nome	Símbolo	Valor
Constante de Stefan e Boltzmann	σ	$5,67 \times 10^8 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{K}^{-4}$
Luminosidade solar atual	L_S	$3,846 \times 10^{26} \text{ W}$
Fluxo Solar na órbita terrestre	F_{ST}	$1367,6 \text{ W/m}^2$
Distância Sol-Vênus	D_{SV}	0,72 UA
Distância Sol-Terra - 1 UA	D_{ST}	$1,496 \times 10^{11} \text{ m}$
Distância Sol-Marte	D_{SM}	1,52 UA
Raio terrestre	R_T	$6,371 \times 10^6 \text{ m}$
Temperatura média de Vênus	\overline{T}_V	737 K
Temperatura média da Terra	\overline{T}_T	288 K
Temperatura média de Marte	\overline{T}_M	210 K

Considerando-se o albedo de Bond, temos:

$$\pi R_T^2(1 - A_b)F_{ST} + 4\pi R_T^2 F_{int} = 4\pi R_T^2 F_T. \quad (2.5)$$

Isolando o fluxo terrestre:

$$F_T = \frac{(1 - A_b)F_{ST} + 4F_{int}}{4}. \quad (2.6)$$

Aproximando o espectro de emissão da Terra pelo espectro de emissão de um corpo negro, pode-se invocar a lei de Stefan e Boltzmann:

$$f = \sigma T_{ef}^4, \quad (2.7)$$

onde T_{ef} é a temperatura efetiva, no caso, a temperatura que um corpo negro teria caso tivesse irradiado o mesmo fluxo que o corpo real, (de Pater e Lissauer, 2010) f é o fluxo e σ a constante de Stefan e Boltzmann. Assim, pode-se reescrever (2.6) como:

$$F_T = \frac{(1 - A_b)F_{ST} + 4F_{int}}{4} = \sigma T_{ef}^4. \quad (2.8)$$

Isolando T_{ef} , obtém-se:

$$T_{ef} = \left(\frac{(1 - A_b)F_{ST} + 4F_{int}}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.9)$$

As fontes de energia interna da Terra totalizam $\approx 0,025\%$ do total de radiação absorvida do Sol, (Atreya et al., 1989; Press et al., 2008) podendo ser desprezadas em primeira aproximação. Dessa forma, usando as tabelas (2.1) e (5.1), obtém-se:

$$T_{ef} = \left(\frac{(1 - A_b)F_{ST}}{4\sigma} \right)^{\frac{1}{4}} = 254,5 \text{ K} = -18,7 \text{ }^\circ\text{C}. \quad (2.10)$$

Mesmo sendo uma média de todas as temperaturas do planeta, desde as baixas temperaturas das zonas polares às altas dos trópicos, passando pelas diferenças térmicas entre o dia e a noite, e pelas diferenças sazonais, essa temperatura ainda é muito baixa. A água do planeta estaria congelada. (Press et al., 2008) E, pela tabela (5.1), a temperatura média da Terra é de $288 \text{ K} = 15 \text{ }^\circ\text{C}$.

Essa diferença de aproximadamente $34 \text{ }^\circ\text{C}$ é resultado do efeito estufa na atmosfera da Terra. (de Pater e Lissauer, 2010; Press et al., 2008) O solo e a atmosfera absorvem cerca

de 69% da radiação solar incidente, irradiando depois essa energia, na maioria, no espectro infravermelho. Mas os gases estufa, como vapor d'água e dióxido de carbono, absorvem parte dessa radiação térmica, depois a reemitindo em todas as direções, inclusive para o solo, aquecendo-o novamente. (Press et al., 2008) O efeito global desse aquecimento pelo efeito estufa não é percebido na potência total irradiada pela Terra, já que a Terra está em equilíbrio com o quanto de radiação que recebe do Sol. Em caso de desequilíbrio, haveria aquecimento ou resfriamento do planeta. O efeito estufa pode ser entendido, então, como um isolante, um agente que retém energia na Terra por mais tempo antes dela ser irradiada.

O efeito estufa pode ser implementado no modelo usando uma nova variável, a emissividade ε , a razão do fluxo real emitido pelo fluxo de um corpo negro à mesma temperatura que o corpo real. (de Pater e Lissauer, 2010; Atreya et al., 1989) Diferentes materiais têm diferentes emissividades, essa podendo variar com o comprimento de onda e a temperatura. Quanto melhor emissor for o corpo, mais próximo de 1 é sua emissividade, quanto pior, mais próxima de 0. Um corpo negro tem $\varepsilon = 1$, corpos reais têm $0 < \varepsilon < 1$. (de Pater e Lissauer, 2010; Atreya et al., 1989)

A emissividade da Terra sem atmosfera seria próxima de 1, mas as nuvens e os gases na atmosfera absorvem e reemitem a energia do solo, tendo emissividade menor, $\varepsilon \approx 0,5$. Supondo em primeira aproximação que água, neve, solo e nuvens perfeçam a Terra visível em partes iguais, a emissividade efetiva será $\varepsilon \approx 0,55 - 0,65$. Acrescentando esse fator ao lado direito de (2.5), obtém-se:

$$T_{ef} = \left(\frac{(1 - A_b)F_{ST}}{4\sigma\varepsilon} \right)^{\frac{1}{4}} = 289,1 - 283,4K = 22 - 10^{\circ}C. \quad (2.11)$$

Um valor bem mais próximo da temperatura média dada na tabela (5.1), $\bar{T} = 15^{\circ}C$.

O modelo zerodimensional da equação (2.11) é bem simples e limitado, mas esclarecedor e razoavelmente preciso numericamente. Porém, a variável introduzida ε não informa a origem ou estado do efeito estufa no planeta, somente sua existência, também não incluindo nenhuma descrição refinada da atmosfera.

O fluxo solar varia com a distância ao Sol, e a irradiação a um corpo mais próximo do Sol seria maior do que de um corpo distante. Pela equação (2.2) sabe-se como o fluxo se relaciona com a luminosidade, podendo-se substituir o fator F_{ST} na equação (2.11) por

Tabela 2.3 - Emissividade média de alguns materiais. Quando não especificado, a fonte é [Monarch Instrument \(2008\)](#).

Material	Temperatura [°C]	Emissividade	Referências
Cimento	0 – 200	0,96	
Asfalto de pavimentação	38	0,93	
Basalto	20	0,72	
Granito	21	0,45	
Gelo (suave)	0	0,97	
Gelo (pontudo)	0	0,98	
Madeira	baixa	0,80 – 0,90	
Água	39	0,67	
Lâmina d'água	20	0,96	
Carvão	20	0,95	
Neve (partículas finas)	-7	0,82	
Neve (granular)	-8	0,89	
Arenito	38	0,67	
Serragem	20	0,75	
Superfície do solo	38	0,38	
Campo arado	20	0,38	
Folha de eucalipto		0,955 – 0,975	Wan e Zhang (1999)
Gramma seca		0,88 – 0,99	Wan e Zhang (1999)
Folha de cipreste		0,98 – 0,995	Wan e Zhang (1999)
Folha de bordo		0,94 – 0,97	Wan e Zhang (1999)
Nuvens finas		≈ 0,3 – 0,7	Shippert et al. (1998)

$L_S/4\pi D^2$, que depende da distância, D , à fonte, o Sol.

$$T_{ef} = \left(\frac{(1 - A_b)L_S}{16\pi\sigma\varepsilon D^2} \right)^{\frac{1}{4}} \quad (2.12)$$

Para descobrir a ZHC do Sistema Solar segundo o modelo basta isolar D na equação anterior:

$$D = \left(\frac{(1 - A_b)L_S}{16\pi\sigma\varepsilon T_{ef}^4} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.13)$$

e substituir T_{ef} por 273 e 373 K para delimitar a região. O Resultado é que a ZHC atual do Sistema Solar estaria situada entre $\approx 0,6$ e $\approx 1,1$ UA, usando a emissividade terrestre.

2.2 Extensão da ZHC

Vale a pena frisar que o resultado anterior dos limites da ZHC foi obtido modelando um planeta com a atmosfera como a da Terra, porém outros tipos de atmosferas podem

ser modelados variando A_b e ε e isso alteraria muito os resultados.

Uma primeira tentativa para modelar um planeta que suportaria melhor alta insolação e permanecesse habitável mesmo numa órbita bem mais interna à terrestre seria algo como Marte, por ter uma atmosfera tênue que não mantém um extenso efeito estufa. No outro extremo, poderia ser algo como Vênus, que tem um caso extremo de efeito estufa. No caso, Marte atualmente tem uma pressão atmosférica baixa demais para suportar água líquida em sua superfície. Como em nosso *toy model* não há informação a respeito da pressão atmosférica na superfície do planeta, supomos sempre 1 atm.

Isolando ε na equação (2.12) e inserindo os parâmetros de temperatura superficial média e o albedo de Bond para Marte e Vênus, presentes na tabela (2.1, encontramos uma emissividade bem alta para Marte, de $\approx 0,99$; e uma extremamente baixa para Vênus, de $\approx 0,004$. Isso reflete exatamente o que foi dito: um com quase nenhum efeito estufa, outro, com muito.

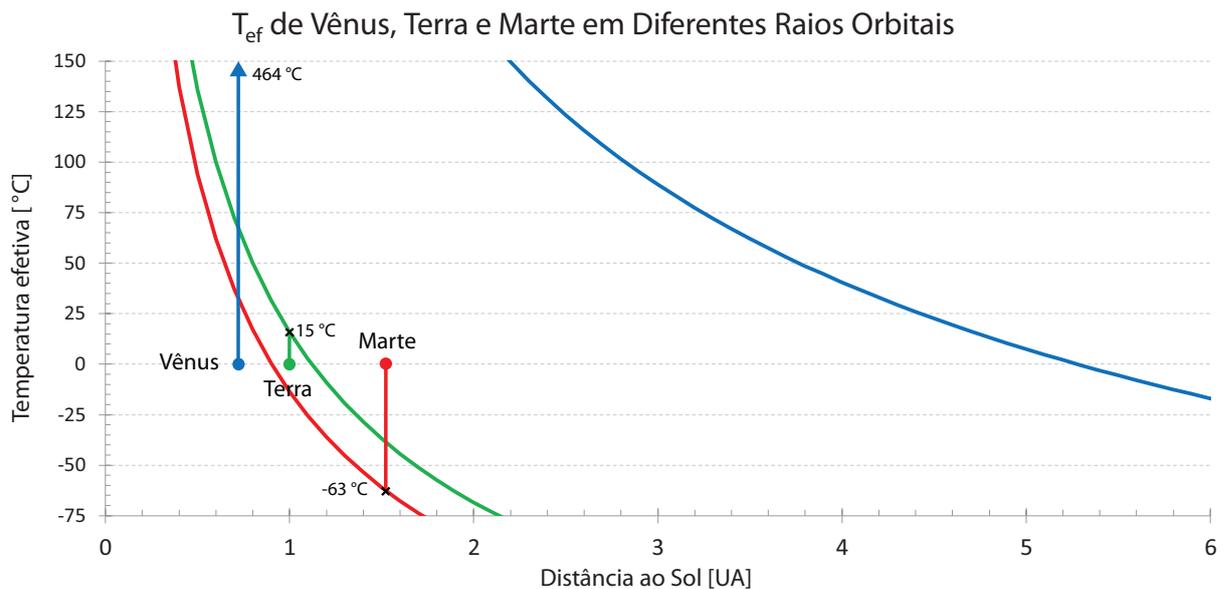


Figura 2.1: Temperatura efetiva T_{ef} superficial de Vênus (linha azul), da Terra (linha verde) e de Marte (linha vermelha) variando somente sua distância ao Sol segundo o modelo da equação (2.12). Os pequenos discos coloridos indicam o raio da órbita atual dos planetas.

O modelo de Vênus se manteria em temperaturas acima do congelamento mesmo em distâncias como 5,2 UA. Sua contraparte, Marte, estaria a 100 °C de T_{ef} em $\approx 0,5$ UA. Um planeta como Vênus, posto em uma órbita mais distante do Sol poderia ter temperaturas amenas na superfície. E um planeta como Marte, posto mais próximo ao Sol, também poderia ter temperaturas mais amenas em sua superfície. Com isso já se percebe que os

limites da ZHC podem variar muito dependendo dos pressupostos.

A Terra está atualmente dentro da ZHC do sistema solar e estava em seu passado ($\lesssim 4,0$ Ga atrás). (Mojzsis et al., 2001) Marte também tinha água líquida em sua superfície há 3,5 Ga, (Chang, 2013; Craddock e Howard, 2002) assim como Vênus teve em tempos passados ($\gtrsim 1,0$ Ga atrás). (Solomon et al., 1991) A antiga órbita de Marte e a atual órbita de Vênus estariam dentro da ZHC do Sistema Solar ao menos em algum momento, podendo até definir seus limites de forma otimista. (Kasting et al., 1993; Kopparapu et al., 2013; Selsis et al., 2007) Como ambos os planetas encontram-se fora da atual ZHC, a questão da evolução temporal da ZHC e a evolução do próprio planeta e sua atmosfera seriam de grande interesse no entendimento dos limites da ZHC.

Os translados espaciais de planetas acima considerados foram baseados num pressuposto não enunciado: o da estabilidade de cada modelo planetário. Será que se planetas como a Terra, como Marte ou Vênus fossem deslocados de suas órbitas, suas atmosferas continuariam a se comportar como antes do deslocamento? Provavelmente não, mas isso que é assumido aqui: que mesmo com a mudança na insolação, o efeito estufa de cada planeta não aumentaria ou diminuiria, mais ou menos vapor d'água e CO_2 não se concentrariam nas atmosferas. Mais adiante nesse capítulo, será mostrado que, na realidade, dificilmente as condições permaneceriam as mesmas.

2.3 ZHC no Tempo

Pode-se pensar na dimensão temporal da ZHC também. Já que a luminosidade solar aumenta com o tempo, a ZHC se deslocaria para fora, para longe do Sol, ao mesmo tempo em que ficaria mais larga. Isso cria o conceito de ZHC contínua, a região espacial ao redor de uma estrela que permanece sempre dentro da ZHC. Essa região é menor do que a ZHC, ou até inexistente, quando o limite interior da ZHC se deslocar além do limite exterior inicial da ZHC.

A luminosidade inicial do Sol, ao entrar na Sequência Principal de Idade Zero (*Zero Age Main Sequence* - ZAMS), era algo entre 25 e 30% menor do que a atual, podendo ser aproximadamente descrita ao longo do tempo pela relação: (Atreya et al., 1989)

$$L(t) = \left[1 + 0,4 \left(1 - \frac{t}{t_0} \right) \right]^{-1} L_0, \quad (2.14)$$

onde L_0 é a luminosidade atual e t_0 é o tempo atual de 4,6 Ga.

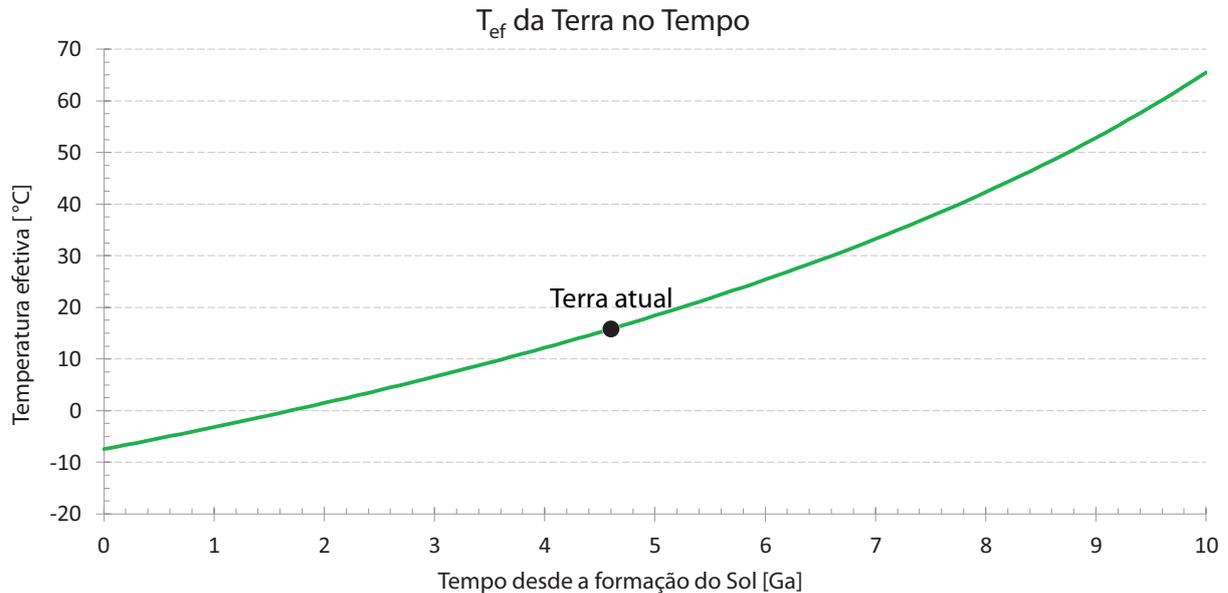


Figura 2.2: Temperatura efetiva terrestre em função da luminosidade solar crescente com o passar do tempo desde a formação do Sistema Solar. O tempo atual é de cerca de 4,6 Ga.

Inserindo a equação (2.14) como o termo da Luminosidade L_S na equação (2.12), mantendo as condições atuais de albedo e emissividade da Terra, obtemos a figura 2.2. O primeiro resultado é que os primeiros 1,5 Ga da história natural da Terra seriam passados com as massas de água congeladas. Mas isso não parece ter ocorrido. (Atreya et al., 1989) Esse é o problema do Sol Jovem Débil (*Faint Young Sun*). Uma solução para esse problema seria que a atmosfera da Terra no passado teria uma constituição diferente da atual, sustentando um efeito estufa maior. (Atreya et al., 1989) Marte, mais distante do Sol do que a Terra, também precisaria de um forte efeito estufa para ter tido água líquida em sua superfície em seu passado.

2.4 Problemas

Dizer que o modelo apresentado anteriormente é simplista é bem a verdade, já que ignora muitas coisas que podem intervir de maneira a mudar drasticamente os resultados. A emissividade e o albedo não necessariamente permanecem constantes ao longo do planeta, mas usamos valores médios representativos. O problema é que eles podem variar ao longo do tempo também; o que fizemos foi modelar um planeta estático, que não muda de características não importando o fluxo solar que recebe ou sua própria dinâmica interna.

Algo que não foi considerado é que o efeito estufa aumenta com o aumento da temperatura superficial, já que há mais vapor d'água na atmosfera, e o albedo aumenta conforme a capa de gelo aumenta quando a temperatura diminui, já que a fração da Terra coberta por um material branco (e reflexivo) aumenta também. (Kasting et al., 1993; Yang et al., 2013) Esses são fenômenos de retroalimentação (*feedback*) positiva, fenômenos em que os resultados dos processos influenciam os próprios processos de maneira a reforçá-los. Dessa forma, um planeta dentro de uma ZHC estaria num equilíbrio muito mais delicado do que foi mostrado anteriormente, bastando uma perturbação para cima (aumento de temperatura) ou para baixo (diminuição de temperatura) para que trilhasse o caminho de um efeito estufa descontrolado (caso do planeta Vênus) (Kasting, 1988a) ou de uma extensa glaciação (caso de nosso planeta durante a “Terra bola de neve?”). (Hyde et al., 2000)

Ao longo do tempo, a composição atmosférica de um planeta poderia mudar com a maior ou menor injeção de CO₂ na atmosfera através de erupções vulcânicas ou da maior ou menor evaporação de água dos oceanos. Isso teria um efeito decisivo no estado climático do planeta. Nosso modelo ilustrativo não leva isso em consideração, não havendo retroalimentação de fenômenos: modelamos um mundo estático. Para nós isso quer dizer que mesmo numa região em que T_{ef} seja de, por exemplo, 50 °C, a quantidade de vapor d'água na atmosfera devido à temperatura tenha sido tal a propiciar um efeito estufa muito maior do que o inicial, modelado pela emissividade de $\approx 0,65$, em contrapartida, uma T_{ef} de, por exemplo, 10 °C, poderia fazer a cobertura de gelo e neve aumentar, diminuindo o albedo, aumentando a refletividade e fazendo a temperatura cair até abaixo do ponto de congelamento. A ZHC real poderia ser bem menor do que a que calculamos. Principalmente para os casos extremos de Marte e Vênus, mas também para o caso de planetas como a Terra.

O Sol, com um acréscimo de luminosidade com o tempo, assim como outras estrelas, imporá mais um efeito dinâmico que poderia remover planetas da ZHC ou introduzi-los nela. Um planeta a princípio encerrado em uma era glacial poderia se ver numa situação de temperaturas mais amenas, inclusive com água líquida em sua superfície, conforme a luminosidade de sua estrela aumentasse. Contrariamente, um planeta poderia ser habitável em algum momento e sofrer um efeito estufa descontrolado conforme recebesse uma maior incidência de energia de sua estrela evoluindo.

Mas nem tudo é pessimismo. Um fenômeno, já citado, de retroalimentação negativa, ou seja, em que os resultados dos processos influenciam os próprios processos de maneira

a enfraquecê-los, serviria para estabilizar o clima de um planeta na escala de milhões de anos. (Kasting et al., 1993; Press et al., 2008) Esse fenômeno é o ciclo carbono-silicato.

O CO_2 na atmosfera reage com o cálcio e o magnésio das rochas sendo posteriormente lavado para os oceanos pelo intemperismo. (Kasting et al., 1993; Press et al., 2008; Grotzinger et al., 2007) Os compostos minerais de carbono precipitam e são incorporados ao solo oceânico na forma de rochas. O carbono seria lavado da atmosfera e dos oceanos e não seria repostado se não fosse a atividade geológica que empurra as rochas para o interior da Terra, as aquece e as submete a altas pressões, depois liberando o CO_2 pelos vulcões.

O CO_2 é devolvido à atmosfera através de erupções vulcânicas e outros fenômenos vulcânicos.

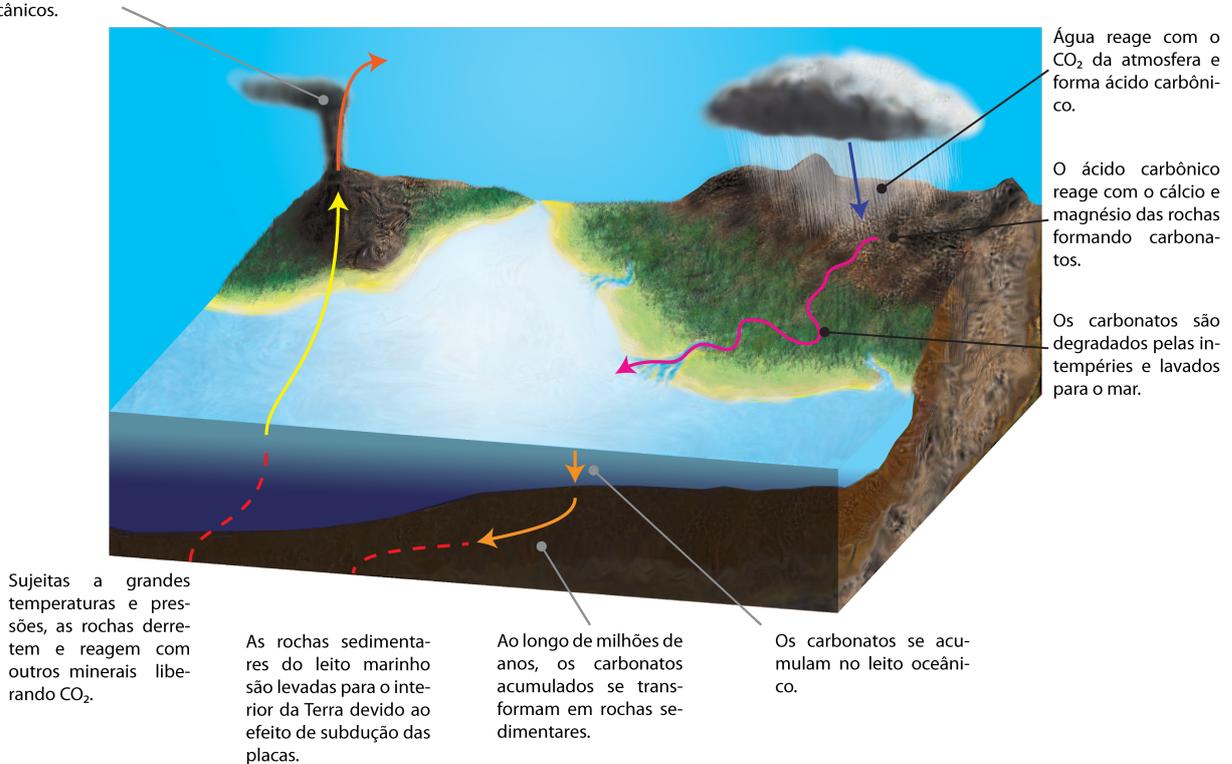


Figura 2.3: Ciclo carbono-silicato. Baseado em ilustração de Grotzinger et al. (2007).

Esse ciclo funcionaria no sentido de que num planeta congelado, o CO_2 acumularia na atmosfera com a quase ausência de intemperismo, aumentando o efeito estufa e elevando as temperaturas até o planeta sair do estado de era glacial. No extremo oposto, um planeta quente teria mais vapor d'água disperso na atmosfera e uma taxa maior de intemperismo, que lavaria mais eficientemente o CO_2 da atmosfera e diminuiria o efeito estufa.

Esse trabalho tem um foco nos fatores não biológicos que poderiam interferir na habitabilidade, mas é preciso ao menos fazer referência à importância que a vida na Terra tem

em mudar o planeta e alterar seu próprio ambiente, desde plantas contribuindo fortemente a evaporação de água, e com o ciclo da água conseqüentemente, até com a alta fração de oxigênio na atmosfera em relação aos outros planetas terrestres do Sistema Solar desde pelo menos o último meio bilhão de anos. As formas de vida do planeta, interpretadas como um único ser, interagindo com a matéria inorgânica de maneira a construir um ambiente mais estável e habitável para si é a teoria de Gaia. (Lovelock, 1967) Podendo ter grandes implicações para o estudo da habitabilidade caso seja comprovada.

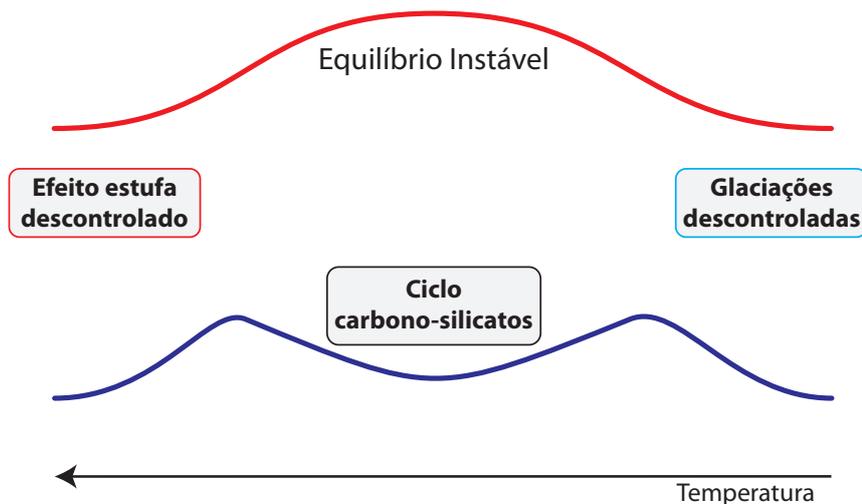


Figura 2.4: Esquema ilustrativo do efeito estabilizador do ciclo carbono-silicatos.

Longe da estrela, o CO_2 poderia se condensar em nuvens, que com alto albedo poderiam diminuir ou até inverter a ação de efeito estufa do CO_2 . Mas Forget e Pierrehumbert (1997) mostraram que nuvens de cristais de CO_2 poderiam refletir a radiação térmica do solo de volta para o planeta de maneira mais eficiente do que as nuvens atuariam como resfriantes com o aumento do albedo. Isso quer dizer que mesmo com nuvens de CO_2 um planeta longe de sua estrela poderia ter temperaturas habitáveis.

Esse efeito teria um limite: o congelamento do CO_2 e sua depleção da atmosfera. (Kasting et al., 1993; Yang et al., 2013; Kopparapu et al., 2013) Além disso, não haveria como o dióxido de carbono ajudar na estabilização climática.

Perto da estrela, a atmosfera seria tomada por vapor de água, dominando a opacidade no infravermelho e o efeito estufa. (Selsis et al., 2007) Sem nuvens, num planeta como a Terra, a radiação XUV solar (0,1 – 100 nm) quebraria as moléculas de água da atmosfera a partir de $\approx 0,95$ UA de maneira se tornar o mecanismo de perda de água mais importante, ao ponto de todo o hidrogênio dos oceanos se perder em cerca de menos de 1 Ga. (Selsis

et al., 2007) Um planeta com mais água ou com uma pressão atmosférica maior suportaria melhor perdas por fotólise de maneira que a perda atmosférica não seria uma ameaça a habitabilidade mesmo em distâncias menores do que 0,95 UA. (Selsis et al., 2007) E nuvens poderiam se formar, reduzindo o albedo planetário, diminuindo as temperaturas e permitindo um clima mais ameno.

2.5 ZHC na Literatura

Dentre as ZHCs que serão abordadas nessa seção, Hart (1979) deriva a mais estreita. Ele usa os critérios de efeito estufa descontrolado para o limite interno da ZHC, e glaciações descontroladas em atmosfera oxidada para o limite exterior. Sua ZHC se apresentou extremamente estreita pela consideração da ZHC contínua de 3 – 4 Ga e, talvez mais importante, pela não inclusão em seu modelo do ciclo carbono-silicato, um estabilizador climático. Seu modelo prevê uma alta sensibilidade a pequenas mudanças de insolação de modo que, se estivesse 5% mais perto ou 1% mais longe do Sol, a Terra teria enfrentado uma efeito estufa desenfreado ou glaciações descontroladas, respectivamente, e estaria atualmente fora da ZHC. Para estrelas de baixa massa (\lesssim tipo K) a ZHC seria mínima ou inexistente, alargando para estrelas de tipo espectral anterior.

Kasting et al. (1993) construíram um modelo unidimensional de evolução atmosférica (sem considerar nuvens) e estelar para calcular a ZHC para estrelas de diferentes tipos espectrais. Partindo de uma atmosfera típica de CO₂/H₂O/N₂, já que água líquida na superfície planetária é essencial para habitabilidade, o limite interior da ZHC seria definido pela perda de água via fotólise e pelo escape de hidrogênio, o limite exterior pela formação de nuvens de CO₂, e considerando estabilização climática pelo ciclo carbono-silicato, seu modelo prediz conservadoramente uma ZHC para o Sistema Solar atual (4,6 Ga) que compreenderia a região entre 0,95 e 1,37 UA.

Um diferencial no trabalho de Kasting et al. (1993) foi o estudo dos casos em que um planeta se forma fora da ZHC, mas entra nela com a evolução da estrela, dessa forma se tornando habitável (*início gelado*) e o caso onde um planeta mesmo entrando posteriormente na ZHC não se torna habitável (sem início gelado).

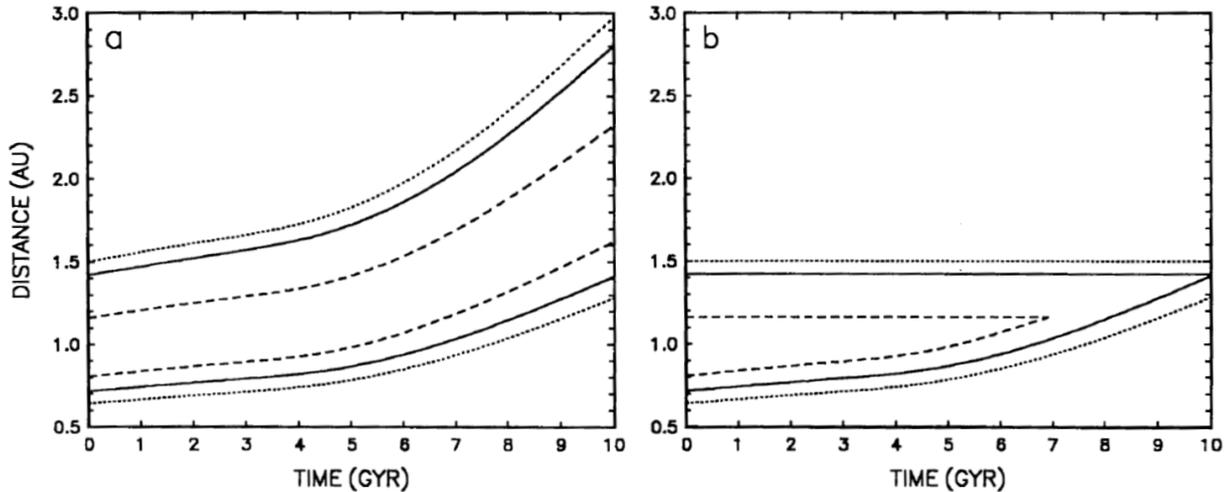


Figura 2.5: Evolução da ZHC de uma estrela de $1 M_{\odot}$ considerando início gelado permitido **a**), e não incluindo início gelado **b**). Os três pares de curvas se referem às três estimativas de limites da ZHC discutidos no texto: linha tracejada, perda de água e condensação de CO_2 ; linha cheia, efeito estufa descontrolado e máximo efeito estufa; linha pontilhada, Vênus recente e Marte antigo. Alterado de [Kasting et al. \(1993\)](#).

Em escala log-log a ZHC para estrelas de massa entre $\approx 0,1$ e $\approx 2,3 M_{\odot}$ na Sequência Principal (SP) teria uma dimensão aproximadamente constante, somente se afastando das estrelas para tipos espectrais *early*. Veja figura (2.6) para maiores detalhes.

A ZHC seria estreita para estrelas de baixa massa, de tipo M, mas bem larga para as de tipo espectral mais *early*, de tipo F. Isso seria contrabalanceado pela duração das ZHCs contínuas. Estrelas de tipo novo evoluiriam mais rapidamente e teriam menor expectativa de vida, ao contrário das de tipo tardio, de evolução lenta e vida longa. Dessa forma, a ZHC contínua seria quase estática para as de tipo M e mal existiria por 0,5 Ga para as de tipo F. Exigências maiores de tempo para a ZHC contínua excluiriam as estrelas de maiores massas ($\gtrsim 1,2 M_{\odot}$) como candidatas a abrigar vida complexa, tendo em vista que na Terra a vida macroscópica complexa só teria surgido após $\approx 4,0$ Ga. (veja capítulo 5 para maiores detalhes)

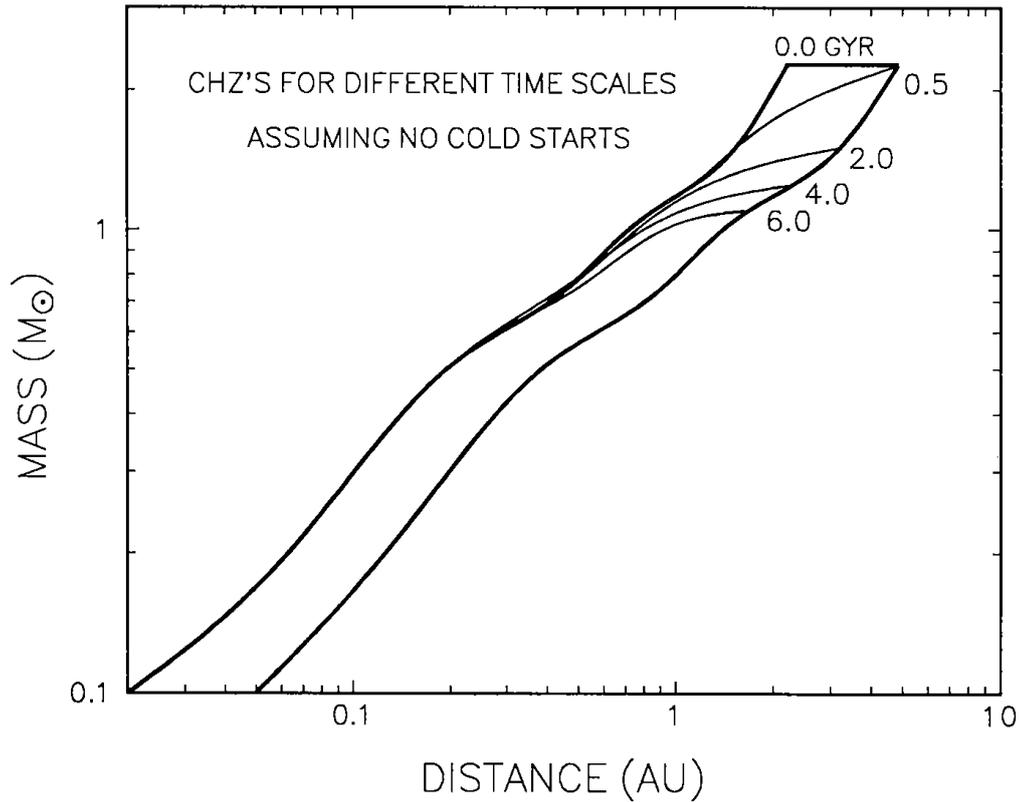


Figura 2.6: Limites da ZHC em função da massa estelar para diferentes tempos de habitabilidade contínua. O caso mostrado é o em que início gelado não foi permitido, então o limite externo da ZHC mantém-se fixo e o interno se afasta da estrela com o tempo. O envelope corresponde à ZHC de estrelas na ZAMS. Alterado de [Kasting et al. \(1993\)](#).

Planetas na ZHC de estrelas de tipo tardio, M , também adquiririam rotação síncrona rapidamente e o ambiente criado por uma face do planeta com um dia perpétuo e outra face com noite perpétua criaria um ambiente pouco favorável para a vida como a conhecemos.

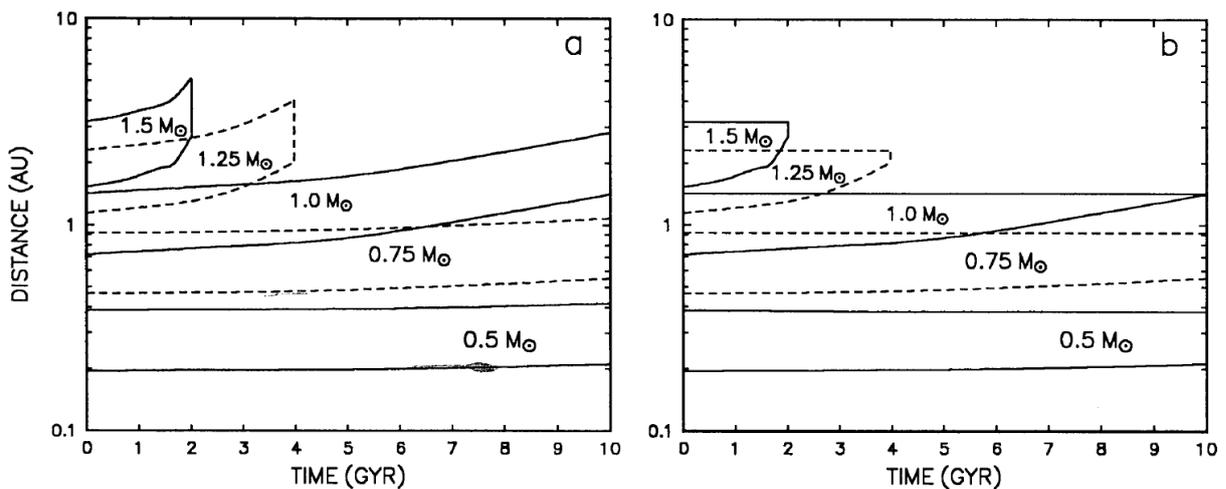


Figura 2.7: Evolução da ZHC para estrelas de cinco massas diferentes permitindo início gelado **a**), e não permitindo início gelado **b**), considerando os limites da ZHC como o efeito estufa descontrolado e máximo efeito estufa. Alterado de [Kasting et al. \(1993\)](#).

Selsis et al. (2007) estudaram a habitabilidade do sistema de Gliese 581 e para isso desenvolveu um modelo de ZHC nos moldes do modelo de Kasting et al. (1993) só que acrescentando o efeito de nuvens como uma simples camada em seu modelo unidimensional. Nuvens são fenômenos 3D por natureza, mas eles argumentam que podem aproximar seus efeitos no clima com um modelo 1D assumindo que as nuvens não afetam a radiação infravermelha que sai do planeta. Segundo eles mesmos, isso só parece ser aceitável para grandes colunas de vapor d'água, encontradas em temperaturas acima de 373 K, então boas para cálculos do limite interior da ZHC.

Modelando casos em que 100% ou 50% do hemisfério iluminado de um planeta tipo a Terra está coberto por nuvens, o limite inferior da ZHC (efeito estufa descontrolado) do sistema solar ficaria em 0,46 UA e 0,68 UA, respectivamente. O limite de perda de água por fotólise no caso de cobertura de nuvens de 50% seria em 0,72 UA, próximo do limite interior empírico da ZHC, a órbita de Vênus. O limite externo da ZHC ficaria em 1,67 UA supondo uma atmosfera livre de nuvens de CO₂, mas poderia ir até 2,4 UA com 100% de cobertura de nuvens. (Forget e Pierrehumbert, 1997)

Kitzmann et al. (2010) fizeram uso também de um modelo parecido com o de Kasting et al. (1993) e de Selsis et al. (2007), também introduzindo nuvens e seu potencial efeito na determinação do albedo planetário. Seus resultados, sendo fortemente centrados no caso terrestre, não são delimitadores da ZHC, mas somente indicadores de sua localização. De maneira geral, o albedo aumentaria com o aumento da capa de nuvens de baixa ou alta altitude em todos os casos de estrelas estudados (FGKM). No entanto, uma pequena anomalia para certa região do espaço de parâmetros de estrelas de tipo K e M faz o albedo de Bond decrescer com o aumento da cobertura de nuvens. Planetas terrestres com nuvens de poderiam estar localizados mais perto ou mais distantes do que planetas livres de nuvens. Em geral, nuvens de baixa altitude permitiriam a localização de planetas como a Terra mais perto de suas estrelas, e nuvens de alta altitude permitiriam planetas habitáveis a maiores distâncias.

Yang et al. (2013) montaram um modelo climático global 3D com um sofisticado esquema de nuvens de água para estudar o limite interno da ZHC em estrelas de baixa massa. Seus modelos mostram que a face do planeta voltada para a estrela receberia altas doses de radiação, acarretando em alta convectividade e formação de nuvens, aumentando o albedo e diminuindo as temperaturas. A cobertura de nuvens retendo a radiação infravermelha do

solo (efeito estufa) diminuiria a diferença de temperatura entre os lados iluminado e escuro do planeta, sem, no entanto, criar um efeito estufa desenfreado tão rapidamente quanto os modelos unidimensionais anteriores indicavam.

[Kopparapu et al. \(2013\)](#) construíram modelos seguindo o trabalho de [Kasting et al. \(1993\)](#) adicionando novos bancos de dados de espectros moleculares, efeitos físicos não considerados anteriormente e parâmetros atualizados dos gases de interesse, chegando a resultados próximos aos de [Kasting et al. \(1993\)](#). Para o Sistema Solar a ZHC que acharam seria de $0,99 - 1,70$ UA, ou seja, estaríamos bem da borda interna da zona de habitabilidade. Também acharam que para estrelas de $T_{ef} \lesssim 5000$ K (estrelas K e M) não teriam uma distinção clara entre a região de efeito estufa descontrolado e a região de perda de água por fotólise.

Até agora só visitamos trabalhos a respeito da ZHC em estrelas na SP, em especial, a partir da ZAMS. Mas alguns autores trabalham com a hipótese de que outros momentos da vida das estrelas possam ser tanto ou mais interessantes para o desenvolvimento da vida quanto o tempo passado na SP.

[Stern \(2003\)](#) postula que a fase de gigante vermelha do Sol na pós-sequência principal seria um bom momento para o reaparecimento da vida no Sistema Solar. Ele parte da ideia de que a quantidade de água e material orgânico no Cinturão de Kuiper é muito maior do que nos planetas interiores e que durante as fases tardias de gigante vermelha do Sol, essa região estará dentro do que ele chamou de *Zona Habitável de Gratificação Tardia* (ZHGT), a ZHC do Sol durante tal época. Como a fase pós-sequência principal dura cerca de 10% do tempo da estrela na SP, ([Stern, 2003](#)) o tempo de habitabilidade dos corpos no Cinturão será bem menor, da ordem de centenas de milhares a dezenas de milhões de anos dependendo da massa estelar, o que não é suficiente para o advento de vida complexa pensando na história natural da Terra, mas talvez fosse tempo suficiente para o desenvolvimento de vida simples, microscópica.

[Guo et al. \(2010\)](#) também estudaram o deslocamento da ZHC na pós-sequência principal do Sol e de estrelas de outras massas, mas deu especial atenção para a região dos planetas gasosos. No caso solar, Marte estaria indubitavelmente dentro da ZHC desde o fim da SP até o começo da fase RGB, um período de cerca de 1,48 Ga. Em seguida, Júpiter entraria na ZHC durante a fase RGB por cerca de 175 Ma, para então ser a vez de Saturno, na fase AGB, por aproximadamente 140 Ma. Urano estaria dentro da ZHC na fase AGB

por um curtíssimo período de cerca de 5,5 Ma. Para estrelas de massa próxima à solar ($0,8 - 1,5 M_{\odot}$) e estrelas de massa um pouco maior ($2,5 - 3,0 M_{\odot}$) um planeta na órbita de Saturno (9,6 UA) poderia ficar algo como 90 – 170 Ma na ZHC, mesmo com o distanciamento de sua órbita, conservando momento angular, devido a perda de massa da estrela.

Comparando os dados de [Stern \(2003\)](#) e [Guo et al. \(2010\)](#) há algumas inconsistências quanto ao tempo das estrelas em cada fase e a localização exata da ZHC nesse período. Tendo em vista que suas regiões de estudo são diferentes, assim como seus códigos de evolução estelar e de determinação da ZHC, e que mesmo a ZHC atual do Sistema Solar tem variações de autor para autor (veja figura (2.8)), não é surpresa as diferenças em seus resultados. Mas, apesar dessas diferenças, ainda fornecem informações importantes ao indicarem os lugares mais prováveis para iniciar as buscas por vida fora da Terra, já que os recursos são limitados para tal são limitados.

2.6 Conclusões

A definição de ZHC usada no início desse capítulo é uma definição abrangente, mas clara. O problema é que não há um único jeito de calcular os limites da ZHC. Para o limite interno e externo alguns autores usam, respectivamente, a perda de água da atmosfera por fotólise e a primeira condensação de CO_2 (definição mais conservadora e altamente dependente do modelo climático usado), ou o efeito estufa descontrolado e o máximo efeito estufa possível, ou ainda as órbitas recente de Vênus e antiga de Marte (mais otimista). ([Kasting et al., 1993](#); [Kopparapu et al., 2013](#); [Selsis et al., 2007](#); [Forget e Pierrehumbert, 1997](#))

Vênus e Marte encontram-se fora da ZHC atual do Sistema Solar e isso inclui o fator tempo no problema, pela ZHC se deslocar com a evolução estelar e mudança de luminosidade, e os fatores intrínsecos ao planeta, como sua quantidade de água, raio, massa, composição atmosférica, etc.

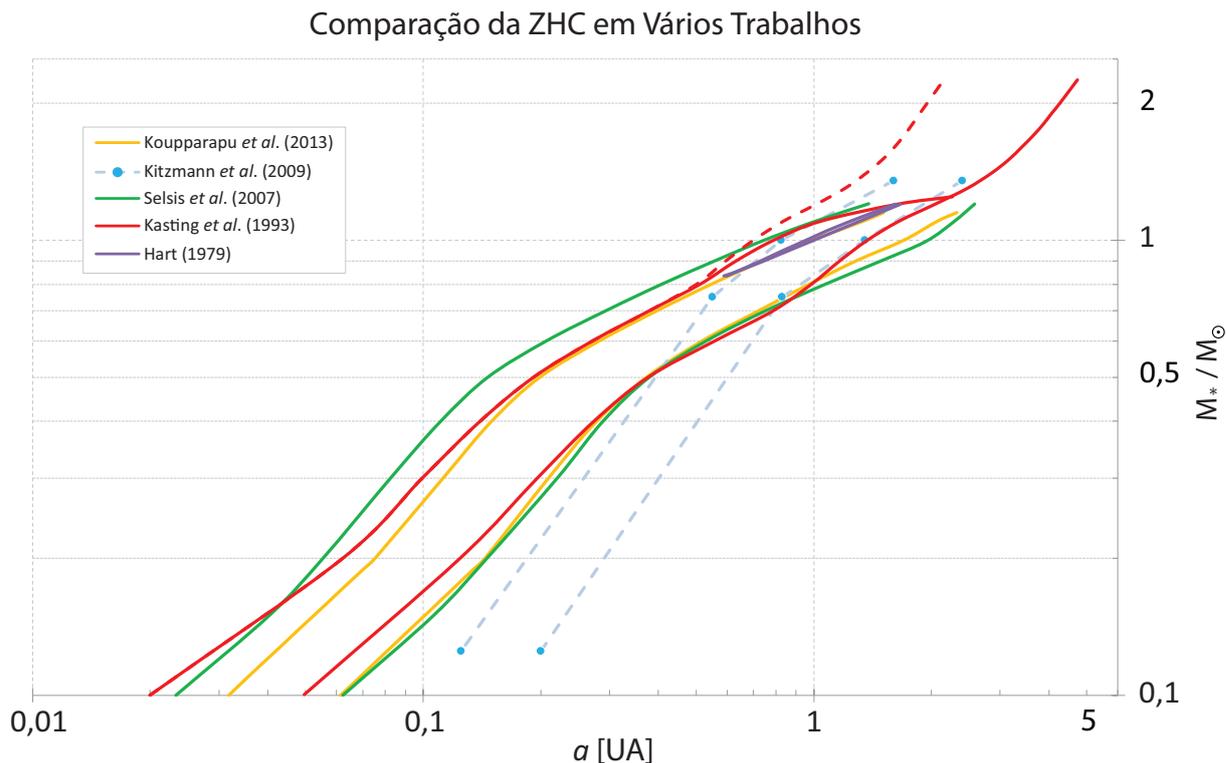


Figura 2.8: Comparação entre as ZHC dos trabalhos que as apresentam em função da massa estelar. A linha tracejada vermelha indica o limite interno da ZHC de Kasting et al. (1993) na ZAMS. Todas as ZHC apresentadas são para a ZHC contínua de $\approx 4,0 - 6,0$ Ga.

A figura (2.8) compara as principais ZHC modeladas para estrelas de diferentes massas. Nem todos os trabalhos expõem seus dados na escala de massa estelar e de distância da ZHC na ZAMS. Alguns usam somente o tipo espectral ou a temperatura efetiva ou a insolação comparada com a solar atual no raio da órbita terrestre ou ainda a ZHC contínua de 3 – 5 Ga. Isso dificulta a comparação direta dos resultados e a análise de importância de um fenômeno físico considerado ou não no modelo ou de parâmetros iniciais, necessitando, quando possível, da conversão dos dados para outros de maneira a comparar todos.

Mas, de maneira geral, as ZHC de Hart (1979) e de Kitzmann et al. (2010) são as que destoam mais das outras. O ciclo carbono-silicato parece ser de grande importância na estabilização climática, pois a discrepância entre a extensão da ZHC no trabalho de Hart (1979) (linha roxa) em relação a dos outros trabalhos comparados é impressionante. Como Kitzmann et al. (2010) (pontos azuis) somente apresenta estimativas simples, é mesmo esperado que seus resultados não difiram muito dos outros na região menos extrapolada, mais próxima da massa solar.

Para um trabalho que pretende produzir uma visão geral, como é o caso deste, as

ZHC de [Kasting et al. \(1993\)](#), [Selsis et al. \(2007\)](#) e [Kopparapu et al. \(2013\)](#) concordam muito bem entre si e não haveria muita distinção entre elas. Porém, optei pelo uso dos resultados de [Kasting et al. \(1993\)](#) pela maior abrangência de sua ZHC, indo até massas de $\approx 2,25 M_{\odot}$ e pela maior variedades de casos estudados em seu trabalho, sendo de grande proveito, como será mostrado em capítulos seguintes. Assim, daqui para frente, toda vez que houver referência numérica à ZHC, estarei me referindo à ZHC de [Kasting et al. \(1993\)](#).

Numa análise mais fina, as diferenças entre os resultados das três ZHC citadas têm grande importância principalmente no estudo da vida na Terra e no Sistema Solar, mas também em sistemas planetários ao redor de estrelas de outros tipos espectrais. Com o maior número de exoplanetas descobertos, a determinação de uma ZHC ligeiramente maior ou menor ou ligeiramente deslocada para dentro ou para fora em estrelas de baixa massa pode incluir ou excluir muitos candidatos a planetas habitáveis e mudar muito a nossa visão da habitabilidade de estrelas M.

Embora não tenham sido incluídos na figura (2.8) os resultados de [Yang et al. \(2013\)](#), por não terem estudado a ZHC de maneira extensa, o modelamento 3D que fizeram parece apontar uma grande melhora em comparação aos modelos 1D anteriores, melhor descrevendo o comportamento de nuvens e seus efeitos no clima planetário de maneira a expandir a ZHC, levando-a a ser maior do que se pensava anteriormente.

De uma maneira generalizada, a inclusão de mais fatores nos modelos de ZHC expande a zona habitável e a torna mais estável, mas também mais peculiar, pois passa a modelar tipos específicos de planetas e atmosferas. No futuro, incluir a interação biológica poderia ser bastante interessante, indicando se a vida tem uma grande influencia na criação de seu próprio ambiente, algo em direção à ideia de Gaia, ou não.

Habitabilidade de Sistemas Planetários

A ZHC estudada no capítulo é a delimitadora de habitabilidade astrofísica mais difundida, estimando em primeira aproximação a possibilidade de água líquida na superfície planetária. Mas outros critérios podem ser usados para averiguar a habitabilidade de certo planeta levando em conta as propriedades da sua estrela ou com relação às suas próprias características intrínsecas. Esse capítulo tem o propósito de comentar sucintamente sobre outras características estelares ou planetárias que poderiam influenciar a habitabilidade de um planeta já na ZHC de sua estrela.

3.1 Habitabilidade Estelar

Um planeta terrestre na ZHC de sua estrela recebe ao longo do espectro eletromagnético energia suficiente para manter água líquida em sua superfície. Mas a distribuição de energia no espectro é diferente para estrelas de tipos espectrais diferentes. Um maior fluxo de energia em regiões danosas para a vida ou um menor em outras mais benignas poderia tornar parte das ZHCs não totalmente habitáveis.

A radiação ultravioleta (UV) é conhecida por danificar DNA e estruturas celulares, sendo os seres vivos terrestres muito sensíveis a mesmo pequenas doses. (Buccino, 2006) Por outro lado, radiação UV é considerada importante formador de compostos orgânicos, podendo ter tido um papel fundamental no advento da vida na Terra primitiva. (Guo et al., 2010; Buccino et al., 2007; Buccino, 2006) Dessa forma, é uma espada de duplo fio, não podendo ser demais ou de menos, favorecendo a vida numa época e desfavorecendo-a em outra.

Estrelas mais massivas do que o Sol emitem muito mais radiação UV e poderiam ser

perigosas para a vida já existente em um planeta na ZHC em órbita. Uma dificuldade adicional é que como essas estrelas têm um tempo de estadia na SP curto em relação às estrelas de menor massa, sendo cerca de apenas 2 Ga para estrelas de $1,5 M_{\odot}$. (Kasting et al., 1993) Outro problema é que sua ZHC se move para fora enquanto a estrela evolui e aumenta sua luminosidade.

Segura et al. (2003) e Kasting et al. (1997) mostraram que planetas em órbita de estrelas tipo F e K podem desenvolver tanta ou mais proteção ao UV quanto a Terra atual dependendo da quantidade de oxigênio que possuem na atmosfera. Mas não há resultados para estrelas de tipo espectral mais *early*.

Por tudo isso, estrelas mais massivas, apesar de terem a ZHC muito mais ampla do que estrelas de baixa, não seriam boas candidatas a possuir planetas habitáveis por muito tempo. Em nosso trabalho, estabeleceremos o limite superior do intervalo de massas estelares estudado em $1,5 M_{\odot}$.

No outro extremo, estrelas tipo M emitiriam muita energia nas partes menos energéticas do espectro, sendo fracas emissoras de UV. Isso seria benéfico para a vida, mas não, necessariamente, para seu surgimento, que poderia se dar em regiões não expostas à radiação da estrela, como o fundo dos oceanos.

Alguns trabalhos se voltaram à questão da existência de uma possível Zona de Habitabilidade de UV (ZH-UV), região ao redor de uma estrela onde o fluxo UV é o necessário para a síntese de moléculas complexas, mas não suficientemente alto para lesionar material genético. (Buccino et al., 2007; Buccino, 2006) Esses limites são algo incertos e variam de trabalho para trabalho, mas pode-se chegar a visão geral a respeito deles é possível de ser dada.

Para estrelas tipo M, a ZH-UV se localizaria internamente à ZHC, não fornecendo UV suficiente a planetas dentro da ZHC. Estrelas de alta massa teriam a ZH-UV externa à ZHC, fornecendo UV em excesso a planetas na ZHC. (Guo et al., 2010; Buccino et al., 2007) A deficiência de UV das estrelas M poderia ser superada por flares moderados, comuns nessas estrelas em sua fase inicial de vida. Por outro lado, flares fortes poderiam ser um impedimento para habitabilidade, devido à sua súbita ocorrência e alta quantidade de UV emitido. (Heath et al., 1999)

Mas outros efeitos podem tornar menor a habitabilidade de sistemas em torno de estrelas M. Em especial a Ejeção de Massa Coronal (EMC), potencialmente associada aos flares,

(Buccino et al., 2007), que corroeria atmosfera do planeta ao longo do tempo. (Lammer et al., 2007) Como a ZHC é muito próxima da estrela, a rotação síncrona seria rapidamente adquirida, fazendo o planeta manter sempre a mesma face para a estrela. Desconsiderando por enquanto os efeitos atmosféricos que isso acarretaria, a lenta rotação planetária poderia impedir a manutenção de um forte campo magnético que desviaria as partículas das EMCs, favorecendo ainda mais a erosão atmosférica. (Lammer et al., 2007; Khodachenko et al., 2007) No entanto, um planeta com forte dipolo magnético inicial e alta concentração de CO₂ na atmosfera poderia manter sua atmosfera frente à erosão devido a EMC por uma escala de tempo da ordem de Ga.

Se forem formados na ZHC, os planetas de estrelas M seriam deficientes em voláteis, essenciais à vida, devendo receber tais substâncias de outros corpos celestes ou se formando numa região mais rica em voláteis, distante da estrela e migrando para raios internos. (Lissauer, 2007)

Acrescenta-se a isso a menor extensão da ZHC do que em estrelas mais massivas e a habitabilidade de planetas orbitando estrelas de baixa massa não ser tão favorável à vida quanto em estrelas de massa intermediária, de tipo G e K. Mas a grande estabilidade dessas estrelas na SP com sua evolução lenta de luminosidade e os resultados recentes de modelos climáticos mostrando que mesmo em rotação síncrona planetas teriam climas amenos em estrelas M (Yang et al., 2013) ainda as tornam melhores alvos astrobiológicos do que estrelas de alta massa, de tipo espectral anterior a F.

O modelo de evolução química da Galáxia usado, descrito no capítulo 4, permite o acompanhamento de estrelas com massa inferior de até $0,1 M_{\odot}$, então essa poderia ser a massa estelar mínima do intervalo de massas estelares estudado nesse trabalho. Mas os problemas de habitabilidade de estrelas M aumentam sensivelmente com a queda na massa estelar, inclusive havendo a redução do número de planetas terrestres (Raymond et al., 2007; Dressing e Charbonneau, 2013; Kopparapu, 2013; Ida, 2013; Ida e Lin, 2005). Devido a isso e a necessidade de extrapolar os dados (melhor descrita nas seções 6.2 e 6.3), o limite inferior é fixado em $0,3 M_{\odot}$.

Sistemas estelares múltiplos, em especial binários, são extremamente comuns (Whitmire et al., 1997; Eggl et al., 2013) e, a princípio, não poderiam ser excluídos da busca por exoplanetas habitáveis. As órbitas de planetas em sistemas duplos poderiam não ter órbitas aproximadamente circulares, na verdade, podendo ser bastante assimétricas, mantendo

planetas somente parcialmente dentro da ZHC, e acarretando severa sazonalidade climática. [Williams e Pollard \(2002\)](#) mostraram que um sistema de atmosfera acoplado à oceanos poderia estabilizar o clima durante tais mudanças de insolação se a excentricidade não ultrapassasse $e \approx 0,7$ e a insolação média fosse próxima da terrestre. Dessa forma, sistemas duplos poderiam incluir a lista de sistemas onde se buscar por planetas habitáveis.

A perscrutação da habitabilidade nesses sistemas teria de ser feita de maneira diferenciada, pelo cálculo do fluxo estelar duplo, da possível evolução distinta de cada estrela do par e das órbitas excêntricas dos planetas na ZHC, além de levar em conta a possível maior instabilidade dinâmica de tais sistemas a longo prazo.

Infelizmente, nosso modelo de evolução química não dispõe de tais recursos, trabalhando com valores médios na Galáxia; as simulações de [Ida \(2013\)](#), a partir de onde formaremos a função de fração de planetas terrestres na ZHC, só fornecem resultados de sistemas simples (veja seção 6.2 para maiores detalhes). Porém, como estamos interessados em adquirir uma visão geral a respeito da habitabilidade na Galáxia como um todo, sistemas múltiplos não serão considerados neste trabalho.

3.2 Habitabilidade Planetária

Uma propriedade para a classificação de planetas pode ser o seu raio, mas há outra mais útil em definir as características físicas do planeta: sua massa. Assim como as estrelas, planetas têm muito de suas condições dependentes de sua massa. Mas, como no Sistema Solar, Terra e Vênus, com massas próximas, são planetas muito diferentes atualmente, vê-se logo que a massa não é tudo.

A Terra tem grande atividade geológica, tectônica de placas e, em decorrência disso, um ciclo carbono-silicato que regula a temperatura e o clima do planeta. O ciclo depende dos oceanos e do intemperismo para ocorrer. ([Kasting et al., 1993](#); [Press et al., 2008](#); [Grotzinger et al., 2007](#)) Embora a vida faça parte do ciclo com as conchas carbonáceas de seres marinhos, o ciclo parece poder ocorrer independentemente da vida. ([Kasting et al., 1993](#)) Mas se o ciclo não depende da vida, a vida depende do ciclo, como visto na seção 2.4. Sendo o ciclo carbono-silicato essencial na Terra para a manutenção do clima em longas escalas de tempo, ele seria possível (e mais: provável) em outros planetas?

Visando responder essa questão, e em especial se planetas terrestres mais massivos

do que a Terra, chamados Super Terras, seriam mais ou menos suscetíveis a tectônica de placas, que modelos de tectônica foram construídos por diferentes grupos de pesquisa. Mas esses trabalhos chegaram a conclusões opostas (Valencia et al., 2007; O'Neill et al., 2007) ou de ligeiro favorecimento a um ou outro cenário. (Korenaga, 2010; van Heck e Tackley, 2011) Assim, não é uma questão fácil de se responder.

Lenardic e Crowley (2012) tentaram resolver o problema ao tentar entender como conclusões tão distintas foram obtidas pra modelos que partilham de várias características e pontos de partida em comum. Seu modelo de tectônica planetária acoplada à convecção do manto demonstrou que os dois cenários estavam certos: Super Terras podem desenvolver ou não tectônica de placas e grande atividade geológica. E mais do que isso, modelos idênticos de litosfera com idêntico sistema de parâmetros podem resultar em soluções distintas, mas perfeitamente válidas e prováveis para aquele sistema. Isso porque o exato modo tectônico no qual o planeta se encontra depende fortemente de seu histórico geológico específico, não podendo ser determinado somente por parâmetros globais e iniciais.

A pergunta de se exoplanetas terrestres teriam tectônica de placas não é respondível até que se possa estudar a evolução geológica temporal específica dos exoplanetas de interesse. Dessa forma, no presente momento, não é possível argumentar por enquanto se Super Terras seriam mais ou menos habitáveis devido a sua maior ou menor probabilidade de possuir tectônica de placas e um ciclo carbono-silicato estabilizador do clima.

Super Terras são uma classe de planetas sem análogo no Sistema Solar, intermediárias em massa entre a Terra e Urano, ou seja, algo acima de $1 M_{\oplus}$ e abaixo de $15 M_{\oplus}$. Esses planetas de alta gravidade teriam massas de terra mais baixas e oceanos com maior volume, favorecendo que se constituam em “mundos aquáticos”. Stapledon (1937); Abbot e Switzer (2011)

Mundos aquáticos, sem superfície sólida acima das massas de água ou com muito pouca terra seca, padeceriam de falta de intemperismo, pois poucas rochas estariam expostas ao ar e às intempéries para serem desgastadas, então reagirem com os gases da atmosfera e seguirem para o mar, fechando depois o ciclo carbono-silicato da figura 2.3. Por isso, seriam planetas pouco habitáveis, inclusive facilitando a ocorrência de efeito estufa descontrolado. Mas Abbot et al. (2012) e Cowan e Abbot (2014) mostraram que esses planetas não necessariamente seriam mundos aquáticos e de clima sensível, podendo ter um clima como o terrestre.

Suas simulações indicaram que haveria um sistema de retroalimentação negativa de regulação da fração da superfície seca que um planeta apresenta quando há muita água presente. Um mundo aquático com nenhum ou quase nenhum intemperismo, mas com atividade geológica, carregaria sua atmosfera com CO_2 , aumentando seu efeito estufa e sua temperatura superficial. Isso levaria a um efeito estufa úmido que faria evaporar grandes frações d'água do planeta. Isso se tornaria um processo autoalimentado que vaporizaria os oceanos e elevaria muito as temperaturas. Mas com a vaporização de parte dos oceanos, massas de terra antes submersas ficariam expostas e o intemperismo aumentaria, retirando CO_2 da atmosfera, diminuindo o efeito estufa e as temperaturas. Esse sistema de retroalimentação negativa impediria eventos de efeito estufa descontrolados, mas manteria um clima oscilatório.

Em estrelas M, os planetas na ZHC certamente enfrentariam rotação síncrona, flares e EMCs erodindo suas atmosferas. Essa erosão seria imensamente minimizada com a existência de um forte campo magnético protetor. Como no caso da probabilidade de tectônica de placas em exoplanetas, não há grande consenso sobre se a existência de um forte campo magnético seria ligada fortemente à massa do planeta.

Zuluaga et al. (2012) modelaram o efeito protetor de um forte campo magnético em planetas de diferentes massas de modo a verificar a existência de uma Zona Habitável Magnética, região ao redor de uma estrela na qual a erosão da atmosfera do planeta seria minimizada pela existência de um poderoso campo magnético de maneira a atmosfera sobreviver por mais de 1 Ga. Seus resultados indicam que estrelas M seriam as maiores erodidoras de atmosferas, mas que quanto mais massivo o planeta, maior sua probabilidade de ter um campo magnético proeminente o suficiente para impedir a perda de atmosfera.

Só que Zuluaga e Cuartas (2012) argumentam que não só a massa do planeta é um fator importante na criação de um forte campo magnético, mas também seu período de rotação, na verdade, sendo a rotação um parâmetro mais importante do que a massa, pois interferiria no movimento da parte líquida do núcleo do planeta, rica em metais, produtora do campo magnético.

Seus modelos resultados indicam que planetas com período de rotação menor do que 1,5 dia, não importando suas massas, desenvolveriam fortes campos de dipolo por muitos bilhões de anos. Maiores períodos de rotação, 4 – 10 dias, e o tempo de duração do regime dipolar cairia bastante, assim como o regime multipolar (menos definido que o dipolar),

mas sem ser desprezível, ainda na escala de Ga. Com períodos maiores não haveria o desenvolvimento de campos de dipolo relevantes. Planetas em rotação síncrona dificilmente conseguiriam manter um forte campo magnético por muito tempo. Seus modelos curiosamente também indicaram que não seriam os planetas mais massivos, acima de $2 M_{\oplus}$, que teriam maior campos de dipolo, mas os de $\approx 1,0 M_{\oplus}$.

A obliquidade de um planeta influencia seu clima, pois, afinal, ela é a responsável pelas estações na Terra. Segundo os modelos climáticos de [Williams e Kasting \(1997\)](#), grandes obliquidades forçariam grandes sazonalidades climáticas com extremas variações de temperatura ao longo do ano e da latitude. Mas essas variações dependeriam fortemente do tamanho e disposição dos continentes no planeta e do conteúdo de CO_2 em sua atmosfera, já que atmosferas ricas em dióxido de carbono transportam calor eficazmente, podendo melhor distribuir o calor e diminuir os gradientes de temperatura. No fim, concluem que a sazonalidade climática, embora severa, não impediria a maioria dos mundos com alta obliquidade de serem habitáveis.

A Terra dispõe da Lua para estabilizar sua obliquidade e manter o clima estável ao longo das eras. Partindo da teoria de formação lunar por impacto, a probabilidade de formação de um sistema duplo como o Terra-Lua, com um satélite tão grande em relação ao seu planeta, parece pequena. Mas [Elser et al. \(2011\)](#) mostrou através de simulações que sistemas como o Terra-Lua poderiam existir em 10% dos planetas na ZHC.

Infelizmente, não foram encontradas estimativas consistentes entre si na literatura para o tempo de duração da atividade geológica (em especial, tectônica de placas) em um planeta como a Terra ou em planetas telúricos em geral. ([Hart, 1978](#); [Kasting, 1988b](#); [Franck et al., 2000](#); [Lammer et al., 2009](#); [Bounama et al., 2001](#)) Mas esse tempo pode estar ligado à perda de água líquida para lubrificação das placas ([Bounama et al., 2001](#); [Abbot et al., 2012](#); [Cowan e Abbot, 2014](#)) e ao conteúdo de elementos radioativos no interior do planeta, ([Gonzalez et al., 2001](#)) o que se relaciona diretamente com as SNs recentes, produtoras desses elementos.

Para estrelas mais massivas, o tempo de viabilidade planetária para a vida poderia ser dada essencialmente pelo tempo na Sequência Principal (SP), mas seria importante para estrelas de baixa massa, pois essas poderiam ter se formado bem nos primórdios da Galáxia e existirem até hoje na SP. No entanto, seus planetas poderiam há muito já ter se tornado estáticos e estéreis, tendo que ser desconsiderados no cômputo final da habitabilidade.

Como nosso Modelo de Evolução Química não segue os elementos pesados, radioativos, ao longo do tempo (veja seção 4.1), não seria possível, por enquanto, traçar suas abundâncias na Galáxia e uma maior ou menor habitabilidade em decorrência deles. Devido a isso, não adotaremos um tempo máximo de viabilidade de planetas. Infelizmente, esse ponto importante quase não foi abordado (muitas vezes nem mesmo comentado) nos trabalhos anteriores sobre habitabilidade Galáctica.

Encerrando o capítulo, os muitos fenômenos e características planetárias que podem interferir na habitabilidade de planetas terrestres vistos nessa seção não são passíveis de modelagem em nosso trabalho no estado atual, tanto pela simplicidade e robustez com que o modelo de habitabilidade Galáctica é idealizado, quanto pela incerteza nos efeitos e em sua ocorrência, ainda incerta. Mas serviram claramente para mostrar que características intrínsecas ao planeta, como composição, fração de água, período de rotação e obliquidade parecem interferir tanto na determinação de sua habitabilidade quanto a massa, de maneira que não é possível afirmar categoricamente que Super Terras sejam inerentemente melhores candidatas a planetas habitáveis do que planetas rochosos de menor massa.

Como Marte já teve atividade geológica, temperaturas amenas e água líquida na superfície em algum momento de seu passado (mas agora não mais), constitui um bom marco para se estabelecer uma massa mínima para um planeta habitável, além da qual a gravidade do planeta não permitiria reter uma atmosfera densa e manter atividade geológica por longos períodos de tempo. O limite superior ficaria com as Super Terras mais massivas.

Assim, fixamos aqui o intervalo de massas planetárias para nosso estudo entre $0,1 M_{\oplus}$ (massa de Marte) e $10 M_{\oplus}$ (limite superior de massa para Super Terras comumente encontrado na literatura). (Gowanlock et al., 2011; Valencia et al., 2007; Kasting et al., 1993) Devido ao fato de que não ficou comprovada diferenças de habitabilidade de planetas nesta faixa de massa, chamaremos eles de *planetas telúricos*. Esse termo poderá ser usado junto do termo *planetas terrestres*, mas o segundo não tem uma definição restrita, sendo usado para designar planetas com aproximadamente a massa terrestre. Esse segundo termo se faz útil ao se referir aos planetas considerados em outros trabalhos, onde o intervalo de massas não corresponde ao usado aqui, mas é próximo.

E aqui se faz necessário a inserção de um novo termo que ocorrerá muitas vezes neste trabalho. Para se referir tanto aos planetas na ZHC de suas estrelas quanto dentro do intervalo de massas de estudo, $0,1 - 10 M_{\oplus}$, usar-se-á a sigla ZHCT, significando Zona

Habitável Circunstellar Telúrica. “Telúrico” é um termo que se aplica aos planetas rochosos de uma maneira geral, no Sistema Solar incluindo Mercúrio, Vênus, Terra e Marte. Mas Mercúrio está bem abaixo do limite inferior de massas considerado, significando que o termo “telúrico” será usado neste trabalho com sentido mais restrito do que o normal.

Outros tipos mais exóticos de planetas como planetas errantes (*steppenwolf* - os lobos das estepes), que vagam pela Galáxia solitários, sem acompanhar nenhuma estrela em particular poderiam ser incrivelmente numerosos (Strigari et al., 2012) e mesmo habitáveis (Abbot e Switzer, 2011). Mas discussões sobre esses planetas peculiares são raras na literatura e não os incluiremos em nosso trabalho.

Exoluas, embora também potencialmente habitáveis (Heller e Barnes, 2012; Kaltenegger, 2010), não serão incluídas, sendo dada atenção exclusiva aos planetas rochosos devido ao seu modelamento mais confiável e maior abundância de estudos na literatura.

Modelo de Evolução Química da Galáxia

No capítulo 1, introduziu-se o conceito de Zona de Habitabilidade Galáctica (ZHG), em analogia com a Zona de Habitabilidade Circunstellar (ZHC). Para o cálculo da ZHG, assim como para o cálculo da ZHC, precisa-se de dados dos objetos de estudo. No caso da ZHC, são as estrelas, a órbita do planeta e sua atmosfera, e como esses evoluem com o tempo. No caso da ZHG, os dados a se utilizar são mais difíceis de serem obtidos, e envolvem a Galáxia inteira.

Modelos computacionais fornecem várias informações a respeito da evolução das estrelas e de sua luminosidade ao longo do tempo na SP, algo importantíssimo no cômputo da ZHC. Talvez não fosse possível modelar a habitabilidade de planetas ao longo do tempo sem esses modelos de evolução estelar. Para a Galáxia, há modelos análogos que se ocupam com diferentes aspectos evolutivos e dinâmicos. Este trabalho precisa de uma descrição química da Galáxia, para que se conheça a distribuição de metalicidade, um fator crucial para a formação de planetas, a densidade superficial de estrelas, a taxa de formação estelar e a função de massa inicial (*Initial Mass Function* - IMF) das estrelas formadas, pois a massa das estrelas definirá sua luminosidade, evolução, tempo de vida e localização da ZHC. Para dar conta dessas necessidades foi utilizado um Modelo de Evolução Química (MEQ) de disco com duplo *infall*.

Este capítulo tem o intuito de fazer uma descrição breve desse modelo, exibindo resultados, mas sem entrar em grandes detalhes, apresentando as referências que justificam a escolha dos parâmetros do presente modelo de disco de duplo *infall*.

4.1 O Modelo de Disco para a Galáxia

O modelo descreve a Galáxia como um disco bidimensional constituído de zonas concêntricas. Adota-se uma descrição unidimensional dependente do raio que supõe simetria angular, não incluindo escoamento radial de matéria. Uma altura para o disco é definida operacionalmente em 1 kpc somente para se poder trabalhar com unidades de densidade volumétrica, necessária para o modo como o MEQ realiza os cálculos. Por isso tudo, não há uma descrição adequada dos componentes esferoidais da Galáxia, como o halo e o bojo, embora haja um impacto pequeno no caso do halo, pois sua evolução é embutida na evolução do disco espesso. (Chiappini et al., 1997)

Astrobiologicamente, a habitabilidade do halo não é muito alta em primeira aproximação, devido a sua baixa densidade de estrelas e baixa metalicidade. No caso do bojo, há perdas importantes, pois há uma maior densidade de estrelas e uma maior metalicidade, propiciando maior habitabilidade, mas há maiores perturbações gravitacionais e uma maior taxa de SNs ao longo de quase toda a vida da Galáxia também.

Quando for mencionado “metalicidade” ao longo do trabalho, estaremos sempre nos referindo ao $[Fe/H]$, o logaritmo na base decimal do número de átomos de ferro pela número de átomos de hidrogênio no mesmo volume em relação à abundância solar, como dado pela equação 4.1:

$$[Fe/H] = \log \left(\frac{n(Fe)}{n(H)} \right) - \log \left(\frac{n(Fe_{\odot})}{n(H_{\odot})} \right). \quad (4.1)$$

O disco da Galáxia é composto por um disco fino e um disco espesso, cada um com um *infall* de matéria distinto para formação. A taxa de *infall* no disco é assumida como decrescente com o tempo segundo

$$e^{-t/\tau_D}, \quad (4.2)$$

onde o tempo de escala de *infall* (τ_D) é 1 Ga para o disco espesso, independentemente da distância Galactocêntrica, e é dado para o disco fino por:

$$\tau_D = \begin{cases} 1 + 7/6(r - 2) \text{ Ga}, & \text{se } 2 \leq r \leq 8 \text{ kpc} \\ 8 + 0,5(r - 8) \text{ Ga}, & \text{se } r \geq 8 \text{ kpc} \end{cases} \quad (4.3)$$

Dessa forma, o tempo de formação das partes do disco fino é diferente, dependendo da distância Galactocêntrica, sendo menor em raios internos, constituindo um processo de formação de dentro para fora. (Matteucci e François, 1989; Chiappini et al., 1997; Lanfranchi e Friaça, 2003)

Devido à suposição de simetria angular, braços espirais e outras características com variações angulares da Galáxia não são modelados. Órbitas individuais de estrelas ou outros objetos não são considerados, havendo apreço na construção de variáveis de valores médios por área e por tempo. É realmente um modelo para uma descrição simples, robusta e da Galáxia sob o ponto de vista químico e estelar, mas de nenhuma forma cinemático.

Embora seja possível levar em conta um limiar mínimo da densidade superficial de gás para a manutenção da formação estelar, isso não é considerado em nossas simulações. No entanto, é incluída uma inibição na taxa de formação estelar (*Star Formation Rate* - SFR) quando o gás está em expansão ou quando a densidade é muito baixa, e então o resfriamento radiativo é ineficiente. Isso permite estudar a SFR da Galáxia sem interrupções ou flutuações devido a limiares artificiais. (Lanfranchi e Friaça, 2003)

A SFR depende do raio Galactocêntrico r através da densidade de massa total $\sigma(r, t)$ e da fração de gás $G(r, t)$ na forma: (Lanfranchi e Friaça, 2003)

$$\Psi(r, t) = \tilde{\nu} \left[\frac{\sigma(r, t)}{\tilde{\sigma}(\tilde{r}, t)} \right]^{2x_{SF}} \left[\frac{\sigma(r, t_G)}{\sigma(r, t)} \right]^{x_{SF}} G(r, t)^{(x_{SF}+1)}. \quad (4.4)$$

O fator de normalização da SFR é definido como $\tilde{\nu} = 0,5 \text{ Ga}^{-1}$ para o tempo atual ($t_G = 13 \text{ Ga}$) e raio solar ($\tilde{r} = 8 \text{ kpc}$), $x_{SF} = 1/2$, e a SFR específica depende da densidade de gás ρ na forma: $\nu \propto \rho^{x_{SF}}$.

As estrelas recém-formadas seguem a IMF de Salpeter entre $0,1 - 100 M_{\odot}$:

$$\phi(m) \Delta m = \phi_0 \times m^{-(1+x)} \Delta m, \quad (4.5)$$

onde ϕ é a fração de estrelas do total, ϕ_0 é a constante de normalização da integral de 0,1 até $100 M_{\odot}$, m é a massa estelar de interesse, Δm é o intervalo ao redor da massa m , e x é 1,35 para fração do número de estrelas.

O modelo computa a evolução estelar e química iterativamente, com o estado anterior das gerações estelares, metalicidade e densidade de gás servindo de entrada para a próxima iteração. 557 gerações estelares são consideradas ao se modelar a evolução química da Galáxia

durante 13 Ga, mas os conjuntos de dados de saída não são igualmente espaçados, dando maior resolução aos tempos iniciais da Galáxia, de rápida variação.

Assume-se que as estrelas terminem sua vida como supernovas (SNs) ou nebulosas planetárias, e que há a ejeção instantânea de massa, metais e energia no meio após suas mortes, e que o enriquecimento do meio interestelar é também imediato, embora isso só se reflita na metalicidade média da população estelar tardiamente, devido ao tempo de permanência das estrelas na SP. (Lanfranchi e Friaça, 2003) Oito elementos químicos, nas populações estelares e no meio interestelar, têm suas abundâncias seguidas durante a resolução das equações: He, C, N, O, Mg, Si, S e Fe. A metalicidade do Fe na forma logarítmica ($[\text{Fe}/\text{H}]$, equação 4.1) será a usada como indicadora da metalicidade geral do gás ou das estrelas, com as outras abundâncias seguindo a abundância de ferro. Isso foi escolhido pela grande quantidade de trabalhos de metalicidade estelar serem fornecidos em função do ferro, então facilitando comparações.

4.2 Resultados do Modelo e Comparação com as Observações

Embora o modelo seja alimentado com dados observacionais, como a densidade de matéria por área Galáctica no presente, a abundância solar de diversos elementos e outras medidas, muitos dados de saída são independentes e podem ser comparados com os valores observados para atestar a adequação da descrição da Galáxia pelo MEQ e para a melhor calibração do modelo caso seja necessário alterar os parâmetros de ajuste. A tabela 4.1 reúne os principais resultados do modelo, comparando com os dados observacionais, e mostra que há uma boa compatibilidade entre eles.

Tabela 4.1 - Resultados do MEQ em comparação com dados da literatura. A vizinhança solar foi tomada como um disco de raio de 3 kpc em torno do Sol, situado no raio Galactocêntrico de 8 kpc. “Taxa de SNs” é a soma de todos os tipos de SNs: Ia, Ib e II segundo a referência citada.

Local	Quantidade	Pelo Modelo	Observações	Referências
Em todo o disco da Galáxia	Taxa de SNs Ia [século^{-1}]	0,30	$\approx 0,36$	van den Bergh (1990)
	Taxa de SN II [século^{-1}]	0,90	$\approx 1,3$	van den Bergh (1990)
	Taxa de SNs [século^{-1}]	1,20	≈ 2	van den Bergh (1990)
	Taxa SN II / Taxa SN Ia	3,02	3 – 4	Li et al. (2011)
Na vizinhança solar	Taxa de SN II [século^{-1}]	0,06	0,03 – 0,07	van den Bergh (1990)
No raio solar	SFR [$M_{\odot} \text{Ga}^{-1} \text{pc}^{-2}$]	2,93	3 – 10	Miller e Scalo (1979)
	Densidade do Gás [$M_{\odot} \text{pc}^{-2}$]	11,99	≈ 10	Guesten e Mezger (1982) Lacey e Fall (1985)

Para se construir o modelo de habitabilidade Galáctica, precisa-se de dados não só da vizinhança solar, mas de toda a Galáxia e de todo o passado Galáctico. A taxa de SNs

tipo Ia e tipo II, a SFR, a densidade de massa luminosa e a metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$ são os dados do MEQ usados no modelo de habitabilidade Galáctico. A figura 4.1 mostra como essas grandezas variam no tempo em cinco raios Galácticos selecionados.

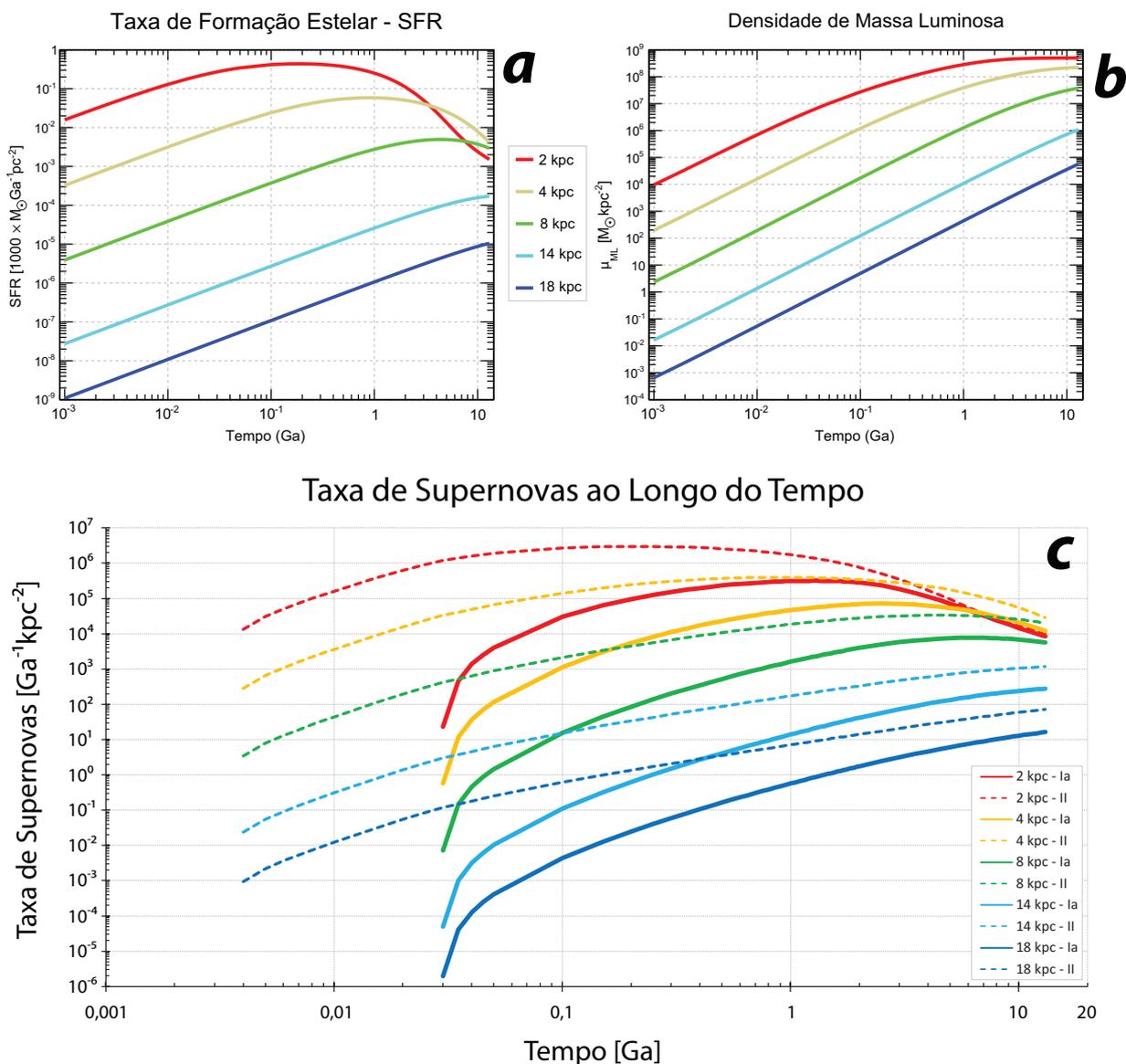


Figura 4.1: Principais resultados de saída do MEQ. *a*) e *b*) compartilham a mesma legenda.

A metalicidade mostrada na figura 4.3 é uma metalicidade média do gás e das estrelas. Com o gás sendo enriquecido com metais pelas SNs, cada nova geração de estrelas se forma ligeiramente mais rica em metais do que a anterior, mas a SFR (parte *a* da figura 4.1) não é constante ao longo do tempo e não é a mesma em todos os raios, dessa forma, as estrelas possuem uma distribuição de metalicidades bem diversificada. A figura 4.2 mostra essas distribuições normalizadas para o tempo atual de 13 Ga.

Atual Distribuição Normalizada de Metalicidade de Estrelas

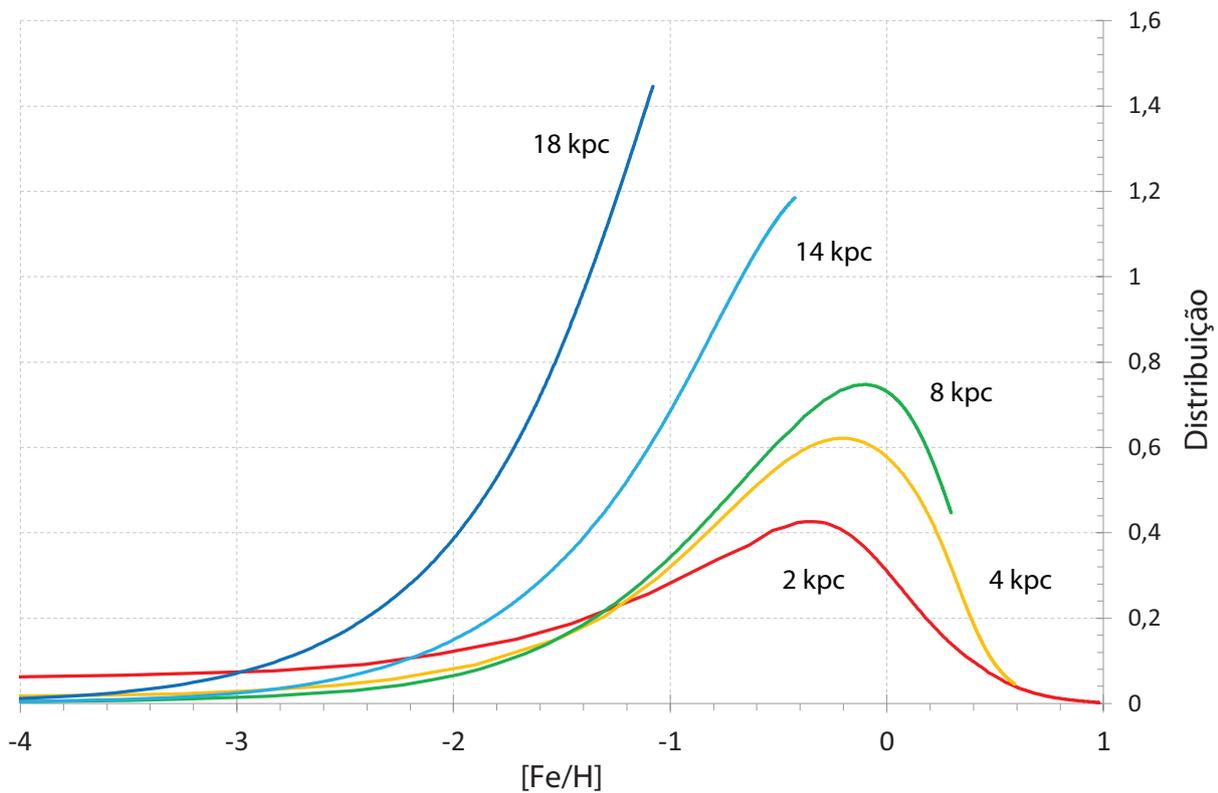


Figura 4.2: Distribuição normalizada de estrelas por metalicidade para o tempo final e atual do MEQ: 13 Ga.

Evolução Química do Gás e das Estrelas

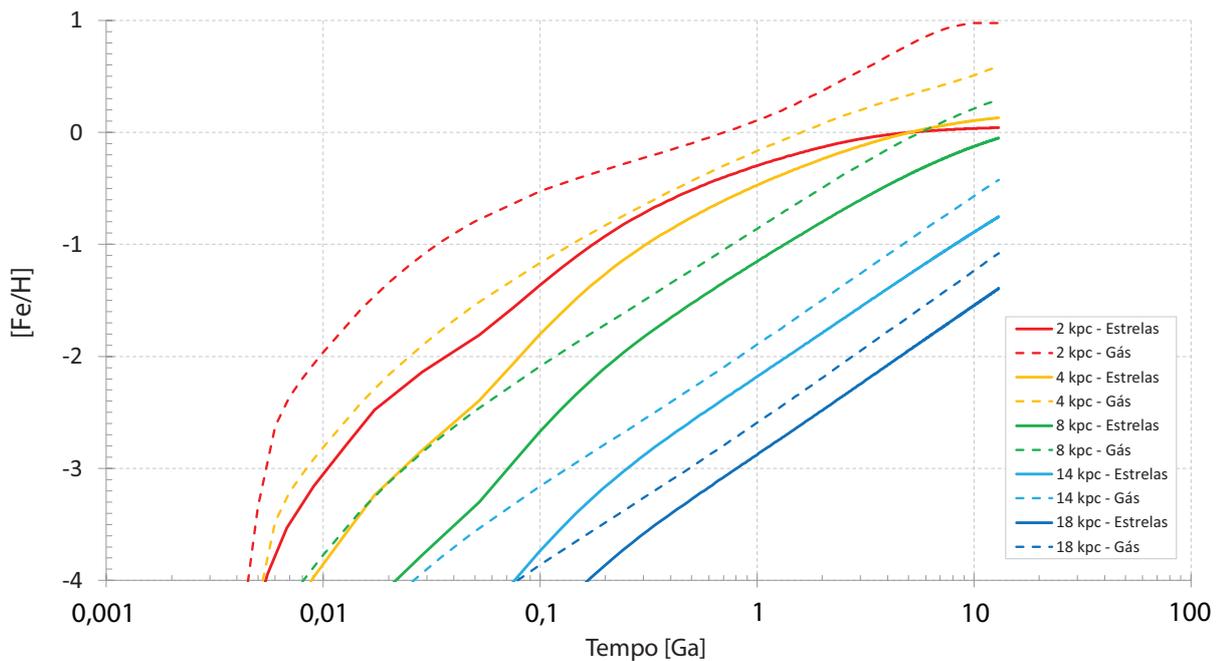


Figura 4.3: Evolução química do gás e das estrelas segundo o MEQ comparadas em cinco raios Galactocêntricos.

Como muitas das estrelas de baixa massa das gerações anteriores, com menor metalicidade, ainda estão presentes, a metalicidade média das estrelas não é a mesma do gás. A figura 4.3 mostra isso claramente, com a metalicidade média estelar sendo sempre inferior do que a do gás. E é possível ver também a metalicidade média das estrelas do raio de 4 kpc se tornar maior do que do raio de 2 kpc a partir de ≈ 9 Ga atrás, com a queda na SFR do raio mais interno em relação ao de 4 kpc.

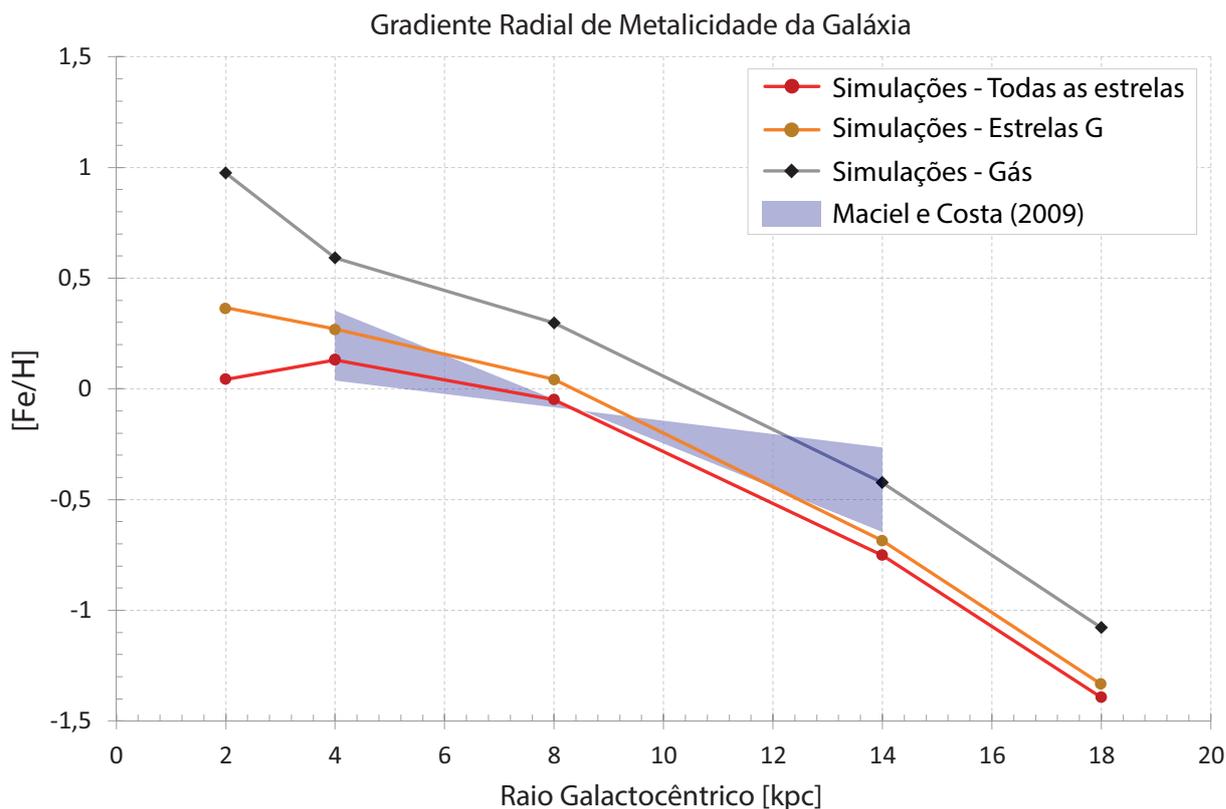


Figura 4.4: Comparação do gradiente de metalicidade das simulações com as observações. O coeficiente linear do intervalo de gradientes de metalicidade de Maciel e Costa (2009) foi obtido fazendo as curvas passarem pela metalicidade média da vizinhança solar segundo Rocha-Pinto e Maciel (1996), $[\text{Fe}/\text{H}] \approx -0,1$ dex no raio Galactocêntrico de 8,5 kpc.

O gradiente radial da metalicidade Galáctica (4.4) tem valores pouco restringidos. Duas curvas das simulações são mostradas: uma com o resultado usando estrelas de todas as massas, gerações e metalicidades, e outra, em que só se considerou estrelas tipo G ($\approx 0,8 - 1,1 M_{\odot}$) (Svechnikov e Taidakova, 1984; Habets e Heintze, 1981) com metalicidade superior a $-1,2$ dex, como fez Rocha-Pinto e Maciel (1996).

Na curva vermelha, o raio de 2 kpc apresenta uma menor metalicidade do que o de 4 kpc. Isso acontece por ser uma metalicidade média, e as estrelas de baixa massa da parte mais central da Galáxia, mais antigas e de menor metalicidade, formadas nos estágios iniciais

da evolução da Galáxia, quando a SFR era maior justamente nas partes mais internas, puxam a média da metalicidade para baixo. Na curva laranja, isso não acontece, pois se considerou somente estrelas G com $[\text{Fe}/\text{H}] \geq -1,2$, não contando as gerações extremamente antigas.

Esse resultado de uma metalicidade ligeiramente menor para o raio de 2 kpc do que para o de 4 kpc continuará patente no Fator Telúrico do capítulo 6.2 e no Fator de Habitabilidade Galáctica do capítulo 8.

Maciel e Costa (2009) fizeram uma revisão da literatura sobre os gradientes de metalicidade da Galáxia e encontraram que os gradientes de abundância de $[\text{Fe}/\text{H}]$ geralmente estão entre -0,03 dex/kpc e -0,10 dex/kpc, correspondendo à região lilás mostrada na figura 4.4. Se um ajuste de reta for feito aos três pontos centrais, correspondendo aos raios de 4, 8 e 14 kpc, descartando os raios de 2 e 18 kpc, porque as observações não cobrem até tais raios, o coeficiente angular resultante (-0,091 dex/kpc usando todas as estrelas, e -0,097 dex/kpc, usando somente as estrelas G) cairá no intervalo descrito por Maciel e Costa (2009).

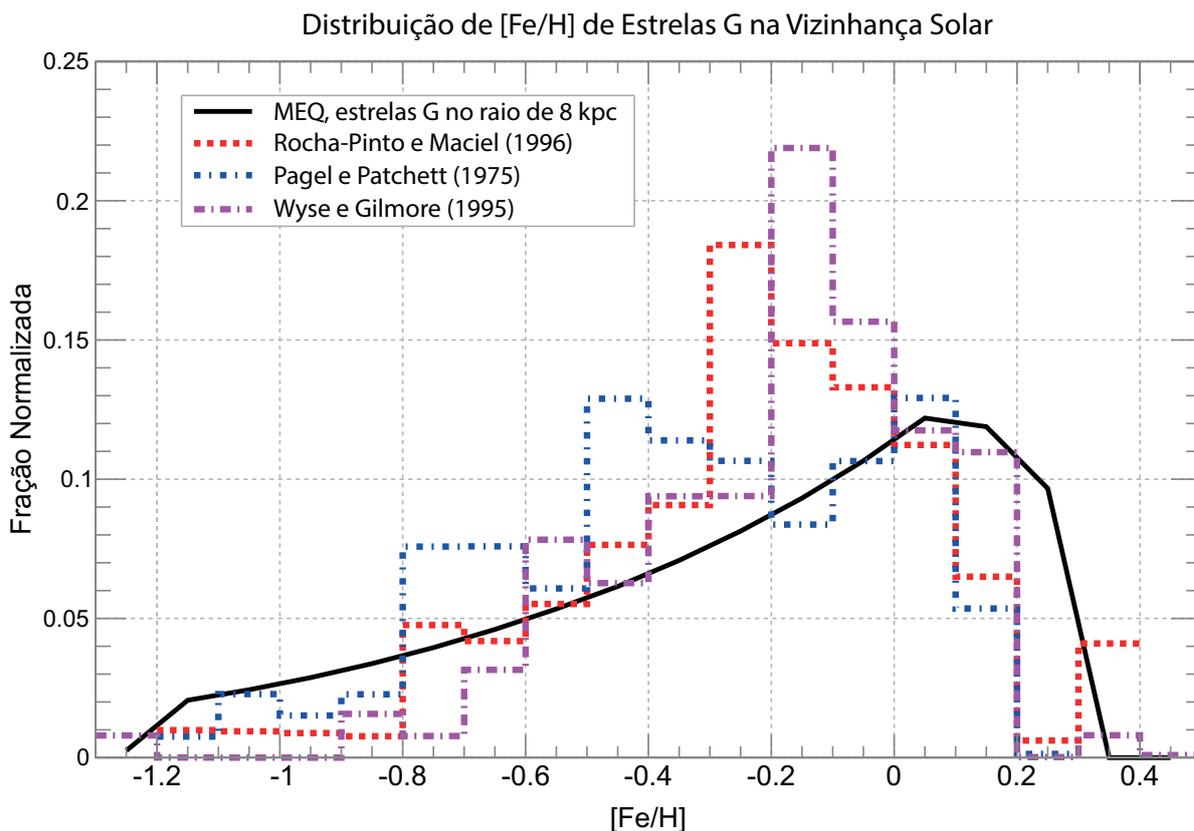


Figura 4.5: Distribuição de estrelas G por metalicidade na vizinhança solar segundo três trabalhos e a distribuição de estrelas G ($\approx 0,8 - 1,1 M_{\odot}$) por metalicidade atualmente (13 Ga) no raio de 8 kpc segundo o MEQ.

Na figura 4.5, a distribuição de metalicidade das estrelas tipo G na vizinhança solar não segue muito bem a distribuição observada, mesmo tomando-se o cuidado de excluir as estrelas pobres em metais ($[Fe/H] < -1,2$) como Rocha-Pinto e Maciel (1996) fez. O pico de metalicidade das observações situa-se em torno de $-0,2$ dex, com a média entre esse valor e $0,0$ dex, enquanto a simulação tem um pico em $\approx 0,05$ dex, com média em torno de $0,0$ dex. Provavelmente, o principal motivo para o pico a baixa metalicidade da figura 4.5 não ter sido reproduzido é que o nosso MEQ não deu ênfase ao *infall* inicial que formaria mais estrelas de baixas metalicidades. O presente modelo supõe que a escala de tempo para o *infall* inicial que forma o disco espesso é de 1 Ga em $r = 8$ kpc, bem mais curta que o tempo de *infall* de 8 Ga do disco fino nesse raio, porém o fator de normalização da SFR (veja equação 4.4) é o mesmo que o do disco fino. A existência de estrelas G em número significativo a baixas metalicidades sugere um *infall* inicial mais vigoroso do que o admitido em nosso MEQ. Como não estávamos, a princípio, interessados em seguir o *infall* inicial de gás mas a evolução global do meio interestelar e da população estelar,

não exploramos fatores adicionais para melhor descrever o *infall* inicial. Chiappini et al. (1997) reproduzem satisfatoriamente a distribuição de metalicidade de estrelas de tipo G na vizinhança solar, mas às custas de ter que introduzir mais três parâmetros livres: uma constante de normalização da SFR distinta para o disco espesso (2 Ga^{-1}); um tempo de máximo de acreção de gás no *infall* formando o disco fino (2 Ga); um limiar para a SFR ($7 M_{\odot} \text{ pc}^2$).

Além disso, não se modelou exatamente a vizinhança solar, estabelecida pelos trabalhos observacionais em $r = 8,5 \text{ kpc}$, mas se adotou o raio Galactocêntrico do Sol como 8 kpc . Então, o que se obtém é um perfil médio para esse raio da Galáxia, não levando em conta flutuações locais de densidade, metalicidade ou SFR. No final, essas discrepâncias não são severas, e considerando o acordo com a maior parte dos dados observacionais, o modelo está suficientemente próximo das observações para os fins desejados.

Vida na Terra

Só há uma amostra de vida conhecida, e é a qual nós pertencemos e que existe no planeta Terra. Tendo somente uma história da vida para estudar, com todas suas possíveis idiossincrasias e contingências, é difícil formar regras gerais. Mesmo assim, a vida na Terra é o ponto de partida para qualquer extrapolação astrobiológica e de generalização das diretrizes da vida.

Nesse capítulo estudaremos brevemente os eventos mais importantes na história da vida terrestre, de maneira a derivar alguns dados importantes para o uso em outros capítulos.

Para melhor explorar os diferentes acontecimentos e seus aspectos, os eventos foram separados em quatro subcapítulos: *O Sistema Solar*, no qual se tratará de eventos supra terrestres; *A Terra*, no qual se tratará do eventos geológicos mais importantes, incluindo os oceanos e a atmosfera; *A Vida*, no qual se tratará da evolução da vida na Terra e datas importantes quanto ao tempo necessário para o aparecimento de formas de vida simples e complexas; e *Extinções em Massa*, no qual se tratará da extinção e do tempo de recuperação de famílias de seres vivos no registro fóssil.

As informações dos três primeiros subcapítulos, para maior clareza, foram organizadas em um diagrama, apresentado na figura 5.1. Consulte o diagrama constantemente para uma visão geral melhor de todos os eventos e a relação entre eles.

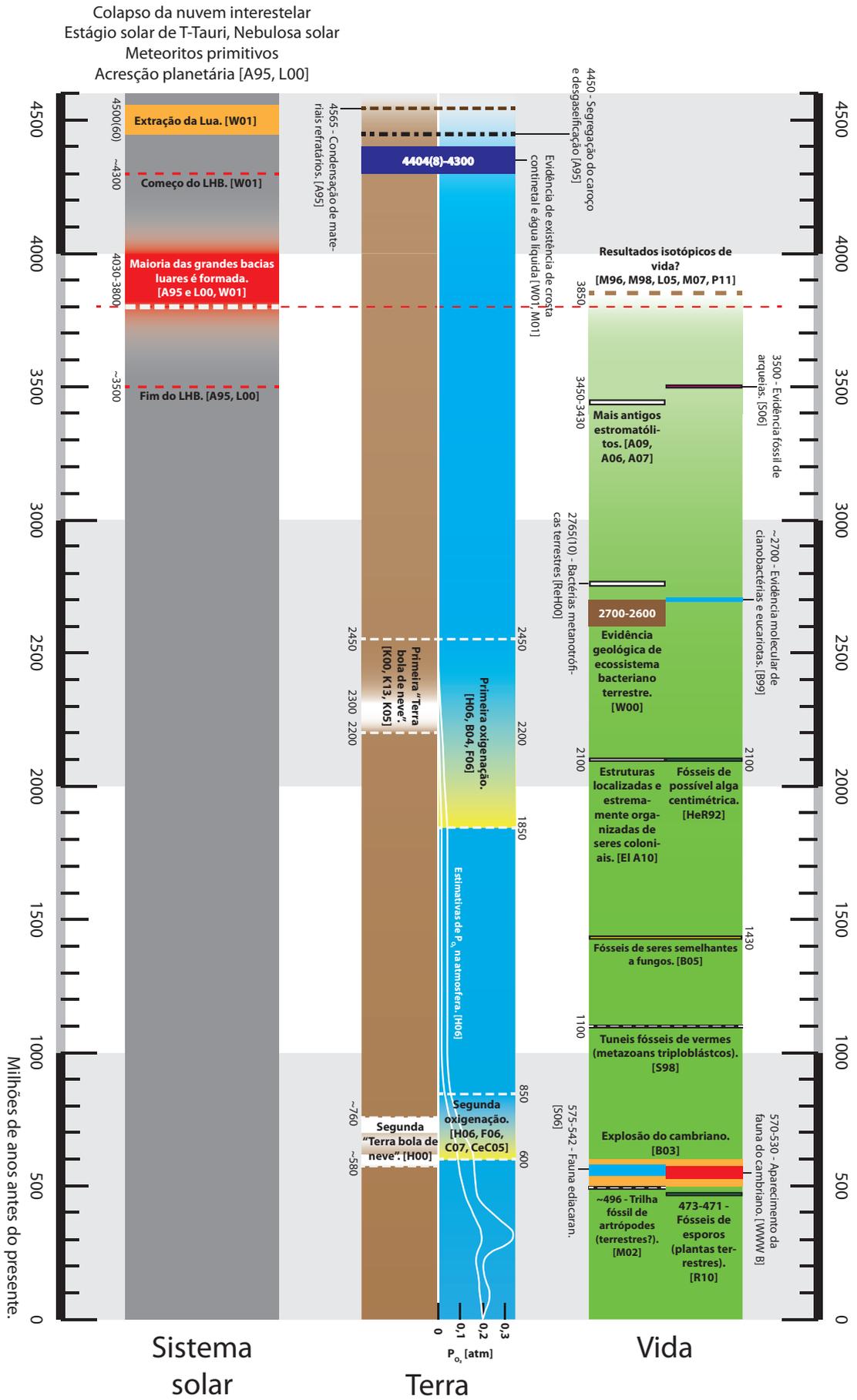


Figura 5.1: Diagrama ilustrativo de eventos importantes para a vida na Terra com relação à evolução (faixa verde), atmosfera e superfície do planeta (faixas azul e marrom) e para o Sistema Solar (faixa cinza).

Tabela 5.1 - Referências dos dados do diagrama 5.1.

Código no diagrama	Referência	Código no diagrama	Referência
A95	Allègre et al. (1995)	L05	Lepland et al. (2005)
A06	Allwood et al. (2006)	L09	Lücking et al. (2009)
A07	Allwood et al. (2007)	M02	MacNaughton et al. (2002)
A09	Allwood et al. (2009)	M07	McKeegan et al. (2007)
AeL00	Arrhenius e Lepland (2000)	M-B99	Meyer-Berthaud et al. (1999)
B04	Bekker et al. (2004)	M96	Mojzsis et al. (1996)
B99	Brock et al. (1999)	M01	Mojzsis et al. (2001)
B03	Budd (2003)	M98	Moorbath et al. (1998)
B05	Butterfield (2005)	N10	Niedzwiedzki et al. (2010)
C07	Canfield (2007)	P11	Papineau et al. (2011)
CeC05	Catling e Claire (2005)	P12	Pecoits et al. (2012)
C11	Clarke et al. (2007)	ReE01	Raven e Edwards (2001)
El A10	El Albani et al. (2010)	R10	Rubinstein et al. (2010)
F06	Fike et al. (2006)	ReH00	Rye e Holland (2000)
HeR92	Han e Runnegar (1992)	S10	Schaefer et al. (2010)
H01	Heckman et al. (2001)	S06	Schopf (2006)
H04	Hedges et al. (2004)	S98	Seilacher et al. (1998)
H06	Holland (2006)	S08	Shen et al. (2008)
H00	Hyde et al. (2000)	W00	Watanabe et al. (2000)
K13	Kataoka (2013)	W01	Wilde et al. (2001)
K00	Kirschvink et al. (2000)	WWW B	UCMP (2014)
K05	Kopp et al. (2005)	Y05	Yuan et al. (2005)

5.1 O Sistema Solar

A acreção de material do disco de material ao redor do Sol se deu rapidamente, em milhões de anos, com a extração e formação da Lua ainda no mesmo período. (Allègre et al., 1995; Wilde et al., 2001) Na época, muitos corpos pequenos e grandes populavam o sistema solar e os choques e impactos eram frequentes. A taxa de choques foi decaindo com o tempo rapidamente, mas há um curioso pico de impactos por volta de 4,3 – 3,5 Ga, mais intensamente em 4,03 – 3,8 Ga, principalmente caracterizado pela formação das bacias lunares. (Lepland et al., 2005; Allègre et al., 1995; Wilde et al., 2001) Esse período de grandes impactos é chamado de Bombardeamento Pesado Tardio (*Late Heavy Bombardment* - LHB) e é tipo como o limite inferior para aparecimento da vida de forma fixa sobre a Terra, pois as condições durante os impactos poderiam tornar a Terra pouco habitável. (Cowen, 2005) Mas ainda é algo controverso.

Mas os impactos podem ter somente frustrado a continuidade da vida, não impedido seu recorrente surgimento, podendo ter havido muitas biogêneses no período do LHB, como hipotetizado por Davies e Lineweaver (2005), sendo também seu desenvolvimento

recorrentemente frustrado pelos impactos. Ou, como os resultados de [Mojzsis et al. \(1996\)](#) indicam, a vida poderia ter passado bem, ao longo, pelo menos, do fim do período de bombardeamento.

O LHB não parece ser um fenômeno único, restrito unicamente ao Sistema Solar ([Gomes et al., 2005](#); [Booth et al., 2010](#)), então teria grande importância para este trabalho, servindo para estabelecer um limite inferior ao tempo necessário para a vida simples surgir e se fixar de maneira estável num planeta habitável.

Após o fim do LHB, os eventos nos Sistema Solar que impactaram a vida na Terra se tornam escassos, com exceção da queda de cometas e asteróides no planeta, assolando as circunvizinhanças dos pontos de impacto, ou, possivelmente, servindo de estopim para extinções em massa. Mas esses são eventos estocásticos, devido à complicada interação gravitacional entre os muitos corpos do Sistema Solar.

5.2 A Terra

Já bem cedo em sua história, $\approx 4,35$ Ga, o planeta apresentava superfície sólida e alguma capa de água líquida, como indicam os dados de [Wilde et al. \(2001\)](#) e de [Mojzsis et al. \(2001\)](#), dessa forma, a despeito do número de impactos na época, o planeta seria em parte habitável.

A atmosfera foi bem pobre em oxigênio até $\approx 2,45 - 1,85$ Ga, quando houve a chamada *Primeira Grande Oxigenação*. ([Holland, 2006](#); [Bekker et al., 2004](#); [Fike et al., 2006](#)) Mas foi só durante a *Segunda Grande Oxigenação*, em $850 - 600$ Ma, que a quantidade de oxigênio chegou a níveis próximos dos atuais. ([Holland, 2006](#); [Fike et al., 2006](#); [Canfield, 2007](#); [Catling e Claire, 2005](#)) O oxigênio não é importante para a vida somente pelo seu uso na obtenção de energia. Na alta atmosfera, na forma de ozônio, protege a superfície dos perigosos raios UV do Sol. E sem uma concentração alta de oxigênio na atmosfera durante pelo menos metade de toda sua história, as formas de vida que ocuparam o planeta inicialmente, tiveram de dar conta das altas quantidades de radiação UV nociva do Sol durante o dia. A atmosfera distinta da de hoje (não só pela falta de oxigênio) poderia ter ajudado, assim como mecanismos biológicos ou comportamentais de proteção. Mais sobre essa questão e sua relação com as SNs será discutido no capítulo 7.

Curiosamente, aproximadamente nas mesmas épocas das duas grandes oxigenações, o

planeta passou por períodos de grandes glaciações, aqui chamados de *Terra Bola de Neve*. (Kirschvink et al., 2000; Kataoka, 2013; Hyde et al., 2000). Mais curioso ainda é a enorme variação de formas de vida complexa, caracterizando a *Explosão do Cambriano*, que se deu após o fim das segundas Grande Oxigenação e Terra Bola de Neve. As glaciações podem ter servido de gargalo biológico, selecionando formas de vida mais resistentes, que depois se beneficiaram do aumento da quantidade de oxigênio livre na atmosfera e nos mares para evoluir em diferentes formas, mas isso ainda é algo incerto. (Cowen, 2005)

5.3 A Vida

A evidência mais antiga de vida na Terra vem de medições isotópicas de 3,8 Ga de rochas da Groenlândia (Mojzsis et al., 1996), então anterior ao fim do LHB. Dessa forma, a vida poderia ter resistido ao LHB, tendo aparecido no planeta em algum momento anterior. Como já havia crosta sólida e água líquida pelo menos em 4,35 Ga, as condições para habitabilidade estariam presentes, com exceção dos constantes impactos. Mas essa evidência isotópica foi tanto amplamente contestada (Lepland et al., 2005; Moorbath et al., 1998) quanto reconfirmada (McKeegan et al., 2007; Papineau et al., 2011), não havendo ainda um consenso sobre sua veracidade.

Após isso, há evidências fósseis de arqueias (Schopf, 2006) com 3,5 Ga e os estromatólitos da Austrália, com cerca de 3,45 Ga de idade (Allwood et al., 2006, 2009). Mas os estromatólitos australianos já são ecossistemas complexos, indicando que a vida teria se formado bem anteriormente a 3,45 Ga.

Dessa forma, uma estimativa para o aparecimento da vida seria em algum ponto entre o fim do LHB e as evidências de estromatólitos australianos, algo como 3,625 Ga. Subtraindo isso da idade da Terra de 4,565 Ga, uma estimativa operacional para o intervalo de tempo para aparecimento de vida na Terra seria, conservadoramente, de cerca de 900 Ma desde sua formação. Esse será o chamado Tempo de Evolução t_{ev} para vida simples.

Em seguida, vem uma lenta caminhada para algumas formas de vida mais complexas, com evidências de alguns seres microbianos alcançando a terra em $\approx 2,65$ Ga, talvez nas bordas de poças litorâneas (Rye e Holland, 2000; Watanabe et al., 2000), e evidências de cianobactérias e de eucariontes na mesma época. (Brocks et al., 1999)

Após a Segunda Grande Oxigenação, de $\approx 850 - 540$ Ma, e da segunda *Terra Bola de*

Neve, de $\approx 760 - 580$ Ma, há o aparecimento de formas complexas de corpo mole na fauna ediacaran, e com carapaças na fauna do cambriano, em $\approx 600 - 500$ Ma. A conquista da terra seca se deu por volta de $500 - 470$ Ma, como evidenciado por fósseis de esporos e de rastros de artrópodes. (Rubinstein et al., 2010; MacNaughton et al., 2002)

A água auxilia na proteção contra o UV do Sol (Tedetti e Sempéré, 2006; Booth e Morrow, 1997), mas nessa época a concentração de oxigênio na atmosfera já era alta o suficiente para formar uma espessa camada de ozônio. (Fike et al., 2006; Holland, 2006; Catling e Claire, 2005; Canfield, 2007; Cowen, 2005)

Os termos “Vida Simples” e “Vida Complexa” foram usados muitas vezes neste trabalho e foram usados de maneira mais ou menos geral até agora, mas se faz necessário sua definição mais restrita para não haver confusões quanto ao que nos referimos. De maneira semelhante ao que Carigi et al. (2013) fizeram, vida simples será a vida microscópica, microbiana, algo numa tentativa de modelar a vida na Terra anterior a 2,45 Ga atrás. Vida Complexa serão os seres multicelulares, e potencialmente expostos à radiação da estrela (ou de uma supernova), comumente encontrados no planeta nos últimos ≈ 500 Ma, ou $\approx 4,0$ Ga desde a formação da Terra. Sendo essa data a considerada como tempo necessário para a evolução de formas de vida complexas.

5.4 Extinções em Massa

Um número considerável de estudos mostra a existência de eventos de queda drástica na quantidade do registro fóssil de vários gêneros de seres multicelulares macroscópicos nos últimos 500 Ma, indicando que muitos gêneros foram extintos juntos, em eventos de extinção em massa, havendo uma recuperação posterior. (Benton, 1995; Rohde e Muller, 2005; Sepkoski Jr, 1998)

Os registros fósseis não são completos, existindo em maior quantidade em tempos mais recentes do que nos mais antigos, também não sendo completos para todos os ecossistemas passados. (Cowen, 2005) Isso dificulta muito o trabalho de identificação de extinções em massa, mas o uso de gêneros, em vez de famílias ou espécies, e o estudo cuidadoso das amostras podem diminuir as incertezas.

Dentro das incertezas dos dados é possível distinguir cinco grandes extinções em massa, da qual a maior é a do fim do Permiano. (Kirchner e Weil, 2000; Cowen, 2005) Uma

análise estatística mais elaborada revela outras extinções, de menor porte, e alguns possíveis intervalos fixos de dezenas de milhões de anos entre as extinções em massa. (Benton, 1995; Rohde e Muller, 2005) Se esses intervalos fixos forem reais, seus exatos valores e a explicação para a existência de tal relógio para as extinções em massa é ainda um assunto em aberto, e, embora seja de interesse astrobiológico, não será abordado neste trabalho.

Outra questão, muito mais relevante para nós, é: após uma extinção em massa, com a perda de muitos gêneros e o desequilíbrio dos ecossistemas, quanto tempo seria necessário para que os gêneros moribundos se recuperassem, novos gêneros surgissem, e os ecossistemas tivessem sua riqueza e abundância em níveis próximos do estado anterior à extinção?

Kirchner e Weil (2000) estudaram o tempo médio de recuperação do número de gêneros no registro fóssil marinho, encontrando um robusto tempo médio de recuperação de 10 Ma, incluindo as 5 grandes extinções em massa ou somente as menores. Seus resultados sugerem que haveria limites intrínsecos ao quão rápido a biodiversidade global poderia se recuperar após um evento de extinção em massa. Isso seria devido a que a escala de recuperação estaria menos ligada à magnitude da extinção do que à dinâmica interna do processo de diversificação das espécies nos nichos no período pós-extinção. Assim, após a extinção em massa, a riqueza e abundância seriam baixas, mas também o número de nichos ocupáveis. Novos gêneros surgiriam, aumentando a biodiversidade, ocupando novos nichos, mas novos nichos só apareceriam com o aumento da biodiversidade, e assim a recuperação seria lenta a princípio, acelerando-se posteriormente.

Após uma extinção em massa, a biodiversidade (riqueza e abundância) global só alcançaria níveis comparáveis ao estado pré-extinção após cerca de 10 Ma, podendo estar bem mais fragilizada durante esse período de tempo depois da extinção ou antes da recuperação. Esse tempo de recuperação é muito importante, pois pode ser usado como parâmetro para averiguar se o número de eventos estressantes (a taxa de SNs no caso deste trabalho) é muito alta ou muito baixa, simplesmente observando se há mais ou menos de 1 desses eventos por intervalo de 10 Ma. Mais a frente, no capítulo 7, o tempo de recuperação será bastante importante, sendo considerado no cálculo do Tempo de Supernovas: t_{SN} .

Mas esse resultado só vale para a vida macroscópica marinha que deixou marcas no registro fóssil no último meio bilhão de anos. A vida simples, microscópica, pode não seguir o mesmo padrão. Isso é um problema também para o modelamento de vida complexa que fizemos, pois a vida exposta poderia não ser aquática, e o valor de 10 Ma poderia não se

Tabela 5.2 - Intervalos de tempo relacionados a evolução da vida terrestre. Veja o texto para mais detalhes.

Evento	Intervalo de Tempo
t_{ev} para a vida simples	0,9 Ga
t_{ev} para a vida complexa	4,0 Ga
Recuperação de extinções em massa para a vida complexa (t_{SN})	10 Ma

aplicar. Fazemos então a suposição de que esse valor de 10 Ma é utilizável também para a vida complexa terrestre. A construção do modelo em função da taxa de supernovas e do tempo de recuperação é detalhadamente explicada no capítulo 7, bem como a estimativa do tempo de recuperação para vida simples.

Fração de Estrelas com Planetas na ZHCT

A ZHC é, por enquanto, o melhor modo de estimar se um planeta é minimamente habitável ou não sem conhecer as condições físicas intrínsecas do planeta. E no capítulo anterior vimos que seus limites não são precisamente determinados, dependendo de várias suposições iniciais na construção dos modelos. Mas saber se um planeta que estivesse naquela região poderia ser habitável é só um primeiro passo para descobrir efetivamente planetas na ZHC de suas estrelas.

Por isso, neste capítulo, comentarei brevemente sobre alguns trabalhos recentes na área de exoplanetas, e, mais importante, montarei uma provável função que dá a probabilidade de se encontrar planetas na ZHCT de uma estrela.

6.1 Visão Geral

Com quase 2000 exoplanetas já descobertos (Team, 2014), agora é possível mais do que nunca antes ter uma ideia da distribuição dos diferentes tipos de planetas ao longo de diferentes variáveis. Infelizmente, os métodos de detecção são tendenciosos e as amostras não cobrem toda a extensão de massas planetárias ou estelares da maneira completa que é de interesse para encontrar planetas de massa telúrica na ZHC de suas estrelas.

A figura 6.1 exhibe os dados brutos de exoplanetas descobertos até à data de 03 de janeiro de 2013 disponíveis, segundo o site <http://exoplanet.eu/>, para se ter uma visão geral sobre eles. A maioria são planetas com massa acima de $\approx 10 M_{\oplus}$ ($0,03 M_J$), com muitos acima de $\approx 30 M_{\oplus}$, não muito distantes de suas estrelas em relação ao que é visto no Sistema Solar. E aproximadamente 80% deles são encontrados a até somente 200 pc da Terra.

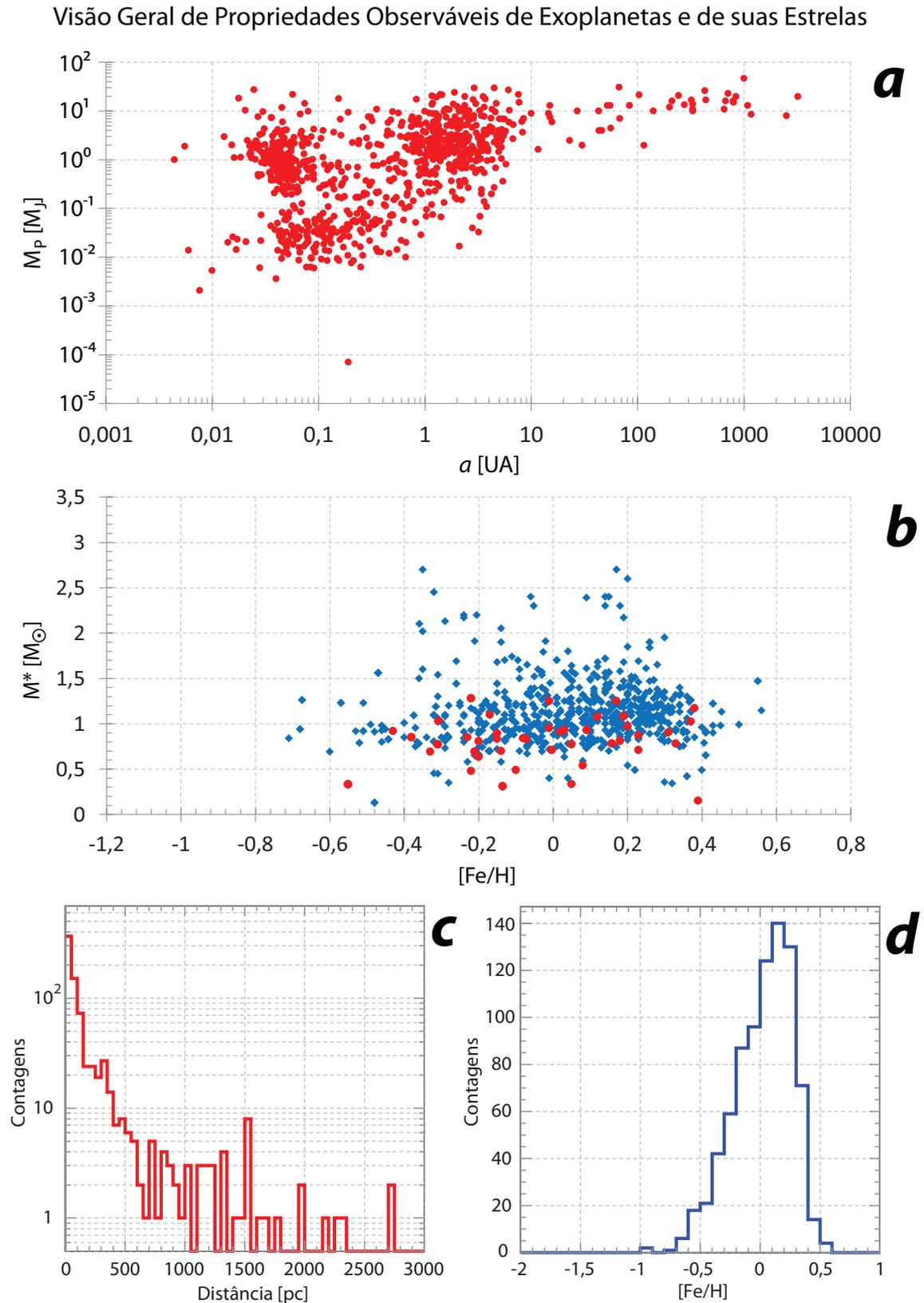


Figura 6.1:

- a)** Dispersão de exoplanetas no plano massas-distâncias.
b) Distribuição da massa e da metalicidade de estrelas com exoplanetas medidos até janeiro de 2014 segundo Team (2014). Pontos vermelhos são estrelas com exoplanetas com massas entre $0,1 - 10 M_\oplus$, mas não necessariamente na ZHC de suas estrelas.
c) Histograma da distribuição das distâncias de exoplanetas em relação ao Sistema Solar.
d) Histograma da distribuição de metalicidade das estrelas com exoplanetas.

Diversos trabalhos teóricos (Ida e Lin, 2005; Rice e Armitage, 2005; Mordasini et al., 2012b) e observacionais (Santos et al., 2004; Fischer e Valenti, 2005; Sozzetti et al., 2009; Mortier et al., 2012; Johnson et al., 2010) têm mostrado a existência de uma relação entre a metalicidade de uma estrela e a probabilidade dela ter planetas, inclusive indicando também uma dependência com a massa da estrela. (Mortier et al., 2012; Johnson et al., 2010) Mas a maioria desses estudos se concentrou em planetas de alta massa, os mais abundantes nos registros. Nos que se dedicaram a planetas de baixa massa, se aproximando do caso terrestre, o que parece é haver uma dependência bem mais fraca com a metalicidade estelar (Buchhave et al., 2012) ou mesmo com uma probabilidade decrescente com o aumento da metalicidade. (Mordasini et al., 2012b) A tabela 6.1 reúne os resultados de vários trabalhos recentes a respeito de exoplanetas e sua maior ou menor probabilidade de serem encontrados em diferentes tipos de estrelas.

Dois modelos principais explicam o processo de formação de planetas: o de instabilidades gravitacionais, (Boss, 2002; Mayer et al., 2002) e o de caroço de acreção. (Pollack et al., 1996)

O modelo de caroço de acreção é o mais popular hoje em dia (Rice e Armitage, 2005; Johnson et al., 2010), sendo o mais consistente com as altas frequências de exoplanetas encontrados orbitando estrelas ricas em metais. (Santos et al., 2004; Fischer e Valenti, 2005; Sozzetti et al., 2009; Mortier et al., 2012; Johnson et al., 2010) Basicamente, é um processo de formação de baixo para cima, onde, colisionalmente, poeira se aglomera em grãos, que coalescem em corpos cada vez maiores até planetesimais, que se aglutinariam formando planetas. (Rice e Armitage, 2005)

No modelo de instabilidades gravitacionais do disco, após um disco protoplanetário suficientemente espesso esfriar, ele poderá se tornar gravitacionalmente instável e criar aglomerados autogravitantes de gás e poeira, dentro dos quais grãos de poeira coagulam e sedimentam um caroço de planeta. (Boss, 1997)

Santos et al. (2004) e Mortier et al. (2013) afirmam que os dois modelos poderiam ocorrer, não sendo mutuamente excludentes. O modelo de caroço de acreção seria fortemente depende da metalicidade, dominando onde essa é alta, enquanto o modelo de instabilidades do disco teria uma baixa dependência com a metalicidade, podendo explicar os casos de planetas descobertos em estrelas extremamente pobre em metais (Niedzielski et al., 2009; Setiawan et al., 2010) ou em órbitas muito afastadas de suas estrelas. (Lafrenière et al.,

Tabela 6.1 - Apanhado de trabalhos recentes na área de exoplanetas dando um panorama sobre o campo.

Seleção de Exoplanetas	Tipo Espectral das Estrelas Estudadas	Intervalo de Metallicidades	Resultados (Planetas por estrela)	Sobre os Resultados	Referências
Extrapolação para a ZHC dos dados dos primeiros 136 dias do Kepler com planetas de $R > 0,5 R_{Terra}$ e $P < 42$ dias.	FGK		$34 \pm 14\%$	Valor médio. A fração diminui para tipos espectrais tardios e aumenta para tipos jovens.	Traub (2012)
Júpteres quentes na vizinhança solar a partir do California Planet Survey.	FGK		$1,20 \pm 0,38\%$		Wright et al. (2012)
Duas amostras somadas de 234 estrelas do banco de dados do HARPS e do HIRES.	FGK	$-0,7 < [Fe/H] < 0,0$ $-2,0 < [Fe/H] < -0,7$	$4,48^{+4,04}_{-1,38}\%$ $< 2,63\%$		Mortier et al. (2012)
152 estrelas com 226 planetas de candidatos do Kepler com $-0,6 < [m/H] < +0,5$.	Tipo solar	$-0,6 < [Fe/H] < 0,0$ $0,0 < [Fe/H] < 0,5$	$\sim 2,7$ planetas com $R < 4,0 R_{Terra}$ para $R > 4,0 R_{Terra}$. $\sim 5,9$ planetas com $R < 4,0 R_{Terra}$ para $R > 4,0 R_{Terra}$.		Buchhave et al. (2012)
98 estrelas anãs do catálogo do COHABIE.	Tipo solar	$Z > 0,3$ (solar) $Z < 0,02$ (solar)	$\approx 25 - 30\%$ Constante de $\sim 3\%$	Apresenta crescimento linear com Z .	Santos et al. (2004)
850 estrelas, com detectabilidade uniforme de planetas com $K > 30$ m/s e $P < 4$ anos, dos programas de busca de planetas do Telescópio Anglo-Australiano, Lick e do Keck.	FGK	$-0,5 < [Fe/H] < 0,5$	$0,03 \times 10^{2,0}[Fe/H]$	Melhor ajuste aos dados.	Fischer e Valenti (2005)
1266 estrelas de $0,2 < M \leq 2,0 M_{Sol}$ com detectabilidade uniforme de planetas com $K > 20$ ms^{-1} e $a \leq 2,5$ AU.	AFGKM	$-1,0 < [Fe/H] < +0,55$	$0,07 \pm 0,01 \times M^{1,0 \pm 0,3} \times 10^{1,2 \pm 0,2}[Fe/H]$	Melhor ajuste aos dados.	Johnson et al. (2010)
160 estrelas pobres em metais observadas pelo HIRES. Planetas uniformemente detectáveis com $K \gtrsim 100$ m/s e $P \leq 3$ anos.	Tipo solar	$0,0 < [Fe/H] < 0,5$ $-1,0 \lesssim [Fe/H] \lesssim 0,0$	$1,3 \times 10^{2,0}[Fe/H] (+0,5)$ Constante de $\sim 1\%$	Melhor ajuste aos dados.	Sozzetti et al. (2009)
3897 das estrelas mais frias das candidatas do Kepler com $0,1 - 0,7 M_{Sol}$. Planetas com $0,5 - 32 R_{Terra}$ e $P < 50$ dias.	K tardio e M		$0,90^{+0,04}_{-0,03}\%$ $0,51^{+0,06}_{-0,05}\%$ $0,39^{+0,05}_{-0,04}\%$ $0,15^{+0,13}_{-0,06}\%$	Para $0,5 - 1,4 R_{Terra}$ e constante em todas as T_{ef} . Valor médio para $1,4 - 4,0 R_{Terra}$, fração cai para T_{ef} baixas. Para $0,5 - 1,4 R_{Terra}$ na ZHC.	Dressing e Charbonneau (2013)

2011; Ireland et al., 2011)

Johnson e Li (2012) modelaram discos de poeira e gás ao redor de estrelas para tentar descobrir a dependência da formação de planetas com as características do disco, com ênfase em especial no que eles chamaram de *metallicidade crítica* para a formação de planetas: a mínima metalicidade, na forma $[\text{Fe}/\text{H}]$, para permitir a formação de planetas. Eles conseguiram definir um limiar de metalicidade dependente aproximadamente somente da distância do planeta à estrela comparando o tempo que levaria para a poeira se acumular no plano mediano do disco com o tempo de vida do disco, sendo necessário que o segundo fosse maior que o primeiro para haver planetas. Em seu modelo, elementos pesados são necessários para formar grãos de poeira que coagulam em planetésimos no disco proto-planetário das estrelas jovens, formando os caroços dos planetas. A formação de grãos seria um processo rápido assim que a poeira se estabelecesse e se acomodasse no plano do disco. Esse processo seria dependente da densidade e temperatura disco, que variam basicamente em função da distância à estrela. Dessa forma, a metalicidade crítica $[\text{Fe}/\text{H}]_{crit}$ seria também dependente da distância r à estrela:

$$[\text{Fe}/\text{H}]_{crit} \simeq -1,5 + \log(r/1\text{AU}). \quad (6.1)$$

Como exemplo, planetas se formariam até uma órbita terrestre (1 UA) em estrelas com metalicidade no mínimo de $[\text{Fe}/\text{H}]_{crit} \simeq -1,5$. Invertendo a relação, no caso do Sol ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0,0$), seria possível formar planetas até ≈ 32 UA, o que é além da órbita de Netuno (30 UA).

Isso criaria uma região proibida para formação de planetas no diagrama de $[\text{Fe}/\text{H}]$ por distância. Os exoplanetas descobertos até então com $[\text{Fe}/\text{H}]$ da estrela medido se encontram todos na região permitida, com exceção de cerca de meia dúzia, com grandes semieixos, acima de 10 UA. Esses planetas poderiam ter se formado mais próximos da estrela e migrado para fora ou poderiam ser o resultado de formação via instabilidades gravitacionais. Mas mesmo dentro da região permitida, planetas não necessariamente se formariam. Um motivo seria que mesmo um disco bastante metálico poderia ser pouco massivo, não tendo massa suficiente para criar planetas grandes, (Johnson e Li, 2012) mesmo que como a Terra.

Uma limitação de seus resultados é que o modelo de acreção e coagulação de grãos foi

parametrizado partindo de uma estrela de massa $0,5 M_{\odot}$, sendo mais confiável então para estrelas de baixa massa. Também, suas simulações se basearam no modelo de caroço de acreção, podendo então subestimar a metalicidade mínima para formação de planetas se o modelo de instabilidades gravitacionais também ocorrer.

Outros estimaram qual seria a metalicidade mínima para formação de *estrelas* de baixa massa, obtendo algo entre 10^{-6} a $10^{-3,5} Z_{\odot}$. (Jappsen et al., 1999; Schneider et al., 2011) Dessa forma, supondo que a formação de planetas dependa da formação inicial de estrelas, a metalicidade crítica para formação de planetas para estrelas de baixa massa seria algo não inferior àquilo. Mas a metalicidade mínima ainda é um problema em aberto para debate. (Johnson e Li, 2012)

Lineweaver (2001) e Lineweaver et al. (2004) partiram do pressuposto de que sistemas com Júpiteres Quentes seriam sistemas inabitáveis, com a migração do planeta gigante para órbitas internas destruindo pequenos planetas telúricos, inibindo sua formação ou expelindo-os do sistema. Mas as simulações mais recentes vem mostrando bem o contrário. Que a migração do gigante gasoso rarefaz o disco de material ao redor da estrela, mas deixando pelo menos 50% de seu conteúdo original, promovendo a formação de planetas em órbitas mais externas, inclusive na ZHC, (Fogg e Nelson, 2005, 2006, 2007c,b,a) e misturando materiais de diferentes distâncias, produzindo planetas rochosos ricos em água. (Mandell et al., 2007; Fogg e Nelson, 2007c,b)

Mais a frente nesse capítulo, será construída uma função da distribuição de probabilidade de encontrar planetas na ZH&M de uma estrela partindo em especial dos dados das simulações gentilmente cedidos pelo Dr. Shigeru Ida. Os modelos de Ida (2013) são baseados no modelo de caroço de acreção, e então, implicitamente, este trabalho trabalhará com a hipótese de que planetas se formam via caroço de acreção.

6.2 Simulações de Ida

Trabalhos anteriores sobre a habitabilidade Galáctica (Lineweaver et al., 2004; Prantzos, 2008) se pautaram em suposições mais ou menos prováveis ou em dados de simulações (Guo et al., 2010; Gowanlock et al., 2011) para construir suas funções de fração de planetas na ZHC por estrela (ou probabilidade de encontrar planetas na ZHC por estrela).

Os resultados de Ida e Lin (2005) foram bastante utilizados nesses últimos casos por

sua qualidade e abrangência, com simulações que acabavam descrevendo qualitativamente muito bem as observações da época. Para maiores informações a respeito do modelo, confira [Ida e Lin \(2004a,b, 2005, 2008a,b, 2010\)](#).

Entrei em contato com o Dr. Shigeru Ida, um dos autores de [Ida e Lin \(2005\)](#), para obter os dados originais da série de trabalhos citados no parágrafo anterior, porém ele não os possuía mais. Felizmente, tinha desenvolvido o código ao longo desse tempo, considerando vários efeitos adicionais que tornam a simulação mais realística e precisa. Ele amavelmente concordou em me fornecer os dados de seu programa mais recente, mas com restrições quanto à quantidade de dados e cenários simuláveis, tendo em vista o tempo que levaria para cada conjunto de simulações ser realizado e as limitações da sua disponibilidade de tempo livre. ([Ida, 2013](#))

Foram escolhidas 3 massas estelares (0,5, 0,8 e 1,2 M_{\odot}) e 5 metalicidades (-0,3, 0,0, 0,2, 0,5 e 0,8 dex), totalizando 15 combinações, de maneira que abrangessem aproximadamente o intervalo de metalicidades que foi explorado observacionalmente em trabalhos anteriores sobre planetas gigantes (vide tabela 1), já que, embora haja indicações de que planetas de baixa massa tenham frequência de ocorrência por estrela menos dependente da metalicidade, ([Buchhave et al., 2012](#); [Mordasini et al., 2012b](#)) não houve motivos para especular que seu comportamento fosse ser significativamente diferente do de planetas de altas massas. (essa escolha se mostrará não muito feliz, como será explicado mais adiante) Cada combinação foi simulada 3000 vezes, totalizando 45.000 sistemas planetários. Cada sistema possuía de zero a dezenas de corpos planetários de várias massas. Com 3000 sistemas, [Ida \(2013\)](#) me informou que a flutuação dos dados seria de aproximadamente 10% dos valores. Esse valor é o usado nas barras de erro.

Nas tabelas de dados compartilhadas por [Ida \(2013\)](#), constavam a massa total do planeta, a massa do caroço do planeta, a massa congelada no caroço do planeta, o semieixo maior da órbita inicial e final e a excentricidade final da órbita. Não tendo um interesse explícito na composição do planeta, mas sim em sua massa e distância média da estrela, utilizei somente os dados de semieixo maior da órbita final e da massa do planeta. Uma distribuição desses pontos para o caso de 0,8 M_{\odot} e 0,2 dex de metalicidade é mostrado na [figura 6.2](#).

A distribuição é bastante não uniforme no plano de massas-distâncias. Duas regiões concentram a maioria dos dados, entre $\approx 0,0001$ e $\approx 10 M_{\oplus}$, entre $\approx 0,1$ e $\approx 1,0$ UA

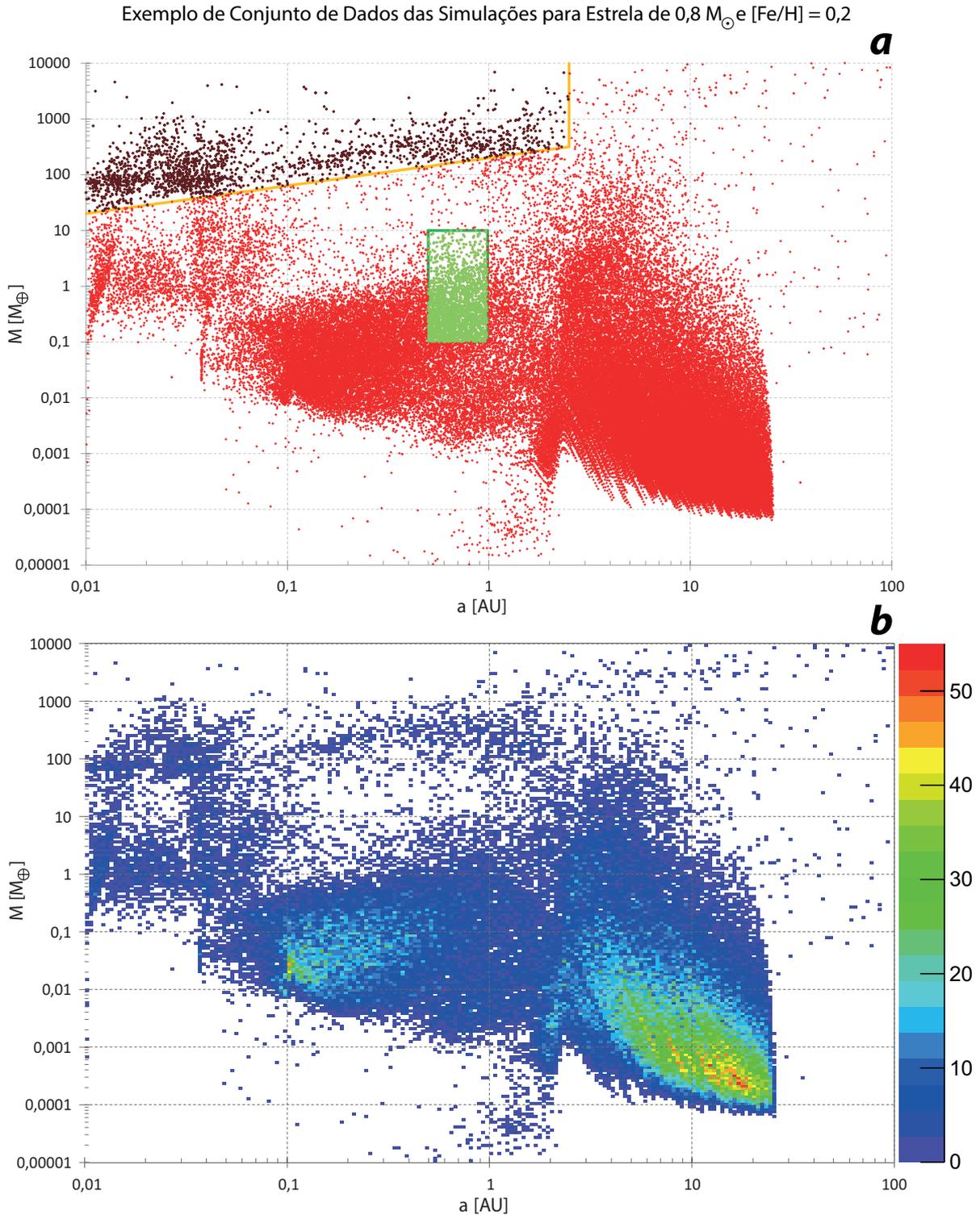


Figura 6.2: Exemplo de um conjunto de dados para dispersão no plano de massas-distâncias.
a) A curva amarela delimita a região de planetas detectáveis pelo Método de Velocidades radiais (MVR) segundo os critérios de [Johnson e Li \(2012\)](#), a curva verde delimita a ZHCT para a estrela de $0,8 M_{\odot}$ na ZAMS, os pontos em marrom são os internos a curva amarela, os pontos em verde são os internos a curva verde, e os pontos vermelhos são os demais pontos.
b) Representação por densidade em escala de cores.

(bolsão da esquerda) e entre $\approx 1, 3$ e ≈ 20 UA (bolsão da direita). Para distâncias menores do que 0,1 UA, há pequenos bolsões, acúmulos de planetas em órbitas de ressonância, com os Júpiteres Quentes localizados mais para cima no plano. Lembrando que a exposição dos dados é em um gráfico log-log, os planetas de menor massa e mais próximos da estrela estariam em maioria. Mas [Ida \(2013\)](#) me advertiu a não considerar numericamente os dados de corpos mais distantes e de menor massa (maioria no bolsão da direita), já que estariam no limite de confiança das simulações, além de que o modelo não considera perturbações seculares gravitacionais criadas pelos diferentes corpos em cada sistema (embora isso seja algo a ser implementado no código num futuro próximo), considerando somente as perturbações iniciais, devido ao trânsito dos planetas gigantes. Seus dados seriam então somente de sistema jovens. Bilhões de anos de perturbação mútua entre os planetas poderia mudar muito suas órbitas e, então, a distribuição horizontal no plano de massas-distâncias.

Ao longo das 15 combinações de 3 massas e 5 metalicidades, o comportamento geral é que maiores massas e maiores metalicidades têm maior dispersão de pontos no plano de massas-distâncias, com uma ligeira migração de pontos de baixas massas para altas.

Comparar os dados das simulações diretamente com os dados de observações não é tarefa fácil. As simulações não levam todos os fatores em conta e as observações são tendenciosas e limitadas. É viável construir aquilo que seria passível de ser observado num caso real a partir das simulações (veja algumas tentativas disso em ([Ida e Lin, 2005](#); [Guo et al., 2010](#); [Gowanlock et al., 2011](#))), mas as incertezas são grandes. E não há garantia de que aquela fração de planetas seria de fato observada, somente que seria passível de ser observada em sistemas jovens. As simulações compartilhadas por [Ida \(2013\)](#) têm maior confiança qualitativa do que quantitativa. Mas, precisando de uma função que descreva, mesmo que aproximadamente, a distribuição de planetas na ZHCT por estrela, serão usadas as simulações de [Ida \(2013\)](#) como uma aproximação do caso real, algo que não necessariamente será um problema tendo em vista as muitas variáveis e incertezas em vários outros fatores e nas normalizações no cômputo da ZHG.

Para mostrar as diferenças entre os resultados de [Ida \(2013\)](#) e alguns resultados da literatura, seguir-se-á com uma série de comparações. Selecionando os planetas na ZHCT e planetas com mais de $100 M_{\oplus}$ é possível ter um panorama do comportamento de cada tipo de planeta confrontado com o outro.

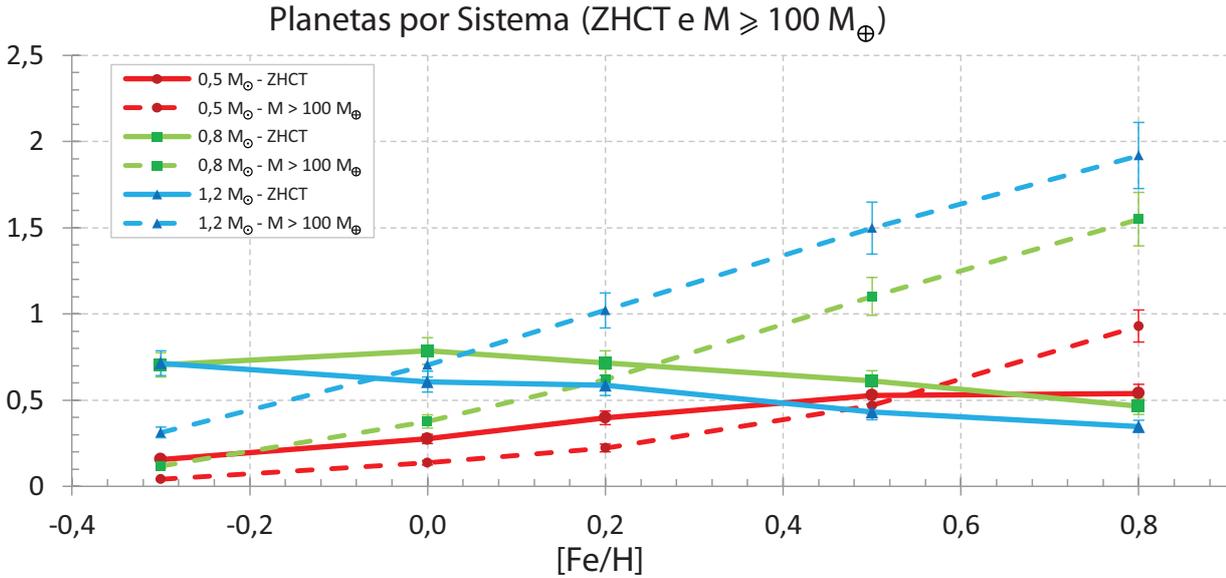


Figura 6.3: Número de planetas por sistema planetário nas simulações de [Ida \(2013\)](#). Compara-se aqui os planetas na ZHCT com aqueles com massa superior a $100 M_{\oplus}$.

Os planetas com mais de $100 M_{\oplus}$ apresentam um acentuado crescimento da abundância com a massa estelar e com a metalicidade, já os planetas na ZHCT têm uma distribuição mais suave ao longo das metalicidades e massas estelares.

O caso dos planetas gigantes está qualitativamente em conformidade com o observado em trabalhos como os de [Mortier et al. \(2012\)](#); [Fischer e Valenti \(2005\)](#); [Sozzetti et al. \(2009\)](#); [Johnson et al. \(2010\)](#), mas não quantitativamente, já que ≈ 1 planeta gigante por estrela em 0,4 dex é muito mais do que qualquer um dos trabalhos citados observou. Como nem todos os planetas acima de $100 M_{\oplus}$ seriam detectados, há uma clara deficiência na comparação entre os dois conjuntos de dados.

Mas é possível fazer estimativa ligeiramente melhor do que seria detectável. [Johnson et al. \(2010\)](#) selecionou somente planetas detectados pelo método de velocidades radiais com $K > 30$ m/s e $a < 2,5$ UA, tentando assegurar uma detectabilidade uniforme. Onde K é metade da amplitude de variação das velocidades de empuxo gravitacional dados pelo planeta à estrela que órbita, sendo dado por: ([Clubb, Clubb](#))

$$K = \left(\frac{2\pi G}{P_{orb}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{M_P \sin(i)}{(M_* + M_P)^{\frac{2}{3}}} \frac{1}{\sqrt{1 - e^2}}. \quad (6.2)$$

Onde G é a constante da gravitação universal, P_{orb} é o período da órbita. M_P é a massa do planeta, i é o ângulo de visada do plano da órbita, M_* é a massa da estrela, e e é a

excentricidade da órbita.

Impondo os critérios de [Johnson et al. \(2010\)](#) às simulações de [Ida \(2013\)](#), obtém-se a figura 6.4, onde se vê que os valores das simulações continuam altos em relação aos ajustes de [Fischer e Valenti \(2005\)](#) e de [Johnson et al. \(2010\)](#). Como a equação 6.2 depende do ângulo de visada do plano da órbita planeta-estrela, estudou-se dois casos: o ideal, de $i = 90^\circ$, o plano da órbita contendo o observador; e $i = 39,54^\circ$, ângulo mais provável supondo uma distribuição aleatória de planos orbitais. Mesmo assim, volto a salientar, isso seria somente uma aproximação dos planetas que poderiam ser detectados.

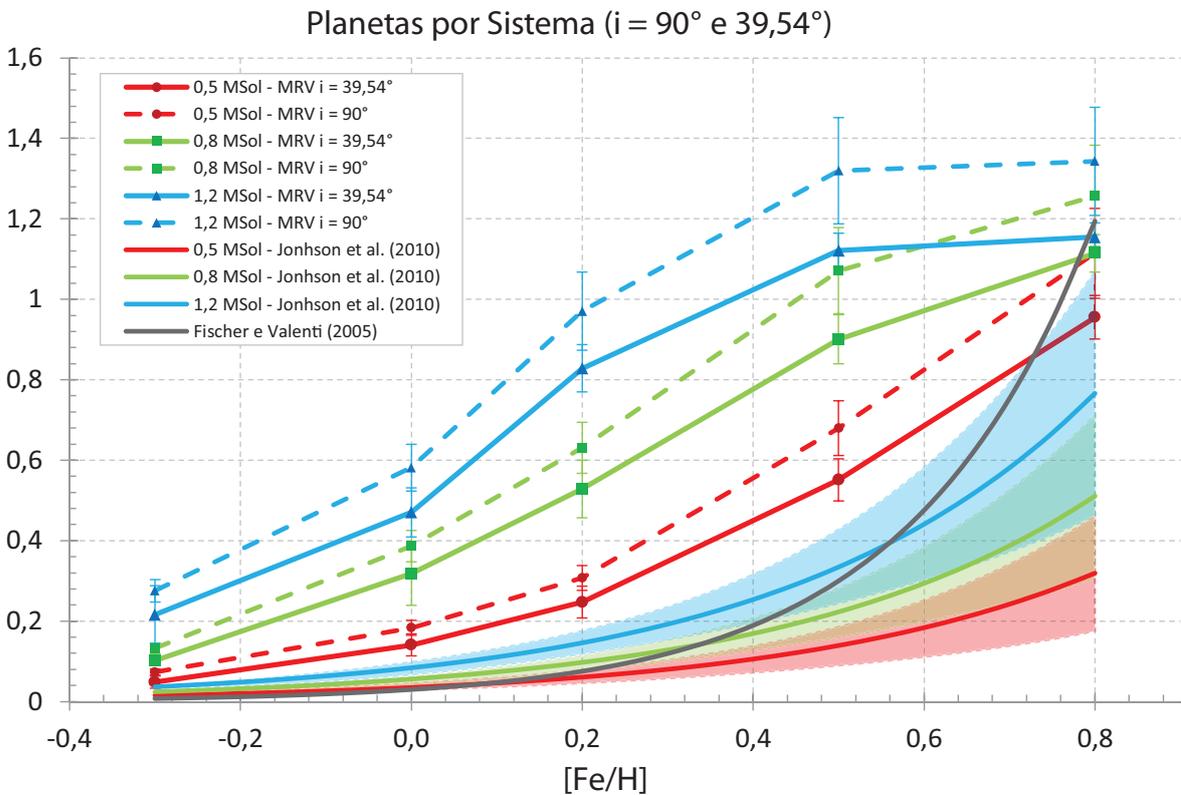


Figura 6.4: Tentativa de escalonar os dados das simulações de [Ida \(2013\)](#) usando a equação 6.2 com ângulo $i = 90^\circ$ e $39,54^\circ$ e comparando com os resultados observacionais de [Fischer e Valenti \(2005\)](#) e [Johnson et al. \(2010\)](#). As regiões vermelha, verde e azul transparentes são a incerteza de cada curva de mesma cor, oriunda de [Johnson et al. \(2010\)](#).

Voltando à figura 6.3, e concentrando a atenção aos planetas na ZHCT, a distribuição é bem mais suave, aparentemente, menos dependente da metalicidade e da massa estelar. Ao contrário dos planetas de alta massa, parece haver um decréscimo na fração de planetas com a metalicidade para as massas de 0,8 e 1,2 M_\odot , enquanto a massa de 0,5 M_\odot cresce com a metalicidade. Essa menor dependência com a metalicidade para planetas pequenos ($R < 4 R_\oplus$) já foi assinalada por [Buchhave et al. \(2012\)](#).

Uma curiosidade é que, embora as barras de erro não permitam dizer muito, a curva verde, para $0,8 M_{\odot}$, está acima da curva azul, para $1,2 M_{\odot}$. Uma explicação simples é de que o pico da curva azul estaria em metalicidades mais negativas do que os dados abarcam, tendo amplitude maior que a curva verde.

Mas pode haver outros fatores em jogo. Olhando-se novamente para a figura 6.2, que mostra em verde a ZHC para a estrela de $0,8 M_{\odot}$ – para a estrela de $1,2 M_{\odot}$ a ZHC estaria mais afastada para a direita, mas ainda teria o mesmo tamanho na figura. Lembrando que em escala log-log a ZHC tem uma dimensão aproximadamente constante, se deslocando somente para fora com o aumento da massa estelar (veja o capítulo 2). Dessa forma, embora a abundância de planetas caia bastante com a distância à estrela nas simulações de Ida (2013), a ZHC seria mais larga quando mais afastada da estrela, *em parte* compensando a rarefação de planetas.

Mas na região localizada aproximadamente em 2,0 UA, entre os bolsões da esquerda e da direita na 6.2, há uma região com maior rarefação de planetas, e a ZHC para a estrela de $1,2 M_{\odot}$ se localiza bem nessa região. Isso pode fazer também com que a fração de planetas na ZHC no caso de $1,2 M_{\odot}$ seja menor que no caso de $0,8 M_{\odot}$.

A figura 6.3 compara os planetas com massa no intervalo ($0,1 \leq M_P \leq 10 M_{\oplus}$) com os planetas com $M_P > 100 M_{\oplus}$. Não há a peculiaridade da curva de $0,8 M_{\odot}$ (verde) acima da curva de $1,2 M_{\odot}$ (azul) e claramente há um comportamento que depende da massa estelar, com frações maiores de planetas em estrelas de massas maiores. Mas as coisas não são tão simples para a dependência com a metalicidade.

Ainda na figura 6.3, a curva do caso de $0,5 M_{\odot}$ (vermelha) varia com a metalicidade no sentido de partir de uma quantidade de $\approx 0,2$ planetas por estrela em $-0,3$ dex, crescendo para $\approx 0,5$ em $0,5$ dex e aparentando um início de queda logo em seguida. A curva de $0,8 M_{\odot}$ (verde) varia de maneira semelhante com a metalicidade, partindo de um valor baixo, atingindo um pico em $\approx 0,1$ dex e caindo em seguida. A curva de $1,2 M_{\odot}$ (azul) varia de modo semelhante também, tendo um pico em $\approx -0,1$ dex e caindo logo em seguida. O comportamento geral que acentua aqui é que, conforme a metalicidade cresce, a fração de planetas na ZHT cresce, atinge um pico e decresce logo em seguida. Conforme a massa estelar aumenta, esse pico atinge valores mais altos e se desloca para metalicidades mais baixas. Sendo tudo isso válido em menor confiança, devido à maior proximidade das curvas, no caso de planetas na ZHCT, com a advertência de considerar a questão do porque

a curva de $0,8 M_{\odot}$ se encontra acima da curva de $1,2 M_{\odot}$.

Um problema é que, diferentemente de para planetas gigantes, as curvas para planetas na ZHCT não caem à zero ou próximo disso no intervalo de $-0,3 - 0,8$ dex, a não ser no caso de $0,5 M_{\odot}$. Para comprovar mais seguramente o comportamento que indiquei seria preciso dispor de um intervalo maior de metalicidades (principalmente para $[\text{Fe}/\text{H}] < -0,3$) e de massas. Isso não é possível perante as limitações discutidas no início desta seção quanto aos dados de [Ida \(2013\)](#).

O comportamento crescente das curvas com $[\text{Fe}/\text{H}]$ provém de uma maior metalicidade fornecer maior quantidade de material para construir os planetas ou seus caroços, sendo planetas de baixa ou alta massa. ([Mortier et al., 2012](#); [Fischer e Valenti, 2005](#); [Sozzetti et al., 2009](#); [Johnson et al., 2010](#)) A queda logo em seguida na fração parece ser resultado de que a formação de planetas de alta massa é mais eficiente em altas metalicidades, roubando material que poderia servir para construir planetas telúricos. ([Prantzos, 2008](#); [Johnson e Li, 2012](#); [Mordasini et al., 2012b](#)) Isso é reforçado pelo crescimento das curvas de planetas com massa acima de $100 M_{\oplus}$ concomitantemente a queda nas curvas dos de massa baixa. O caso da dependência com a massa estelar pode ser devido a que estrelas de maior massa acumulam um disco mais espesso do que estrelas de mesma metalicidade, mas massa inferior, assim, propiciando mais material para a formação de planetas.

Relembrando algo de capítulos anteriores, um dos casos estudados neste trabalho é o estudo das condições de habitabilidade para a vida simples, que poderia surgir num planeta na ZHCT a partir de $\approx 0,9$ Ga após sua formação. Para esse tipo de vida é considerada a ZHC calculada para a estrela na sequência principal de idade zero (*Zero Age Main Sequence* - ZAMS). O outro caso é o de vida complexa, que exigiria uma ZHC contínua de $\approx 4,0$ Ga como visto no capítulo 5. A figura 6.5 compara o número de planetas na ZHCT na ZAMS por estrela nas simulações com o mesmo na ZHCT contínua de 4,0 Ga.

Deve-se observar que mesmo derivando um tempo de evolução de vida simples de $\approx 0,9$ Ga após a formação da Terra, ou seja, aproximadamente o mesmo tempo após a Sol entrar na SP, usa-se a ZHC na ZAMS, não de $\approx 0,9$ Ga de idade. Isso se deu porque [Kasting et al. \(1993\)](#) detalha a evolução da ZHC de estrelas ao longo da SP (veja figura 2.7) e a diferença da ZHC de ≈ 1 Ga para aquela na ZAMS é desprezível para estrelas de massa menor do que $\approx 1,25 M_{\odot}$. Como o intervalo de massas estelares usado nesse trabalho só vai até $1,2 M_{\odot}$, não haveria problema em usar a ZHC na ZAMS no lugar da

ZHC de 1 Ga, pois sua localização e extensão não mudariam significativamente até esse limite superior de massas. Isso facilita o trabalho como um todo, pois é possível usar a ZHC na ZAMS como marco de referência para os cálculos e discussões em todo o estudo. Ademais, essa escolha se presta a comparações, porque outros trabalhos sobre o tema se utilizaram da ZHC na ZAMS para seus cálculos e ponderações.

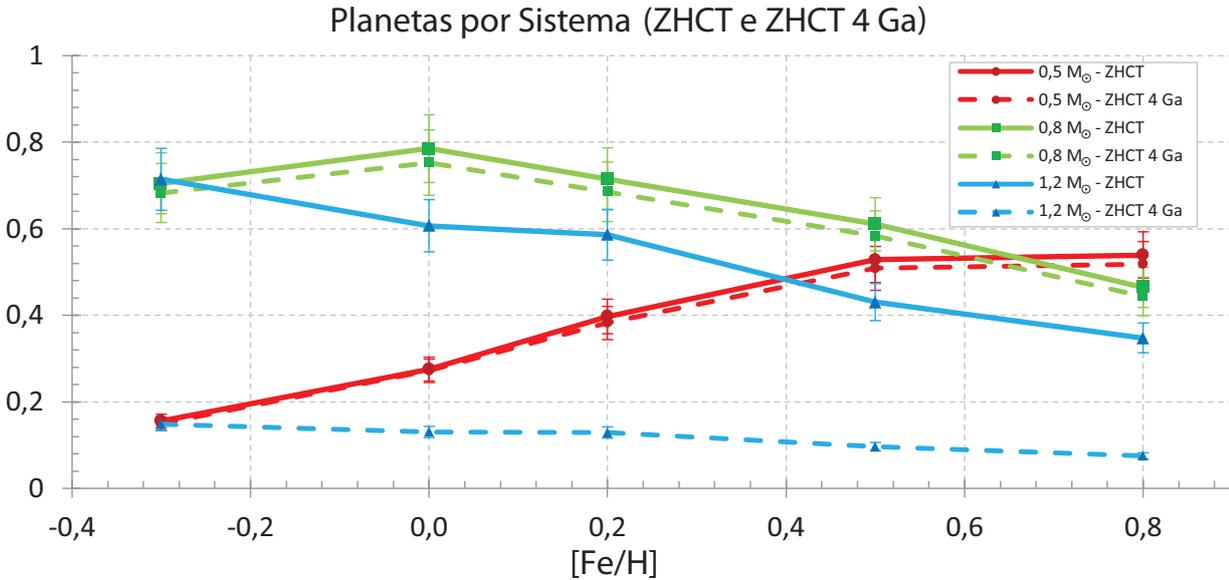


Figura 6.5: Número de planetas sistema planetário nas simulações de [Ida \(2013\)](#). Compara-se aqui os planetas na ZHCT (simplesmente chamados de ZHCT na legenda) na ZAMS com aqueles na ZHCT contínua de 4 Ga (ZHCT 4 Ga).

Comparando os resultados usando as duas ZHCs, a na ZAMS e a contínua de 4 Ga, somente o caso de estrelas de $1,2 M_{\odot}$ que tem uma mudança drástica, mas isso é explicável pela rápida evolução de estrelas de alta massa mais ao final de seu tempo de vida na SP em relação às de menor massa, movendo muito o limite interior da ZHC para fora em pouco tempo, estreitando muito a ZHC contínua de 4,0 Ga para essas estrelas, fazendo cair a contagem de planetas. Isso indica que estrelas de $1,2 M_{\odot}$ seriam probabilisticamente piores candidatas a abrigar planetas na ZHC contínua de 4,0 Ga.

6.3 Redução dos Dados

Como vimos no início desse capítulo os planetas gigantes parecem ter uma cauda decrescente de probabilidade de serem encontrados em estrelas com $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0,0$, ou um patamar de probabilidade baixa como 0,03. ([Fischer e Valenti, 2005](#); [Mortier et al., 2013](#); [Santos et al., 2004](#); [Johnson et al., 2010](#); [Sozzetti et al., 2009](#)) Isso aconteceria também para

planetas na ZHT e para planetas na ZHCT? Tendo um conjunto de dados em intervalos restritos de massa e metalicidade, é preciso se debruçar sobre outras fontes para tentar completar o que falta. Pelo comportamento indicado nas simulações de [Ida \(2013\)](#) parece que isso também aconteceria, mas seria fora do intervalo de dados que há a disposição para analisar. Aqui lembro a decisão (não muito feliz) de escolher esse intervalo específico de metalicidades (-0,3 até 0,8 dex) nas discussões e na solicitação de simulações a [Ida \(2013\)](#).

Seria possível se restringir a modelar a habitabilidade estelar somente no intervalo de dados compartilhados por [Ida \(2013\)](#), mas como o MEQ utilizado fornece dados em um intervalo muito maior de metalicidades e massas estelares, mas, ao se fazer isso, não se desconsideraria as estrelas de baixa metalicidade (importantes nos primórdios da Galáxia) ou de baixa massa, as de tipo M (maioria em número na Galáxia), desprezando-se assim muitos casos de interesse astrobiológico. Por isso arriscaremos extrapolar os dados de fração de planetas na ZHCT por estrela para maiores e menores massas estelares e para menores metalicidades.

Pela tabela [6.1](#), a probabilidade de planetas gigantes serem encontrados em estrelas é aproximadamente constante ($\approx 1 - 3\%$) ou de decaimento exponencial para metalicidades menores do que $\approx 0,0$ dex. Como levantado por [Santos et al. \(2004\)](#) e [Mortier et al. \(2013\)](#), tanto o modelo de caroço de acreção quanto o de instabilidades gravitacionais poderia ocorrer, sendo a cauda, talvez, resultado de formação de planetas via o segundo modelo. Nesse caso, essa cauda poderia se estender até metalicidades menores do que as previstas possíveis pela equação [6.1](#). Como o modelo de [Ida \(2013\)](#) é pautado no modelo de caroço de acreção unicamente, não contemplaria esse resultado completamente.

Não necessitando de mais do que de um ajuste operacional, que descrevesse bem os dados no intervalo do ajuste e que caísse a zero nas duas pontas, a melhor e mais simples função que pode ser encontrada foi a gaussiana na forma:

$$f = e^{a - \left(\frac{[Fe/H] - b}{c}\right)^2}. \quad (6.3)$$

Experimentaram-se várias formas funcionais alternativas, mas acabaram sendo inco-muns, complexas ou com mais parâmetros, atingindo um χ^2 equivalente. O uso da gaussiana implica em admitir que as curvas sejam simétricas em relação ao pico, mas em princípio não haveria qualquer necessidade da taxa de crescimento de um lado ser igual a

de decrescimento do outro, isso será só um suposto para simplificar o ajuste. Por outro lado, se ajustes de reta forem feitos a parte central dos conjuntos de dados, seus coeficientes angulares são compatíveis em módulo dentro de uma incerteza, indicando que as curvas podem ser simétricas.

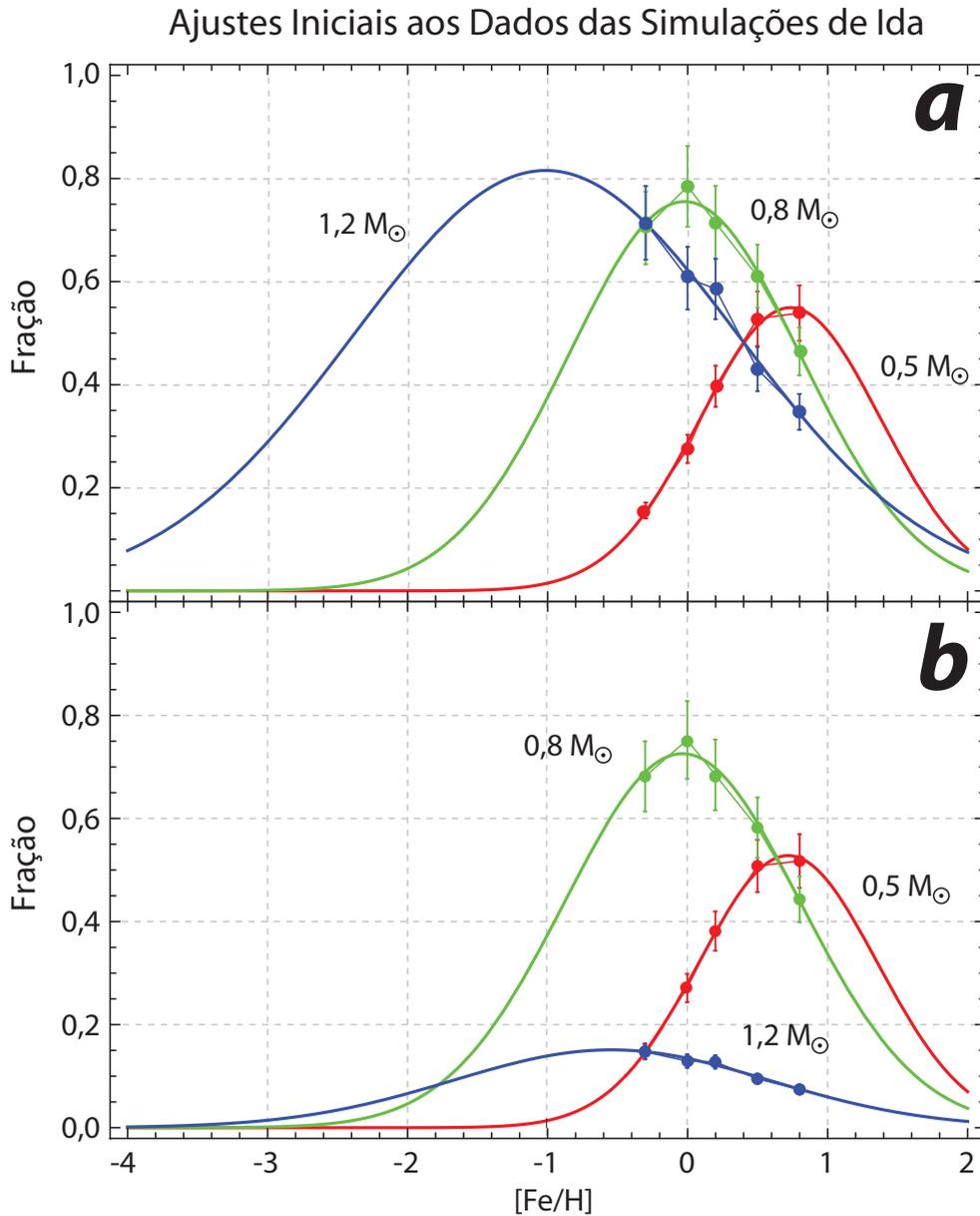


Figura 6.6: Ajustes da função gaussiana na forma da equação 6.3 para cada um dos três conjuntos de dados.

a) Considerando a ZHC na ZAMS.

b) Considerando a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.

Para metalicidades negativas, há uma cauda de fração ainda alta de planetas por estrela para $1,2 M_{\odot}$. Isso está em desacordo com a equação 6.1, mas como essa foi construída a partir de dados de estrelas de $0,5 M_{\odot}$, então sua validade em altas massas não seria muito

aceitável. Como se desconhece uma metalicidade mínima para a formação de planetas telúricos, considerarei os resultados dos ajustes como boas estimativas para as metalicidades mínimas e para as formas das curvas.

A gaussiana permite extrapolar os dados no eixo de metalicidades em conformidade com o esperado das frações caírem para metalicidades muito baixas ou muito altas, mas é importante modelar a fração de planetas por estrelas em baixas massas estelares ($< 0,5 m_{\odot}$), por estrelas de baixa massa serem incrivelmente abundantes, e também modelar ligeiramente para massas maiores, por terem uma ZHC mais ampla, embora de menor duração. Os conjuntos de dados são reduzidos, então é preciso extrapolar no eixo de massas para baixo, até $0,3 M_{\odot}$, e para cima, até $1,5 M_{\odot}$. Compreendendo, na maioria, estrelas FGK e parte das estrelas M. Uma extrapolação para baixo, até $0,1 M_{\odot}$, que também é o limite inferior de validade IMF usada, seria possível, mas foi escolhida uma postura mais cuidadosa, preferindo-se não extrapolar até massa tão baixas.

Como a equação 6.3 se ajustou bem aos dados com dependência na metalicidade, uma variação dessa, agora dependente também da massa estelar, poderia ser tentada. Isso seria feito substituindo-se os parâmetros fixos a , b e c por equações dependentes da massa.

Não há grandes expectativas quanto a forma das funções substitutas dos parâmetros, embora o comportamento comparado dos conjuntos de dados já tenha sido bastante explicado anteriormente. E há somente três pontos ao longo das massas para cada parâmetro, dessa forma, faz-se limite a no máximo uma função quadrática como substituta de cada parâmetro.

Na pior das hipóteses, com uma quadrática por parâmetro da equação 6.3, o resultado será uma função final de 9 parâmetros a ajustar, o que corresponde a pelo menos 7 graus de liberdade, com todos os 15 pontos de dados, algo ainda aceitável.

Após vários testes com funções lineares ou quadráticas, tentando sempre minimizar o número de parâmetros e do χ^2 , a equação 6.4 é o resultado dessa composição de funções. Ela é uma função gaussiana dependente da metalicidade, com seus outros parâmetros variando com a massa estelar.

$$f = e^{(p_1 \cdot M^2 + p_2 \cdot M + p_3) - \left(\frac{[Fe/H] - (p_4 \cdot M^2 + p_5 \cdot M + p_6)}{(p_7 \cdot M + p_8)} \right)^2}. \quad (6.4)$$

Aqui, vê-se o motivo de escolher a gaussiana na peculiar forma apresentada na equação

6.3. Com todos os termos como argumentos da exponencial, o resultado nunca será negativo, o que não faria sentido segundo nossa interpretação da função. Com uma amplitude dada por um polinômio, valores negativos seriam uma possibilidade real, que é extinguida se a amplitude entra como argumento da exponencial.

Os gráficos com os ajustes da equação **6.4** às simulações de [Ida \(2013\)](#) para o caso de ZHCT na ZAMS e para o caso da ZHCT contínua de 4 Ga são mostrados na figura **6.7**.

Ajustes de Superfície aos Três Conjuntos de Dados das Simulações Juntos

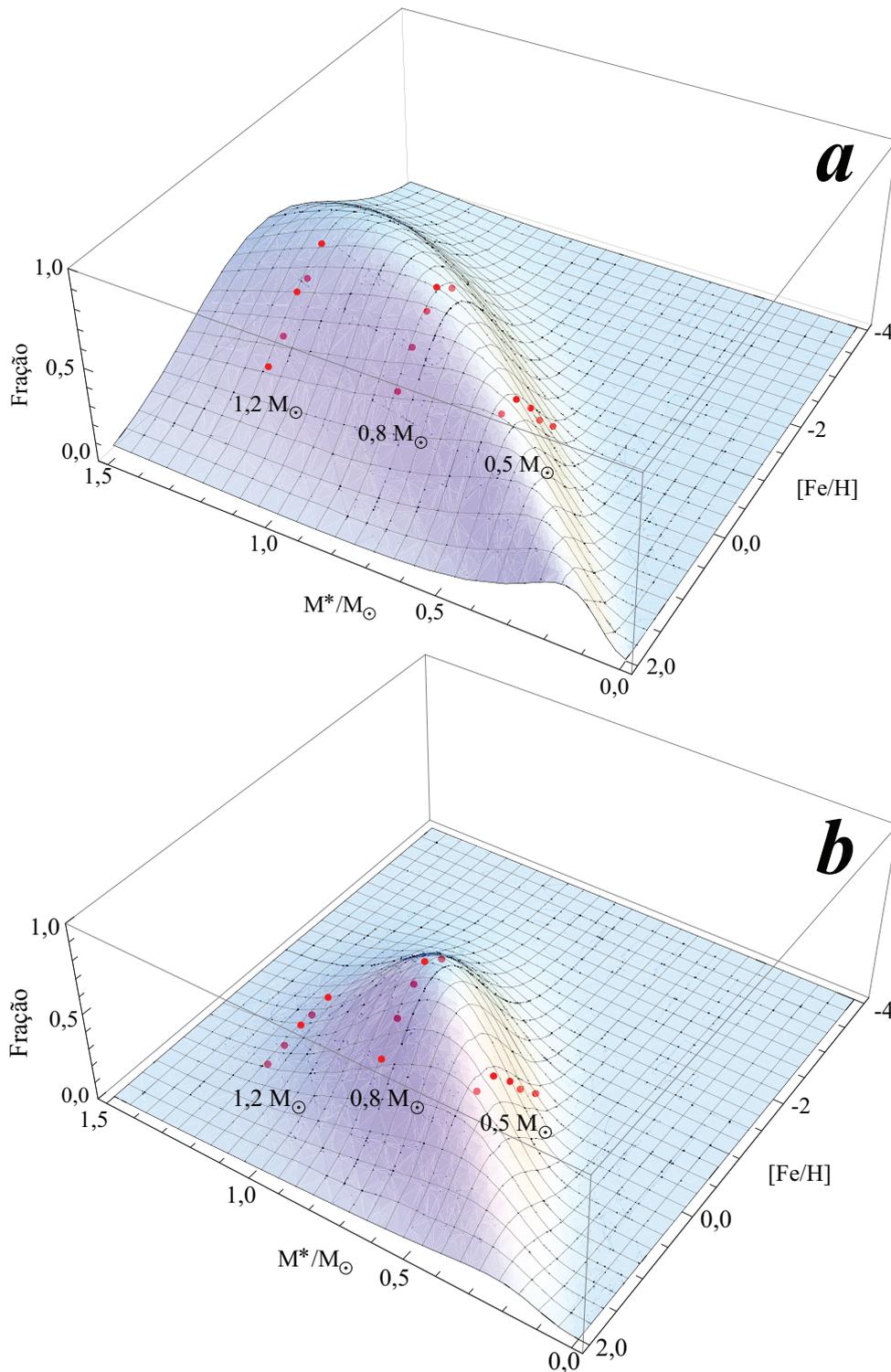


Figura 6.7: **a)** Ajustes da equação 6.4 aos três conjuntos de dados com ZHC na ZAMS. **b)** O mesmo que **a)**, mas considerando a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.

O resultado final é que a fração tende a zero quando a massa estelar tende a zero também, o que é razoável. No outro extremo, a fração começa a cair a partir de \approx

$1,0 M_{\odot}$, mas ainda se mantendo bem longe de zero em $1,5 M_{\odot}$. Esse pode não ser um comportamento real, sendo o resultado da escolha de modelamento do parâmetro de amplitude por uma função quadrática. Utilizando uma função linear para a amplitude, a fração de planetas na ZHCT ultrapassa 1 em $\approx 1,0 M_{\odot}$. Isso não é necessariamente um problema, já que quer dizer somente que haverá mais de 1 planeta entre $0,1$ e $10 M_{\oplus}$ na ZHC de sua estrela, algo que pode ocorrer, ainda mais na ZAMS.

Mas será mantido o resultado com a função quadrática, pois só se tem três pontos de amplitude com que trabalhar, e dentro disso, não parece haver a indicação de um crescimento contínuo da amplitude dentro das incertezas dos dados. Além do mais, será feita a média ponderada pela IMF ao longo das massas estelares, de maneira a obter um função somente dependente da metalicidade, mas construída de maneira a dar mais ou menos peso segundo a abundância relativa de cada tipo de estrela na Galáxia, então essa diferença em altas massas não será muito relevante no fim.

Outros trabalhos sobre habitabilidade galáctica desenvolveram suas próprias formas funcionais para a distribuição de probabilidade de encontrar planetas habitáveis ao redor de estrelas, mas somente com dependência na metalicidade, não também com a massa estelar. (Lineweaver, 2001; Prantzos, 2008; Gowanlock et al., 2011) Então, para comparar com os outros trabalhos, é necessário tirar uma média ponderada pela IMF de Salpeter (a usada no MEQ) da função ao longo do eixo de massas no intervalo de interesse ($0,3 - 1,5 M_{\odot}$, estrelas FGKM). Isso é preciso, pois cada massa estelar tem uma incidência diferente na Galáxia, dada pela IMF, e cada estrela de massa diferente teria uma função dependente da metalicidade diferente também. Estrelas mais comuns (de baixa massa) teriam maior importância ao fazer a média do que as mais raras (de alta massa).

A ideia é que se escolhêssemos uma estrela ao acaso do disco Galáctico, essa estrela seria mais provavelmente uma estrela de tipo M do que de tipo F. Usar a IMF para considerar esse efeito em todos os tempos acarreta o erro de que, embora a formação de estrelas seja dada pela IMF em todos os tempos e lugares da Galáxia, a população de estrelas atual não segue a IMF, pois estrelas mais massivas saem da SP antes das menos massivas, fazendo uma parte da distribuição de estrelas dada pela IMF se perder. E as várias gerações estelares estão misturadas no disco. As estrelas M ainda seriam mais abundantes do que as de tipo F, mas de uma forma diferente da dada pela IMF. Mas como no modelo de evolução química a metalicidade média estelar é calculada ponderando pela IMF, pela

SFR de quando aquela geração se formou, e considerando o tempo de vida das estrelas na SP, o problema é suavizado, havendo uma boa representatividade da metalicidade estelar do disco.

A média ponderada desejada seria obtida multiplicando a IMF da equação 4.5 pela equação 6.4 e integrando no intervalo de massas de interesse $0,3 - 1,5 M_{\odot}$.

Mas a composição das funções não é integrável analiticamente. Por isso, o resultado da integral foi obtido por integrais numéricas ao longo do eixo de massas com intervalos de massas de $0,001 M_{\odot}$ e em 39 metalicidades ao longo do intervalo de $-10 - 1,0$ dex. Um ajuste de

$$F = e^{-(a[Fe/H]^4 + b[Fe/H]^3 + c[Fe/H]^2 + d[Fe/H] + e)} \quad (6.5)$$

aos pontos resultantes (figura 6.8) concluiu a obtenção da equação que dá a fração de estrelas FGKM que possuem ao menos um planeta na ZHCT, ou, em outra interpretação, a probabilidade de encontrar tal tipo de planeta orbitando uma estrela FGKM.

A equação 6.5 é só uma função conveniente para a interpolação dos pontos da integral e mais facilmente usar os resultados no código computacional.

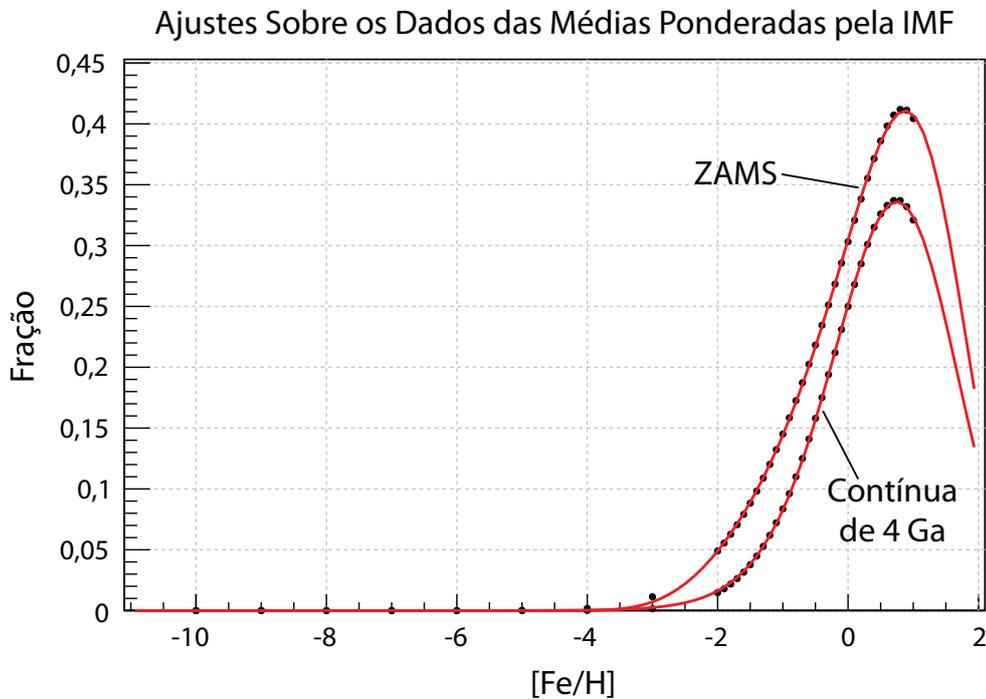


Figura 6.8: Ajuste da função 6.5 aos dados resultantes da integral na massa estelar em pequenos intervalos da equação 6.4 composta com a equação 4.5 para a ZHC na ZAMS e para a ZHC contínua de 4 Ga. Veja a tabela 6.2 para os valores dos parâmetros dos ajustes.

Tabela 6.2 - Valores dos parâmetros dos três ajustes de função feitos nesse capítulo.

	Ajustes da equação 6.3			Ajustes da equação 6.4		Ajustes da equação 6.5	
	Massa Estelar [M_{\odot}]	Coefficientes	Valores	Coefficientes	Valores	Coefficientes	Valores
ZHC na ZAMS	0,5	a	-0,599(033)	p_1	-1,540(437)	a	0,0265(16)
		b	0,735(62)	p_2	3,049(662)	b	0,0736(38)
		c	0,914(57)	p_3	-1,740(241)	c	0,2020(47)
		χ^2	0,9982	p_4	1,461(827)	d	-0,5924(45)
	0,8	a	-0,281(20)	p_5	-4,508(181)	e	1,1885(30)
		b	-0,022(51)	p_6	2,616(441)		
		c	1,170(93)	p_7	1,108(365)		
		χ^2	0,9989	p_8	0,353(208)		
	1,2	a	-0,204(274)	χ^2	0,998	χ^2	0,9990
b		-1,013(876)					
c		1,950(669)					
χ^2		0,997					
ZHC contínua de 4 Ga	0,5	a	-0,639(21)	p_1	-7,134(302)	a	0,0021(6)
		b	0,718(39)	p_2	10,333(479)	b	0,0605(34)
		c	0,902(36)	p_3	-4,022(181)	c	0,4263(29)
		χ^2	0,9992	p_4	1,887(569)	d	-0,7433(36)
	0,8	a	-0,321(19)	p_5	-4,982(862)	e	1,3818(14)
		b	-0,037(52)	p_6	2,736(335)		
		c	1,184(92)	p_7	0,973(265)		
		χ^2	0,9990	p_8	0,414(155)		
	1,2	a	-1,890(99)	χ^2	0,9988	χ^2	1,000
b		-0,545(364)					
c		1,603(357)					
χ^2		0,9976					

Por fim, a função encontrada para as estrelas FGK e M tardias tem um crescimento dependente da metalicidade mais fraco do que o dos planetas gigantes, a primeira tem uma distribuição mais alargada sobre a metalicidade, e prevê uma alta fração de planetas na ZHCT por estrela mesmo em baixas metalicidades, $\lesssim -1$. Comparando com outros trabalhos que se dedicaram a desenvolver funções semelhantes (figura 6.9), vê-se que não há consenso.

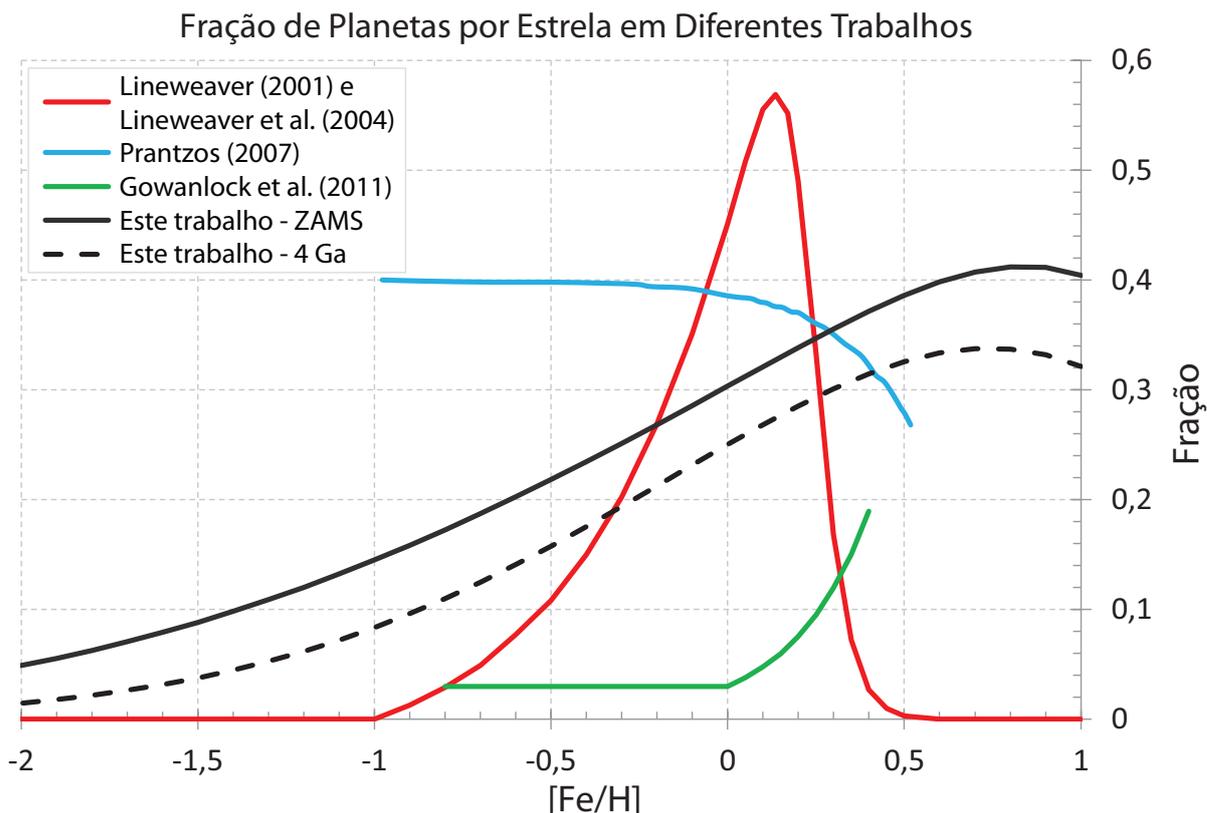


Figura 6.9: Comparação da função de fração de planetas terrestres na ZHC de diversos trabalhos. A linha preta tracejada é referente ao uso de uma ZHC contínua de 4 Ga. Aqui se preferiu o uso do termo “planetas terrestres” em vez de “planetas telúricos”, já que os trabalhos citados não utilizaram os mesmos limites de massa para planetas que nós.

Cada trabalho compartilha com os outros de pressupostos simples, como alguma dependência com a metalicidade e ponderações a respeito de observações e simulações acerca de exoplanetas, mas tiveram procedimentos bem diversos na hora de construir suas funções, então não é uma surpresa total que os resultados sejam tão díspares.

Lineweaver (2001) e Lineweaver et al. (2004), baseados nos resultados de modelos computacionais, partiram da ideia de que a probabilidade de uma estrela produzir planetas com massa $0,5 \leq M/M_{\oplus} \leq 2$ é diretamente proporcional à metalicidade Z da estrela e que em $[\text{Fe}/\text{H}] = -1,0$ e $0,6$ a probabilidade é, respectivamente, 0 e 1,0. Construíram também uma função probabilidade de destruição de planetas terrestres, crescente com a metalicidade estelar partindo da fração observacional de estrelas com Júpiteres Quentes. Convolvendo a probabilidade de produção de planetas terrestres com a probabilidade de destruição de planetas terrestres por Júpiteres Quentes, obtiveram a probabilidade de abrigar planetas terrestres final, com um pico pronunciado em metalicidade. Eles acreditavam que sistemas com Júpiteres Quentes teriam sido tremendamente desestabilizados pela migração do pla-

neta gigante, impossibilitando a existência de planetas terrestres na ZHC. Como dito na seção 6.1, esse não parece ser o cenário real.

Prantzos (2008) foi mais comedido e, baseado nas simulações de Mordasini et al. (2012a) (na época, ainda não publicadas), que previam um comportamento bem mais complexo para os planetas de baixa massa com a metalicidade do que o suposto por Lineweaver (2001), partiu de uma função constante, com valor igual ao da integral da função de Lineweaver (2001), para fins comparativos. Dessa função constante também subtraiu a fração observacional de estrelas com Júpiteres Quentes, o que resultou na queda de sua fração constante para $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -0,3$.

Gowanlock et al. (2011) contaram os planetas terrestres na ZHC e os planetas gigantes detectáveis pelo Método de Velocidades Radiais (MVR) a partir das simulações presentes em Ida e Lin (2005), chegando a frações semelhantes para os dois, ou seja, razões próximas de 1. Supondo essa relação válida para os casos reais, multiplicou-a pela equação observacional para planetas gigantes detectáveis por MVR de Fischer e Valenti (2005) para obter uma estimativa da probabilidade de encontrar planetas terrestres na ZHC de estrelas em função da metalicidade. Como suas razões das contagens das simulações sempre ficaram próximas de 1, o resultado final é praticamente a equação de Fischer e Valenti (2005).

No princípio, tentou-se realizar um procedimento semelhante ao de Gowanlock et al. (2011) com os dados de Ida e Lin (2005) e, depois, com as simulações que Ida (2013) compartilhou conosco, utilizando a equação de Johnson et al. (2010). Mas resolveu-se usar direta e unicamente as simulações de Ida (2013), porque não foi possível estimar de maneira crível os planetas das simulações que poderiam ser de fato observados segundo os critérios de Johnson et al. (2010). Dessa forma, o uso da equação de Johnson et al. (2010) poderia só distorcer os resultados. Como as simulações de Ida (2013) são ao menos qualitativamente próximos das observações e não há a necessidade de valores absolutos para o cálculo do fator de habitabilidade Galáctica, já que é normalizado, não há muita perda por essa abordagem. Vale alertar que os valores absolutos da função final de metalicidade obtida podem ser superestimados, já que os dados brutos das simulações de Ida (2013) superestimam as frações de exoplanetas observadas.

Finalizando, embora alguns trabalhos apontem para um mesmo panorama no caso de planetas de porte terrestre (veja tabela 6.1) e as simulações reforcem isso, não há um consenso sobre a forma exata que a distribuição desses tem com a metalicidade estelar. Os

trabalhos anteriores que almejavam em parte construir tal função chegaram a resultados bem diferentes, incluindo o presente trabalho.

6.4 O Fator Telúrico

Foi construída ao longo da última seção a função que dá a fração de planetas por estrelas. Sendo uma função com argumento na metalicidade $[\text{Fe}/\text{H}]$. Mas essa função precisa ser aplicada à metalicidade estelar oriunda do MEQ para se ter uma ideia não só de como a fração de planetas varia com a metalicidade, mas como muda com o raio Galáctico e com o tempo.

Anteriormente, fez-se menção à fração de planetas telúricos na ZHC na ZAMS e à fração de planetas telúricos na ZHC contínua de 4 Ga. Para simplificar a nomenclatura, serão chamados, respectivamente, de Fator Telúrico para vida simples e Fator Telúrico para vida complexa. A seguir, figura 6.10, pode-se conferir esses fatores em função do tempo, partindo dos resultados de metalicidade estelar média fornecidos pelo MEQ.

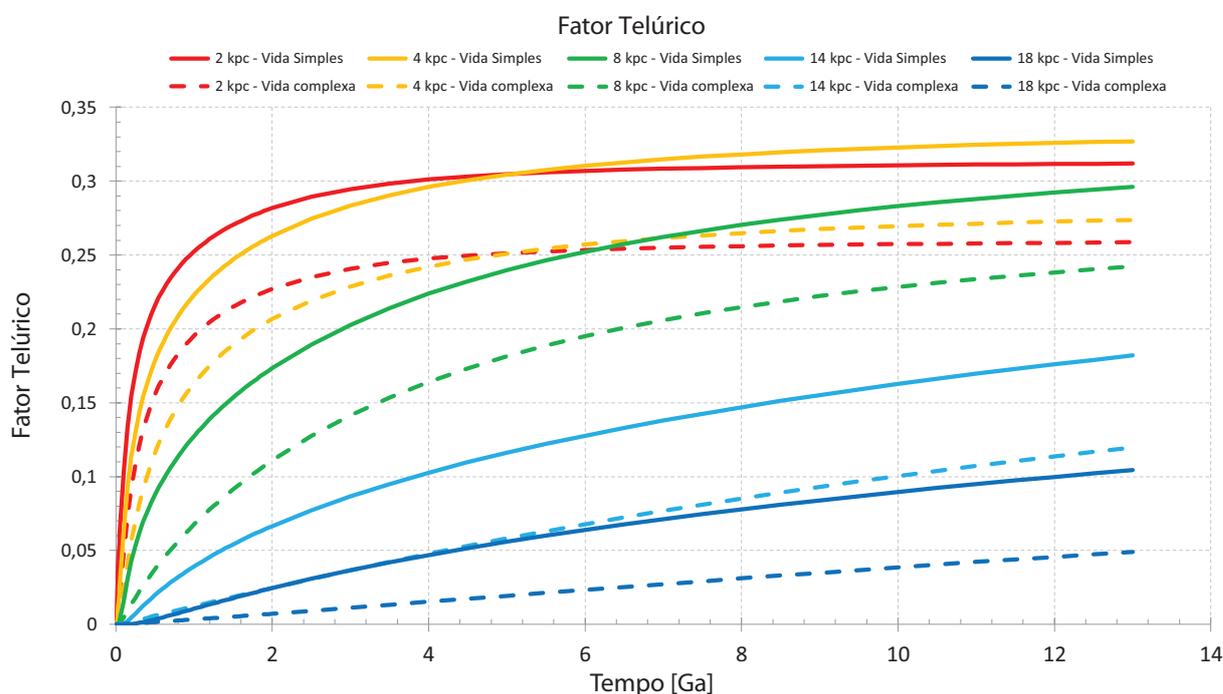


Figura 6.10: Comparação do Fator Telúrico para a vida simples (linhas cheias) e para a vida complexa (linhas tracejadas), sendo a aplicação dos resultados da seção anterior, 6.3, aos resultados de metalicidade estelar média do MEQ.

Espelhando a fração menor de planetas por estrela na ZHC contínua de 4 Ga, as curvas do Fator Telúrico para vida complexa ficaram sempre abaixo das curvas do Fator Telúrico

para vida simples, comparando o mesmo raio.

No capítulo 4, notou-se que a metalicidade estelar média do raio de 2 kpc era ligeiramente menor do que do raio de 4 kpc, pois havia mais estrelas antigas, de baixa massa e de baixa metalicidade, no raio mais interno do que no de 4 kpc. Esse efeito é notável aqui também, com um Fator Telúrico ligeiramente maior para o raio de 4 kpc do que para o de 2 kpc.

O Fator Telúrico cresce rápido nos primeiros 2 Ga para os raios internos, independentemente da forma de vida que se considera, alcançando um patamar rapidamente após isso. O fator nos raios externos crescem lentamente, tendo o raio de 18 kpc um crescimento até linear. O raio de 8 kpc apresenta um comportamento intermediário, não alcançando um patamar.

O mais impressionante é que em tempos recentes (> 10 Ga) o Fator Telúrico adquire, nos raios internos e no raio de 8 kpc, valores próximos de 0,3 para a vida simples e próximos de 0,25 para vida complexa. Não há, portanto, muita distinção entre esses raios na questão da metalicidade. Mas os raios externos têm Fatores bem mais baixos, refletindo suas baixíssimas metalicidades.

Mas é bom lembrar que a figura 6.10 não considera os tempos de evolução derivados no capítulo 5, pois modela a fração de planetas em todos os tempos. Seria preciso introduzir um retardo para considerar o tempo de evolução. O que acontece é que a vida simples precisaria de algo como 0,9 Ga para evoluir, e um sistema planetário que se formou, por exemplo, em $t = 2$ Ga no raio de 2 kpc só desenvolveria vida simples após $t = 2,9$ Ga. Mas a metalicidade do sistema em $t = 2,9$ Ga não seria a metalicidade média das estrelas naquele momento, mas no momento em que foi formado, em $t = 2$ Ga. O mesmo aconteceria para vida complexa, mas com um retardo maior, de 4 Ga. No capítulo 8, o Fator Telúrico será reunido com o Fator de Supernovas e o retardo devido ao tempo de evolução será considerado, construindo-se o Fator de Habitabilidade Galáctica.

Por enquanto, o Fator Telúrico (função de probabilidade de uma estrela ter um planeta na ZHCT) desenvolvido nesse capítulo a partir das simulações de [Ida \(2013\)](#) é só uma estimativa, mas será o utilizado daqui para frente.

Periculosidade de Supernovas

O modelo simples de habitabilidade galáctica construído neste trabalho tem por base dois fatores com papéis antagônicos: a metalicidade estelar, que ao crescer basicamente promove maior formação de planetas, e a taxa de SNs, que quanto mais alta mais prejudicial à vida como a conhecemos. O resultado da disputa entre o termo que promove habitabilidade e o que a desfavorece é que, essencialmente, definiria a habitabilidade naquela região espaço-temporal da Galáxia.

SNs não seriam as únicas possíveis responsáveis por ameaçar a vida ou esterilizar regiões da Galáxia ([Lineweaver et al., 2004](#); [Gonzalez et al., 2001](#); [Gowanlock et al., 2011](#); [Prantzos, 2008](#); [Gehrels et al., 2003](#)), porque *Gamma-Ray Bursts* (GRB) ([Annis, 1999](#); [Galante, 2009](#)), perturbações gravitacionais de outras estrelas que poderiam influenciar na nuvem de Oort do sistema, aumentando a frequência de impactos cometários ([Gonzalez et al., 2001](#)), passagem por nuvens moleculares gigantes ([McCrea, 1975](#)) e Núcleos Ativos de Galáxias (*Active Galactic Nucleos* - AGN) também poderiam ter esse papel.

Passagem por nuvens moleculares ou influencias gravitacionais entre estrelas precisariam de um modelo de evolução cinemática da Galáxia para serem devidamente representados, quando o nosso modelo é somente de evolução química. Atualmente a Galáxia não possui um AGN ou tem frequência significativa de GRBs, mas isso pode ter sido bem diferente no passado, tendo os GRBs servindo até como fortes inibidores biológicos em escala Galáctica como defende [Annis \(1999\)](#). Como nosso modelo é um modelo para o disco da Galáxia (excluindo halo e bojo), um núcleo ativo poderia não ser muito importante no passado. E mesmo GRBs têm uma região de ação estreita, tendo a liberação de energia gama sendo feita principalmente por delgadas faixas angulares na região dos polos. ([Galante, 2009](#); [Scalo e Wheeler, 2002](#)) Com algumas modificações no modelo, a existência de GRBs

poderia ser levada em conta, mas sendo um modelo unidimensional com simetria angular, os efeitos não simétricos de GRBs seriam mais dificilmente modelados.

Embora alguns trabalhos tenham se detido na questão de qual influência GRBs poderiam ter sobre a vida (Galante, 2009; Scalo e Wheeler, 2002; Mellot et al., 2005; Peñate et al., 2010; Thomas et al., 2005a) e outros tenham proposto o seu impacto real na vida terrestre no passado (Mellot et al., 2004; Mellot e Thomas, 2009; Thomas et al., 2005b) esse ainda um tema pouco estudado.

Trabalhos quanto ao efeito de SNs sobre a vida talvez sejam tão raros quanto os análogos via GRBs, há muito mais facilidade em encontrar dados de SNs na literatura, além de já dispormos de um modelo de evolução química da galáxia, que modela SNs e seu efeito enriquecedor de metais no meio interestelar. Por isso, o único fenômeno astrofísico Galáctico prejudicial à vida considerado neste trabalho será o devido às SNs. Como isso é feito é o tópico principal deste capítulo.

7.1 Literatura

A radiação direta de SNs pouco passaria pela atmosfera espessa da Terra, não constituindo grande ameaça aos seres da superfície. Mas a grande quantidade de energia depositada da atmosfera poderia mudar a sua constituição. O maior problema discernível seria a depleção do ozônio da atmosfera pelos raios gama e pelos raios cósmicos da SN, deixando a superfície do planeta desprotegida para a radiação ultravioleta do Sol. Nesse caso onde a SN em si não afetaria a vida do planeta, mas fragilizaria sua proteção contra a perigosa radiação UV que constantemente atinge a Terra. O primeiro trabalho a estudar essa ameaça foi o de Ruderman (1974), obtendo que uma SN próxima da Terra ($\lesssim 17$ pc) poderia reduzir em $\approx 60 - 90\%$ a camada de ozônio nos dois primeiros anos (devido aos raios gama) e até por séculos após a explosão (devido aos raios cósmicos).

Resultados posteriores de Whitten et al. (1976) em parte confirmaram o que foi derivado por Ruderman (1974), mas indicando uma menor probabilidade para eventos de SN até 10 pc da Terra e diminuindo a redução na camada de ozônio em $\approx 60\%$. Trabalhos subsequentes, como os de Ellis e Schramm (1995) e Crutzen e Brühl (1996) não convergiram para um consenso, desenhando cenários mais ou menos pessimistas quanto aos efeitos de uma SN sobre a Terra, respectivamente.

Aprimoramentos das ferramentas de modelamento químico da atmosfera e do conhecimento a respeito dos espectros gama de SNs permitiram [Gehrels et al. \(2003\)](#) elaborar um sofisticado modelo 2D da atmosfera terrestre para melhor estudar a depleção de O_3 decorrente da radiação gama e dos raios cósmicos de uma SN tipo II a diferentes distâncias da Terra. Seus resultados são muito menos catastróficos do que os da década de 1970, indicando uma destruição de metade da camada de ozônio terrestre para uma SN a ≈ 8 pc da Terra.

Outros trabalhos, como de [Fields e Ellis \(1999\)](#) e [BenítezMaíz-Apellániz e Canelles \(2002\)](#) e, mais recentemente, [Svensmark \(2012\)](#) têm trabalhado mais com a ideia de uma SN ter realmente afetado o clima terrestre em épocas antigas, potencialmente causando uma extinção em massa. Um compêndio de ameaças passadas, presentes e futuras de SN pode ser encontrado em [Beech \(2011\)](#).

Todos esses trabalhos modelam o efeito de SNs principalmente baseados na depleção da camada de ozônio, o que é bem razoável tratando-se de vida complexa, diurna e terrestre, extremamente sensível aos raios UV, principalmente na faixa de comprimento de onda menores do que $\lesssim 300$ nm, região de alta absorção pelo DNA e com maior facilidade de provocar danos em sua estrutura. ([Cockell e Raven, 2007](#))

Mas, como comentado no capítulo 5, durante boa parte do tempo em que houve vida na Terra a proteção do UV pela camada de ozônio era praticamente inexistente, devido à baixa quantidade de O_2 disperso na atmosfera e essa vida era microscópica. Dessa forma, como estamos interessados em estudar os casos de vida complexa e de vida simples, terei de recorrer a métodos parcialmente diferentes para cada caso ao estimar a periculosidade de SNs de tipo Ia e de tipo II.

7.2 Periculosidade para a Vida Complexa

Devido ao maior número de trabalhos na literatura, é mais fácil estimar a distância de perigo para SNs no caso de vida complexa, dependente de uma camada de ozônio.

Foi considerado que a distância mínima para uma SN tipo II provocar uma grande perturbação nos ecossistemas terrestres para vida complexa como a distância obtida por [Gehrels et al. \(2003\)](#), em que metade da camada de ozônio terrestre seria depletada, permitindo maior insolação UV no solo. Porém, como [Gehrels et al. \(2003\)](#) só realizou seus

cálculos para SNs tipo II típicas, é necessário estimar o efeito que uma SN tipo Ia poderia ter.

Gowanlock et al. (2011) já realizaram tal estimativa e partiram da ideia de escalonar a distância de dano comparando as magnitudes médias no azul (M_B) dos dois tipos de SNs através da equação 7.1. Partindo dos trabalhos de (Richardson et al., 2002) para SNs tipo II e de (Wang et al., 2006) para SNs tipo Ia, obtiveram respectivamente M_B de -17,505 e -19,34 e as respectivas distâncias de 8 pc e de ≈ 19 pc.

Mas tal procedimento só se sustenta se a diferença de magnitudes (e então de energia) no azul para SNs tipo II e Ia for ao menos aproximadamente a mesma que na região gama, pois foi essa basicamente a região espectral que Gehrels et al. (2003) usou para obter seus resultados. Se na região gama do espectro as SNs Ia forem muito mais ou muito menos energéticas do que as de tipo II, comparando com a região da banda azul, então a estimativa de Gowanlock et al. (2011) não seria muito boa. Não há um motivo simples para supor que a razão da energia entre SNs de tipo Ia e de tipo II seja constante ao longo do espectro de cada uma, e os dados disponíveis para a região espectral demonstram que isso realmente não ocorre.

$$D_{SN} = 8 \text{ pc} \times \sqrt{10^{-0,4(M_{SN} - M_{II B})}}. \quad (7.1)$$

Na equação acima, D_{SN} é a distância de dano (em parsecs) da SN, M_{SN} é a magnitude absoluta no azul da SN (não necessariamente sendo de tipo Ia), e $M_{II B}$ é a magnitude média no azul de SNs tipo II típicas, para servirem de escala, pois já sabemos sua distância de dano segundo o trabalho de Gehrels et al. (2003): 8 pc.

Como Gehrels et al. (2003) usaram o fluxo gama entre 0,02 e 2 MeV da SN 1987A integrado por 500 dias, escalonando ligeiramente o resultado para $1,8 \times 10^{47}$ ergs baseados em simulações, achar dados compatíveis na literatura com esse intervalo de energia por esse tempo integrado foi bem difícil (confirmando Gowanlock (2013)). O trabalho de Ruiz-Lapuente et al. (2001) que contém simulações comparadas da energia gama de SNs tipo Ia e de tipo II num intervalo de energias e de tempo integrado bem próximos daqueles usados por Gehrels et al. (2003). A emissão gama de SNs tipo II obtida é pouco mais de uma ordem de grandeza superior à de Gehrels et al. (2003), mas é a relação com a emissão gama da tipo Ia que é importante, revelando uma emissão ≈ 95 vezes superior para a SN

tipo Ia em raios gama. Como a emitida cairia com o quadrado da distância, multiplicar a raiz quadrada de 95 pela distância de [Gehrels et al. \(2003\)](#) fornece a distância estimada de ≈ 80 pc, muito maior do que os 20 pc, calculados comparando a emissão na região do azul. Dessa forma, SNs tipo Ia seriam muito mais danosas para a vida complexa do que SNs tipo II, podendo degradar bastante uma possível camada de ozônio a distância bem maiores.

[Richmond \(2009\)](#) fez estimativas mais simples e chegou numa razão de ≈ 200 para a energia gama e X de SNs tipo Ia em comparação com as de tipo II, o que resulta numa distância de dano de ≈ 115 pc para as SNs tipo Ia.

Em todas as estimativas, as SNs tipo Ia são danosas à camada de ozônio a uma distância maior do que aquela das SNs tipo II. Deve-se levar em conta as incertezas dessa distância, embora seja certamente bem maior do que aquela prevista por [Gowanlock et al. \(2011\)](#). A menos de um caso no final deste capítulo, onde os resultados para as três distâncias citadas de 20, 80 e 115 pc são usadas no Fator de Supernovas (F_{SN}) para fins comparativos, todos os modelos partirão da ideia de uma distância de dano para SNs tipo Ia de 80 pc.

Agora que obtivemos a distância de dano para SNs de tipo Ia, além das SNs de tipo II, também é necessário conectar essa informação com o Modelo de Evolução Químico (MEQ) usado, para modelar a habitabilidade Galáctica em função da taxa de SNs por área e por tempo.

O MEQ fornece a taxa de SNs, tanto de tipo Ia como de tipo II por unidade de área do disco e por unidade de tempo. Esse valor dependente do tempo e do raio Galáctico (supõe-se simetria angular) é escalonado para se descobrir o número de SNs que ocorreram num certo raio Galáctico numa certa área $A_{SN} = \pi D_{SN}^2$, onde D_{SN} é a distância de dano por SNs, apresentada acima neste capítulo. Essa quantidade dá o número de SNs que potencialmente ameaçariam aquela região A_{SN} no raio Galáctico de escolha. Mas ainda há o fator tempo a considerar, pois a taxa de SNs poderia ser muito baixa e a probabilidade de um evento ocorrer naquela região num dado intervalo de tempo ser muito pequena.

Se uma SN ocorrer dentro da área de risco A_{SN} , supõe-se que a vida complexa dependente de uma camada de ozônio num planeta naquela área será fortemente afetada, podendo sofrer extinções em massa ou mesmo desaparecer por completo naquele planeta. A camada de ozônio poderia se recuperar em poucas centenas de anos ([Gehrels et al., 2003](#)), mas, como visto no capítulo sobre a vida na Terra, o tempo de recuperação de gê-

neros para a vida complexa após uma grande extinção é de ≈ 10 milhões de anos. Se uma nova SN ocorresse enquanto a vida ainda está afetada e sensível, destruindo novamente a camada de ozônio, o efeito da primeira SN poderia ser amplificado e o ambiente ser ainda mais prejudicado do que se a segunda SN ocorresse após o ambiente ter se recuperado do primeiro evento. Dessa forma definimos um tempo t_{SN} que é o tempo sobre o qual contaremos o número de SNs que ocorreram num específico raio Galáctico e num específico momento.

Considera-se que os ecossistemas sempre se recuperem dos eventos de extinção em massa, mesmo com frequentes SNs por milhões de anos seguidos. Isso pode ser irreal ao desconsiderar a População Viável Mínima (*minimal Viable Population - MVP*), população mínima de indivíduos que certa espécie precisa para sobreviver. No caso de uma população inferior à MVP ser atingida, o que poderia ocorrer no caso de muitas SNs seguidas, a população muito provavelmente iria à extinção.

O número final de SNs que ocorrem na área A_{SN} e dentro do tempo t_{SN} para um determinado momento e raio Galáctico será chamado de $\xi = \xi(D_{SN}, t_{SN})$, dando a periculosidade naquela raio naquele tempo para o qual foi calculado. Na figura 7.1 é possível ver detalhes do processo de cálculo a partir dos dados de saída do MEQ.

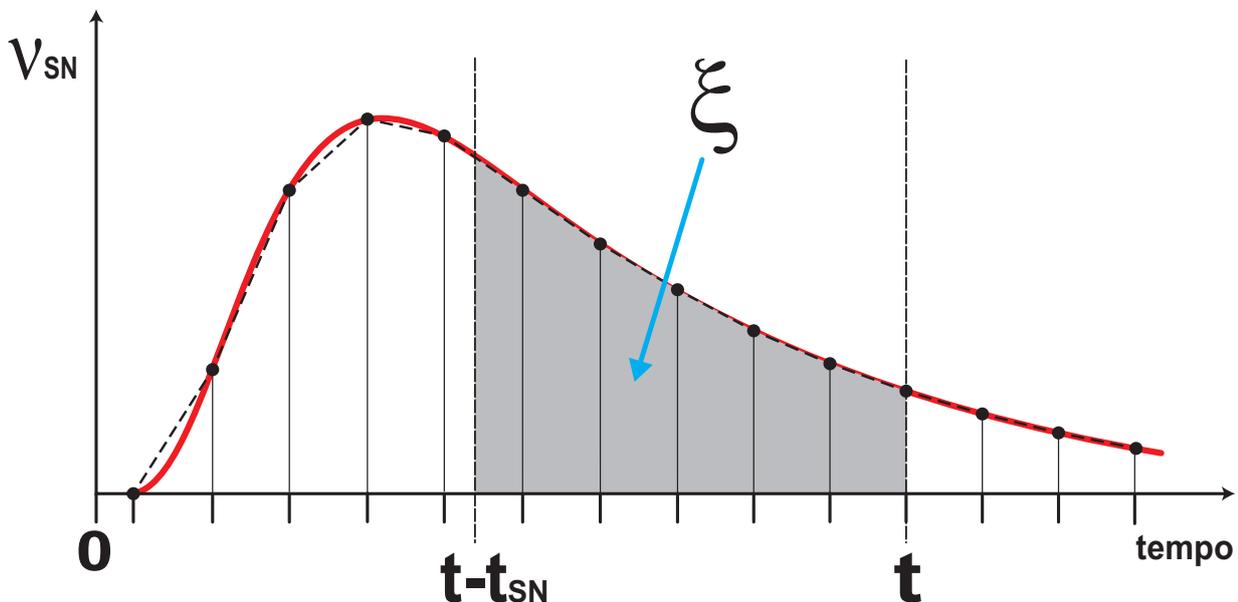


Figura 7.1: Esquema ilustrativo do processo de cálculo de ξ usando os dados de saída do MEQ. A taxa de supernovas ν_{SN} é integrada de t até $t - t_{SN}$, obtendo-se ξ : o número de SNs dentro da área de periculosidade no último intervalo de tempo t_{SN} .

A taxa de SNs por unidades de área e tempo fornecida pelo código do MEQ é convertida

na taxa de SNs na área A_{SN} (diferente para SNs tipo Ia ou tipo II), que é dada idealmente pela curva vermelha, mas o MEQ é computado em iterações e há dados somente a certos intervalos de tempo, os pontos pretos. Para um determinado raio Galáctico e momento t , integra-se a taxa de SNs para trás no tempo até o momento $t - t_{SN}$, obtendo o ξ para aquele raio Galáctico e tempo t . Como nem sempre o tempo t_{SN} coincidirá com o passo de iterações do código, ajustes lineares simples (linhas tracejadas) ligam os dados de saída do MEQ, permitindo o cálculo das integrais.

Dessa forma, a periculosidade de certo raio Galáctico em certo momento t depende do histórico de SNs até t_{SN} no passado dentro da região A_{SN} . Quando maior o ξ menor a habitabilidade daquele raio naquele momento e vice versa.

Não é possível usar ξ diretamente como fator no cálculo da habitabilidade Galáctica, junto do Fator Telúrico, porque ξ é diretamente proporcional ao número de SNs, e a habitabilidade deveria cair com um maior número de SNs, não aumentar. Isso poderia ser feito de muitas maneiras, desde simplesmente usando o inverso de ξ até criando uma função específica para isso. Para resolver isso é preciso salientar algumas questões.

O Fator Telúrico é limitado a valores entre 0 e 1 e pode ser interpretado como a fração de estrelas com ao menos um planeta na ZHCT ou como a probabilidade por estrela de haver planetas na ZHCT. Se usarmos simplesmente o inverso de ξ , a função resultante será divergente em 0, crescendo rapidamente. Achamos, dessa forma, mais razoável usar uma função limitada entre 0 e 1 também.

Se o número de SNs dado por ξ for maior do que a unidade, não haveria tempo suficiente para os seres vivos se recuperarem, não importando se $\xi = 5, 10$ ou 100 , seriam todos casos nefastos. No outro extremo, se o número de SNs dados por ξ for muito menor do que a unidade, então haveria tempo suficiente para os seres se recuperar do estresse e poderia não haver muita diferença para a habitabilidade se houvesse $\xi = 0,5, 0,1$ ou $0,01$, seriam todos raios e momentos bastante habitáveis. Por isso achamos que sondar ao redor de 1 evento é o ideal. Embora isso ainda seja não muito mais do que um palpite, é um avanço, por independer do valor terrestre de ξ em qualquer tempo, diferente dos trabalhos de [Lineweaver et al. \(2004\)](#) e [Prantzos \(2008\)](#) que fizeram cálculos baseados no caso terrestre, escolhendo uma maior ou menor habitabilidade em função do ξ atual no raio Galáctico do Sistema Solar.

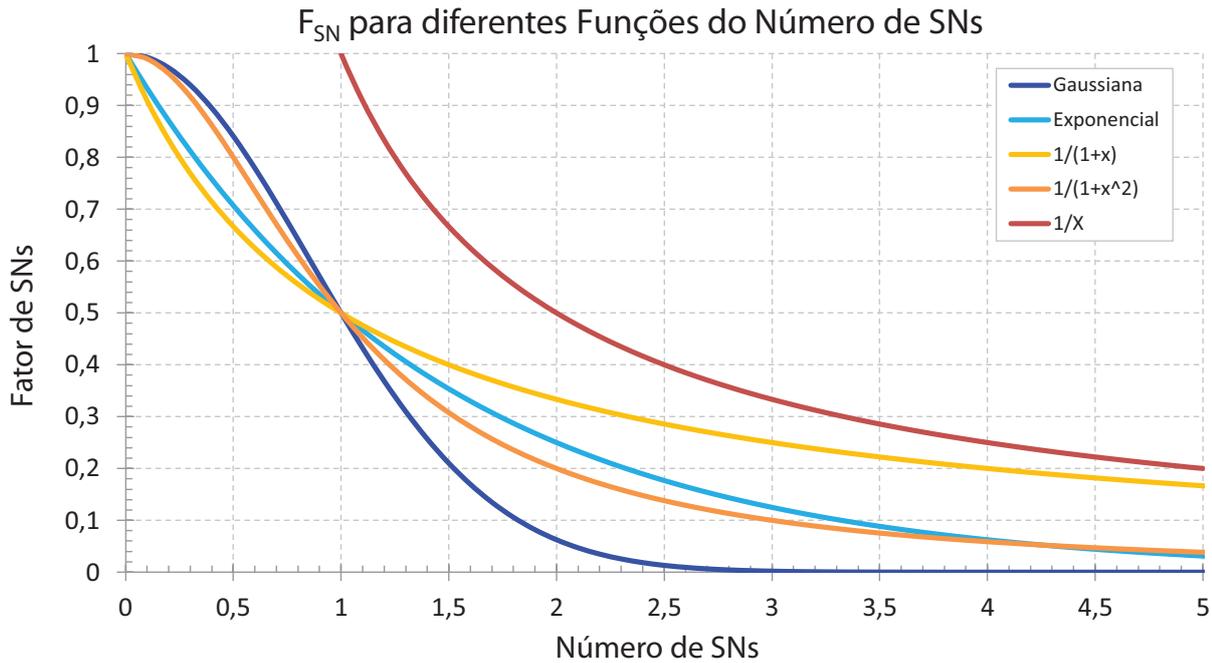


Figura 7.2: comparação de diferentes função possíveis de uso que foram normalizadas na maioria para ter valor 0,5 para 1 evento.

Baseado nas considerações acima, optamos por usar uma função normal dependente de ξ para modelar (equação 7.2) a periculosidade das SNs para a vida complexa. Normalizando a função para $f(\xi = 1) = 0,5$ obtemos, como mostra a figura 7.2, que a parte mais significativa ($> 0,01$) da função está entre $0 < \xi < 1$, caindo rapidamente para $\xi \gtrsim 3$.

$$F_{SN} = e^{-\frac{\xi^2}{c}}. \quad (7.2)$$

Outras possíveis normalizações foram estudadas e a figura 7.3 mostra que mesmo casos em que a função é normalizada para que com $\xi = 1$ tenha valor entre 0,1 e 0,9 poderiam funcionar para sondar a região de interesse, mas seria de maneira bem mais assimétrica do que com $f(\xi = 1) = 0,5$, que acaba levando em conta tanto a região $\xi < 1$ quanto a região $\xi > 1$.

Para poder variar os parâmetros e verificar como o modelo e a habitabilidade variam com eles, é preciso definir um modelo básico de comparação. Para esse, os parâmetros básicos foram definidos como: F_{SN} são então $D_{SN} = 80$ pc, $t_{SN} = 10$ Ma e $F_{SN}(1) = 0,5$.

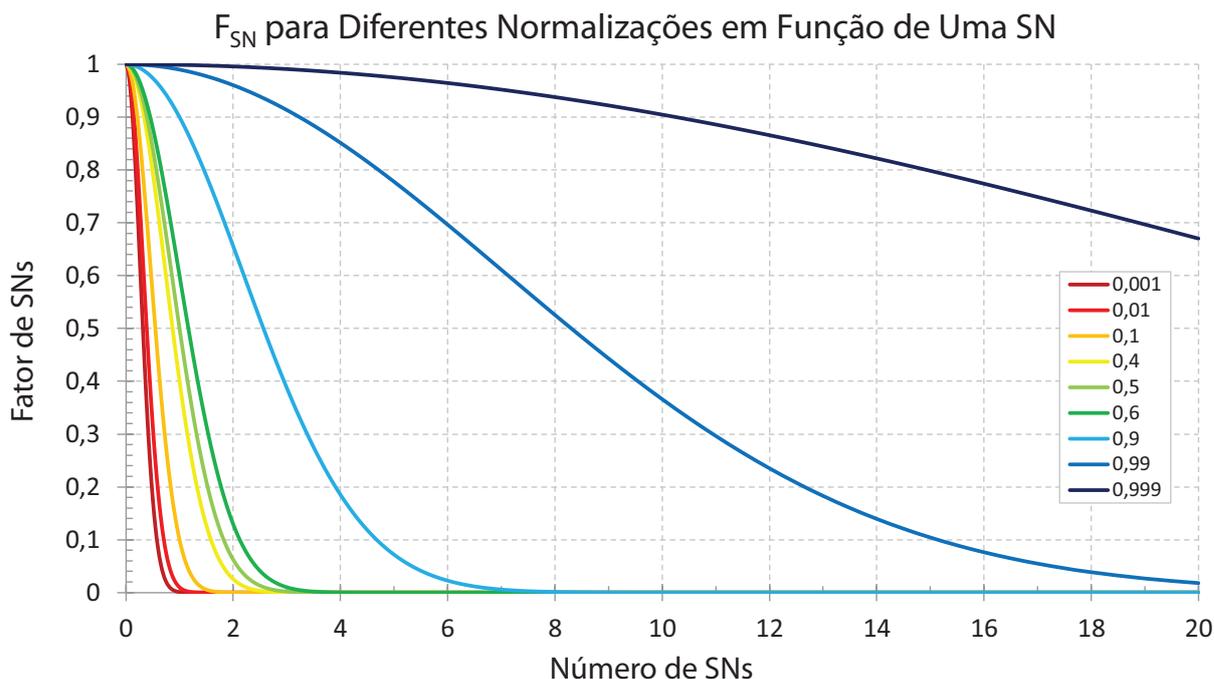


Figura 7.3: O resultado da equação 7.2 para diferentes valores da constante de normalização C de maneira a F_{SN} ter os diferentes valores da legenda quando houver uma SN.

Lineweaver et al. (2004) construíram seu fator de probabilidade de SNs (P_{SN}) relativamente aos eventos de SNs na vizinhança solar. Para a vida complexa, a probabilidade de sobrevivência a metade do número de SNs enfrentadas no raio Galáctico solar nos últimos 4 Ga seria de ≈ 1 , caindo para 0,5 com o dobro de SNs, e indo a zero para quatro vezes mais SNs. A normalização usada por eles pode ser uma boa estimativa baseada na história natural da Terra, mas ainda é arbitrária, como levantado por Prantzos (2008), que projetou uma vida muito menos sensível às SNs em seu trabalho, argumentando que toda extinção em massa levou, posteriormente, ao florescimento de novas formas de vida, não à pobreza biológica.

Dessa forma, a construção feita aqui, partindo do raio de periculosidade das SNs (D_{SN}) para a destruição de metade da camada de ozônio terrestre, tendo como referência a vida complexa, e a normalização ao redor de 1 evento, incluindo o tempo de recuperação biológico de 10 Ma, é bem menos centrada no caso terrestre do que a de Lineweaver et al. (2004).

O F_{SN} desenvolvido nessa seção não pode ser interpretado da mesma forma que o P_{SN} de Lineweaver et al. (2004). Enquanto o primeiro informa a habitabilidade daquela região e tempo em função do número de de SNs num intervalo restrito de condições, o segundo é

a probabilidade da vida sobreviver a SNs (podendo inclusive não sobreviver e ser extinta). Mas ambos são atrelados a valores numéricos de igual valor, ou seja, valores mais próximos de 1 indicam melhores condições para a vida complexa, enquanto valores mais próximos de zero indicam o contrário.

Recapitulando toda a construção feita, o MEQ fornece uma taxa (por unidade de área e por unidade de tempo) de SNs, que varia com o tempo t e com o raio Galáctico; essa taxa é escalonada para se descobrir o valor para uma pequena região representativa naquele raio, que é a região dentro da qual planetas poderiam ser afetados caso ocorresse uma SN; essa taxa é integrada para trás no tempo segundo o tempo mínimo necessário para a vida complexa se recuperar de grandes extinções t_{SN} , pois se houver mais de 1 evento nesse intervalo de tempo, os seres vivos ainda estarão debilitados pelo evento anterior e o efeito estressante será maior; esse número ξ é inserido como argumento numa função normal normalizada para ter valor 0,5 para $\xi = 1$, de maneira a melhor sondar a região ao redor de 1 evento e obter F_{SN} , que é uma estimativa da habitabilidade naquele raio Galáctico e naquele instante t . Quanto mais habitável, mais próximo de 1, quanto menos habitável, mais próximo de zero. Por fim, variações dos parâmetros são comparadas com o modelo básico (tabela 7.2. Na seção 7.4 deste capítulo poderá conferir os resultados.

7.3 Periculosidade para a Vida Simples

O procedimento para construir o F_{SN} para o caso de vida simples é exatamente o mesmo que para vida complexa, mas a distância de perigo não é, necessariamente, a mesma.

O problema é que os trabalhos sobre o efeito de SNs sobre a Terra, discutidos no início desse capítulo, focam-se na questão da depleção da camada de ozônio pela radiação de alta energia da SN, e a seguinte perda de proteção aos raios UV do Sol. Mas a camada de ozônio terrestre não existiu durante toda a história natural do planeta devido aos baixos níveis de oxigênio livre na atmosfera antes de 2 Ga no passado, e só alcançando valores próximos dos atuais há ≈ 600 Ma. Os seres que viviam na superfície do planeta deviam ter algum método de proteção à radiação solar, pois o UV, na faixa mais perigosa ao DNA ($\gtrsim 300$ nm), banhava a superfície quase sem se enfraquecer. (Cockell et al., 2005; Cockell e Raven, 2007)

Anteriormente à explosão do cambriano, os seres vivos pouco mantinham-se limitadas

a pequenas dimensões. (Cowen, 2005) Esses organismos poderiam se proteger sob o solo ou sob a água e outros gases na atmosfera poderiam servir de escudo contra a radiação UV, (Heath et al., 1999) no entanto de maneira menos eficiente que o ozônio. (Pavlov et al., 2001; Cockell, 2000; Cockell et al., 2005; Cockell e Raven, 2007) A profundidade que o UV consegue penetrar na água até reter 10% da intensidade inicial pode variar de poucos centímetros a alguns metros, dependendo de vários fatores, como a limpidez da água e o comprimento de onda da radiação, pois radiação UV de baixa frequência penetra na água mais profundamente e com menor atenuação do que as de alta frequência. (Booth e Morrow, 1997) Por exposições ao longo de grande parte do dia, DNA pode ser danificado por radiação ao redor de 305 nm a até mais de 5 m de águas claras e limpas. (Tedetti e Sempéré, 2006) O UV também é capaz de inibir fotossíntese e danificar lipídios e proteínas em células. (Buccino, 2006)

A sensibilidade de microorganismos à radiação UV (em especial ao redor de 254 nm) foi perscrutada em vários trabalhos: (Abrevaya et al. (2011); Alcántara-Díaz et al. (2004); Coohil e Sagripanti (2008); Gascón et al. (1995); Joux et al. (1999); Zenoff et al. (2006)), com respostas variadas de bactérias aquáticas (Joux et al., 1999; Zenoff et al., 2006), alguns até produzindo resistência induzida ao UV, (Goldman e Trevisano, 2011; Kriskoa e Radman, 2010; Alcántara-Díaz et al., 2004; Ewing, 1995) obtêm bactérias *E. coli* de 10–20 vezes mais resistentes ao UV do que inicialmente. (Ewing, 1995)

O zooplâncton é notoriamente sensível à exposição ao UV, especialmente de pequenos comprimentos de onda ($\lesssim 320$ nm), na parte mais energética do espectro, embora essa sensibilidade varie bastante com a espécie e com as condições do ambiente. (Rautio e Tartarotti, 2010)

Para tentar determinar a distância de periculosidade de SNs para vida simples, não dependente de uma camada de ozônio, tentaremos explorar a sensibilidade ao UV apresentada nos muitos trabalhos anteriormente citados.

A ideia mais direta seria medir a radiação que SNs tipo Ia e II típicas emitem no UV e comparar com as doses recebidas por colônias de bactérias até a sobrevivência de 10% das populações. Mas há um grande empecilho nisso, que é o tempo de exposição à radiação aos quais as bactérias foram expostas e a intensidade dessa radiação.

Galante (2009) fez um estudo simples do efeito direto da radiação de GRB em populações de bactérias, mas esse estudo foi facilitado pelo fato de que GRBs têm duração de

cerca de 10 s, enquanto SNs podem durar por semanas ou meses com luminosidades até duas magnitudes inferiores à do pico. (Doggett e Branch, 1985) Os trabalhos sobre resistência de bactérias à radiação não exploram a longa exposição ao UV, concentrando em doses de $2 - 10 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$ por $10 - 200$ s, quando uma SN tipo Ia teria a 10 pc uma fluxo de $\approx 1 \text{ Jm}^{-2}\text{s}^{-1}$ durante o máximo, podendo ficar visível no céu horas por dia durante várias semanas enquanto ainda não tivesse decaído muito de luminosidade. Mas esse seria um caso de SN bastante luminosa e numa banda bem energética do espectro, como pode ser conferido na figura 6, outras SNs teriam fluxo ainda menor a 10 pc.

No caso de uma SN iluminar um dos polos de um planeta ou atingir um planeta em órbita síncrona, o efeito seria ainda pior, pois poderia ficar no céu ininterruptamente durante semanas. Além disso, a resposta das bactérias à radiação não é linear, então não se poderia dizer que uma dose duas vezes maior (por ser duas vezes mais intensa ou por ter sido aplicada pelo dobro do tempo) mataria o dobro de bactérias. (Galante, 2013)

Outro complicador é que frequentemente as populações de bactérias são irradiadas com uma lâmpada de gás de Hg, que tem emissão contida principalmente numa estreita linha em 253,7 nm, não ao longo de toda uma banda astronômica, que é bem mais larga. Alguma compensação teria de ser feita para considerar tal diferença.

Por todos esses problemas e detalhes, decidiu-se por um caminho mais simples já que só é necessário uma estimativa para a distância de periculosidade de SNs para a vida simples.

Richmond (2009) tentou estimar a periculosidade de uma SN próxima a vida terrestre comparando a energia emitida pela SN numa determinada banda com a energia do emitida pelo Sol naquela mesma banda. Ele partiu da ideia de que o dobro de radiação numa determinada banda poderia ser bem estressante para organismos desprotegidos e não adaptados a isso, servindo de indicador para a distância de perigo para SNs. Seu trabalho se concentrou mais em radiação de alta energia (X e gama) e em partículas de alta energia.

Pretende-se seguir a ideia de Richmond (2009) nesse trabalho, só que concentrando os esforços na região do ultravioleta, com outras bandas para comparação. Como Gehrels et al. (2003) fez os cálculos para a distância em que a camada de ozônio seria depletada pela metade, então permitindo o dobro de radiação UV acima do normal no solo, procurar pela distância em que o fluxo de uma SN seria o mesmo que o do Sol numa determinada banda é bem razoável, pois seria o mesmo que dobrar a radiação que chega ao planeta naquela banda. Embora não se possa garantir que o dobro da radiação no topo da atmosfera

naquela banda produza o dobro da radiação normal ao nível do solo, tomaremos isso como um pressuposto. A radiação poderia ser filtrada pela atmosfera do planeta, que por não ser rica em oxigênio não implica que, necessariamente, seja fina ou perfeitamente transparente aos raios UV. Mas como o UV era transmitido relativamente bem na atmosfera terrestre primitiva, pobre em O₂, tomarei o caso terrestre como modelo.

Não basta usar o Sol como fonte comparada, já que há o interesse em ter uma visão mais geral de habitabilidade, sendo preciso usar outras estrelas para ter uma ideia de como (ou se) a distância de perigo varia para estrelas de tipo espectral diferente.

Têm-se interesse astrobiológico em estrelas de $0,3 - 1,5 M_{\odot}$, correspondendo aos tipos espectrais de M3V e de F0V. (Svechnikov e Taidakova, 1984; Baraffe e Chabrier, 1996; Habets e Heintze, 1981) Dessa forma, obteve-se um espectro de estrela M3V e um de estrela F0V, além de se usar o espectro solar (estrela tipo G2V), como comparação. Como estrelas tipo M têm baixa emissão ultravioleta e no espectro obtido tal região do espectro não é coberta, não seria possível fazer comparações com a emissão das SNs, mas estrelas tipo M também têm atividade de flares, emitindo grandes quantidades de UV e raios-X. Então mesmo não recebendo continuamente altos fluxos UV de suas estrelas, planetas orbitando estrelas M poderiam ser esporadicamente atingidos pela radiação de alta energia de grandes flares. Na literatura, somente obteve-se dados das bandas U, B, V e R de um grande flare em AD Leonis (M4,5V), e por isso é preciso extrapolar os resultados para a região de menores comprimentos de onda posteriormente.

As fontes para os espectros foram: [The National Renewable Energy Laboratory \(NREL\) \(2000\)](#) para o Sol, a biblioteca de fluxo de espectros estelares de [Pickles \(1998\)](#) para as estrelas M3V e F0V, e [Hawley e Pettersen \(1991\)](#) para as magnitudes de um poderoso flare de AD Leo.

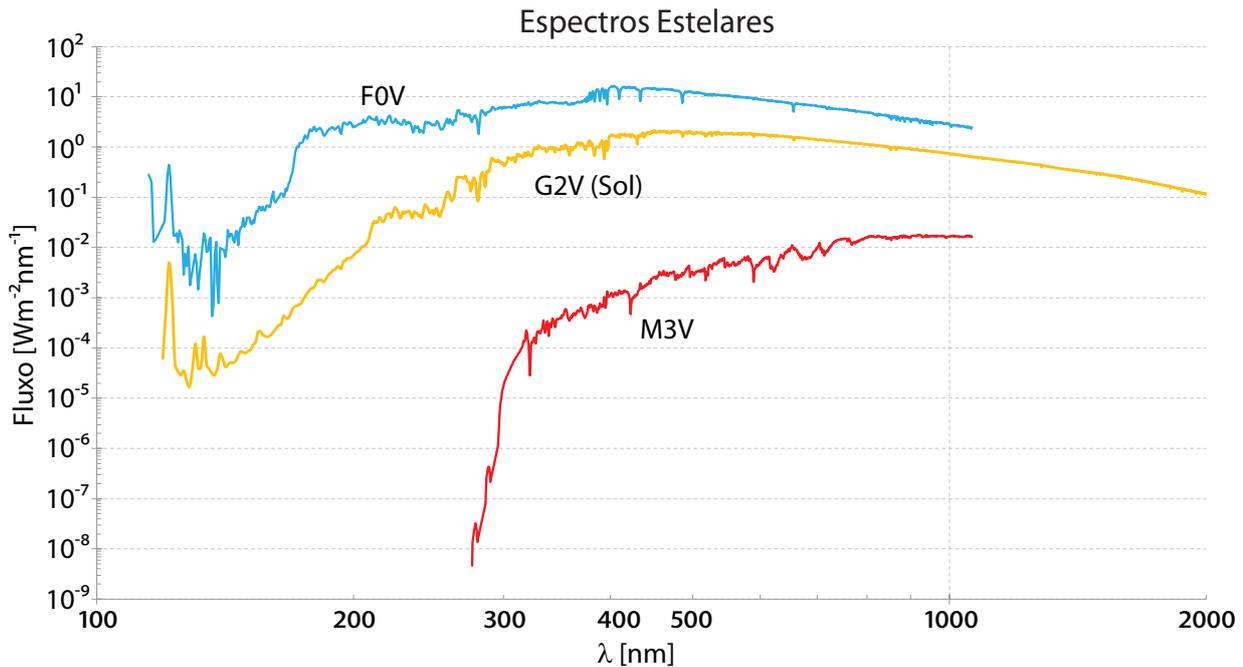


Figura 7.4: Fluxos de normalizados para a distância de 1 UA de três estrelas diferentes. Os espectros F0V e M3V estão, respectivamente, nos extremos superior e inferior do intervalo de massas estelares de interesse nesse trabalho. O espectro intermediário pertence ao Sol, para motivos de comparação.

A luminosidade das estrelas aumenta com sua idade, então os espectros listados não seriam válidos para as estrelas de respectivos tipos espectrais por todo seu tempo de vida na sequência principal. Porém, em vista de todas as outras incertezas envolvidas, será desconsiderado o fator idade das estrelas.

Embora as magnitudes solares em diferentes bandas e suas conversões para fluxos sejam facilmente encontradas na literatura, isso não ocorre para outras estrelas. Então pareceu mais fácil e homogêneo converter os espectros das estrelas em potência ou fluxo por banda. Para isso, o espectro de cada estrela foi convoluído com o perfil $Y(\lambda)$ de cada banda da qual dados de magnitude de SNs foram obtidos da literatura. A figura 7.5 exhibe todos os filtros usados.

O passo seguinte foi obter várias magnitudes de SNs na literatura (na ausência dos valores de energia ou fluxo), transformar essas magnitudes em luminosidades e comparar com os valores obtidos para as bandas estelares e obter a distância que cada SN analisada teria de ocorrer de um planeta para iluminá-lo com um fluxo igual ao de sua estrela nas determinadas bandas.

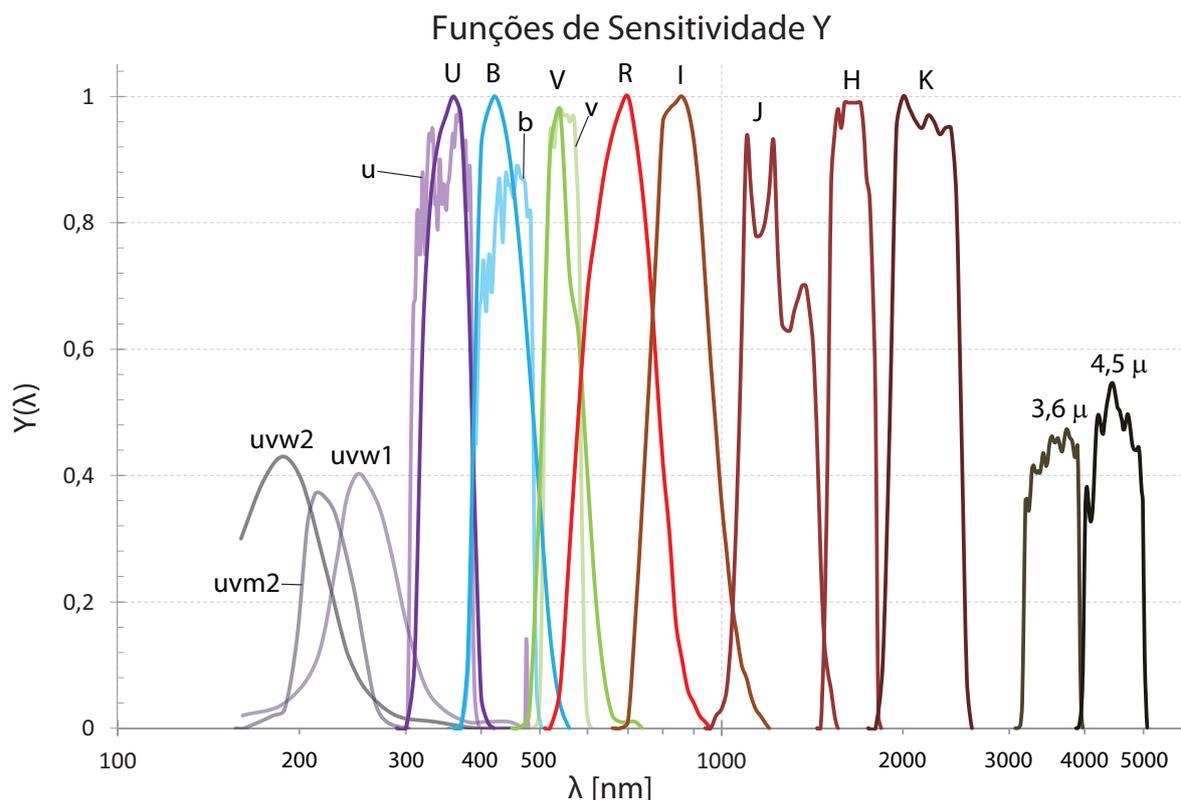


Figura 7.5: Forma e distribuição no espectro de todas as funções de sensibilidade Y usadas no cálculo da energia por banda. U, B, V, R, I, J, H e K são o sistema Johnson e Morgan (Johnson e Morgan, 1953) estendido (Johnson et al., 1966), obtidas de Munari et al. (2002). As funções de $3,6 \mu$ e $4,5 \mu$ são de filtros do Spitzer/IRAC, obtidas de VO Filter Information service (2011). E evw2, uvm2, buvw1, u, b e v são filtros do Swift/UVOT, obtidas de Poole et al. (2008).

Foi dada preferência aos trabalhos de cunho mais estatístico, que reuniam médias e propriedades de um grande número de SNs, em especial trabalhos que prezaram por determinar as magnitudes médias de SNs, como Richardson et al. (2002) e Wang et al. (2006). Mas esses trabalhos se concentravam nas bandas B, V e R principalmente, não adentrando a região do UV. Por isso foi necessário usar SNs individuais, e não médias, para muitas bandas, o que pode criar distorções, já que SNs não têm todas, mesmo as de um mesmo tipo, a mesma magnitude absoluta no pico.

Outro ponto a salientar é que a maioria dos trabalhos fornece as magnitudes absolutas das SNs, já devidamente reduzidas ao considerar extinções Galácticas e extragalácticas. Mas um pequeno número de trabalhos fornece somente a magnitude aparente das SNs. Embora tenham reduzido já grandemente os dados, até considerando extinção Galáctica ou da galáxia hospedeira da SN, foi preciso transformar as magnitudes aparentes em absolutas sabendo a distância da galáxia, informada nos próprios trabalhos consultados. Isso aumenta a incerteza em alguns dados e os tornam estimativas inferiores para a magnitude

daquelas SNs em especial, devido a outros efeitos possíveis de extinção. Isso quer dizer que alguns poucos dados de distância podem ter sido superestimados, com a distância podendo ser menor. A tabela 7.1 exibe os dados mais importantes de cada dado de SN usado e sua fonte. Especial atenção seria então exigida para os dados de trabalhos que só publicaram as magnitudes aparentes das SNs.

Tabela 7.1 - Principais dados de SNs usados e suas referências. A primeira parte da tabela é referente às SNs tipo Ia, a segunda parte é referente às SNs tipo II. “Nome” se refere ao nome da supernova, quando a referência trata de uma única. “Centro” se refere ao comprimento de onda do centro da banda/filtro e a incerteza entre parênteses é a metade do FWHM. “M” e “m” se referem, respectivamente, à magnitude absoluta e magnitude aparente, tendo suas incertezas entre parênteses. “ L_{SN} ” é a luminosidade calculada da supernova durante o pico de emissão, tendo suas incertezas entre parênteses. “Cor do Ponto” se refere ao código de cores dos pontos, para identificação da referência nos gráficos.

Nome	Banda	Centro [nm]	M	m	L_{SN} [W]	Referência	Cor do Ponto
	R	700(105)	-18,49(76)		$1,08(76) \times 10^{35}$	Li et al. (2011)	
	B	440(50)	-19,46(56)		$5,09(263) \times 10^{35}$	Richardson et al. (2002)	
	V	550(40)	-19,2(5)		$1,96(90) \times 10^{35}$	Hayden et al. (2010)	
	B	440(50)	-17,95(80)		$1,27(93) \times 10^{35}$		
	V	550(40)	-18,27(63)		$8,31(478) \times 10^{34}$	Phillips (1993)	
	I	900(110)	-18,22(50)		$4,46(206) \times 10^{34}$		
	J	1250(150)	-19,0(3)		$4,81(133) \times 10^{34}$		
	H	1620(100)	-18,7(3)		$1,29(36) \times 10^{34}$	Meikle (2000)	
	K	2200(300)	-18,8(3)		$8,94(247) \times 10^{33}$		
	U	360(20)	-19,89(14)		$3,09(40) \times 10^{35}$		
	B	440(50)	-19,33(11)		$4,52(46) \times 10^{35}$	Wang et al. (2006)	
	V	550(40)	-19,27(11)		$2,09(21) \times 10^{35}$		
	I	900(110)	-18,97(8)		$8,91(66) \times 10^{34}$		
SN2009ig	UVW2	192,8(329)	-16,3(4)	16,50(4)	$4,41(163) \times 10^{33}$		
SN2009ig	UVM2	224,6(249)	-15,55(42)	17,31(14)	$1,52(59) \times 10^{33}$		
SN2009ig	UVW1	260(35)	-18,02(40)	14,75(4)	$3,86(143) \times 10^{34}$		
SN2009ig	U	360(20)	-19,32(40)	13,46(1)	$1,83(67) \times 10^{35}$	Foley et al. (2012)	
SN2009ig	B	440(50)	-19,08(40)	13,66(3)	$3,59(132) \times 10^{35}$		
SN2009ig	V	550(40)	-19,19(40)	13,52(2)	$1,94(72) \times 10^{35}$		
SN2009ig	R	700(105)	-19,05(40)	13,64(2)	$1,82(67) \times 10^{35}$		
SN2009ig	I	900(110)	-18,78(40)	13,88(3)	$7,48(275) \times 10^{34}$		
	UVM2	224,6(249)	-15,91(110)		$3,30(334) \times 10^{33}$		
	UVW1	260(35)	-17,8(5)		$3,15(137) \times 10^{34}$		
	u	346,5(393)	-19,66(49)		$2,01(91) \times 10^{35}$	Brown et al. (2010)	
	b	439,2(488)	-19,19(52)		$2,67(128) \times 10^{35}$		
	v	546,8(385)	-19,16(49)		$1,52(69) \times 10^{35}$		
SN2011fe	UVW2	192,8(329)		12,75(75)	$4,34(312) \times 10^{33}$		
SN2011fe	UVM2	224,6(249)		13,25(75)	$1,88(135) \times 10^{33}$	Brown et al. (2012)	
SN2011fe	UVW1	260(35)		11,25(75)	$3,10(223) \times 10^{34}$		
SN2005cf	UVW2	192,8(329)		16,84(5)	$1,74(36) \times 10^{33}$		
SN2005cf	UVM2	224,6(249)		18,30(13)	$3,12(73) \times 10^{32}$		
SN2005cf	UVW1	260(35)		15,10(4)	$1,55(32) \times 10^{34}$		
SN2005cf	U	360(20)		13,37(3)	$1,09(22) \times 10^{35}$		
SN2005cf	B	440(50)		13,63(2)	$2,11(42) \times 10^{35}$	Wang et al. (2009)	
SN2005cf	V	550(40)		13,56(2)	$1,10(22) \times 10^{35}$		
SN2005cf	R	700(105)		13,56(3)	$1,17(24) \times 10^{35}$		
SN2005cf	I	900(110)		13,76(4)	$5,13(104) \times 10^{34}$		
SN2005cf	J	1250(150)		13,78(5)	$2,64(54) \times 10^{34}$		
SN2005cf	H	1620(100)		13,84(4)	$8,85(180) \times 10^{33}$		
SN2005cf	K	2200(300)		13,94(5)	$5,10(105) \times 10^{33}$		
	R	700(105)	-16,05(137)		$1,15(145) \times 10^{34}$	Li et al. (2011)	
	B	440(50)	-17,32(172)		$7,12(1130) \times 10^{34}$	Richardson et al. (2002)	
SN1987A	125 – 195 nm	160(35)			$5,61(112) \times 10^{33}$		
SN1987A	195, 2 – 220 nm	207,6(124)			$2,23(45) \times 10^{33}$	Córdoba (1993)	
SN1987A	220 – 260 nm	240(20)			$2,23(45) \times 10^{33}$		
SN1987A	260 – 290 nm	275(15)			$3,44(69) \times 10^{33}$		
SN1987A	290 – 320 nm	305(15)			$3,01(61) \times 10^{33}$		
SN1993J	V	550(40)	-17,4(5)		$3,73(172) \times 10^{34}$		
SN1993J	B	440(50)	-17,4(5)		$7,64(352) \times 10^{34}$	Woosley et al. (1994)	
SN1993J	U	360(20)	-17,8(5)		$4,51(208) \times 10^{34}$		
SN2011dh	U	360(20)	-16,16(50)		$9,95(458) \times 10^{33}$		
SN2011dh	B	440(50)	-16,43(50)		$3,13(144) \times 10^{34}$		
SN2011dh	V	550(40)	-17,08(50)		$2,78(128) \times 10^{34}$		
SN2011dh	R	700(105)	-17,38(50)		$3,90(180) \times 10^{34}$		
SN2011dh	I	900(110)	-17,41(50)		$2,12(98) \times 10^{34}$	Ergon et al. (2013)	
SN2011dh	J	1250(150)	-17,58(50)		$1,30(60) \times 10^{34}$		
SN2011dh	H	1620(100)	-17,61(50)		$4,73(218) \times 10^{33}$		
SN2011dh	K	2200(300)	-17,78(50)		$3,49(161) \times 10^{33}$		
SN2011dh	3,6 μ m	3546,6(3716)	-17,83(50)		$3,55(163) \times 10^{32}$		
SN2011dh	4,5 μ m	4502,4(5048)	-18,18(50)		$2,90(134) \times 10^{32}$		
SN2009mg	UVW2	192,8(329)	-11,37(53)		$4,71(23) \times 10^{31}$		
SN2009mg	UVW1	260(35)	-15,3(5)		$3,15(145) \times 10^{33}$		
SN2009mg	u	346,5(393)	-16,95(49)		$1,66(75) \times 10^{34}$	Oates et al. (2012)	
SN2009mg	b	439,2(488)	-17,1(5)		$3,90(172) \times 10^{34}$		
SN2009mg	v	546,8(385)	-17,68(48)		$3,89(172) \times 10^{34}$		
SN2011ht	UVW2	192,8(329)		13,75(50)	$1,67(84) \times 10^{34}$		
SN2011ht	UVM2	224,6(249)		13,3(5)	$1,73(87) \times 10^{34}$		
SN2011ht	UVW1	260(35)		13,4(5)	$4,13(208) \times 10^{34}$	Roming et al. (2012)	
SN2011ht	u	346,5(393)		13,4(5)	$4,76(239) \times 10^{34}$		
SN2011ht	b	439,2(488)		14,25(50)	$4,45(224) \times 10^{34}$		
SN2011ht	v	546,8(385)		14,25(50)	$2,60(131) \times 10^{34}$		

A figura 7.6 apresenta as magnitudes absolutas de todos os trabalhos pesquisados segregando os dados por tipo espectral: Ia, círculos; II (inclui tipos L, P, n e b), triângulos. A fonte dos dados é dada pelas cores dos pontos: cada cor representa uma referência distinta. Aqui, como nas figuras seguintes em que aparece o comprimento de onda, as incertezas em comprimento de onda λ são a metade do FWHM da banda/filtro como fornecido nas referências. (veja mais a frente no texto)

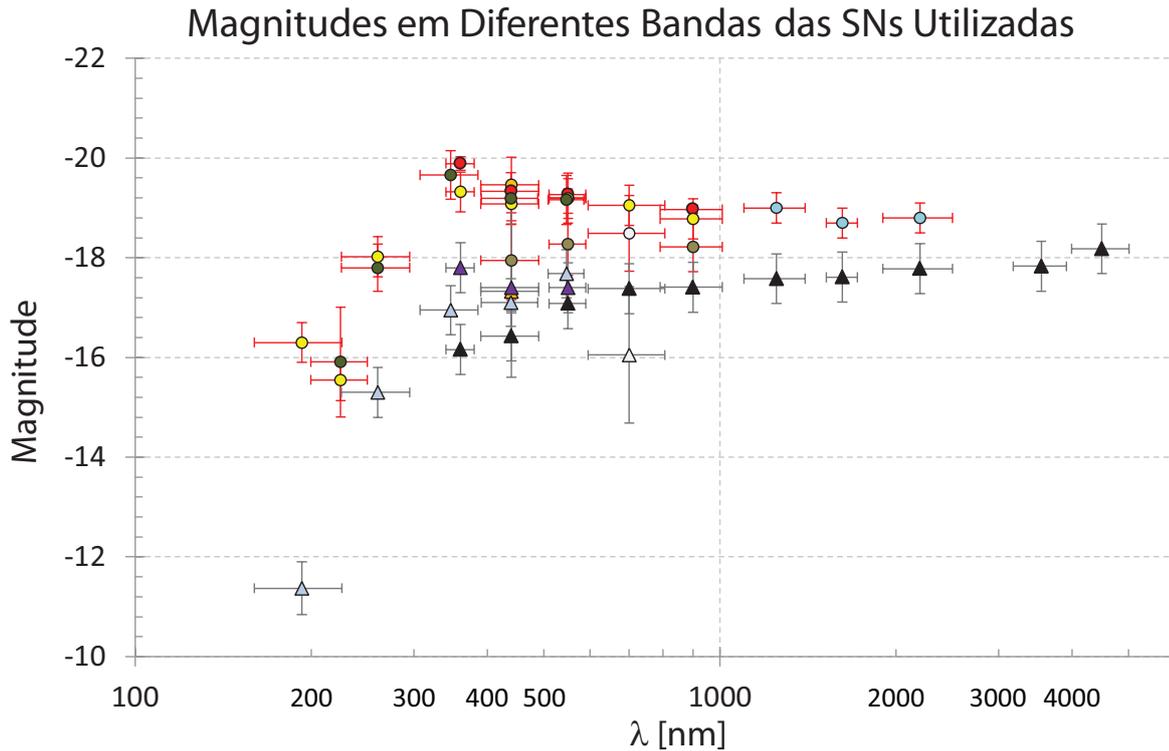


Figura 7.6: Magnitudes absolutas de SNs diretamente como apresentadas por múltiplos trabalhos. Veja a tabela 7.1 para obter as referências. As incertezas horizontais são metade do FWHM dos filtros em que as medidas foram feitas.

A conversão de magnitude para luminosidade das SNs foi feita utilizando as conversões de: [Munari et al. \(2002\)](#), ao utilizar a extensão para o infravermelho do sistema UBV de [Johnson e Morgan \(1953\)](#); [VO Filter Information service \(2011\)](#) para o sistema do Spitzer/IRAC; [Poole et al. \(2008\)](#) para o caso do sistema do Swift/UVOT; e [Córdoba \(1993\)](#) para o sistema do IUE (*International Ultraviolet Explorer*).

De posse das luminosidades das estrelas e das SNs nas bandas, a comparação foi feita simplesmente usando a relação de luminosidade (potência P) com fluxo F e área A , equação 2.2:

$$L = A \times F. \quad (7.3)$$

O que leva a:

$$P = F \times 4\pi D^2. \quad (7.4)$$

Isolando o fluxo, obtém-se:

$$F = \frac{P}{4\pi D^2}. \quad (7.5)$$

Como é preciso saber a distância onde o fluxo da SN F_{SN} se iguala ao da estrela F_* naquela banda, iguala-se a equação 7.5 para a estrela com a equação 7.5 para a SN:

$$F_* = \frac{P_*}{4\pi D_*^2} = \frac{P_{SN}}{4\pi D_{SN}^2} = F_{SN}. \quad (7.6)$$

Isolando a distância da SN D_{SN} :

$$D_{SN} = D_* \left(\frac{P_{SN}}{P_*} \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (7.7)$$

As incertezas na distância foram obtidas simplesmente propagando as incertezas na magnitude para potência e então para distância.

O fluxo de radiação UV de uma estrela que alcança um planeta em órbita depende da distância do planeta à estrela. Como se está interessado em planetas na ZHC de suas estrelas, compara-se a radiação UV recebida por esses planetas no limite interno da ZHC e no limite externo. Assim se obtém estimativas inferiores e superiores para a distância de perigo de SNs.

Para o caso da ZHC interna os dados de distância de perigo constam na figura 7.7, separados por tipo espectral da estrela, e na figura 7.8 todos juntos. Para a ZHC externa, ver as figuras 7.9 e 7.9.

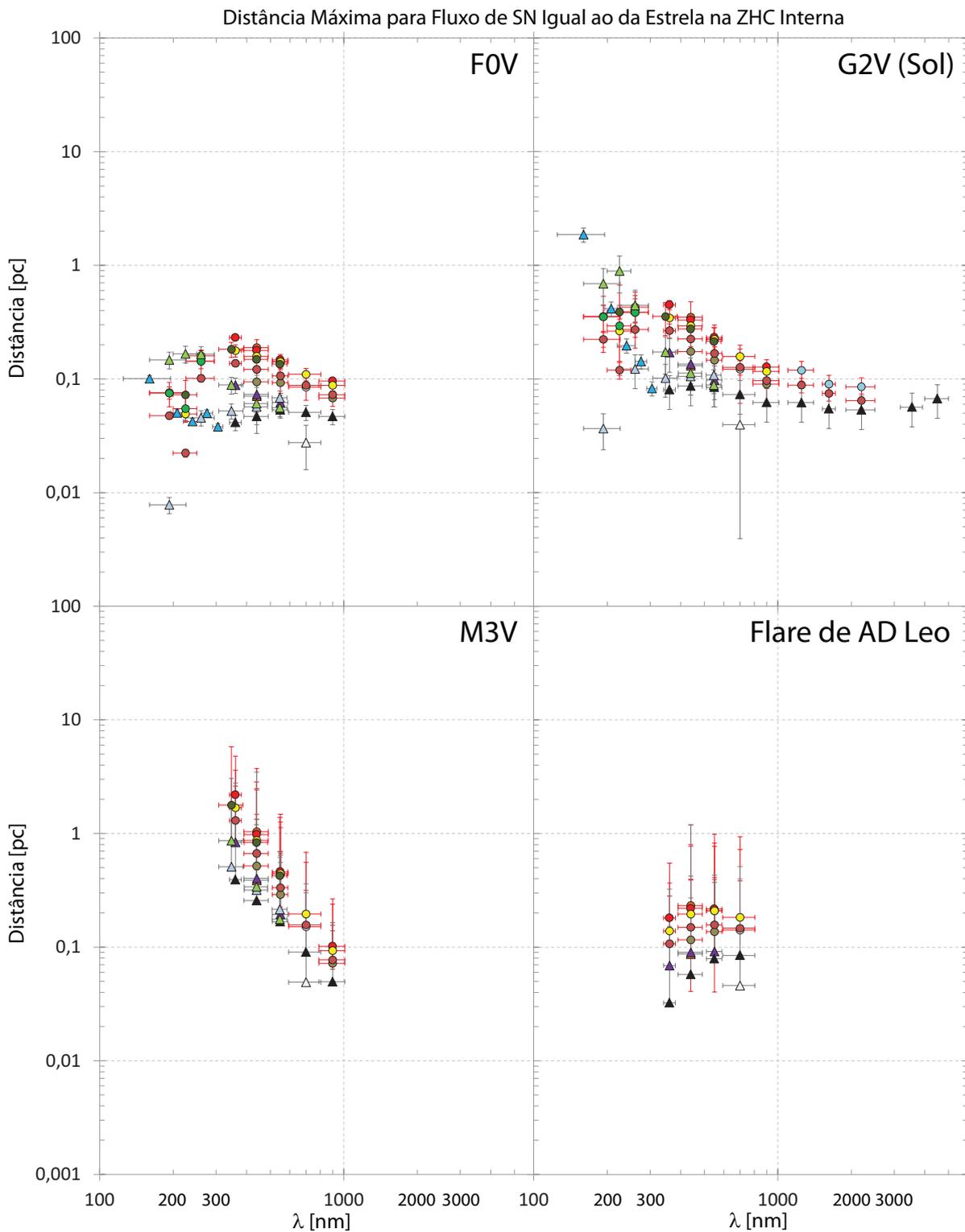


Figura 7.7: Fluxo das SNs da tabela 7.1 comparado com o fluxo de três estrelas e com um flare de AD Leonis no limite *interno* da ZHC em várias bandas. Numa tentativa de facilitar a leitura, círculos têm barras de erro em vermelho, correspondendo às SNs tipo Ia, triângulos têm barras de erro cinza escuras, correspondendo às SNs de tipo II. As cores diferentes de preenchimento de cada ponto correspondem a fontes diferentes para os dados das SNs. (Veja a tabela 7.1 para as referências e cores.) Algumas barras de erro somente são mostradas em sentido positivo no eixo de distâncias, pois, no outro sentido, ultrapassam o zero.

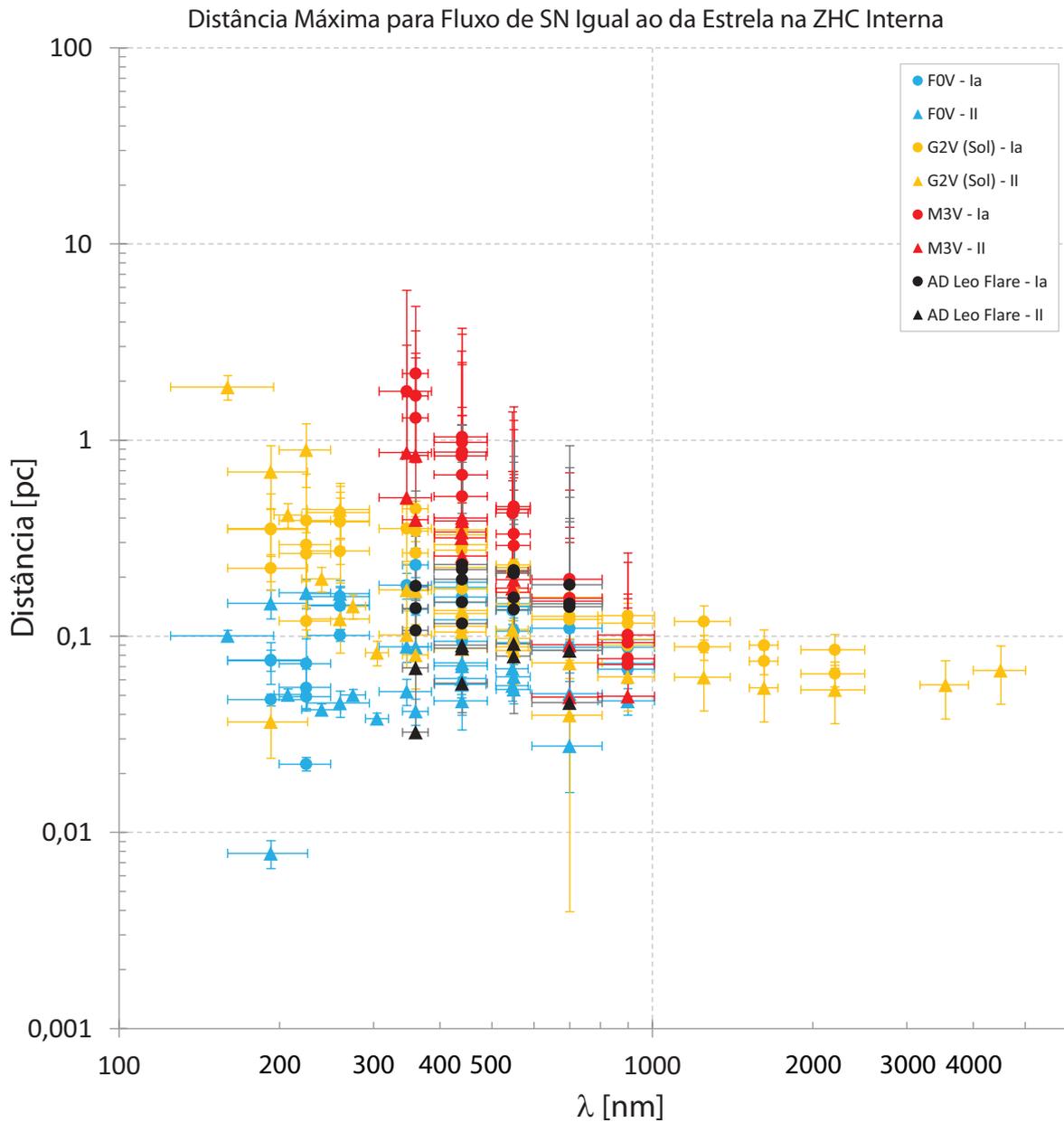


Figura 7.8: Os mesmos dados que os da figura 7.7, só que apresentados todos juntos para comparação entre si.

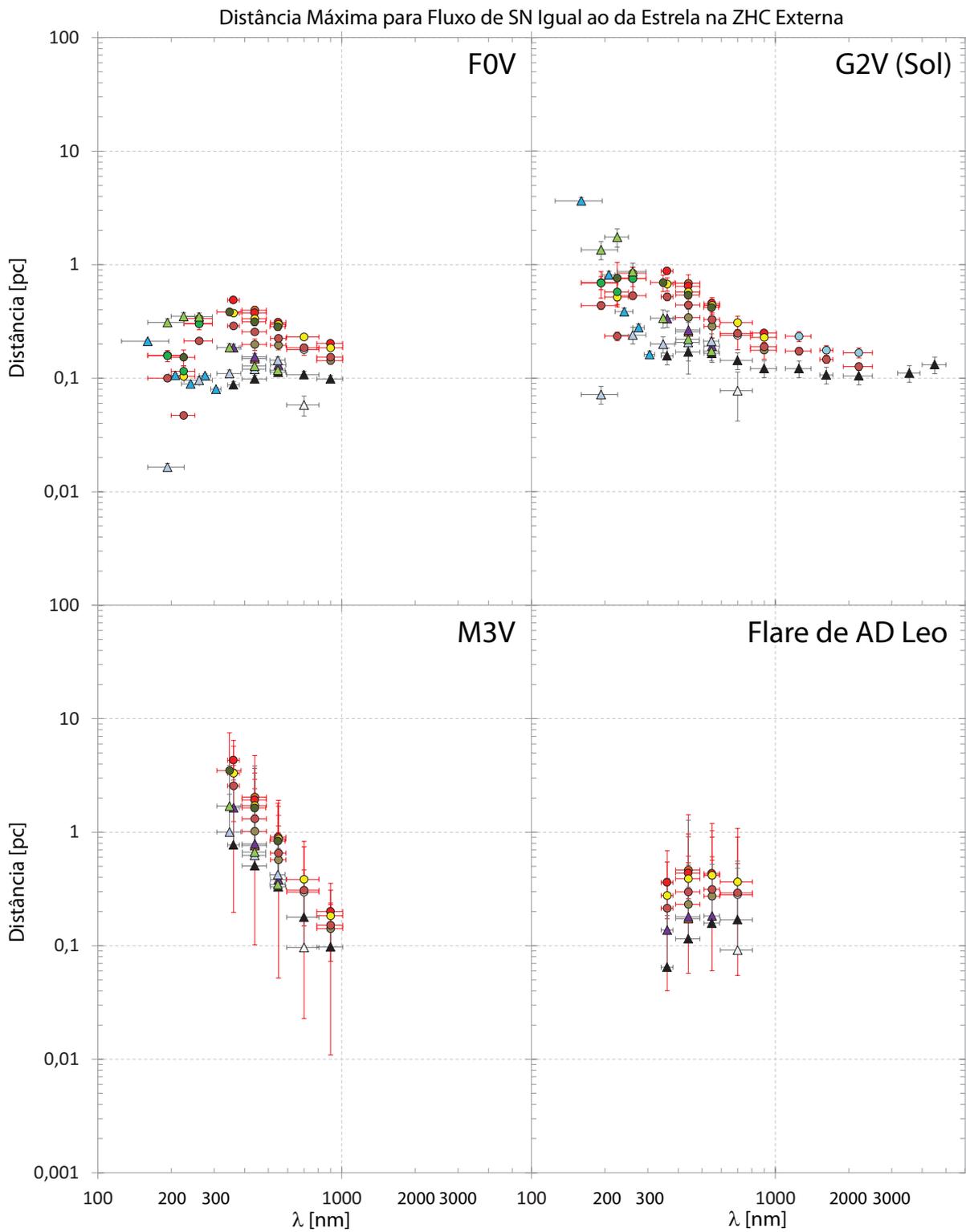


Figura 7.9: O mesmo que na figura 7.7 só que considerando o fluxo estelar no limite *exterior* da ZHC.

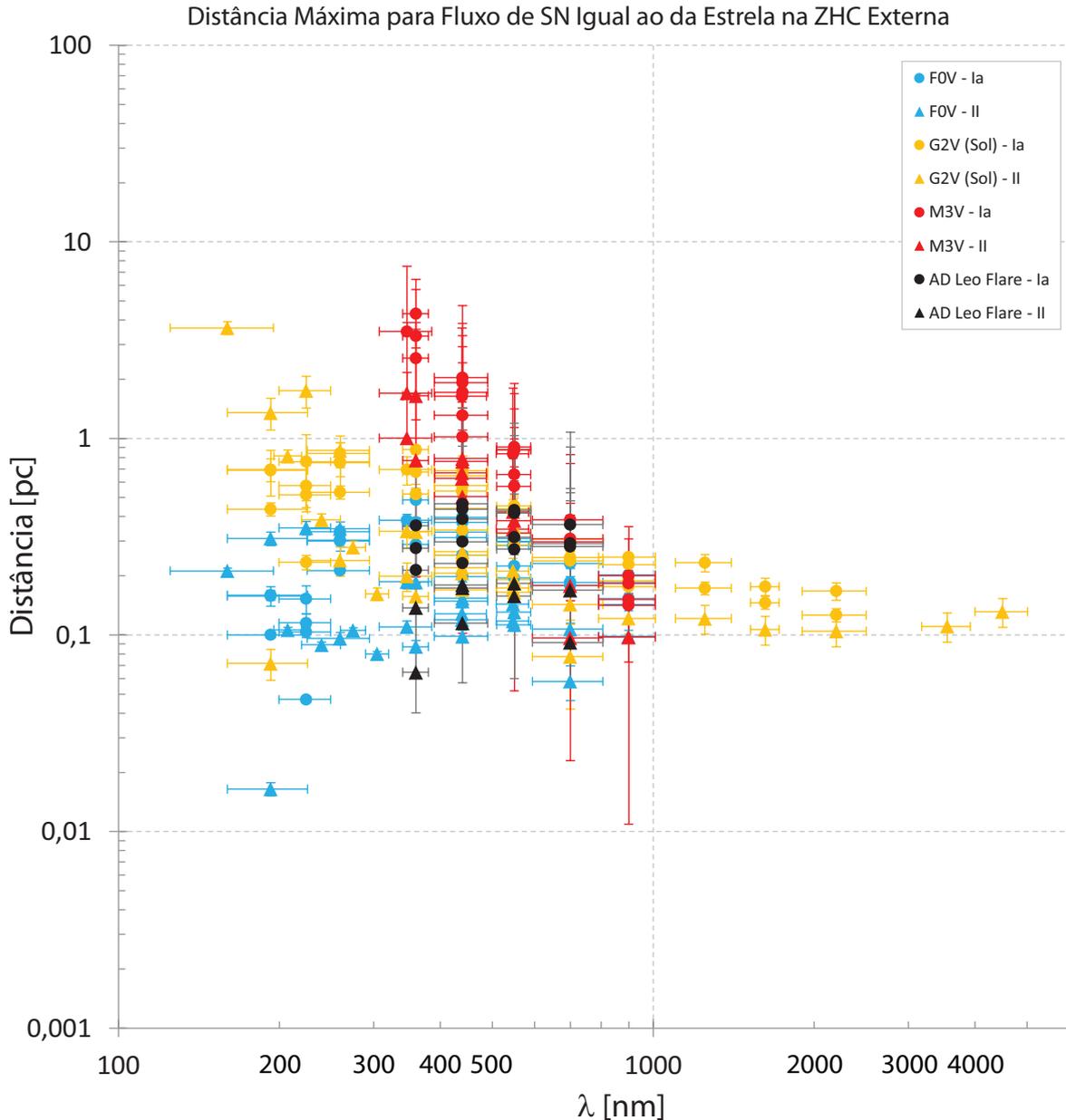


Figura 7.10: Os mesmos dados que os da figura 7.9, só que apresentados todos juntos para comparação entre si.

No caso do limite externo da ZHC (figuras 7.9 e 7.10), onde o planeta recebe um fluxo UV menor de sua estrela, por estar mais distante dela, as SNs teriam um fluxo igual ao da estrela nas bandas a distâncias maiores do que no caso do limite interior da ZHC. E mesmo nesse caso, a distância de perigo não ultrapassa 10 pc para a estrela de tipo M (pontos vermelhos).

O espectro da estrela M3V é limitado, não estendendo-se a comprimentos de onda menores do que 300 nm, então não cobrindo a região particularmente nociva ao DNA. Mas é possível ver, nas últimas quatro figuras, que há um comportamento aproximadamente

exponencial (linear na escala log-log apresentada), e que para a região de $\lambda \approx 260$ nm a distância seria próxima a 10 pc, revelando a maior suscetividade às SNs. Algo em parte esperado pelo baixo fluxo UV de estrelas M quiescentes. Mas os dados do grande flare em AD Leo (pontos pretos na figuras 7.8 e 7.10) indicam outro caminho.

Flares de estrelas M liberam muita energia em raios-X e UV, não igualando por uma ou duas ordens de grandeza a emissão UV do Sol para a Terra, quando comparada com um planeta a 1 UA ao redor dessas estrelas, mas com um fluxo UV equivalente ao solar para planetas em órbitas mais internas, como dentro da ZHC. (Khodachenko et al., 2007; Tarter et al., 2007; Scalo et al., 2007) Isso é visto nas figuras 7.7 e 7.9, onde os dados do flare equivalem aos dados do espectro solar (pontos em amarelo), ou mesmo aos dados do espectro da estrela F0V (pontos em azul).

Não há dados para a região com $\lambda < 300$ nm, dificultando estimar a distância de perigo. Mas, sabendo-se que a maior parte da energia dos flares está em pequenos comprimentos de onda, em XUV e raios-X (Tarter et al., 2007; Scalo et al., 2007), o comportamento geral para menores λ não deverá ser muito diferente do apresentado, permanecendo abaixo de 1 pc. Isso parece ser confirmado por dados de Scalo et al. (2007) que mostram um espectro de flare de AD Leo com fluxo em ≈ 150 nm maior do que o solar.

Embora na maioria do tempo, planetas orbitando estrelas tipo M sejam pouco expostos ao UV, assim sendo bastante suscetíveis à radiação UV de SNs, periodicamente receberiam de suas estrelas flares de radiação UV por minutos a horas, em intervalos de horas ou semanas. (Scalo et al., 2007) Para sobreviver, teriam de ter desenvolvido algum método de sobrevivência para suportar tais rajadas energéticas. Esses métodos poderiam ser úteis também na sua proteção contra o UV de SNs.

No pior dos casos (estrela tipo M tardio sem atividade de flare) a distância de perigo de SNs seria acima de 5 pc, podendo chegar a 10 – 20 pc. Com atividade de flare, a distância de perigo cairia para algo inferior a 1 pc. No outro extremo, em estrelas F0V, a distância seria de décimos de parsec, uma distância extremamente pequena.

Dessa forma, estima-se a distância na qual o fluxo UV de SNs iguala o fluxo de estrelas tipo F0V–M3V em $\lesssim 10$ pc. Fixando o limite superior de 10 pc como o valor de D_{SN} para vida simples daqui por diante.

Embora as SNs tipo Ia sejam mais luminosas que as de tipo II, não se consegue distinguir no diagrama de dispersão uma diferença realmente importante, portanto será usado o

mesmo valor de distância para os dois tipos de SN.

Agora, retorna-se à questão, que primeiramente apareceu no capítulo 5, de qual seria o t_{SN} para a vida simples. Seria o mesmo que para vida complexa, 10 Ma? Micro-organismos se reproduzem e evoluem muito mais rápido do que criaturas grandes e complexas. Dessa forma, há uma certa expectativa de que o t_{SN} para vida simples fosse menor do que para vida complexa.

Nos trabalhos citados sobre a exposição de bactérias à radiação UV, levando à resistência induzida (Goldman e Trevisano (2011); Kriskoa e Radman (2010); Alcántara-Díaz et al. (2004); Ewing (1995)), as amostras eram expostas a uma alta dose de UV de duração inferior a 6 minutos e deixadas em repouso até o dia seguinte para nova sessão. Esse procedimento perdurou por dezenas de dias até a alta resistência induzida ser obtida.

Em um caso real, as bactérias ficariam expostas ao UV da estrela e da SN por horas (num planeta de rotação rápida) ou por dezenas de dias no caso de planetas em rotação síncrona. Já tendo uma resistência natural e estratégia de sobrevivência desenvolvida sob a luz de sua estrela, a adaptação ao dobro de UV devido à SN poderia não ser um problema extremo, mas seria considerável. O súbito fluxo duplicado em UV seria um choque inicial e poderia desequilibrar os ecossistemas de microrganismos. Como (e se) se daria a recuperação e em quanto tempo não parece ser algo fácil de estimar, não tendo-se achado trabalhos na literatura sobre essa questão em especial.

Na próxima seção, diferentes $t_{SN} = 1, 10^3, 10^6$ e 10^7 anos serão experimentados para tentar averiguar se há uma diferença apreciável entre eles.

7.4 O Fator de Supernovas

A seguir reuniremos todos os resultados obtidos neste capítulo. Partindo dos dados do MEQ para cinco raios Galácticos, contando somente os eventos dentro da A_{SN} e no tempo regresso t_{SN} , modelados pela equação 7.2.

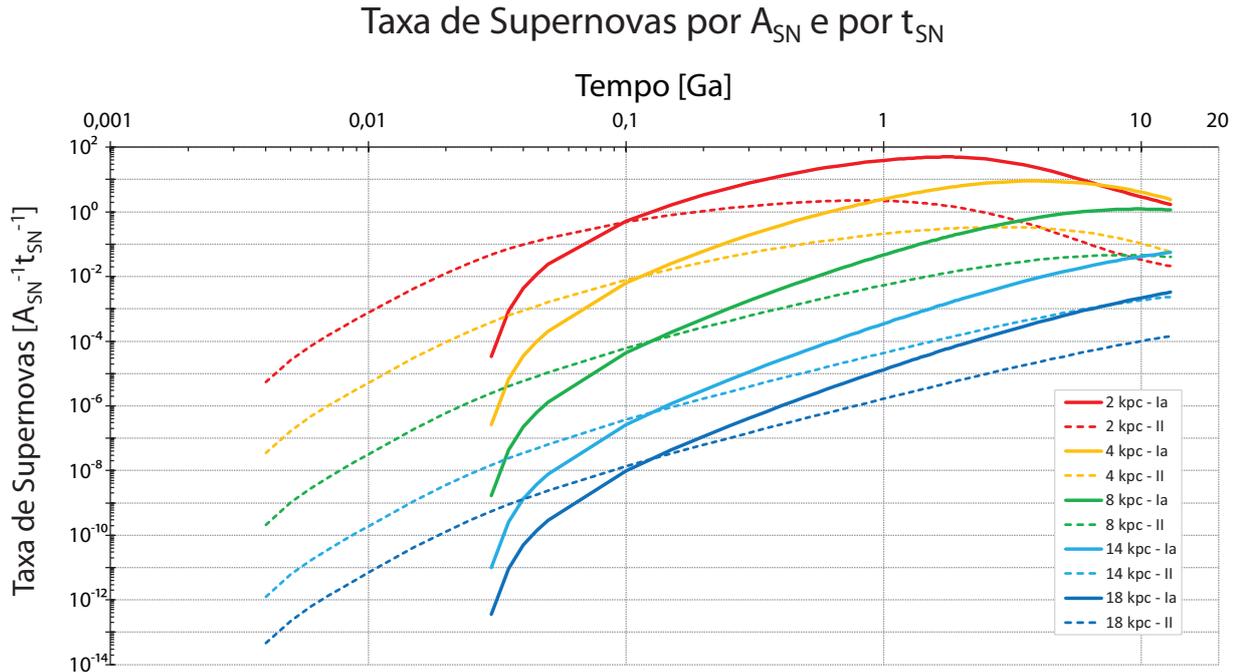


Figura 7.11: Comparação do número de SNs tipo Ia e II dentro das áreas A_{SN} e integradas nos tempos t_{SN} para a vida complexa. Só lembrando, os valores são $t_{SN} = 10$ Ma, $R_{SN Ia} = 80$ pc para as SNs tipo Ia, e $R_{SN Ia} = 8$ pc para as SNs tipo II.

SNs tipo Ia seriam muito mais perigosas do que as tipo II para a vida complexa, tendo uma A_{SN} bem maior, embora, com essa ação a maiores distâncias, sua energia em raios gama possa ser absorvida pelo meio interestelar em seu caminho até o planeta, atenuando seu efeito destruidor de ozônio.

Voltando à figura 4.1, percebe-se que as taxas de SNs Ia e II são diferentes, sendo a segunda maior. Mas isso acaba influenciando pouco os resultados, já que a distância de ação de SNs tipo Ia é muito maior do que as de tipo II, o que é bem visível na figura 7.11, onde as SNs tipo Ia ficam em torno de 1 evento por A_{SN} e por t_{SN} no raio solar nos últimos ≈ 9 Ga, enquanto as SNs tipo II beiram cerca de 10 vezes menos eventos nas mesmas condições.

O modelo padrão para vida complexa (veja tabela 7.2) usa $D_{SN Ia} = 80$ pc, mas Gowanlock et al. (2011) e obtiveram 20 pc, enquanto, dos dados de Richmond (2009), obtém-se 115 pc. Dessa forma, parece interessante comparar os resultados usando os $D_{SN Ia}$ deles.

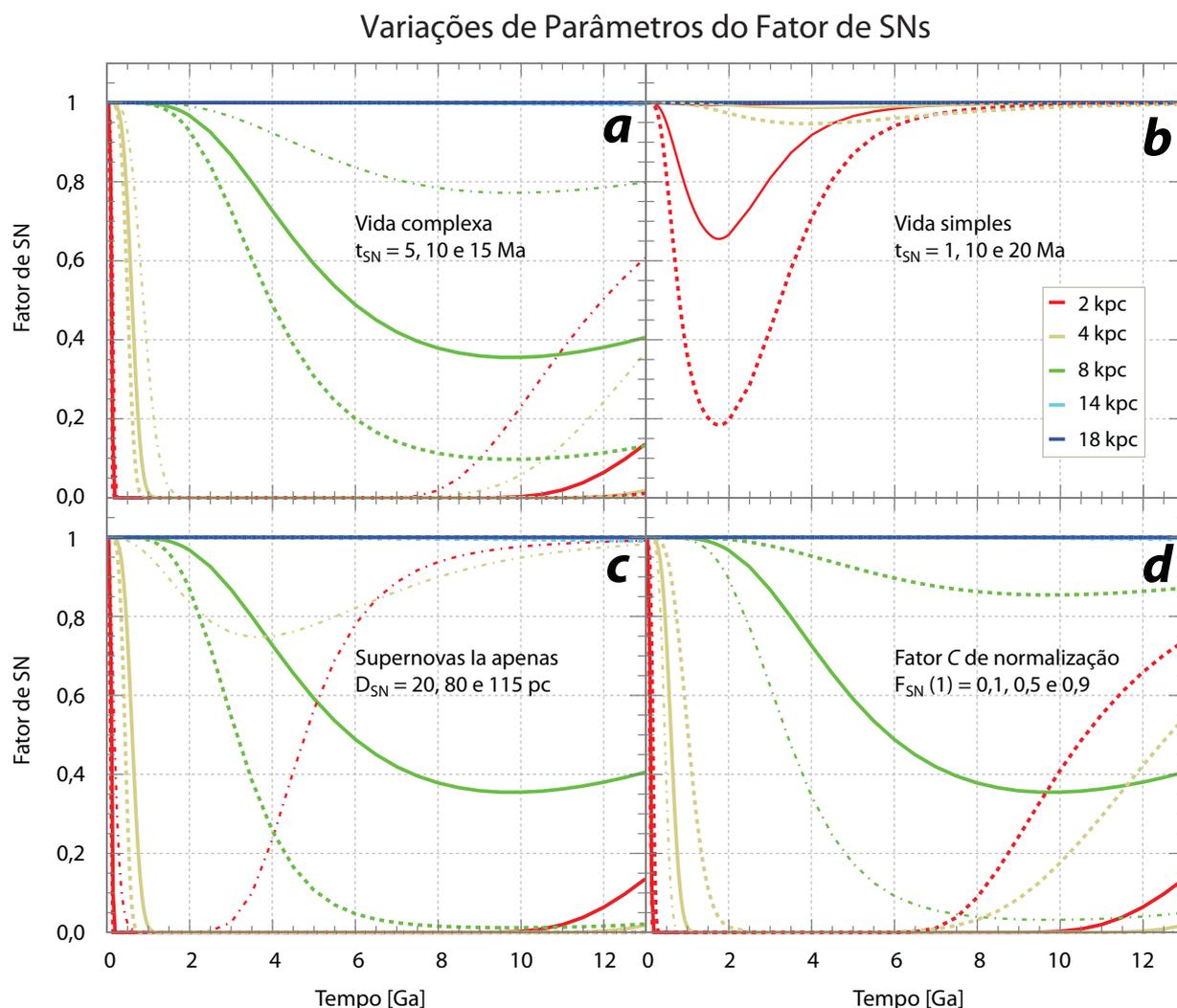


Figura 7.12: Variação dos parâmetros do Fator de Supernovas para visualizar suas dependências mais fortes. O caso com os parâmetros padrões é sempre o de linha cheia. A legenda do painel **b**) é comum aos quatro painéis.

- a)** Variação do tempo de SNs t_{SN} para vida *complexa* nos valores de 5,0 (linha pontilhada e tracejada), 10,0 (linha cheia) e 15,0 Ma (linha tracejada).
- b)** Variação do tempo de SNs t_{SN} para vida *simples* nos valores de 1,0 (linha pontilhada e tracejada), 10,0 (linha cheia) e 20,0 Ma (linha tracejada).
- c)** Variação da distância de perigo para SNs Ia D_{SN} nos valores de 20 (linha pontilhada e tracejada), 80 (linha cheia) e 115 pc (linha tracejada).
- d)** Variação da normalização C da equação 7.2 de tal maneira que para uma SN tivesse os valores de 0,1 (linha pontilhada e tracejada), 0,5 (linha cheia) e 0,9 Ma (linha tracejada).

O Fator de Supernovas, apresentado na figura 7.12, incorpora a contribuição da periculosidade das SNs à habitabilidade. Quanto mais próximo de 1, mais habitável e menor a importância de SNS. Em todos os casos, a dependência do F_{SN} com qualquer parâmetro variado, para os dois raios externos, de 14 e 18 kpc, foi insignificante. A taxa de SNs é muito baixa para ser apreciável, sendo a região de habitabilidade definida predominantemente pela evolução da metalicidade. Os dois raios internos, 2 e 4 kpc, apresentaram a

resposta mais forte à alteração dos parâmetros, por exibirem altas taxas de SNs. E, não intencionalmente, o raio solar, de 8 kpc, foi o que apresentou o F_{SN} mais bem distribuído entre 0 e 1 ao variar os parâmetros e no modelo básico (linha cheia).

Mais de 1 SN por $t_{SN} = 10$ Ma não é um resultado animador para a vida complexa se mantido por muito tempo. Por isso os raios internos não seriam muito habitáveis até tempos tão recentes quanto 1 ou 2 Ga atrás.

No painel *a*) da figura 7.12, os diferentes tempos de recuperação biológicos para a vida *complexa* (t_{SN}) alteram bastante os resultados para o raio de 8 kpc e para o raio de 2 kpc, de maneira a que um $t_{SN} = 15$ Ma seja suficiente para diminuir a quase zero a habitabilidade nos raios de 2 e 4 kpc, enquanto que um $t_{SN} = 10$ Ma (padrão) permite uma tímida maior habitabilidade no raio de 2 kpc em tempos recentes, devido a uma queda na taxa de SNs, mas só com $t_{SN} = 5$ Ma que a habitabilidade no raio de 2 kpc chega a valores razoáveis em tempos recentes. O raio de 8 kpc apresenta a maior variação do F_{SN} com o t_{SN}

No painel *b*) da figura 7.12, os diferentes tempos de recuperação biológicos para a vida *simples* t_{SN} têm um impacto muito pequeno na habitabilidade. Para 10^6 anos, F_{SN} é unitário, sem impacto na redução da habitabilidade. Com $t_{SN} = 10^7$ anos há efeitos relevantes para o raio de 2 kpc por volta de 2 Ga. Mas somente com 2×10^7 anos que o efeito para o raio de 2 kpc se torna mais significativo nos primórdios da Galáxia e se percebe uma leve relevância para o raio de 4 kpc.

Vale lembrar que a distância de perigo para SNs no caso de vida simples não é a mesma que para vida complexa, sendo de 10 pc tanto para SNs tipo Ia quanto para as de tipo II. Isso realmente diminui a abrangência do efeito potencial das SNs, contribuindo para o seu menor impacto na vida simples.

Como 10^7 anos é o tempo usado para a recuperação dos seres complexos após uma grande extinção, esse poderia ser um tempo demasiadamente grande para a recuperação da vida simples, mais resistente, numerosa e de evolução mais rápida. E como todos os t_{SN} inferiores apresentaram resultados de F_{SN} praticamente unitários em todos os casos, as SNs parecem não ser um fator decisivo para a habitabilidade da vida simples. Acaba sendo, então, em geral irrelevante fixar um valor para o t_{SN} da vida simples. Correndo o risco de ser excessivamente cuidadoso e conservador, fixa-se o t_{SN} em 10^6 anos, e mesmo assim tendo um efeito desprezível na habitabilidade para a vida simples.

No painel *c*) da figura 7.12, as diferentes distâncias de perigo para SN Ia (D_{SN}) alteram

mais os resultados para o raio de 8 kpc e para os dois raios internos, de 2 e 4 kpc. [Gowanlock et al. \(2011\)](#) encontraram uma distância de perigo para SN tipo Ia de ≈ 20 pc, mas foi mostrado aqui que, considerando a região gama do espectro das SN, e não a região da banda azul, a distância seria bem maior, ≈ 80 pc. Comparando o resultado da utilização dessas distâncias junto com a obtida pelas estimativas de [Richmond \(2009\)](#), vê-se claramente uma grande diferença.

Somente com $D_{SN} = 20$ pc (linhas pontilhadas tracejadas) que os raios internos ganham habitabilidade significativa, acima de 0,2, tornando-se tão habitáveis em tempos posteriores a 3 Ga atrás quanto o raio solar. O raio de 8 kpc é completamente indiferente à taxa de SNs Ia, tendo alta habitabilidade durante todo o período de tempo analisado. Com $D_{SN} = 80$ pc (padrão, linhas cheias), a habitabilidade é fortemente afetada mesmo no raio de 8 kpc, sendo insignificante nos raios internos. E usando $D_{SN} = 115$ pc (linhas tracejadas), só sobram os raios externos com alta habitabilidade, pois mesmo o solar tem uma habitabilidade próxima de zero durante os últimos 7 Ga. O raio solar de 8 kpc parece ser um local intermediário, onde a o Fator de SNs não é tão baixo quanto nos raios internos, mas não tão alto quanto nos externos, considerando a distância de perigo derivada para SNs tipo Ia, $D_{SN} = 80$ pc. Aumentar ou diminuir a essa distância tem um efeito forte no raio solar principalmente. Mas essas distâncias podem estar um pouco exagerados, visto que alguma parte dos raios gama poderia ser absorvida pelo meio interestelar no caminho ao planeta.

No painel *d*) da figura 7.12, as diferentes normalizações C para a equação 7.2 alteram os resultados de maneira semelhante ao painel *a*). Supor que a habitabilidade seria de 0,1 para uma SN (linhas pontilhadas tracejadas) faz a habitabilidade cair próxima a zero para os raios internos e para o raio de 8 kpc. A habitabilidade 0,5 para um evento (linhas cheias) é o caso padrão. Com uma maior habitabilidade, de 0,9 para um evento de SN (linhas tracejadas), a habitabilidade cresce bastante no raio de 8 kpc, mas é nos raios internos que há a maior mudança, com uma habitabilidade crescente nos últimos 7 Ga. Os raios externos não são afetados pela alteração da normalização.

Em conclusão, pelo modelo padrão do fator de SNs (tabela 7.2), o raio solar ficaria bem a meio caminho em termos de habitabilidade para vida complexa, sendo mais habitável que os raios internos, mas ainda sendo sensível às SNs.

A variação dos parâmetros t_{SN} , D_{SN} e C parece criar efeitos semelhantes sobre o raio

de 8 kpc. Mas os raios internos sofreram maior mudança de habitabilidade com a variação da distância de perigo para SNs Ia. Já a variação do tempo de recuperação biológico para a vida simples entre 1 e 20 Ma teve pouco impacto. Dessa forma, SNs poderiam ter pouco relevância ao se tratar de vida simples na Galáxia.

Tabela 7.2 - Dados básicos do modelo padrão do Fator de SNs para a vida simples e para a vida complexa.

Vida	SN	D_{SN} [pc]	t_{SN} [Ma]	Normalização $F_{SN}(1 SN) =$
Simples	Ia	10	1	0,5
	II	10	1	0,5
Complexa	Ia	80	10	0,5
	II	8	10	0,5

A Zona de Habitabilidade Galáctica

O Fator de Supernovas e o Fator Telúrico fornecem individualmente informações valiosas sobre a habitabilidade da Galáxia. Mas ambos modelam fenômenos que ocorrem simultaneamente e uma abordagem onde os dois são considerados juntos seria mais vantajosa, já que numa situação onde um fator é baixo, mas o outro é alto poderia levar a uma situação de uma habitabilidade intermediária, nem alta e nem baixa, com os valores dos dois fatores se compensando. Esse tipo de situação não pode ser facilmente visualizada considerando cada fator individualmente. Pensando nisso, foi utilizada a abordagem de [Lineweaver et al. \(2004\)](#) para a habitabilidade Galáctica, construindo o Fator de Habitabilidade Galáctica (FHG).

O FHG indica a habitabilidade numa certa região e tempo da Galáxia numa escala numérica, onde valores maiores de FHG indicam maior habitabilidade, e valores próximos de zero, indicam menor habitabilidade. Diferentemente de uma probabilidade, como [Lineweaver et al. \(2004\)](#) fizeram, não há uma limitação superior pela unidade, podendo acontecer de haver lugares e tempos na Galáxia com $FHG > 1$. Como o valor numérico absoluto do FHG não é relevante, sendo arbitrário, só há uma importância comparativa, relativa, indicando-se tal região e época da Galáxia é mais ou menos habitável que outra região e época da Galáxia. Por isso, o FHG será normalizado com relação ao FHG no raio solar (8 kpc) atualmente (13 Ga). Eventualmente, ao comparar os casos de vida simples (unicelular, microbiano) e de vida complexa (multicelular, macroscópico), o caso de vida complexa foi o escolhido para ser usado como normalização. Outras normalizações poderiam perfeitamente ter sido escolhidas, mas essas foram as que se mostraram mais úteis ao visualizar os dados.

$$FHG_{no} = \left(\frac{1}{FHG(R = 8 \text{ kpc}, t = 13 \text{ Ga})} \right) \times FHG. \quad (8.1)$$

O Fator Telúrico (F_{Tel}), desenvolvido no capítulo 6, pode ser interpretado como a probabilidade, em função de $[Fe/H]$, de estrelas abrigarem planetas na ZHCT. Já o Fator de Supernovas (F_{SN}) não tem a mesma interpretação probabilística, como discutido ao final da seção 7.2, sendo melhor visto como um indicador de habitabilidade que vai de zero a um. Dessa forma, a multiplicação dos dois fatores não se consolidaria numa probabilidade. Essa interpretação faz ainda mais sentido ao se considerar que os Fatores de Supernovas e Telúrico serão multiplicados também pela densidade estelar (μ_*) em alguns casos, para se obter a habitabilidade Galáctica por área do disco da Galáxia (por usarmos densidade estelar superficial do disco), e não por estrela individual.

Uma dificuldade da abordagem por FHG é que, ao tentar embutir e condensar muitos fenômenos, suposições e modelagens em um único número que varia no tempo e no espaço para nossa Galáxia, o FHG padece do mesmo problema que a P_{GHZ} de [Lineweaver et al. \(2004\)](#): a perda de informação e excesso de simplificação. Porém, ela permite tratar os efeitos dos Fatores de Supernovas e Telúrico de maneira simultânea, obtendo resultados não óbvios, dificilmente visíveis com cada fator considerado a parte.

Foi [Prantzos \(2008\)](#) quem primeiro considerou como relevante estudar a habitabilidade não unicamente por estrela, mas também pela densidade estelar do disco da Galáxia. Ele argumenta que, embora a habitabilidade nas regiões mais internas seja mais baixa devido às taxas maiores de SNs, a densidade estelar lá é muito maior do que na Galáxia exterior, de maneira a haver muito mais sistemas habitáveis por área. Dessa forma, além da habitabilidade por estrela de uma certa região e época da Galáxia, considerar-se-á também a habitabilidade de regiões do disco Galáctico de um certo raio e época. As equações 8.2 apresentam a estrutura do FHG e a forma em que é calculado.

$$FHG = \begin{cases} F_{Tel}(t - t_{ev}) \times F_{SN}(t), & \text{por estrela} \\ \mu_*(t - t_{ev}) \times F_{Tel}(t - t_{ev}) \times F_{SN}(t), & \text{por densidade} \end{cases} \quad (8.2)$$

Como mostrado nas equações acima, toma-se o cuidado de calcular o Fator de Supernovas a partir do tempo atual t , mas o Fator Telúrico e a densidade estelar no tempo $t - t_{ev}$. Isso se faz necessário porque, se estamos averiguando a habitabilidade atual, há o tempo

de evolução a se considerar, e a metalicidade que importa é a de quando as estrelas foram formadas, em $t - t_{ev}$. O mesmo não é estritamente verdade para a densidade estelar, já que o importante é a densidade atual de estrelas que se formaram em $t - t_{ev}$, e isso não corresponde à densidade atual ou à densidade em $t - t_{ev}$, já que muitas estrelas se formaram e saíram da SP desde aquela época, possivelmente alterando a densidade original. Mas usar a densidade de estrelas de t_{ev} anos atrás é uma aproximação muito melhor do que usar a atual na impossibilidade de fazer melhores estimativas das estrelas de maior massa que evoluíram além da SP nesse intervalo de tempo. As SNs têm praticamente uma ação quase imediata sobre a vida, com resultados perdurando durante o período de t_{SN} , tendo sua taxa integrada nesse intervalo de tempo, então, partindo do tempo atual t para trás no tempo.

Lineweaver et al. (2004) não usam a densidade estelar em seu P_{GHZ} , mas usam em vez a SFR. Advogam que a SFR seria algo a se considerar, pois quanto mais estrelas há nascendo, mais planetas há surgindo também, o que aumentaria a habitabilidade naquele momento. Porém, considerar a SFR não parece ser a melhor estratégia, porque a SFR pode ser bem baixa atualmente, mas a densidade estelar ainda ser alta, refletindo todas as estrelas que nasceram em épocas anteriores, havendo ainda muitos e muitos planetas na Galáxia, Esse planetas não teriam surgido naquele instante, mas cumulativamente nas gerações estelares do passado. A densidade estelar parece ser um fator muito mais razoável de ser usado, e por isso é o que é empregado neste trabalho.

O uso da densidade estelar incluindo mesmo as estrelas mais antigas, e um Fator de Supernovas com t_{SN} de 10 Ma apenas para vida complexa revelam bastante sobre a suposição sobre a resistência da vida às adversidades que foi adotada nesse trabalho. Implicitamente com tais escolhas se preferiu uma vida resistente e que, assim que estabelecida, não será completamente extinta, perdurando mesmo em planetas formados no início da Galáxia. Isso pode não ser possível devido ao tempo limitado de atividade geológica para manter um ciclo carbono-silicato ativo em planetas telúricos, como foi comentado no capítulo 3. Mas como a evolução da atividade geológica planetária ainda é mal compreendida, foi aceito como uma simplificação razoável não considerá-la no modelo por enquanto.

O processamento dos resultados do MEQ para o FHG_{no} é feito como ilustrado pela figura 8.1.

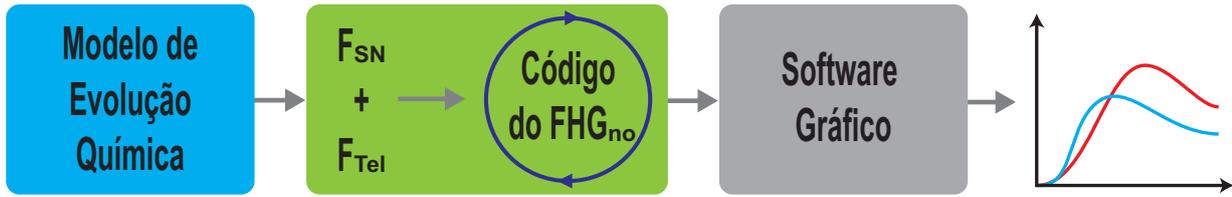


Figura 8.1: Esquema ilustrativo dos passos para obtenção do FHG_{no} a partir dos resultados do MEQ.

O MEQ fornece tabelas de dados que são lidas pelo código do FHG_{no} , que computa os Fatores de Supernovas e Telúrico, combinando-os eventualmente com a densidade estelar. Um processo iterativo leva à normalização e à saída dos resultados em forma de tabela de dados. Esses, por fim, são lidos por um software gráfico para a elaboração dos gráficos.

8.1 O Modelo Padrão

Primeiramente é construído um modelo padrão, com os valores mais razoáveis para os diferentes parâmetros. Posteriormente, será feita a variação dos parâmetros se verificar a maior ou menor dependência do modelo com os diferentes parâmetros quando todos os Fatores são considerados juntos, de modo análogo ao que foi feito para o Fator de Supernovas na seção 7.4. Esta seção cuidará exclusivamente do modelo padrão, cujos parâmetros alteráveis são os do Fator de Supernovas, apresentados em forma padrão na tabela 7.2.

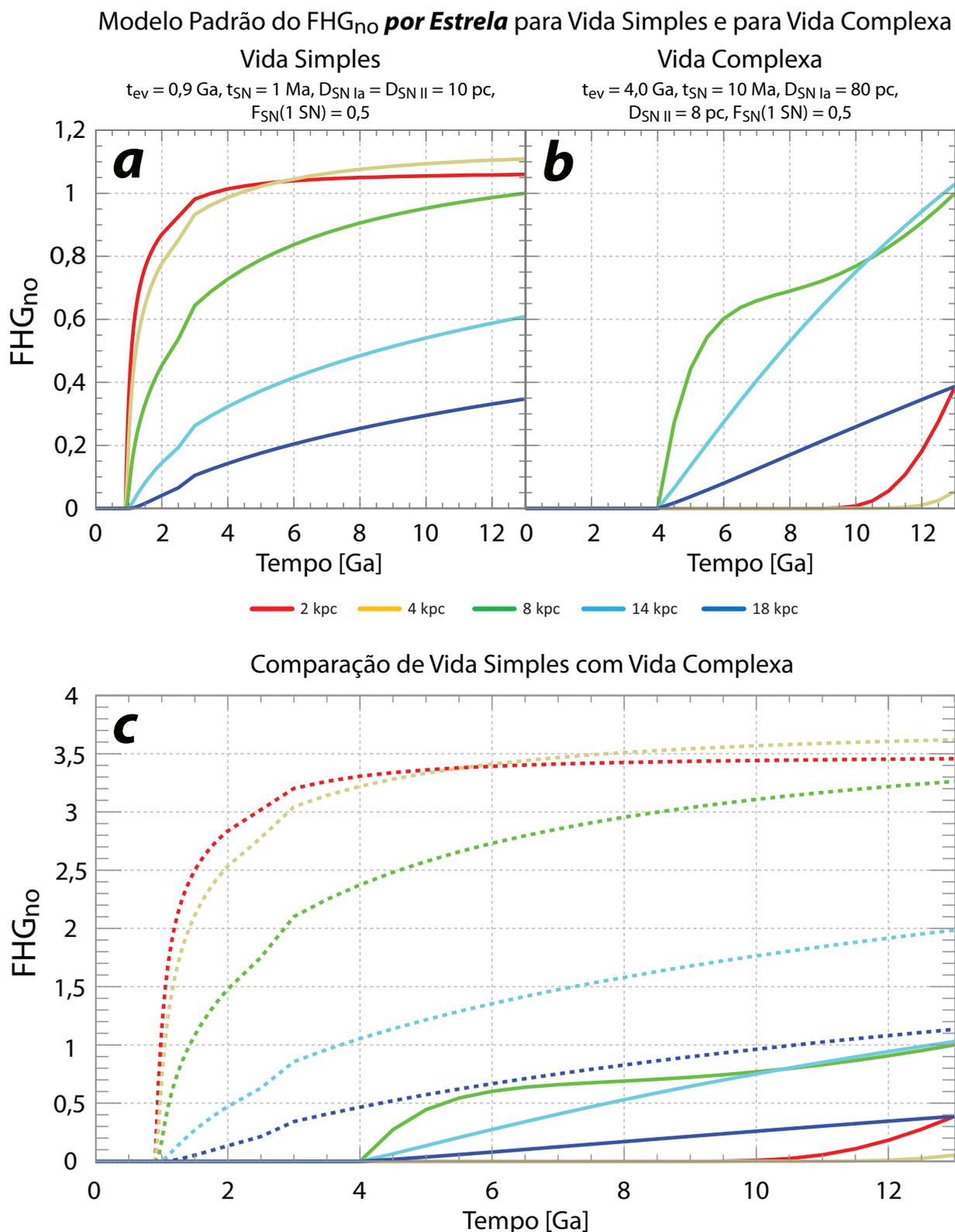


Figura 8.2: FHG_{no} para a vida simples e para a vida complexa. A legenda central é comum aos três painéis.

a) FHG_{no} para vida simples, considerando o retardo devido ao tempo de evolução e normalizado para o valor atual do raio de 8 kpc.

b) FHG_{no} para vida complexa, considerando o retardo devido ao tempo de evolução e normalizado para o valor atual do raio de 8 kpc de maneira independente ao FHG_{no} para vida simples.

c) FHG_{no} para vida complexa (linha cheia) comparado com o FHG_{no} para vida simples (linha tracejada). Ambos foram normalizados pelo valor atual do FHG_{no} para vida complexa no raio de 8 kpc.

A figura 8.2 apresenta os resultados do FHG_{no} por estrela, ou seja, se pinçássemos uma estrela ao acaso do disco Galáctico num certo momento e raio, a habitabilidade seria mais provavelmente dada pelo FHG_{no} correspondente.

Para a vida simples (figura 8.2 a), os resultados são praticamente os do F_{Tel} , pois as SNs são quase irrelevantes. A predominância do F_{Tel} faz o comportamento do FHG_{no} ser o mesmo descrito na seção 6.4, com a habitabilidade de ≈ 2 kpc até um pouco depois do raio de 8 kpc ser praticamente a mesma, e com a Galáxia externa sendo a parte menos habitável. A metalicidade seria então o fator mais importante para a vida simples.

Já na figura 8.2 b, o F_{SN} ganha muita relevância e há um comportamento mais complicado radialmente. Como o tempo de evolução para a vida complexa é maior do que para vida simples, há um retardo maior também até a habitabilidade começar a ser avaliada, e quando começa, é com a metalicidade de 4 Ga antes, pois foi quando aquelas estrelas e planetas foram formados, mas a taxa de SNs é a atual, porque é quando elas têm efeito sobre a vida.

Conforme o Fator Telúrico cresce com o enriquecimento de metais do meio interestelar, a habitabilidade ainda cresce. Mas as taxas de SNs já estão bem altas de 4 Ga em diante, fazendo a habitabilidade cair. Isso é visto claramente na curva do raio de 8 kpc (verde), onde a habitabilidade cresce rapidamente, mas muda de concavidade após ≈ 7 Ga, que é também quando a taxa de SNs para esse raio começa a se aproximar de seu máximo. Os raios externos de 14 e 18 kpc são insensíveis às SNs. O raio de 2 kpc é o que tem a maior taxa de SNs na maioria do tempo e isso se reflete na sua baixíssima habitabilidade até ≈ 10 Ga, quando a taxa de SNs começa a cair. Mas é o raio de 4 kpc o de mais baixa habitabilidade. Sua metalicidade é próxima daquela do raio mais interno, de 2 kpc, porém maior do que do raio de 8 kpc. Sua taxa de SNs também tem comportamento semelhante, estando a meio caminho entre a taxa dos dois raios em volta. Aqui se vê a importância de considerar os dois fatores juntos, pois a habitabilidade está sendo muito mais prejudicada pela alta taxa de SNs do que beneficiada pela alta metalicidade de tal forma a habitabilidade ser inferior do que aos dois raios em volta, de 2 e 8 kpc. Somente quando a taxa de SNs começa a cair em ≈ 12 Ga que a habitabilidade alcança valores significativos, porém ainda diminutos.

Dessa forma o panorama atualmente, em $t = 13$ Ga, é de que a habitabilidade para a vida complexa seria maior de algum raio não muito menor do que 8 kpc até as bordas mais

externas da galáxia, como 14 kpc, decaindo suavemente para maiores distâncias, e tendo uma pequena ilha de baixa habitabilidade próxima do raio mais interno, de 2 kpc.

Na comparação da habitabilidade para a vida simples com a vida complexa (figura 8.2 c) optou-se pela normalização pela vida complexa, sendo uma escolha que não altera em nada os resultados, por serem todos relativos.

O fato mais marcante é a evidente maior habitabilidade da vida simples, onde mesmo a habitabilidade do raio de 18 kpc é maior do que de qualquer raio para a vida complexa em qualquer tempo. A princípio isso pode ser curioso, pois os raios mais externos, de 14 e 18 kpc não seriam afetados pelas SNs e teriam sua habitabilidade basicamente descrita pelo F_{Tel} , o que quer dizer que os raios externos tanto para vida simples quanto para vida complexa deveriam ter habitabilidades próximas, o que não acontece. Lembrando que pode haver antropocentrismo, o que ocorre é que o F_{Tel} é diferente para vida simples e para vida complexa, como pode ser visto na figura 6.10, sendo menor para a vida complexa, por necessitar da ZHC contínua de 4 Ga. Mas não é apenas isso, porque o retardo devido ao tempo de evolução é maior para a vida complexa também, de maneira que a metalicidade média das estrelas usada no F_{Tel} é sempre a metalicidade de 4 Ga atrás, muito mais baixa do que a atual, ou mesmo do que a de 0,9 Ga atrás (que é o tempo de evolução para a vida simples). Assim, o F_{Tel} da vida complexa é mais baixo do que para a vida simples por haver menos planetas na ZHC contínua de 4 Ga do que planetas na ZHC na ZAMS, e pelo argumento do F_{Tel} ser uma metalicidade defasada para o passado em 4 Ga, bem menor do que a usada para a vida simples.

Ao longo do tempo, a vida simples não teria muita variação da habitabilidade radialmente, com os raios de 2 e 4 kpc apresentando a maior habitabilidade em todos os tempos, mas sendo alcançados pelo raio de 8 kpc após ≈ 8 Ga. Haveria então a expansão de uma zona de alta e constante habitabilidade das regiões mais centrais da Galáxia para fora. No caso de vida complexa, a Galáxia mais externa seria a mais habitável, predominantemente no raio de 8 kpc, mas sendo seguida de perto pelo raio de 14 kpc, até igual habitabilidade para os dois em tempos posteriores a 10 Ga. Dessa forma, haveria um um anel de habitabilidade na Galáxia para vida complexa, com uma borda interna bem definida, pouco mais internamente do que 8 kpc, mas caindo suavemente para raios maiores, havendo após 10 Ga a existência de um platô de habitabilidade entre $\approx 8 - 14$ kpc.

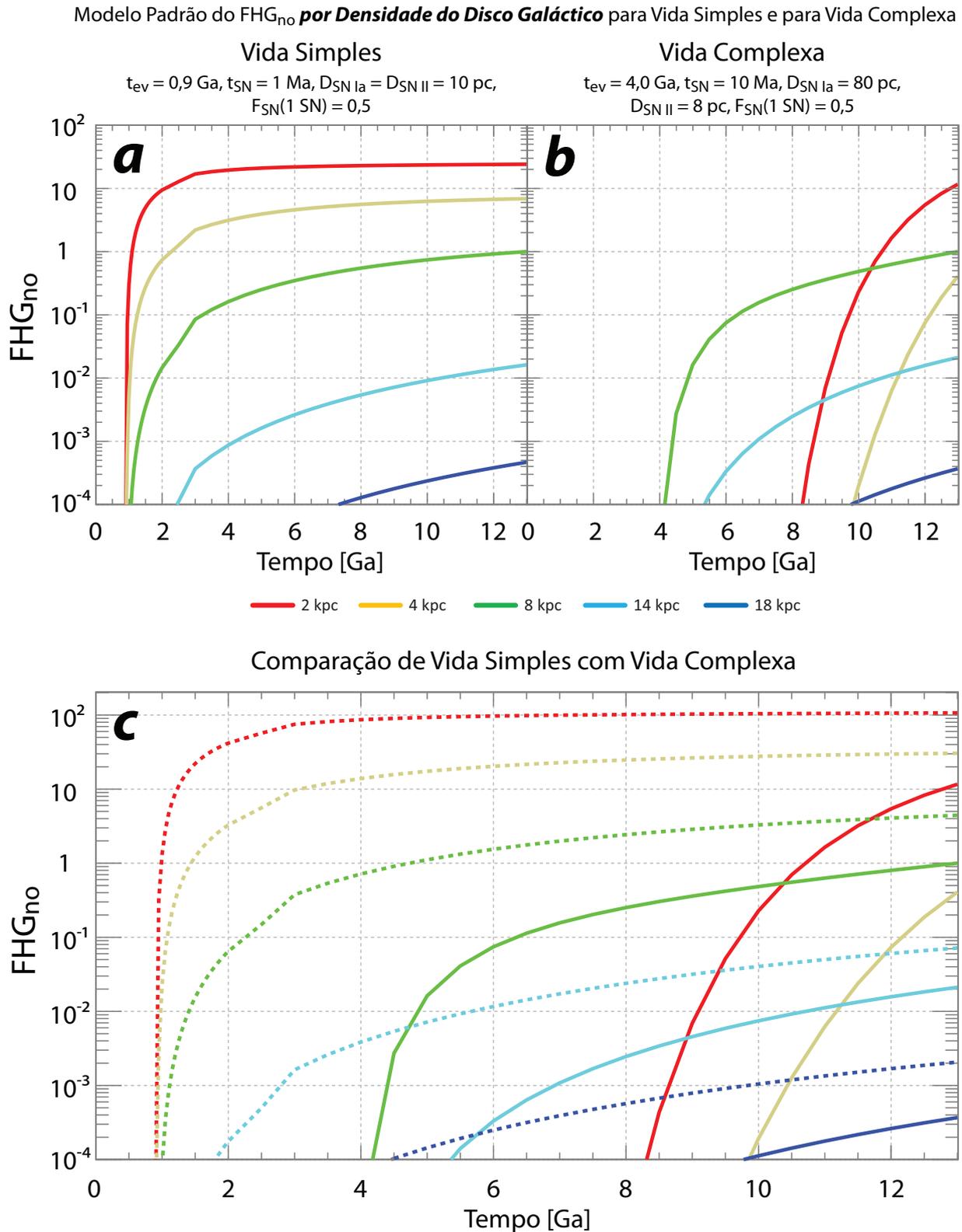


Figura 8.3: Exatamente o mesmo que na figura 8.2 anterior, mas considerando o FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico, não por estrela.

Uma rápida comparação com o FHG_{no} por estrela revela um claro gradiente radial de habitabilidade. A densidade estelar é maior interna do que externamente na Galáxia em

até cerca de quatro ordens de grandeza entre os raios de 2 e 4 kpc. A grande diferença de densidades insere uma separação grande de habitabilidade entre os raios. No caso da vida simples (figura 8.3 a), os três raios mais internos, que anteriormente tinham habitabilidade quase indistinguível, agora têm habitabilidades bem diferente. Há muito mais sistemas habitáveis em raios internos do que em raios externos, simplesmente porque há muito mais estrelas internamente do que externamente na Galáxia.

Para a vida complexa (figura 8.3 b), o resultado é semelhante, mas com diferenças importantes. A altíssima densidade estelar no raio de 2 kpc é suficiente para elevar sua habitabilidade, permitindo que a queda na taxa de SNs em tempos recentes e a alta metalicidade o tornem o mais habitável a partir de 10 Ga. Os raios de 8 e 14 kpc, de habitabilidade equivalente no caso por estrela, agora são bem distintos, devido a baixa densidade estelar para o raio de 14 kpc em relação ao de 8 kpc. No raio de 4 kpc, acontece algo semelhante ao que ocorreu no raio de 2 kpc, aumentando a habitabilidade rapidamente em tempos recentes, devido à maior metalicidade e ligeira queda na taxa de SNs, auxiliada pela grande densidade estelar.

Anteriormente, os raios de 8 e 14 kpc apresentaram a maior habitabilidade, devido à ação conjunta dos Fatores de SNs e Telúrico, enquanto os raios internos mantinham uma habitabilidade muito baixa, apesar de sua alta metalicidade, por causa de suas altas taxas de SNs. Após 10 Ga, a taxa de SNs caía nesses raios e a habitabilidade aumentava um pouco. Considerando a habitabilidade por densidade estelar, a queda na taxa de SNs e alta metalicidade dos raios internos se faz bem mais visível, com um aumento brusco de habitabilidade em tempos recentes.

De maneira geral, atualmente a habitabilidade seria maior no raio mais interno, de 2 kpc, caindo fortemente até o raio de 4 kpc, aumentando um pouco no raio de 8 kpc, finalmente decrescendo suavemente em direção à borda da Galáxia.

Ao longo do tempo, a habitabilidade para vida simples não mudaria, sendo sempre maior nas regiões mais internas e menor nas mais externas. Para a vida complexa, seria mais alta no raio de 8 kpc, depois se estendendo debilmente para fora, ao raio de 14 kpc, para só então, a partir de 10 Ga, haver um rápido crescimento de habitabilidade nos raios de 2 e 4 kpc.

Na comparação dos dois tipo de vida (figura 8.3 c), a vida simples ainda é a que dispõe de mais raios e tempos com alta habitabilidade, mas de maneira menos preponderante do

que no caso do FHG_{no} por estrela, já que a habitabilidade para vida complexa, em alguns raios, supera a habitabilidade da vida simples em seus raios mais externos. Inclusive, o raio de 2 kpc da vida complexa é mais habitável atualmente do que o de 8 kpc para vida simples.

Uma versão mais compacta e de melhor visualização da variação do FHG_{no} com o tempo e com o espaço é fornecida nas figuras 8.4 e 8.5, onde os comportamentos descritos anteriormente também podem ser facilmente observados.

Fator de Habitabilidade Galáctica Normalizado Modelo Padrão por Estrela

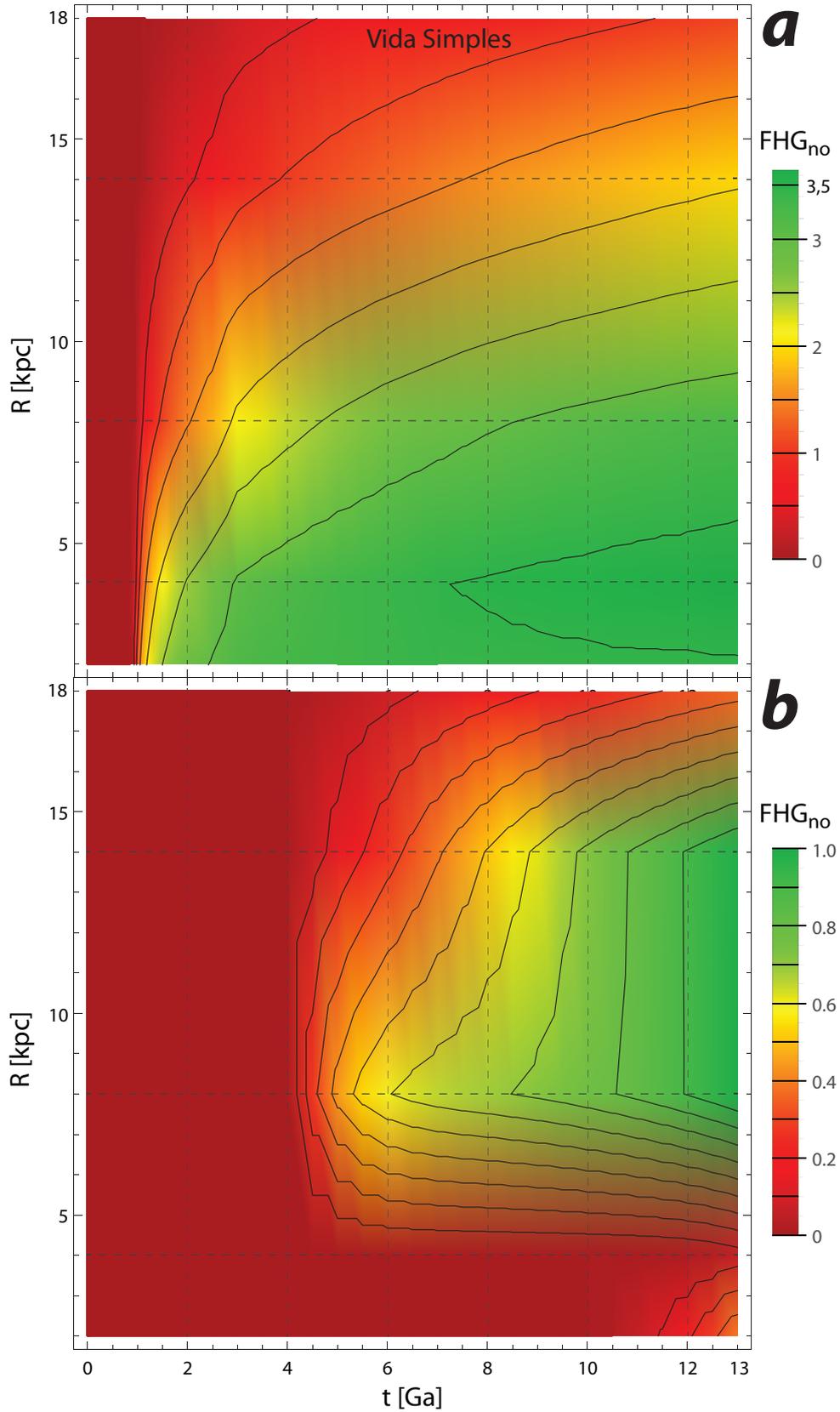


Figura 8.4:

- a) FHG_{no} para vida simples por estrela.
- b) FHG_{no} para vida complexa por estrela.

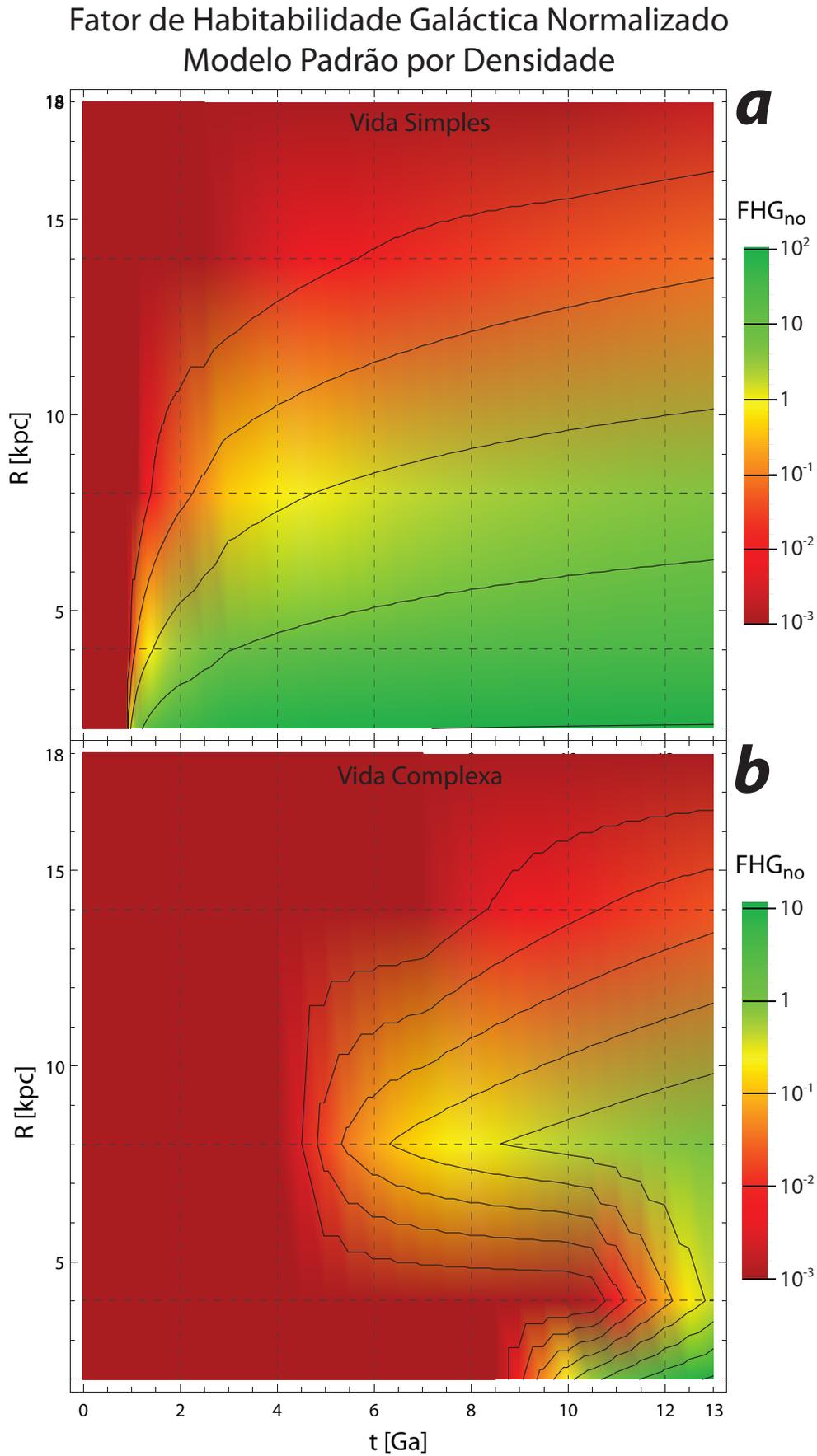


Figura 8.5:

- a) FHG_{no} para vida simples por densidade.
b) FHG_{no} para vida complexa por densidade.

8.2 Exploração do Espaço de Parâmetros do Modelo

Tempos de Supernova menores do que 1 Ma tornam o Fator de Supernovas irrelevante para a vida simples, então somente tempos maiores foram tomados. Esses tempos podem não ser boas estimativas para o tempo de recuperação da vida simples para eventos de grandes extinções, já que para a vida complexa, supostamente mais sensível, é de 10 Ma. Então o aumento do t_{SN} para vida simples, é mais um estudo do que aconteceria se bactérias e microorganismos fossem bem sensíveis aos efeitos da radiação.

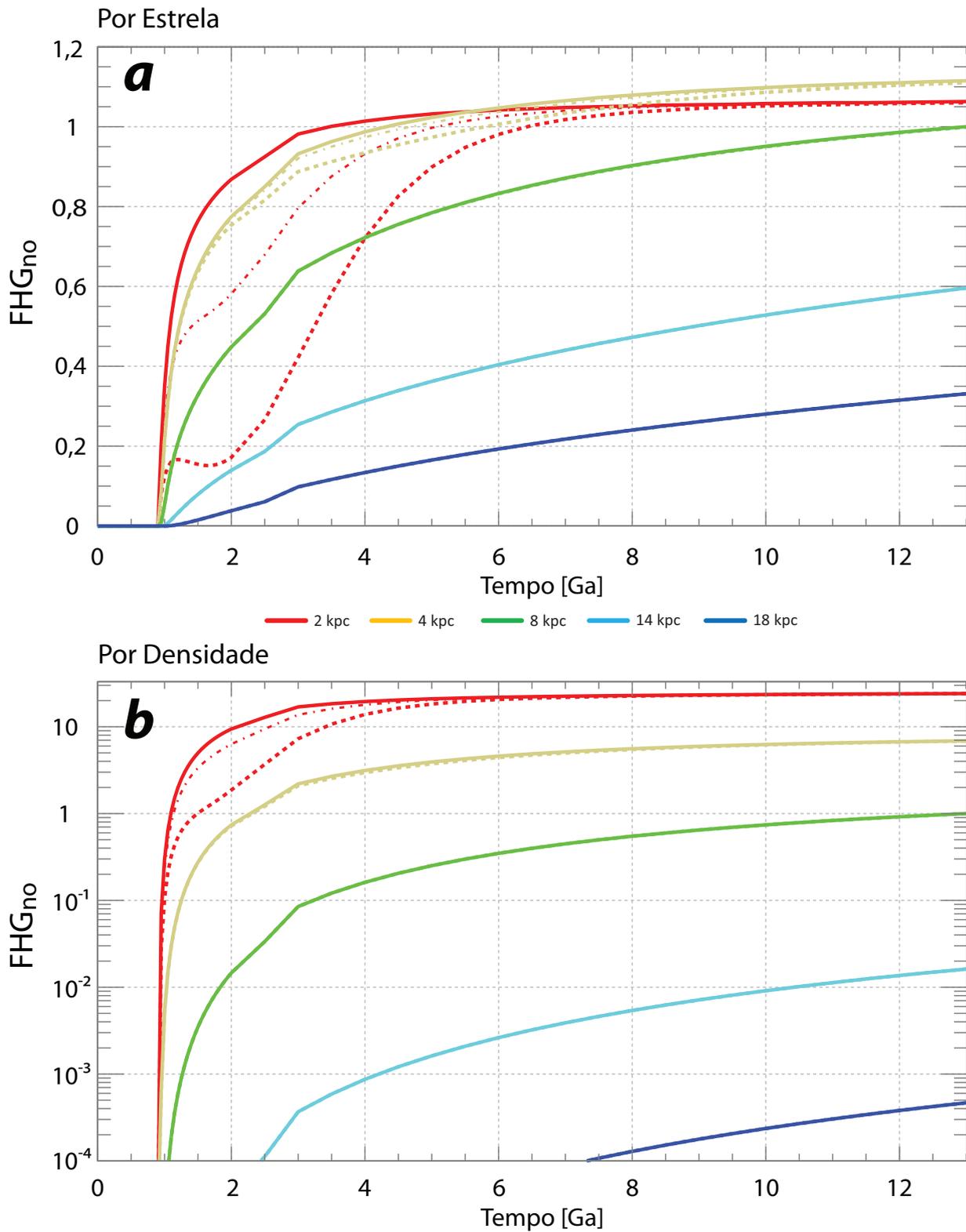
FHG_{no} para Vida Simples Variando o $t_{SN} = 1, 10$ e 20 Ma

Figura 8.6: FHG_{no} para a vida simples com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto o t_{SN} que é variado em 1 Ma (linha cheia, o padrão), 10 Ma (linha pontilhada tracejada) e 20 Ma (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis.

a) FHG_{no} por estrela.

b) FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico.

Ao se considerar a habitabilidade por estrela individual, como se vê no painel *a* da figura 8.6, um t_{SN} maior do que o padrão causa efeitos principalmente no raio de 2 kpc, com sutis alterações no raio de 4 kpc. Porém, há um grande amortecimento do impacto dessas mudanças (painel *b*) quando a habitabilidade é por da densidade estelar. A metalicidade ainda parece ser a variável dominante.

Ainda no painel *a*, somente há efeitos importantes para a Galáxia jovem (< 6 Ga), quando a taxa de SNs atinge o ápice e depois cai. Os raios de 8 – 18 kpc ficam inalterados devido às suas relativas baixas taxas de SNs. Compare com as figuras 7.2 e 7.12 *b* para verificar a ascensão e decréscimo da taxa de SNs.

No painel *a*, a variação com o t_{SN} é pouco significativa, alterando-se bastante em relação ao modelo padrão (linha cheia) do raio de 2 kpc, mas muito pouco em relação aos outros raios. A diferença de densidade estelar entre os raios é muito grande fazendo o gradiente de habitabilidade radial ser bem acentuado.

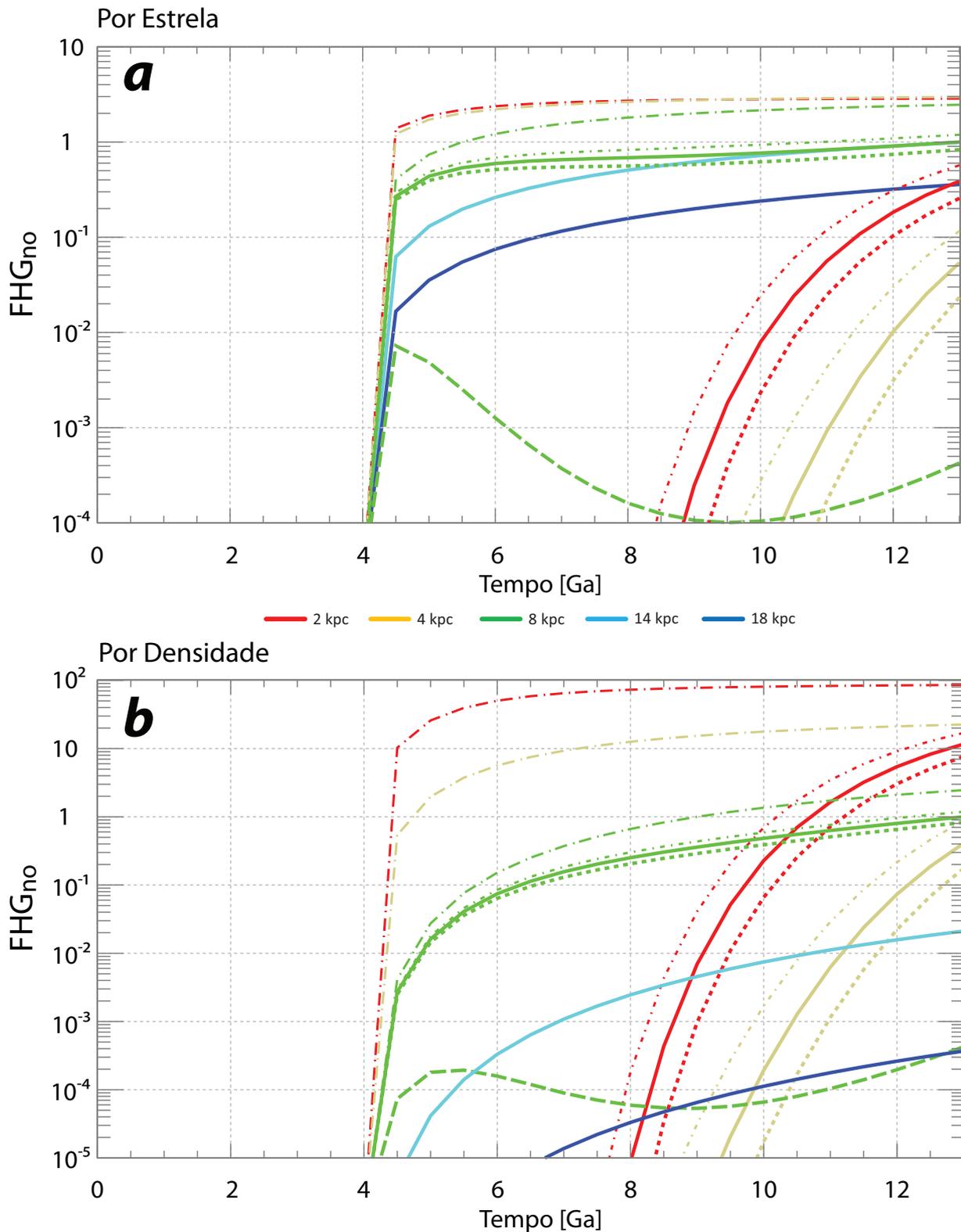
FHG_{no} para Vida Complexa Variando o $t_{SN} = 5, 9, 10, 11$ e 15 Ma

Figura 8.7: FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão, exceto o t_{SN} , que é variado em 5 Ma (linha pontilhada tracejada de traços longos), 9 Ma (linha pontilhada tracejada de traços curtos), 10 Ma (linha cheia, o padrão), 11 Ma (linha tracejada de traços curtos), e 15 Ma (linha tracejada de traços longos). A legenda central é comum aos dois painéis.

a) FHG_{no} por estrela.

b) FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico.

Na figura 8.7 *a*, a diminuição do tempo de SNs para 5 Ma afeta muito os raios com as maiores taxas de SNs, obviamente. O raio de 8 kpc mais do que duplica de habitabilidade, enquanto os dois mais internos se tornam os mais habitáveis de maneira quase indistinguível entre si. Como de costume, os raios externos de 14 e 18 kpc não sofreram alterações.

Ao aumentar o tempo de SNs para 15 Ma, a habitabilidade despenca enormemente nos raios internos para menos do que 10^{-4} , enquanto que o raio solar se torna muito pouco habitável em todos os tempos, menos até do que o raio de 18 kpc. E adquire um comportamento de habitabilidade em “U”, com maior habitabilidade por volta de 4 Ga, depois caindo com o aumento da taxa de SNs, e crescendo novamente por volta de 12 Ga, quando a taxa de SNs sofre uma queda. Nesse caso, somente a Galáxia externa, além do raio de 14 kpc teria alta habitabilidade.

No painel *a*, considerando a densidade estelar, um menor tempo de SNs cria um padrão de gradiente de habitabilidade, das partes mais internas para as mais externas. Já um maior tempo de SNs novamente torna o interior Galáctico pouco habitável. A habitabilidade seria mais alta na galáxia externa entre os raios de 8 e 18 kpc, com um pico por volta de 14 kpc.

O Fator de SNs parece então ser extremamente sensível a alterações do t_{SN} , alterando muito a habitabilidade para a vida complexa na Galáxia. Mesmo com uma variação de 10% no valor de t_{SN} , então os valores de 9 e 10 Ma, a variação no FHG_{no} é considerável, mudando de um fator 2 a habitabilidade do raio de 4 kpc, e mudando em cerca de 50% a habitabilidade do raio de 2 kpc.

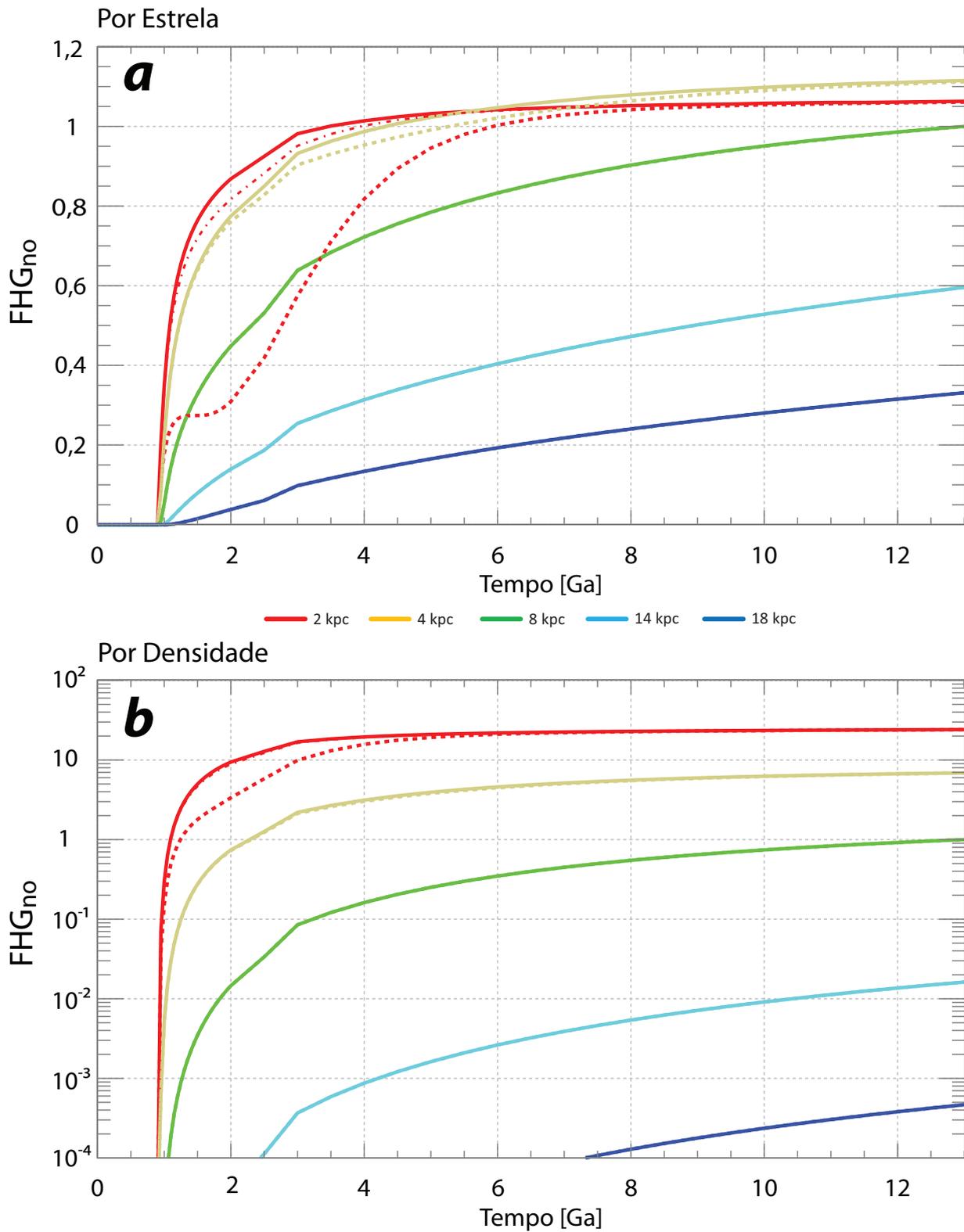
FHG_{no} para Vida Simples Variando o D_{SN} = 10, 20 e 40 pc

Figura 8.8: FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto a D_{SN} para os tipos Ia e II que é variada em 10 pc (linha cheia, o padrão), 20 pc (linha pontilhada tracejada) e 40 pc (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis.

a) FHG_{no} por estrela.

b) FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico.

A D_{SN} derivada para vida simples foi estimada em 10 pc, não produzindo quase nenhum efeito no F_{SN} . Alterá-la para mais seria então o melhor para sondar a importância de D_{SN} na habitabilidade para vida simples.

Mas mesmo dobrando a distância de perigo par SNs os resultados ficam quase inalterados, como se vê na figura 8.8. Quadruplicando o valor, isso é, indo a 40 pc tanto para SNs Ia quanto II, produz efeitos mais relevantes, mas quase que exclusivamente no raio de 2 kpc e entre 1 e 6 kpc principalmente.

No caso por estrela, a maior habitabilidade dos raios internos só é quebrada temporariamente antes de 4 Ga, não havendo alteração desse panorama para o caso considerando a densidade estelar. Dessa forma, a vida simples, como modelada aqui, seria pouco sensível às variações do parâmetro D_{SN} .

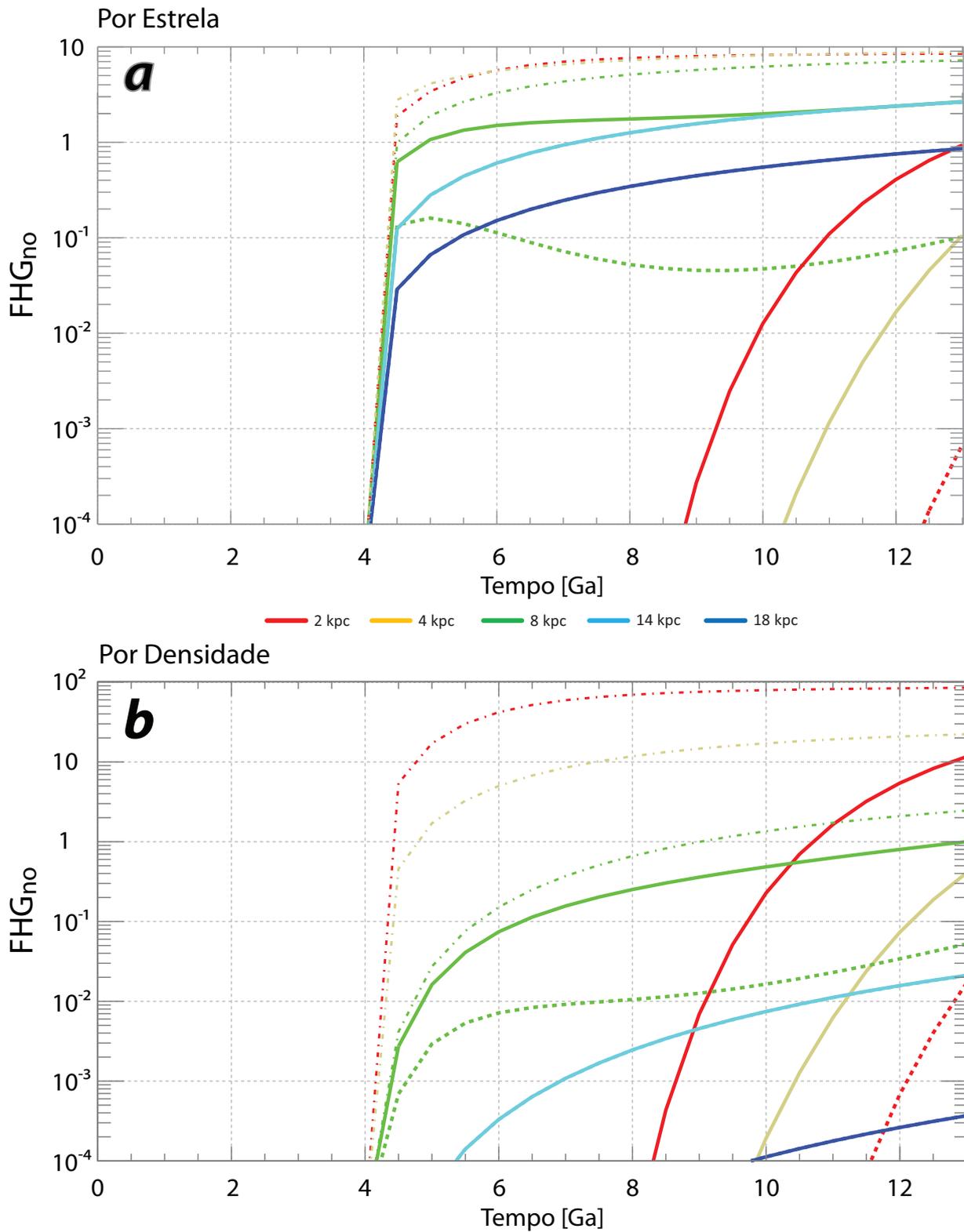
FHG_{no} para Vida Complexa Variando o $D_{SN Ia} = 20, 80$ e 115 pc

Figura 8.9: FHG_{no} para a vida complexa com todos os parâmetros segundo o modelo padrão exceto a $D_{SN Ia}$ que é variado em 20 pc (linha pontilhada tracejada), 80 pc (linha cheia, o padrão) e 115 pc (linha tracejada). A legenda central é comum aos dois painéis.

a) FHG_{no} por estrela.

b) FHG_{no} por densidade estelar do disco Galáctico.

Na figura 8.9 *a*, uma $D_{SN\ Ia} = 20$ pc mais do que dobra a habitabilidade atual do raio solar, havendo quase nenhuma mudança na forma da curva de habitabilidade. Os raios exteriores, já insensíveis às SNs com $D_{SN\ Ia} = 80$ pc, não apresentaram qualquer mudança na habitabilidade. Os raios internos apresentam grande habitabilidade, superando a solar. Com uma menor distância de perigo, as SNs perdem importância ao ponto da metalicidade ser o fator mais importante e criar uma habitabilidade alta nos raios internos, de maneira a não haver distinção entre os raios de 2 e 4 kpc, o que resulta numa queda suave na habitabilidade ao se caminhar para a borda da Galáxia.

Aumentando a distância de perigo para $D_{SN\ Ia} = 115$ pc, a habitabilidade cai enormemente nos raios internos e no raio de 8 kpc, mas permanece inalterada nos raios externos. O raio de 4 kpc tem uma queda tão grande na habitabilidade que nem aparece representado na figura, tendo sempre habitabilidade menor do que 10^{-4} . Nesse caso, a parte mais externa da Galáxia ($\gtrsim 14$ kpc) seria a mais habitável para vida complexa. Mesmo o raio solar seria menos habitável do que o raio de 18 kpc.

No painel *b*), vê-se o mesmo padrão, só que aplainado pelas grandes diferenças de densidade estelar entre os raios. Com $D_{SN\ Ia} = 20$ pc, há grande mudança de habitabilidade nos raios de 2 e 4 kpc, existindo um gradiente de habitabilidade do raio de 2 kpc para a borda da Galáxia que é bem parecido com o caso para a vida simples.

Para uma distância maior, $D_{SN\ Ia} = 115$ pc, os raios internos novamente sofrem o maior impacto, principalmente o raio de 4 kpc novamente. A habitabilidade seria maior longe da parte central da Galáxia, mas já atingindo no raio de 8 kpc a maior habitabilidade. Considerando a densidade estelar, o panorama é de baixíssima habitabilidade em 2–4 kpc, havendo um crescimento rápido próximo de 8 kpc, para então cair lentamente para fora da Galáxia. Pela grande densidade estelar, em 13 Ga a habitabilidade no raio de 2 kpc seria comparável à do raio de 14 kpc.

Ao longo do tempo, a habitabilidade mantém um perfil radial quase imutável com $D_{SN\ Ia} = 20$ pc, de maior habitabilidade em 2 kpc e menor em 18 kpc. Para $D_{SN\ Ia} = 115$ pc, a mudança é grande, e o raio de 8 kpc apresentaria uma alta habitabilidade bem cedo, não mudando muito de habitabilidade entre 6–10 Ga devido à alta taxa de SNs, e quase sendo alcançado pelo raio de 14 kpc em seguida, o que criaria uma ZHG centrada no raio solar a princípio, mas se estendendo para fora cada vez mais com o passar do tempo.

A sensibilidade do modelo à distância de perigo para SNs tipo Ia parece ser bastante

considerável, podendo mesmo mudar todo o perfil radial de habitabilidade. Como para SNs Ia a distância de perigo ainda não foi tão bem determinada como para as tipo II, pesquisar melhor essa distância ajudaria bastante a determinar melhor o comportamento da habitabilidade Galáctica radialmente.

8.3 Discussão e Comentários

O modelo padrão de habitabilidade Galáctica para vida simples (figuras 8.2 e 8.3) apresenta um gradiente de habitabilidade, sendo maior nos raios internos e menor nos externos. Isso é amplificado quando se considera a densidade estelar do disco Galáctico. A alteração dos parâmetros do F_{SN} não causou quase alteração nenhuma nesse comportamento.

O mesmo modelo, para vida complexa (figuras 8.2 e 8.3), apresenta um comportamento mais não tão simples, com maior habitabilidade fora das partes mais internas da Galáxia, com um platô de alta habitabilidade entre os raios de ≈ 8 e ≈ 14 , formando assim um anel na Galáxia. Mas a habitabilidade do raio mais interno, de 2 kpc não seria tão mais baixa do que a do raio solar atualmente, do mesmo modo que a do raio mais externo, de 18 kpc, a mesma do raio de 2 kpc atualmente. Somente o raio de 4 kpc apresentaria baixíssima habitabilidade ao logo de todos os tempos.

Considerando a densidade estelar, o raio de 8 kpc continua o mais habitável para vida complexa até 10 Ga, quando é superado pelo raio mais interno, de 2 kpc, em rápido aumento de habitabilidade após a queda na taxa de SNs e pela maior metalicidade.

Variando os parâmetros do F_{SN} percebe-se que o modelo para vida complexa é bem mais sensível às SNs do que o modelo de vida simples. Ao diminuir a D_{SN} ou o t_{SN} a habitabilidade cresce principalmente nos raios centrais, aproximando-se globalmente do caso de vida simples. Aumentando D_{SN} ou o t_{SN} a habitabilidade cai extremamente nos raios internos, movendo a ZHG para as regiões externas, às vezes mesmo além do raio de 8 kpc.

O panorama é de que a Galáxia seria por inteira pelo menos tão habitável para a vida simples quanto é para a vida complexa em sua melhor localização espaço temporal possível, havendo, no entanto, uma preferência pela região interna a ≈ 8 kpc. A vida simples encontraria condições mais habitáveis justamente na parte mais externa da Galáxia, num anel entre os raios de $\approx 2 - 8$ kpc.

Se só há a possibilidade de pinçar uns poucos planetas da Galáxia para a procura por vida simples, esses planetas poderiam estar quase em qualquer lugar, havendo praticamente nenhuma diferença entre os raios de 2 até 8 kpc em termos de habitabilidade. Para a vida complexa as escolhas teriam que ser mais seletas, voltadas para uma região um pouco mais externa, entre os raios de ≈ 8 e 14 kpc pelo menos.

Mas se é possível sondar áreas inteiras da Galáxia à procura de vida, há mais probabilidade de achar planetas habitáveis para a vida simples na parte interna da Galáxia. Para a vida complexa a situação não é tão simples, mas a parte bem interna da Galáxia, por volta de 2 kpc, seria a mais promissora, seguida de longe pela região ao redor de 8 kpc.

Comparando com a literatura, os resultados de habitabilidade para a vida complexa por estrela, mais restrita a um anel, são qualitativamente semelhantes aos obtidos por [Lineweaver et al. \(2004\)](#), mas muito menos restritos, abarcando muito mais raios do que a região obtida por eles, que existia somente entre os raios de 7 e 9 kpc. Isso vai ao encontro do resultado obtido por [Prantzos \(2008\)](#), de uma ZHG para vida complexa que se se expande para fora, abarcando grande parte da Galáxia atualmente. Mas ainda se está longe de haver uma compatibilidade total, pois [Prantzos \(2008\)](#) obtém uma ZHC muito mais ampla do que a obtida por nós.

[Lineweaver et al. \(2004\)](#) usaram uma função para fração de planetas por estrela que contém um pico bem pronunciado ao redor de 0,1 dex (veja figura 6.9), decaindo para metalicidades maiores ou menores do que isso. Esse comportamento é observado nas simulações de [Ida \(2013\)](#) e nos dados reduzidos a partir delas (figura 6.6), mas de maneira mais suave e dependente da massa estelar. Isso gera um comportamento peculiar nos resultados de [Lineweaver et al. \(2004\)](#), fazendo sua habitabilidade só ser alta num intervalo restrito de metalicidades, fazendo assim sua ZHG ser tão bem delimitada como um anel na Galáxia. A habitabilidade cairia para raios mais externos na galáxia devido à metalicidade ser baixa, e cairia para raios muito internos devido à metalicidade ser muito alta. Trabalhos mais recentes como de [Prantzos \(2008\)](#), [Gowanlock et al. \(2011\)](#) e o presente trabalho apresentam uma função de fração de planetas por estrela que é mais fracamente dependente da metalicidade e que não apresenta o perfil que [Lineweaver et al. \(2004\)](#) usaram.

A função de fração de planetas por estrelas de [Lineweaver et al. \(2004\)](#) também parece ser o motivo da incompatibilidade de resultados para o caso de vida simples, tendo eles obtido que a ZHG estaria restrita a um anel bem localizado ao redor de 6 kpc, em nada

lembrando o gradiente de habitabilidade aqui encontrado para vida simples, de decréscimo suave da habitabilidade em direção à borda da Galáxia.

Lineweaver et al. (2004) não contemplou a habitabilidade em relação à densidade estelar da Galáxia, então uma comparação quanto a isso não é possível. Prantzos (2008) e Gowanlock et al. (2011), por outro lado, estudaram esse caso, encontrando para vida complexa um gradiente de habitabilidade do raio mais interno, de ≈ 2 kpc, para o mais externo, de ≈ 15 kpc. Isso é bem próximo do que foi obtido aqui, com exceção do anel de baixa habitabilidade por volta de 4 kpc em 13 Ga, bem visível na figura 8.3 b. Novamente, alterar os parâmetros de D_{SN} ou de t_{SN} de maneira a diminuir a periculosidade das SNs faz os resultados de habitabilidade radial se aproximarem bastante do que Prantzos (2008) e Gowanlock et al. (2011) obtiveram. Isso já era esperado para os resultados de Gowanlock et al. (2011), pois seu modelo usa uma $D_{SN \text{ Ia}} = 20$ pc, menor do que os 80 pc do nosso modelo padrão.

Prantzos (2008) e Gowanlock et al. (2011) e o presente trabalho obtêm resultados bem mais otimistas quanto à habitabilidade Galáctica para vida complexa do que Lineweaver et al. (2004), prevendo uma ZHG que abarca quase que a Galáxia inteira atualmente, mas maior nas regiões centrais ao se considerar a densidade estelar. Por conta disso, Prantzos (2008) advoga que a ZHG seria pouco definida, e de pouca valia quantitativa, pelo menos, enquanto melhores restrições aos parâmetros não forem obtidas. E a ZHG teria uma importância qualitativa no momento, servindo para se entender a vida e a habitabilidade de maneira mais ampla.

Os resultados apresentados aqui parecem concordar com a proposta de Prantzos (2008), mas de maneira menos inequívoca, pois os cenários de ZHG para vida complexa encontrados variavam de uma ZHG mais definida em anel para uma mais abrangente dependendo da variação dos parâmetros, que são somente estimativas por enquanto.

Na ausência de resultados na literatura para a resiliência e para o tempo de recuperação de eventos estressantes ou exterminadores para bactérias e microorganismos, foi feita uma estimativa crua para o tempo de SN para vida simples em 1 Ma. Variações para cima desse valor, chegando mesmo a 20 Ma, não fizeram surtir efeitos relevantes para a habitabilidade da vida simples na Galáxia. Também se estimou em 10 pc a distância de perigo de SNs para a vida simples, havendo, novamente, pouca relevância na habitabilidade Galáctica da vida simples ao variar essa distância para até 40 pc.

Necessita-se de mais estudos no campo da biofísica e da bioquímica para se determinar qual a resposta de colônias de bactérias e de microorganismos a diferentes doses de radiação UV, e mesmo raios-X e gama, por longos períodos de tempo, na escala de semanas, imitando a exposição a SNs e outros eventos astrofísicos energéticos, permitindo estimar melhor seu comportamento de recuperação (ou não) de eventos como de SNs, GRBs e mesmo AGNs.

Para a vida complexa, a D_{SN} para SNs de tipo Ia foi o parâmetro mais livre, tendo sido estimado em 80 pc a partir de umas poucas fontes. Mesmo assim, mostrou-se muito maior do que anteriormente estimado por [Gowanlock et al. \(2011\)](#) em ≈ 20 pc. Por isso, mesmo mais estudos sejam necessários, mesmo construindo um modelo ao modo de [Gehrels et al. \(2003\)](#), as SNs de tipo Ia seriam muito mais perigosas para a vida simples do que as SNs tipo II, destruindo ozônio mais facilmente pelo seu maior fluxo em raios gama, eliminando a proteção contra UV dos planetas.

Em outra direção, seria interessante usar definições menos abrangentes e antropocêntricas para a vida, mais fáceis de modelar e com que trabalhar; por exemplo, dividindo não nos efeitos sobre a vida simples e sobre a vida complexa, mas em efeitos imediatos, dependentes da distância da SN, e efeitos ecológicos, dependentes do tempo; num ecossistema complexo, com várias formas de vida, a decadência de uma forma de vida poderia influenciar em todo o ecossistema.

Neste trabalho, considerou-se a vida como perene, de longevidade indefinida. Embora a vida na Terra sempre tenha frutificado após um grande evento de extinção, ela depende de água líquida e da estabilidade climática mantida pelo ciclo carbono-silicato para se manter no planeta. A saída do planeta da ZHC ou o fim da atividade geológica poderiam esterilizar a Terra.

Partiu-se de duas ZHCs, uma na ZAMS e outra contínua de 4 Ga. Isso é suficiente para modelar razoavelmente a necessidade de cada tipo de vida e a mudança de localização da ZHC com a evolução temporal das estrelas, incluindo mesma saída da SP estrelas mais massivas, que tem evolução rápida, ao se considerar a vida complexa, mas essas modelizações ainda poderiam ser muito melhoradas. Isso poderia ser feito acompanhando a localização da ZHC em diversos momentos da vida estelar e a quantidade de planetas telúricos contidos nela através das simulações de [Ida \(2013\)](#), e introduzindo um tempo máximo de duração para a atividade geológica em um planeta telúrico, para além do qual o planeta se tornaria inabitável.

Utilizar um tempo máximo de viabilidade de um planeta no modelo de habitabilidade Galáctica poderia mudar bastante os resultados, já que esse tempo poderia ser inferior ao tempo de estada da maioria das estrelas de baixa massa na sequência principal. Seria então necessário descartá-las no cômputo final da habitabilidade, diminuindo em muito o número de estrelas antigas e com baixa metalicidade.

Infelizmente, não foi possível achar estimativas consistentes na literatura sobre o tempo de duração da atividade geológica em um planeta como a Terra ou em planetas telúricos em geral. Somado à isso, há a dificuldade citada na seção 3.2 de prever o regime tectônico de planetas terrestres e a dependência do tempo de duração da atividade geológica num planeta com seu conteúdo de elementos radioativos, (Gonzalez et al., 2001) o que exige uma conexão com as SNs. Como nosso MEQ ainda não segue esses elementos ao longo do tempo, não seria possível por enquanto traçar suas abundâncias na Galáxia e uma maior ou menor habitabilidade em decorrência deles.

A melhor definição e restrição numérica dos parâmetros mais importantes, como a distância de perigo de SNs, o tempo de evolução e o efeito da ação das SNs sobre a vida simples poderiam diminuir as discrepâncias entre os modelos e indicar um panorama mais preciso para a habitabilidade na Galáxia. Por enquanto, numa visão geral, na pior das hipóteses somente para a vida simples, a Galáxia seria bastante habitável, e os raios internos ao raio solar seriam atualmente o melhor lugar para se sondar por planetas habitáveis.

Conclusões e Perspectivas

Um modelo de habitabilidade Galáctica foi construído para averiguar a região espaço-temporal da Galáxia que teria maior habitabilidade para a vida simples e para a vida complexa. O Modelo construído não produz mais do que aquilo que nele foi inserido em primeiro lugar – as suposições, dados observacionais, resultados da literatura, estrutura de cálculo das equações –, pois não se obtém mais de menos. Apesar disso, permitiu o estudo de vários fenômenos em conjunto, produzindo resultados interessantes e não óbvios, que dificilmente seriam visualizados sem o modelo.

A partir das simulações gentilmente cedidas por [Ida \(2013\)](#) construiu-se o Fator Telúrico, prevendo que as partes da Galáxia com estrelas mais ricas em metais seriam também as com mais chances de ter planetas telúricos na ZHC de suas estrelas, sendo então as regiões mais habitáveis. Essas regiões se mostraram ser as internas ao raio de 2 kpc no passado, se expandindo para até o raio de 8 kpc atualmente, tanto para a vida simples quanto para a vida complexa. A vida simples se beneficia de evoluir mais rápido do que a vida complexa de maneira que as metalicidades usadas são de apenas 0,9 Ga antes do momento em que o Fator Telúrico é avaliado, contendo estrelas mais ricas em metais e mais habitáveis por conseguinte.

O Fator de Supernovas depende de muitos parâmetros, sendo também estimado separadamente nos casos de vida simples e de vida complexa. Para a vida complexa, usou-se o resultado de 8 pc de [Gehrels et al. \(2003\)](#) para a distância que uma SN tipo II teria que estar para depletar metade da camada de ozônio terrestre, potencialmente causando grande estresse nos ecossistemas e provocando uma extinção em massa. Em SNs tipo Ia essa distância foi estimada em 80 pc, maior do que os ≈ 20 pc utilizados anteriormente por [Gowanlock et al. \(2011\)](#). Para a vida simples, a distância de perigo para SNs foi es-

timada de maneira diferenciada, por não haver muito o que consultar na literatura e pela vida simples ter sido considerada bem mais resistente do que a vida complexa. Derivou-se então uma distância de perigo de 10 pc para ambos os tipos de SNs, Ia e II, e um tempo de recuperação de eventos de extinção em massa de 1 Ma.

A vida simples se mostrou basicamente insensível às SNs. Quando os parâmetros foram alterados de maneira a aumentar o alcance e a ação das SNs, somente o raio de 2 kpc sofreu alterações relevantes em sua habitabilidade e mesmo assim somente nos primeiros 6 Ga de história da Galáxia.

A vida complexa demonstrou maior sensibilidade, com o dois raios mais internos, de 2 e 4 kpc, sofrendo severamente e obtendo habitabilidade próxima de zero por quase todos os tempos, só se recuperando debilmente no último Ga. O raio de 8 kpc apresentou um Fator de Supernovas intermediário, por volta de 0,4 na maioria dos tempos, e os raios externos, de 14 e 18 kpc, permaneceram intocados, com alta habitabilidade devido às suas baixíssimas taxas de SNs.

Considerando os dois Fatores em conjunto no Fator de Habitabilidade Galáctica, para a vida simples praticamente a Galáxia inteira é habitável, principalmente os raios internos, de 2 e 4 kpc, e, mais recentemente, estendendo a alta habitabilidade até o raio de 8 kpc, de maneira bem parecida ao resultado somente do Fator Telúrico. A alta habitabilidade dos raios internos, principalmente a do raio de 2 kpc, foi incrementada ao se considerar a densidade estelar. E a alteração dos parâmetros de D_{SN} e de t_{SN} resultou somente em pequenas mudanças na habitabilidade do raio de 2 kpc nos primeiros 6 Ga da história da Galáxia.

A vida complexa apresentaria alta habitabilidade por estrela na região compreendida entre os raios de 8 a 14 kpc, a parte mais externa da Galáxia, mas os raios de 2 e 18 kpc teriam habitabilidade não desprezível. Somente o raio de 4 kpc apresentaria uma baixíssima habitabilidade.

Esse cenário muda sensivelmente ao se considerar a densidade estelar, pois os raios internos ganham muito em habitabilidade e há a queda de habitabilidade dos raios externos, de 14 e 18 kpc. O raio de 8 kpc se mantém como o mais habitável na maioria do tempo, mas é superado pelo raio de 2 kpc nos últimos 3 Ga. Dessa maneira, ZHG seria atualmente localizada ao redor do raio de 2 kpc, com alguma habitabilidade também ao redor do raio de 8 kpc.

A variação dos parâmetros do Fator de Supernovas mostrou uma sensibilidade da vida complexa a esse fator, produzindo resultados mais próximos aos da vida simples ao se diminuir a periculosidade das SNs, com a habitabilidade mais concentrada nas partes mais internas da Galáxia, e deslocando a ZHG para raios exteriores na Galáxia, > 14 kpc, ao se aumentar a periculosidade das SNs.

Estrela por estrela, a procura por vida simples poderia ser mais vantajosa em quase toda a Galáxia. A vida complexa parece apresentar maior habitabilidade entre os raios de $8 - 14$ kpc. Mas sondando-se grandes áreas do disco Galáctico, os raios mais internos, em especial o de 2 kpc, são incomparáveis, exibindo a maior habitabilidade para ambos os tipos de vida. Seria a região de melhor aposta para a procura por mundos habitáveis.

Trabalhos anteriores apresentaram resultados díspares entre si: encontrando uma ZHG em forma de anel na Galáxia para vida complexa, (Lineweaver et al., 2004) ou uma que abarca a Galáxia inteira, tendo maior habitabilidade nos raios Galácticos mais internos. (Prantzos, 2008; Gowanlock et al., 2011) Nosso modelo concorda mais com o segundo cenário. Como a construção dos modelos de habitabilidade Galáctica foi baseada em diferentes pressupostos em cada trabalho, implicando escolhas distintas de muitos parâmetros importantes, a incompatibilidade de resultados não é de toda uma surpresa. Apesar disso, a maior compatibilidade entre os resultados do presente modelo com o dos trabalhos de Prantzos (2008) e de Gowanlock et al. (2011) parece indicar a convergência para um cenário comum, onde a maioria da Galáxia não é extremamente hostil a vida simples ou complexa. Dessa forma, a ZHG não existiria tão bem definida e localizada no espaço e no tempo como a ZHC.

O MEQ utilizado é bem simples, unidimensional, modelando somente a direção radial e supondo simetria angular, dessa forma, considerando a Galáxia um disco fino. Construir um modelo tridimensional com maior resolução espacial e temporal poderia precisar mais os resultados, permitindo descobrir se há variação na habitabilidade com a altura ao disco Galáctico, como Gowanlock et al. (2011) mostrou. Modelar a região interna ao raio de 2 kpc, incluindo o bojo, seria um grande avanço, estudando uma região da Galáxia de habitabilidade ainda não devidamente investigada.

Uma melhora considerável ao modelo como um todo poderia advir de estudar o caso de vida não perene, que não dura indefinidamente. Com a atividade geológica em planetas telúricos na escala de bilhões de anos, a estabilidade climática via ciclo carbono-silicato

poderia ter cessado há muito tempo em planetas que surgiram nos primórdios da Galáxia, tornando-os inabitáveis atualmente. Desconsiderar esses planetas poderia ter um impacto importante na habitabilidade. Utilizar outras definições para a vida, pautando-se menos nos antropocêntricos e vagos “vida simples” e “vida complexa” e talvez mais nos efeitos de curta e longa duração das SNs sobre o ecossistema como um todo poderia ser um caminho viável.

A D_{SN} para SNs de tipo Ia para vida complexa, as D_{SN} para ambos os tipos de SNs estudados e o t_{SN} para a vida simples foram os parâmetros menos bem estabelecidos, motivando o estudo de sua variação e de seus efeitos na habitabilidade.

Definir melhor esses parâmetros, expondo colônias de microorganismos a doses de radiação UV e medindo sua resiliência e recuperação ou modelando o efeito da atmosfera (em especial a camada de ozônio) à radiação gama de uma SN tipo Ia ajudaria grandemente a melhor definir os limites da ZHG, caso realmente existam. Mas é importante ressaltar que, ao computar a ZHG_{no} considerando a densidade de estrelas, a diferença de densidade estelar entre os diferentes raios da Galáxia se torna o fator dominante na estimativa da habitabilidade, não completamente desvalidando o uso dos Fatores de Supernovas e de Metalicidade, mas alertando que eles podem não ser tão cruciais quanto se imagina.

O modelo de habitabilidade Galáctica foi construído a partir de vários resultados observacionais e de simulações, sendo cada um desses razoavelmente confiáveis isoladamente. Embora carecendo de observações de habitabilidade Galáctica para ser de alguma forma comprovado ou refutado, o modelo serve como um modo de conceber a habitabilidade na Galáxia e a presença da vida num contexto muito mais amplo do que somente do nosso planeta. Futuros programas de procura por exoplanetas em escala Galáctica poderão dizer o quanto o modelo é acurado na descrição da habitabilidade Galáctica. Mas o atual modelo já é útil para definir estratégias para os futuros programas de busca de vida em exoplanetas, indicando onde seria mais vantajoso iniciar os estudos. Felizmente (ou infelizmente) os resultados indicam que a maioria da Galáxia seria habitável, mas em especial, a parte mais interna do disco, com raios < 8 kpc.

Referências Bibliográficas

- Abbot D. S., Cowan N. B., Ciesla F. J., Indication of sensitivity of planetary weathering behavior and habitable zone to surface land fraction, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 756
- Abbot D. S., Switzer E. R., The steppenwolf: a proposal for a habitable planet in interstellar space, *The Astrophysical Journal Letters*, 2011, vol. 735
- Abrevaya X. C., et al., Comparative Survival Analysis of *Deinococcus radiodurans* and the Haloarchaea *Natrialba magadii* and *Haloferax volcanii* Exposed to Vacuum Ultraviolet Irradiation, *Astrobiology*, 2011, vol. 11
- Agricultural Production and D Externalities Simulator, 2009 Albedo <http://www.apesimulator.org/help/models/solarradiation/Albedo.html>
- Alcántara-Díaz D., Breña-Valle M., Sermant-Guerrero J., Divergent adaptation of *Escherichia coli* to cyclic ultraviolet light exposures, *Mutagenesis*, 2004, vol. 19
- Allègre C. J., Manhès G., Göpel C., The age of the Earth, *Geochimica et Cosmochimica Acta*, 1995, vol. 59
- Allwood A., et al., Controls on development and diversity of Early Archean stromatolites, *PNAS*, 2009, vol. 106
- Allwood A. C., et al., Stromatolite reef from the Early Archaean era of Australia, *Nature*, 2006, vol. 441
- Allwood A. C., et al., 3.43 billion-year-old stromatolite reef from the Pilbara Craton of

- Western Australia: Ecosystem-scale insights to early life on Earth, *Precambrian Research*, 2007, vol. 158
- Annis J., An astrophysical explanation for the great silence, *Journal of the British Interplanetary Society*, 1999, vol. 1
- Arrhenius G., Lepland A., Accretion of Moon and Earth and the emergence of life, *Chemical Geology*, 2000, vol. 169
- Atreya S., et al., *Origin and Evolution of Planetary and Satellite Atmospheres*. University of Arizona Press Tucson, 1989
- Balazs SETI and the Galactic Belt of Intelligent Life, *A New Era in Bioastronomy*, 2000, vol. 213
- Balazs B., The galactic belt of intelligent life, *Bioastronomy - The next steps; Proceedings of the Ninety-ninth IAU*, 1988, vol. 1
- Baraffe I., Chabrier G., Mass-spectrum class relationship for M dwarfs, *The Astrophysical Journal*, 1996, vol. 461
- Beech M., The past, present and future supernova threat to Earth's biosphere, *Astrophys Space Sci*, 2011, vol. 336
- Bekker A., et al., Dating the rise of atmospheric oxygen, *Nature*, 2004, vol. 427
- BenítezMaíz-Apellániz J., Canelles M., Evidence for Nearby Supernova Explosions, *Physical Review Letters*, 2002, vol. 88
- Benton M. J., Diversification and Extinction in the History of Life, *Science*, 1995, vol. 268
- Booth C. R., Morrow J. H., The Penetration of UV into Natural Waters, *Photochemistry and Photobiology*, 1997, vol. 65
- Booth M., et al., How Common are Extrasolar, Late Heavy Bombardments?, *Pathways Towards Habitable Planets ASP Conference Series*, 2010, vol. 430
- Boss A. P., Stellar metallicity and the formation of extrasolar gas giant planets, *The Astrophysical Journal*, 1997, vol. 567

-
- Boss A. P., Stellar metallicity and the formation of extrasolar gas giant planets, *The Astrophysical Journal*, 2002, vol. 567
- Bounama C., Franck S., von Bloh W., The fate of Earth's ocean, *Hydrology and Earth System Sciences*, 2001, vol. 5
- Brock J. J., et al., Archean Molecular Fossils and the Early Rise of Eukaryotes, *Science*, 1999, vol. 285
- Brocks J. J., et al., Archean Molecular Fossils and the Early Rise of Eukaryotes, *Science*, 1999, vol. 285
- Brown P. J., et al., The absolute magnitudes of type Ia supernovae in the ultraviolet, *The Astrophysical Journal*, 2010, vol. 721
- Brown P. J., et al., A Swift look at SN 2011fe - the earliest ultraviolet observations of a type Ia supernova, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 753
- Buccino A. P., Ultraviolet radiation constraints around the circumstellar habitable zones, *Icarus*, 2006, vol. 183
- Buccino A. P., Lemarchand G. A., Mauas P. J. D., UV habitable zones around M stars, *Icarus*, 2007, vol. 192
- Buchhave L., et al., An abundance of small exoplanets around stars with a wide range of metallicities, *Nature*, 2012, vol. 486
- Budd G. E., The Cambrian Fossil Record and the Origin of the Phyla, *Integr. Comp. Biol.*, 2003, vol. 43
- Butterfield Probable Proterozoic fungi, *Paleobiology*, 2005, vol. 31
- Canfield N. J., Late-Neoproterozoic Deep-Ocean Oxygenation and the Rise of Animal Life, *Science*, 2007, vol. 315
- Carigi L., Meneses-Goytia S., García-Rojas J., Chemical Evolution and the Galactic Habitable Zone of M31, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 2013, vol. 49
- Catling D. C., Claire M. W., Late-Neoproterozoic Deep-Ocean Oxygenation and the Rise of Animal Life, *Earth and Planetary Science Letters*, 2005, vol. 237

- Chang K., , 2013 Ancient Martian Lake May Have Supported Life <http://www.nytimes.com/2013/12/10/science/space/on-mars-an-ancient-lake-and-perhaps-life.html>
- Chiappini C., Matteucci F., Gratton R., The chemical evolution of the Galaxy: the two-infall model, *The Astrophysical Journal*, 1997, vol. 477
- Clarke L., Warnock R., Donoghue P., Establishing a time-scale for plant evolution, *New Phytologist*, 2007, vol. 192
- Clubb K. I., a detailed derivation of The Radial Velocity Equation http://astro.berkeley.edu/~kclubb/pdf/RV_Derivation.pdf
- Cockell C. S., The ultraviolet history of the terrestrial planets - implications for biological evolution, *Planetary and Space Science*, 2000, vol. 48
- Cockell C. S., et al., Effects of a Simulated Martian UV Flux on the Cyanobacterium, *Chroococcidiopsis* sp. 029, *Astrobiology*, 2005, vol. 5
- Cockell C. S., Raven J. A., Ozone and life on the Archaean Earth, *Philosophical Transactions of the Royal Society A*, 2007, vol. 365
- Coozil T. P., Sagripanti J. L., Overview of the Inactivation by 254 nm Ultraviolet Radiation of Bacteria with Particular Relevance to Biodefense, *Photochemistry and Photobiology*, 2008, vol. 84
- Cowan N. B., Abbot D. S., Water cycling between ocean and mantle: super-earths need not be waterworlds, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 781
- Cowan R., *History of Life* 4th edn. Blackwell Publishing, 2005
- Craddock R., Howard A., The case for rainfall on a warm, wet early Mars, *Journal of Geophysical Research*, 2002, vol. 107
- Córdoba L. S. F., Evolution of SN1987A in the ultraviolet, *Astronomy and Astrophysics*, 1993, vol. 276
- Crutzen P. J., Brühl C., Mass extinctions and supernova explosions, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1996, vol. 93

-
- Davies P. C. W., Lineweaver C. H., Finding a Second Sample of Life on Earth, *Astrobiology*, 2005, vol. 5
- de Pater I., Lissauer J., *Planetary Sciences* 2nd edn. Cambridge University Press Cambridge, 2010
- Doggett J. B., Branch D., A comparative study of supernova light curves, *The Astronomical Journal*, 1985, vol. 90
- Dressing C., Charbonneau D., The Occurrence Rate of Small Planets around Small Stars, *American Astronomical Society*, 2013, vol. 221
- Eggl S., et al., Circumstellar habitable zones of binary-star systems in the solar neighbourhood, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 428
- El Albani A., et al., Large colonial organisms with coordinated growth in oxygenated environments 2.1 Gyr ago, *Nature*, 2010, vol. 466
- Ellis J., Schramm D. N., Could a nearby supernova explosion have caused a mass extinction?, *Proc. Natl. Acad. Sci. USA*, 1995, vol. 92
- Elser S., et al., How common are Earth-Moon planetary systems?, *Icarus*, 2011, vol. 214
- Ergon M., et al., Optical and near-infrared observations of SN 2011dh - The first 100 days., *Astronomy and Astrophysics*, 2013, vol. 562
- Ewing D., The directed evolution of radiation resistance in *E. coli*, *Biochemical and Biophysical Research Communications*, 1995, vol. 216
- Fields B. D., Ellis J., On deep-ocean ^{60}Fe as a fossil of a near-earth supernova, *New Astronomy*, 1999, vol. 4
- Fike D., et al., Oxidation of the Ediacaran Ocean, *Nature*, 2006, vol. 444
- Fischer D., Valenti J., The Planet-Metallicity Correlation, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 622
- Fogg M. J., Nelson R. P., Oligarchic and giant impact growth of terrestrial planets in the presence of gas giant planet migration, *Astronomy and Astrophysics*, 2005, vol. 441

- Fogg M. J., Nelson R. P., On the possibility of terrestrial planet formation in hot-Jupiter systems, *International Journal of Astrobiology*, 2006, vol. 5
- Fogg M. J., Nelson R. P., Can Terrestrial Planets Form in Hot-Jupiter Systems?, *ASP Conference Series*, 2007a, vol. 1
- Fogg M. J., Nelson R. P., On the formation of terrestrial planets in hot- Jupiter systems, *Astronomy and Astrophysics*, 2007b, vol. 461
- Fogg M. J., Nelson R. P., OThe effect of type I migration on the formation of terrestrial planets in hot-Jupiter systems, *Astronomy and Astrophysics*, 2007c, vol. 472
- Foley R. J., et al., Very early ultraviolet and optical observations of the type Ia supernova 2009ig, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 744
- Forget F., Pierrehumbert R., Warming Early Mars with Carbon Dioxide Clouds That Scatter Infrared Radiation, *Science*, 1997, vol. 278
- Franck S., et al., Reduction of biosphere life span as a consequence of geodynamics, *Tellus*, 2000, vol. 52B
- Galante D., Efeitos astrofísicos e astrobiológicos de gamma- ray bursts, Instituto de Astronomia, Geofísica e Ciências Atmosféricas da Universidade de São Paulo, 2009, Tese de Doutorado
- Galante D., , 2013 Comunicação particular
- Gascón J., et al., Sensitivity of Selected Bacterial Species to UV Radiation, *Current Microbiology*, 1995, vol. 30
- Gehrels N., et al., Ozone depletion from nearby supernova, *The astrophysical Journal*, 2003, vol. 585
- Goldman R. P., Trevisano M., Experimental Evolution of Ultraviolet Radiation Resistance in *Escherichia Coli*, *Evolution*, 2011, vol. 65
- Gomes R., et al., Origin of the cataclysmic Late Heavy Bombardment period of the terrestrial planets, *Nature*, 2005, vol. 435

- Gonzalez G., Brownlee D., Ward P., The Galactic Habitable Zone Galactic Chemical Evolution, *Icarus*, 2001, vol. 152
- Gowanlock M. G., , 2013 Comunicação particular
- Gowanlock M. G., Patton D. R., McConnell S. M., A Model of Habitability Within the Milky Way Galaxy, *Astrobiology*, 2011, vol. 11
- Grotzinger J., et al., *Understanding Earth* 5th edn. H.G.Freeman, 2007
- Guesten R., Mezger P. G., Star formation and abundance gradients in the galaxy, *Vistas in Astronomy*, 1982, vol. 26
- Guo J., Zhang F., Han Z., Habitable zones of host stars during the post-MS phase, *Astrophys Space Sci*, 2010, vol. 327, p. 233
- Habets G. M. H. J., Heintze J. R. W., Empirical bolometric corrections for the main-sequence, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 1981, vol. 46
- Han T., Runnegar B., Megascopic Eukaryotic Algae from the 2.1 - Billion-Year-Old Neogaunee Iron-Formation, Michigan, *Science*, 1992, vol. 257
- Hart M., Habitable Zones about Main Sequence Stars, *Icarus*, 1979, vol. 37, p. 351
- Hart M. H., The Evolution of the Atmosphere of the Earth, *Icarus*, 1978, vol. 33
- Hawley S. L., Pettersen B. R., The great flare of 1985 abril 12 on AD Leonis, *The Astrophysical Journal*, 1991, vol. 378
- Hayden B. T., et al., The rise and fall of type Ia supernova light curves in the SDSS-II supernova survey, *The Astrophysical Journal*, 2010, vol. 712
- Heath M. J., et al., Habitability of planets around red dwarfs stars, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 1999, vol. 29
- Heckman D., et al., Molecular Evidence for the Early Colonization of Land by Fungi and Plants, *Science*, 2001, vol. 293
- Hedges S., others et al., A molecular timescale of eukaryote evolution and the rise of complex multicellular life, *BMC Evolutionary Biology*, 2004, vol. 4

- Heller R., Barnes R., Constraints on the habitability of extrasolar moons, Formation, detection, and characterization of extrasolar habitable planets Proceedings IAU Symposium, 2012, vol. 293
- Holland H., The oxygenation of the atmosphere and oceans, Phil. Trans. R. Soc. B, 2006, vol. 361
- Hyde W., et al., Neoproterozoic ‘snowball Earth’ simulations with a coupled climate/ice-sheet model, Nature, 2000, vol. 405, p. 425
- Ida S., , 2013 Comunicação particular
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. I. A desert in the mass and semimajor axis distributions of extrasolar planets, The Astrophysical Journal, 2004a, vol. 604
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. II. The formation and retention of gas giant planets around stars with a range of metallicities, The Astrophysical Journal, 2004b, vol. 616
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. III. Mass distribution of short-period planets around stars of various masses, The Astrophysical Journal, 2005, vol. 626
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. IV. Effects of type i migration, The Astrophysical Journal, 2008a, vol. 673
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. V. Accumulation near the ice line and super-earths, The Astrophysical Journal, 2008b, vol. 685
- Ida S., Lin D., Toward a deterministic model of planetary formation. VI. dynamical interaction and coagulation of multiple rocky embryos and super-earth systems around solar-type stars, The Astrophysical Journal, 2010, vol. 719
- Ireland M. J., et al., Two Wide Planetary-mass Companions to Solar-type Stars in Upper Scorpius, The Astrophysical Journal, 2011, vol. 726

-
- Jappsen A., et al., Star Formation at Very Low Metallicity. IV. Fragmentation does not Depend on Metallicity for Cold Initial Conditions, *The Astrophysical Journal*, 1999, vol. 696
- Johnson J., et al., Giant Planet Occurrence in the Stellar Mass-Metallicity Plane, *The Astronomical Society of the Pacific*, 2010, vol. 122
- Johnson J., Li H., The first planets - the critical metallicity for planet formation, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 751
- Johson H. L., et al., Ubvrijkl Photometry of the Bright Stars, *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, 1966, vol. 4
- Johson H. L., Morgan W. W., Fundamental stellar photometry for standards of spectral type on the revised system of the Yerkes spectral atlas, *Astrophysical Journal*, 1953, vol. 117
- Joux F., et al., Marine Bacterial Isolates Display Diverse Responses to UV-B Radiation, *Applied and Environmental Microbiology*, 1999, vol. 65
- Kaltenegger L., Characterization of Exomoons, *The Astrophysical Journal*, 2010, vol. 712
- Kasting J., Runaway and moist greenhouse atmospheres and the evolution of Earth and Venus, *Icarus*, 1988a, vol. 74, p. 472
- Kasting J., Whitmire D., Reynolds R., Habitable Zones around Main Sequence Stars, *Icarus*, 1993, vol. 101, p. 108
- Kasting J. F., Runaway and Moist Greenhouse Atmospheres and the Evolution of Earth and Venus, *Icarus*, 1988b, vol. 74
- Kasting J. F., Whittet D. C. B., Sheldon W. R., Ultraviolet radiation from F and K stars and implications for planetary habitability, *Origins of Life and Evolution of the Biosphere*, 1997, vol. 27
- Kataoka R., Snowball Earth events driven by starbursts of the Milky Way Galaxy, *New Astronomy*, 2013, vol. 21

- Khodachenko M. L., et al., Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as An Important Factor for The Habitability of Terrestrial Exoplanets. I. CME Impact on Expected Magnetospheres of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones, *Astrobiology*, 2007, vol. 7
- Kirchner J. W., Weil A., Delayed biological recovery from extinctions throughout the fossil record, *Nature*, 2000, vol. 404
- Kirschvink J., et al., Paleoproterozoic snowball Earth - Extreme climatic and geochemical global change and its biological consequences, *PNAS*, 2000, vol. 97
- Kitzmann D., et al., Clouds in the atmospheres of extrasolar planets I. Climatic effects of multi-layered clouds for Earth-like planets and implications for habitable zones, *Astronomy and Astrophysics*, 2010, vol. 511
- Kopp R., et al., The Paleoproterozoic snowball Earth: A climate disaster triggered by the evolution of oxygenic photosynthesis, *PNAS*, 2005, vol. 102
- Kopparapu R., A revised estimate of the occurrence rate of terrestrial planets in the habitable zones around Kepler M-dwarfs, *The Astrophysical Journal Letters*, 2013, vol. 767
- Kopparapu R., et al., Habitable zones around main-sequence stars - new estimates, *The Astrophysical Journal*, 2013, vol. 765
- Korenaga J., On the likelihood of plate tectonics on super-earths: does size matter?, *The Astrophysical Journal Letters*, 2010, vol. 725
- Kriskoa A., Radman M., Protein damage and death by radiation in *Escherichia coli* and *Deinococcus radiodurans*, *PNAS*, 2010, vol. 107
- Lacey C. G., Fall S. M., Kinematical and Chemical Evolution of the Galactic Disk, *The Milky Way Galaxy*, *Proceedings of IAU Symposium*, 1985, vol. 106
- Lafrenière D., et al., Discovery of an $\approx 23 M_{\text{Jup}}$ Brown Dwarf Orbiting ≈ 700 AU from the Massive Star HIP, *The Astrophysical Journal*, 2011, vol. 730
- Lammer H., et al., Coronal Mass Ejection (CME) Activity of Low Mass M Stars as an Important Factor for the Habitability of Terrestrial Exoplanets. II. CME-Induced Ion Pick Up of Earth-Like Exoplanets in Close-In Habitable Zones, *Astrobiology*, 2007, vol. 7

-
- Lammer H., et al., What makes a planet habitable?, *Astron Astrophys Rev*, 2009, vol. 17
- Lanfranchi G. A., Friaça A. C. S., Clues to the nature of damped Lyman α systems from chemical evolution models, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2003, vol. 343
- Lücking R., et al., Fungi evolved right on track, *Mycologia*, 2009, vol. 101
- Lenardic A., Crowley J. W., On the notion of well-defined tectonic regimes for terrestrial planets in this solar system and others, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 755
- Lepland A., et al., Questioning the evidence for Earth's earliest life—Akilia revisited, *Geological Society of America*, 2005, vol. 33
- Li W., et al., Nearby supernova rates from the Lick Observatory Supernova Search - II. The observed luminosity functions and fractions of supernovae in a complete sample, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2011, vol. 412
- Lineweaver C. H., An Estimate of the Age Distribution of Terrestrial Planets in the Universe - Quantifying Metallicity as a Selection Effect, *Icarus*, 2001, vol. 151
- Lineweaver C. H., Fenner Y., Gibson B. K., The Galactic Habitable Zone and the Age Distribution of Complex Life in the Milky Way, *Science*, 2004, vol. 303
- Lissauer J. J., Planets formed in habitable zones of M dwarf stars probably are deficient in volatiles, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 660
- Lovelock J. E., Gaia as seen through the atmosphere, *Atmospheric Environment*, 1967, vol. 6
- McCrea W. H., Solar system as space-probe, *The Observatory*, 1975, vol. 95
- Maciel W. J., Costa R. D. D., Metallicity gradients in the Milky Way, Chemical abundances in the Universe: Connecting the first Stars to Planets, 2009, vol. 265
- McKeegan K., Kudryavtsev A., Schopf J., Raman and ion microscopic imagery of graphitic inclusions in apatite from older than 3830 Ma Akilia supracrustal rocks, west Greenland, *Geological Society of America*, 2007, vol. 35

- MacNaughton R., et al., First steps on land: Arthropod trackways in Cambrian-Ordovician eolian sandstone, southeastern Ontario, Canada, Geological Society of America, 2002, vol. 30
- Mandell A. M., Raymond S. N., Sigurdsson S., Formation of Earth-like planets during and after giant planet migration, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 660
- Marochnik L. S., Mukhin L. M., Belt of Life in the Galaxy, *Bioastronomy - The Next Steps*, Proceedings of IAU, 1988, vol. 144
- Matteucci F., François P., Galactic chemical evolution: abundance gradients of individual elements, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1989, vol. 239
- Mayer L., et al., Formation of Giant Planets by Fragmentation of Protoplanetary Disks, *Science*, 2002, vol. 298
- Meikle W. P. S., The absolute infrared magnitudes of type Ia supernovae, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2000, vol. 314
- Mellot A. L., et al., Did a gamma-ray burst initiate the late Ordovician mass extinction?, *International Journal of Astrobiology*, 2004, vol. 3
- Mellot A. L., et al., Climatic and biogeochemical effects of a galactic gamma ray burst, *Geophysical Research Letters*, 2005, vol. 32
- Mellot A. L., Thomas B. C., Late Ordovician geographic patterns of extinction compared with simulations of astrophysical ionizing radiation damage, *Paleobiology*, 2009, vol. 35
- Meyer-Berthaud B., Scheckler S., Wendt J., Archaeopteris is the earliest known modern tree, *Nature*, 1999, vol. 398
- Miller G. E., Scalo J. M., The initial mass function and stellar birthrate in the solar neighborhood, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1979, vol. 41
- Mojzsis S., et al., Evidence for life on earth before 3,800 million years ago, *Nature*, 1996, vol. 384
- Mojzsis S., Harrison T., Pideon R., Oxygen-isotope evidence from ancient zircons for liquid water at the Earth's surface 4,300 Myr ago, *Nature*, 2001, vol. 409, p. 178

-
- Monarch Instrument, 2008 Table of Total Emissivity [http://www.monarchserver.com/
TableofEmissivity.pdf](http://www.monarchserver.com/TableofEmissivity.pdf)
- Moorbath S., Kamber B., Whitehouse M., How old is the earliest life on Earth? Re-appraisal of evidence from the early Archaean of West Greenland, Goldschmidt Conference Toulouse, 1998, vol. 62
- Mordasini C., et al., Characterization of exoplanets from their formation - II. The planetary mass-radius relationship, *Astronomy and Astrophysics*, 2012a, vol. 547
- Mordasini C., et al., Extrasolar planet population synthesis IV. Correlations with disk metallicity, mass and lifetime, *Astronomy and Astrophysics*, 2012b, vol. 541
- Mortier A., et al., The frequency of giant planets around metal-poor stars, *Astronomy and Astrophysics*, 2012, vol. 543
- Mortier A., et al., On the functional form of the metallicity-giant planet correlation, *Astronomy and Astrophysics*, 2013, vol. 551
- Munari U., Fiorucci M., Moro D., , 2002 The Asiago Database on Photometric Systems (ADPS) <http://ulisse.pd.astro.it/Astro/ADPS/>
- Niedzielski A., et al., Substellar-mass Companions to the K-dwarf BD+14 4559 and the K-giants HD 240210 and BD+20 2457, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 707
- Niedzwiedzki G., et al., Tetrapod trackways from the early Middle Devonian period of Poland, *Nature*, 2010, vol. 463
- Oates S. R., et al., Multi-wavelength Observations of the Type IIb Supernova 2009mg, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 424
- O'Neill C., et al., Episodic Precambrian subduction, *Earth and Planetary Science Letters*, 2007, vol. 262
- Papineau D., et al., Young poorly crystalline graphite in the >3.8-Gyr-old Nuvvuagittuq banded iron formation, *Nature Geosciences*, 2011, vol. 4
- Pavlov A., Brown L. L., Kasting J. K., UV shielding of NH₃ and O₂ by organic hazes in the archaean atmosphere, *Journal of Geophysical Research*, 2001, vol. 106

- Peñate L., et al., Short-term effects of gamma ray bursts on oceanic photosynthesis, *Astrophys Space Sci*, 2010, vol. 330
- Pecoits E., et al., Bilaterian Burrows and Grazing Behavior at 585 Million Years Ago, *Science*, 2012, vol. 336
- Phillips M. M., The absolute magnitude of type Ia supernovae, *The Astrophysical Journal*, 1993, vol. 413
- Pickles A. J., , 1998 A stellar spectral flux library: 1150-25000 Å <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/Cat?cat=J%2FPASP%2F110%2F863andtarget=brief&>
- Pollack J. B., et al., Formation of the Giant Planets by Concurrent Accretion of Solids and Gas, *Icarus*, 1996, vol. 124
- Poole T. S., et al., Photometric calibration of the Swift ultraviolet/optical telescope, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2008, vol. 383
- Prantzos N., On the "Galactic Habitable Zone", *Space Sci Rev*, 2008, vol. 135
- Press F., et al., *Para Entender a Terra 5ª edn.* Bookman Porto Alegre, 2008
- Rautio M., Tartarotti B., UV radiation and freshwater zooplankton: damage, protection and recovery, *Freshwater Reviews*, 2010, vol. 3
- Raven J., Edwards D., Roots: evolutionary origins and biogeochemical significance, *Journal of Experimental Botany*, 2001, vol. 52
- Raymond S. N., Scalo J., Meadows V. S., A decrease probability of habitable planet formation around low-mass stars, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 669
- Rice W. K. M., Armitage P. J., Quantifying Orbital Migration from Exoplanet Statistics and Host Metallicities, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 630
- Richardson D., et al., A comparative study of the absolute magnitude distributions of supernovae, *The Astronomical Journal*, 2002, vol. 123
- Richmond M., , 2009 Will a Nearby Supernova Endanger Life on Earth? <http://www.tass-survey.org/richmond/answers/snrisks.txt>

- Rocha-Pinto H. J., Maciel W. J., The metallicity distribution of G dwarfs in the solar neighbourhood, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1996, vol. 279
- Rohde R. A., Muller R. A., Cycles in fossil diversity, *Nature*, 2005, vol. 434
- Roming P. W. A., et al., The unusual temporal and spectral evolution of the type II_n supernova 2011ht, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 751
- Rubinstein C., et al., Early Middle Ordovician evidence for land plants in Argentina (eastern Gondwana), *New Phytologist*, 2010, vol. 188
- Ruderman M. A., Possible consequences of nearby supernova explosions for atmospheric ozone and terrestrial life, *Science*, 1974, vol. 184
- Ruiz-Lapuente P., Casé M., Vangioni-Flam E., The cosmic gamma-ray background in the MeV range, *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 549
- Rye R., Holland H., Life associated with a 2.76 Ga ephemeral pond?: evidence from Mount Roe #2 paleosol, *Geology*, 2000, vol. 28
- Santos N., et al., Spectroscopic [Fe-H] for 98 extra-solar planet-host stars - Exploring the probability of planet formation, *Astronomy and Astrophysics*, 2004, vol. 415
- Scalo J., et al., M Stars as Targets for Terrestrial Exoplanet Searches and Biosignature Detection, *Astrobiology*, 2007, vol. 7
- Scalo J., Wheeler J. C., Astrophysical and astrobiological implications of gamma-ray burst properties, *The Astrophysical Journal*, 2002, vol. 566
- Schaefer I., et al., Arthropod colonization of land - Linking molecules and fossils in oribatid mites (Acari, Oribatida), *Molecular Phylogenetics and Evolution*, 2010, vol. 57
- Schneider J., et al., Defining and cataloging exoplanets: the exoplanet.eu database, *Astronomy and Astrophysics*, 2011, vol. 532
- Schopf J., Fossil evidence of Archaean life, *Phil. Trans. R. Soc. B*, 2006, vol. 361
- Segura A., et al., Ozone Concentrations; Ultraviolet Fluxes on Earth-Like Planets Around Other Stars, *Astrobiology*, 2003, vol. 3, p. 689

- Seilacher A., Bose P., Pflüger F., Triploblastic Animals More Than 1 Billion Years Ago - Trace Fossil Evidence from India, *Science*, 1998, vol. 282
- Selsis F., et al., Habitable planets around the star Gliese 581?, *Astronomy and Astrophysics*, 2007, vol. 476, p. 1373
- Sepkoski Jr J. J., Rates of speciation in the fossil record, *Philosophical Transactions of the Royal Society B*, 1998, vol. 353
- Setiawan J., et al., A Giant Planet Around a Metal-Poor Star of Extragalactic Origin, *Science*, 2010, vol. 330
- Shen B., et al., The Avalon Explosion - Evolution of Ediacara Morphospace, *Science*, 2008, vol. 319
- Shippert T. R., et al., 1998 Spectral Cloud Emissivities from LBLRTM/AERI QME http://www.arm.gov/publications/proceedings/conf08/extended_abs/shippert_tr.pdf
- Solomon S., et al., Venus Tectonics: Initial Analysis from Magellan, *Science*, 1991, vol. 252, p. 297
- Sozzetti A., et al., A KECK HIRES doppler search for planets orbiting metal-poor dwarfs. II. On the frequency of giant planets in the metal-poor regime, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 649
- Stapledon W. O., *Star Maker* 1st edn. Methuen, 1937
- Stern S., Delayed Gratification Habitable Zones - When Deep Outer Solar System Regions Become Balmy During Post-Main Sequence Stellar Evolution, *Astrobiology*, 2003, vol. 3, p. 317
- Strigari L. E., et al., Nomads of the Galaxy, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 423
- Sudin M., The galactic habitable zone in barred galaxies, *International Journal of Astrobiology*, 2006, vol. 5

- Suthar F., McKay C. P., The galactic habitable zone in elliptical galaxies, *International Journal of Astrobiology*, 2012, vol. 11
- Svechnikov M. A., Taidakova T. A., The mass-spectrum relation for main-sequence stars, *Soviet Astronomy*, 1984, vol. 28
- Svensmark H., Evidence of nearby supernovae affecting life on Earth, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 423
- Tarter J. C., et al., A Reappraisal of the Habitability of Planets Around M Dwarf Stars, *Astrobiology*, 2007, vol. 7
- Team E., , 2014 The Extrasolar Planets Encyclopaedia <http://exoplanet.eu/>
- Tedetti M., Sempéré R., Penetration of Ultraviolet Radiation in the Marine Environment. A Review, *Photochemistry and Photobiology*, 2006, vol. 82
- The National Renewable Energy Laboratory (NREL), 2000 Solar Spectra: Air Mass Zero <http://rredc.nrel.gov/solar/spectra/am0/>
- Thomas B. C., et al., Gamma-ray burst and the earth: exploration of atmospheric, biological, climatic, and biogeochemical effects, *The Astrophysical Journal*, 2005a, vol. 634
- Thomas B. C., et al., Terrestrial ozone depletion due to a Milky Way gamma-ray burst, *The Astrophysical Journal*, 2005b, vol. 622
- Traub W., Terrestrial, Habitable-Zone Exoplanet Frequency from Kepler, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 745
- UCMP, 2014 “The Cambrian explosion” Understanding Evolution http://evolution.berkeley.edu/evolibrary/article/cambrian_02
- Valencia D., O’Connell R., Sasselov D. D., Inevitability of plate tectonics on super-earths, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 670
- van den Bergh S., The supernova rate in the solar neighborhood, *The Astronomical Journal*, 1990, vol. 99
- van Heck H. J., Tackley P. J., Plate tectonics on super-earths: equally or more likely than on Earth, *Earth and Planetary Science Letters*, 2011, vol. 310

- VO Filter Information service, 2011 Filter Profile Service <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/index.php>
- Wan Z., Zhang Y., , 1999 MODIS (Moderate Resolution Imaging Spectrometer) UCSB Emissivity Library <http://www.ices.ucsba.edu/modis/EMIS/html/em.html>
- Wang X., et al., Determination of the hubble constant, the intrinsic scatter of luminosities of type Ia supernovae, and evidence for nonstandard dust in other galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2006, vol. 645
- Wang X., et al., The golden standard type Ia supernova 2005cf - observations from the ultraviolet to the near-infrared wavebands, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 697
- Watanabe Y., Martini J., Ohmoto H., Geochemical evidence for terrestrial ecosystems 2.6 billion years ago, *Nature*, 2000, vol. 408
- Whitmire D. P., Matese J. J., Criswell L., Mikkola S., Habitable Planet Formation in Binary Star Systems, *Icarus*, 1997, vol. 132
- Whitten R. C., et al., Effect of nearby supernova explosion on atmospheric ozone, *Nature*, 1976, vol. 263
- Wilde S., et al., Evidence from detrital zircons for the existence of continental crust and oceans on the Earth 4.4 Gyr ago, *Nature*, 2001, vol. 409
- Williams D., , 2013 Planetary Fact Sheet - Metric <http://nssdc.gsfc.nasa.gov/planetary/planetfact.html>
- Williams D. M., Kasting J. F., Habitable Planets with High Obliquities, *Icarus*, 1997, vol. 129
- Williams D. M., Pollard D., Earth-like worlds on eccentric orbits: excursions beyond the habitable zone, *International Journal of Astrobiology*, 2002, vol. 1
- Woosley S. E., et al., SN 1993j - a type IIb supernova, *The Astrophysical Journal*, 1994, vol. 429
- Wright J., et al., The Frequency of Hot Jupiters Orbiting nearby Solar-type Stars, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. 753

-
- Yang J., Cowan N., Abbot D., Stabilizing cloud feedback dramatically expands the habitable zone of tidally locked planets, *The Astrophysical Journal Letters*, 2013, vol. 771
- Yuan X., Xiao S., Taylor T., Lichen-Like Symbiosis 600 Million Years Ago, *Science*, 2005, vol. 308
- Zenoff V. F., et al., Diverse Responses to UV-B Radiation and Repair Mechanisms of Bacteria Isolated from High-Altitude Aquatic Environments, *Applied and Environmental Microbiology*, 2006, vol. 72
- Zuluaga J. I., Cuartas P. A., The role of rotation in the evolution of dynamo-generated magnetic fields in Super Earths, *Icarus*, 2012, vol. 217
- Zuluaga J. I., Cuartas-Restrepo P. A., Hoyos J. H., Evolution of magnetic protection in potentially habitable terrestrial planets, *The Astrophysical Journal*, 2012, vol. Submetido