

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

Jullian Henrique Barbosa dos Santos

**Investigações teóricas sobre o
obscurecimento de galáxias em alto e baixo
*redshifts***

São Paulo 2020

Jullian Henrique Barbosa dos Santos

Investigações teóricas sobre o
obscurecimento de galáxias em alto e baixo
redshifts

Tese 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 Doutor em Ciências.

Área de Concentração: Astronomia

Orientador: Prof. Dr. Gastão Bierrenbach
Lima Neto

Versão Corrigida. O original encontra-se disponível na Unidade.

São Paulo 2020

*Aos meus pais, meus irmãos e meus sobrinhos por sempre serem maravilhosos. A
minha avó, dona Maria, por toda sua ternura.*

Agradecimentos

Para fazer um breve agradecimento honesto a todos que contribuíram com a realização deste trabalho seria necessário um volume similar ao desta tese. Porém, me esforcei para fazer jus a todos que de alguma maneira contribuíram e me suportaram durante toda esta empreitada, permitindo-me chegar até aqui.

Primeiramente, e acima de tudo, é necessário agradecer à minha família por nunca negar esforços para me apoiar em todos os meus planos e objetos, fazendo tudo o que lhes era possível pelo meu bem estar. Minha mãe, sempre um colo e uma referência, sempre um porto seguro onde posso retornar sem mesmo ter que abandonar. Meu pai, que tanto me ensinou em minha juventude e de quem herdei muito dos meus hábitos. O meu pequeno irmão mais velho, que carrega nos ombros a responsabilidade de zelar pelo bem-estar do mais novo e de todos que pode. Também a meus lindos sobrinhos, crianças maravilhosas cuja mera vista nos arranca um sorriso, meu pequeno irmão mais novo e minha cunhada.

Ainda sobre minha família, preciso agradecer aos meus avós, tios e primos por todo carinho que sempre me tiveram. Em especial, um grande agradecimento a minha avó, *Dona Maria*, a única ainda viva dentre os pais dos mais pais, que com orgulho, verá seu primeiro descendente doutor.

Também é muito importante deixar um belo agradecimento ao meu orientador, *Prof. Gastão*, a quem a palavra “suportar” melhor cabe. O acolhimento que tive em seu grupo de pesquisa em um momento crítico da minha vida não será esquecido, assim como as dicas, conselhos, sugestões e as broncas oportunas e necessárias. Agradeço por ter sido melhor orientador do que fui aluno.

Ao *Prof. Amâncio*, meu primeiro mentor, por seus ensinamentos e por sua colaboração na execução deste trabalho.

Aos demais professores e corpo técnico do IAG. Em especial à comissão de informática, que tantas vezes me salvaram a vida, e ao Prof. Nemmen, meu relator, por suas dicas e comentários.

Aos amigos da física, tanto os novos quanto os antigos, do IAG e, em especial, a todo o pessoal da sala F-308, por serem quase sempre maravilhosos.

Também é preciso lembrar dos amigos de Jacareí, com quem tanto compartilhei, e ainda compartinho, desta vida.

Um grande agradecimento especial a *Larissa Takeda* e *Thaís Santos Silva*, companheiras na astronomia e na vida. Também ao *Rodrigo Suigh*, por sua ajuda técnica com edição de imagens. Na mesma linha, é preciso deixar um agradecimento a quem me manteve são, minha psicóloga *Angélica*, minha amiga *Ana Paula* e meu amigo *Paul*.

“Sou o que sou pelo que nós somos todos”, *Ubuntu*;

Paratodos, agora e sempre!

“Parece-me também perceber em Sarsi sólida crença que, para filosofar, seja necessário apoiar-se nas opiniões de algum célebre autor, de tal forma que o nosso raciocínio, quando não concordasse com as demonstrações de outro, tivesse que permanecer estéril e infecundo. (...) A filosofia encontra-se escrita nesse grande livro que continuamente se abre perante nossos olhos (isto é, o universo), que não se pode compreender antes de entender a língua e conhecer os caracteres com os quais está escrito.”

Galileu Galilei

“Eles compreenderam que a razão só entende aquilo que ela mesma produz segundo seu projeto, e que ela tem de colocar-se à frente, com os princípios de seus juízos segundo leis constantes, e forçar a natureza a responder às suas perguntas em vez de apenas deixar-se conduzir por ela (...) A razão tem de dirigir-se à natureza com seus princípios numa mão, os únicos sob os quais fenômenos coincidentes podem valer como leis, e com o experimento que concebeu a partir deles na outra; e isso para de fato aprender com ela, mas não na qualidade de um aluno que recita tudo o que o professor quer, e sim na de um juiz constituído que força as testemunhas a responder às perguntas que lhes faz.”

Immanuel Kant, sobre Galileu e os fundadores da ciência moderna.

*“Dois problemas se misturam / A verdade do universo / A prestação que vai vencer /
Entro com a garrafa / De bebida enrustida / Porque minha mulher não pode ver”*

Raul Santos Seixas

Resumo

As *Dust Obscured Galaxies* (DOGs) são os maiores berçários estelares do Universo e, por esse motivo, são objetos fundamentais para se compreender a evolução de galáxias. Ao menos desde o *cosmic noon*, $z \sim 2$, as galáxias de alta massa possuem a maior parte de sua formação estelar obscurecida por poeira, enquanto nas de baixa massa ocorre o contrário. A presença de DOGs durante a reionização traz novos desafios para a teoria de formação de galáxias.

Para investigar os processos que levam ao obscurecimento de galáxias, foram simulados, a partir do modelo quimiodinâmico FT98 (Friaça e Terlevich, 1998), um total de quarenta modelos de evolução galáctica, variando sua massa, eficiência de formação estelar e eficiência da produção de poeira. Os parâmetros adotados foram escolhidos de modo a representar uma grande variedade de objetos, cobrindo desde galáxias anãs até gigantes elípticas, e assim como objetos de baixo e alto *redshift*. Esses parâmetros foram combinados entre si, cobrindo todas as combinações possíveis, a fim de se investigar quais processos dominam o obscurecimento de galáxias. Também foram computados oito modelos de SEDs, variando a eficiência de formação estelar e de produção de poeira e adotando as *features* de PAHs neutros e ionizados.

Nossa análise indica que durante intensos episódios de formação estelar, tanto a massa de poeira quanto a razão poeira/gás são aproximadamente insensíveis à eficiência de produção de poeira adotada, levando a uma dependência quase universal entre a fração de formação estelar obscurecida por poeira e a massa estelar mesmo em objetos situados além do *cosmic noon*. Como consequência, sistemas com baixa SFR e metalicidade são mais propícios para se investigar a eficiência da produção de poeira estelar. Sistemas com alta taxa de formação estelar constroem o grosso de sua massa de poeira em ~ 0.6 Gyr, a

mesma escala de tempo requerida para a construção de galáxias obscurecidas durante a era da reionização. O diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}} \times M_{\text{Dust}}/M_*$ é uma ferramenta poderosa para se estudar a evolução tanto de galáxias quanto de poeira, visto que esta relação reúne em um único diagrama a evolução de toda componente bariônica. A razão das *features* aromáticas é sensível tanto a SFR quanto a razão poeira/gás e nossa análise não pode discernir sobre a contribuição de cada grandeza.

A nova geração de instrumentos astronômicos (tais como JWST, ELT e SPICA) será indispensáveis para impor novos vínculos sobre a evolução da massa de poeira através do tempo cósmico.

Abstract

Dust Obscured Galaxies (DOGs) are the largest stellar nurseries in the Universe and, for this reason, are fundamental objects for our understanding of galactic evolution. At least since the cosmic noon, $z \sim 2$, high mass galaxies show the most of their star formation obscured by dust, being the opposite case in low mass ones. The presence of DOGs during the reionization epoch brings new challenges to galaxy formation theory.

To investigate which are the processes that lead the galaxy obscuration, we simulated, by means of the chemodynamical model FT98 (Friaça e Terlevich, 1998), forty galaxy evolutionary models, varying their mass and both the star formation and dust production efficiency. The adopted parameters were chosen to reproduce a wild variety of objects, covering from dwarf to giant galaxies and from low- to high- z objects. We simulated all possible parameter combinations to determine the dominant processes that may obscure a galaxy. We also computed eight SED models, varying both the star formation and dust production efficiency and adopting neutral and ionic PAHs features.

We find that in intense star formation episodes, both the dust mass and dust-to-gas ratios are almost insensitive to the dust production efficiency, making an almost universal relationship between dust obscured star formation fraction and stellar mass even beyond the cosmic noon. Therefore, low SFR and metallicity systems are better to investigate the dust production efficiency. We also find that high SFR systems build up the gross of their dust mass in ~ 0.6 Gyr, the same time scale required to form a galaxy by the reionization epoch. The $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}} \times M_{\text{Dust}}/M_*$ diagram is a powerful tool to investigate both galaxy and dust evolution, since it constrains at the same time all baryonic phases. The PAH features ratios are sensitive to both SFR and dust-to-gas ratio, but the role played by each one remains somehow unclear.

The new generation facilities (such as JWST, ELT and SPICA) will be indispensable to constrain dust formation across the cosmic time.

Lista de Figuras

2.1	Estados alotrópicos do carbono.	32
2.2	Exemplos de moléculas aromáticas	35
2.3	PAHs Pericondensados e catacondensados	35
2.4	SED	41
2.5	Curvas de extinção (Galliano et al., 2018).	45
2.6	Fração da formação estelar obscurecida por poeira.	51
2.7	Evolução da poeira com a metalicidade.	53
3.1	Evolução do perfil de densidade de gás.	58
3.2	Evolução do campo de velocidade.	59
3.3	Evolução do perfil de temperatura.	60
3.4	Evolução da densidade da SFR.	62
3.5	Evolução da abundância de O.	67
3.6	Evolução da abundância de Fe.	68
3.7	Evolução da massa de bariônica.	74
4.1	Intensidade estelar média para galáxias jovens.	78
4.2	Intensidade estelar média para tempos tardios.	79
4.3	Eficiência de absorção do grafite	84
4.4	Eficiência de absorção dos PAHs.	86
4.5	Eficiência de absorção do coroneno neutro e ionizado.	90
4.6	Identificação dos carbonos para o método aditivo.	93
4.7	Flutuações de temperatura dos PAHs e dos pequenos grãos de grafites.	96
4.8	Modelo de distribuição espacial da poeira	97

4.9	Modelo de distribuição de poeira no ISM.	98
5.1	Evolução da massa bariônica para os modelos com $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_{\odot}$	104
5.2	Evolução da massa bariônica para os modelos com $M_{G,0} = 10^9 M_{\odot}$	105
5.3	Evolução da massa bariônica para os modelos com $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$	106
5.4	Evolução da massa bariônica para os modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$	107
5.5	Evolução da massa bariônica para os modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$	108
5.6	Evolução da massa de poeira através do tempo cósmico.	109
5.7	Evolução da razão poeira/gás através do tempo cósmico.	111
5.8	Massa de poeira em função da massa estelar.	114
5.9	Massa de poeira em função da massa de gás.	116
5.10	Razão poeira/gás em função da massa estelar.	117
5.11	Massa de poeira em função da SFR.	118
5.12	Razão poeira/gás em função da SFR.	120
5.13	Massa de poeira em função da metalicidade.	121
5.14	Razão poeira/gás em função da metalicidade.	122
5.15	Razão de massa entre poeira e estrela como função da massa estelar.	123
5.16	Razão poeira/gás em função da razão poeira/estrelas.	128
5.17	Fração de gás da galáxia em função da razão poeira-por-estrelas como pre- dita pelo modelo.	129
5.18	Evolução da densidade comovel de poeira.	137
5.19	SED simulada para os modelos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ para tempos entre 0.1 Gyr e 1.0 Gyr.	139
5.20	SED simulada para os modelos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ para tempos entre 2.6 Gyr e 13.0 Gyr.	140
5.21	<i>Features</i> aromáticas simuladas para tempos entre 0.1 Gyr e 1.0 Gyr.	141
5.22	<i>Features</i> aromáticas simuladas para tempos entre 2.6 Gyr e 13.0 Gyr.	143
5.23	Evolução no tempo das razões de linhas aromáticas.	145
5.24	Razão das linhas $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ em função da SFR.	147
B.1	Mapa da linha de transporte metropolitana de São Paulo.	182

Lista de Tabelas

2.1	Principais <i>features</i> aromáticas.	43
4.1	Espécies de PAHs adotadas	85
4.2	<i>Features</i> PAHS	88

Sumário

1. <i>Introdução</i>	21
2. <i>A poeira cósmica</i>	25
2.1 Propriedades físicas dos grãos	30
2.1.1 Composição e estrutura	30
2.1.2 Propriedades físicas dos PAHs	34
2.2 Produção de poeira	38
2.3 SED e curva de extinção	40
2.4 Modelos e vínculos observacionais	45
2.4.1 Modelos de poeira	45
2.5 Galáxias obscurecidas por poeira	49
2.6 Evolução de galáxias e DOGs	51
3. <i>Modelo de evolução da poeira</i>	55
3.1 Modelo Quimiodinâmico	56
3.1.1 Modelo hidrodinâmico	56
3.1.2 Formação estelar e a função de massa inicial (IMF)	61
3.1.3 Evolução química	63
3.1.4 Evolução e <i>yields</i> estelares	66
3.1.5 Modelos particulares de galáxias	69
3.2 Evolução da poeira	70
3.2.1 Produção estelar de poeira	71
3.2.2 Acreção do grão no ISM	74
3.2.3 Destruição dos grãos	75

4. Modelo óptico	77
4.1 Emissão Estelar	77
4.2 A Poeira	80
4.2.1 Propriedades físicas dos grãos	80
4.2.1.1 Eficiência de Absorção	81
4.2.1.2 Distribuição de tamanho	83
4.3 Os PAHs	84
4.3.1 Espécies de PAHs adotados	84
4.3.2 Propriedades ópticas dos PAHs	86
4.3.3 Ionização	89
4.3.4 Flutuações de temperatura	91
4.4 Distribuição Espacial da Poeira	95
4.4.1 Extinção no Meio Interestelar: Modelo de Multitelas	96
4.4.2 Modelo de Nuvens Moleculares	97
5. Análise	101
5.1 Dados observacionais	102
5.1.1 Amostra de baixo <i>redshift</i>	102
5.1.2 Amostra em alto <i>redshift</i>	103
5.2 Análise da evolução da massa de poeira	104
5.2.1 Evolução bariônica	105
5.2.2 Resultados	109
5.3 Discussões sobre a evolução do conteúdo bariônico e sua conexão com a evolução de poeira	124
5.3.1 Efeitos de ν_0 e Δ_A	125
5.3.2 Implicações para as galáxias de alto <i>redshift</i>	131
5.3.3 Obscurecimento de galáxias	132
5.3.4 Limitações do modelo	134
5.4 SED e linhas aromáticas	138
5.4.1 SED simulada	138
5.4.2 <i>Features</i> aromáticas e formação estelar	142
6. Conclusões	149

<i>Referências</i>	153
<i>Apêndice</i>	175
<i>A. Modelos computados</i>	177
A.1 Evolução bariônica	177
A.2 Modelos de SED	178
<i>B. Modelos e seu papel na ciência</i>	179

Introdução

Em um artigo da série de “*white papers*” Astro2020, em que se busca apontar metas, desafios e caminhos a serem trilhados na astronomia durante a década de 2020, Casey et al. (2019) propõem a construção de um interferômetro para a criação de um catálogo de galáxias no submilimétrico e no infravermelho distante (FIR, do inglês “*far infrared*”) a fim de investigar a formação estelar de galáxias massivas encontradas além do pico de formação estelar, $z \sim 2$, também chamado “*cosmic noon*” (“meio-dia cósmico), chegando até a reionização, em $z \geq 6$.

A justificativa apresentada pelos autores para investigar as galáxias nesta faixa do espectro eletromagnético é que os grandes sítios de formação estelar emitem radiação preferencialmente nesta faixa do espectro.

Estrelas de alta massa têm vida curta e produzem poeira no momento de sua morte (Dwek, 1998). Então, regiões com alta taxa de formação estelar também são bastante empoeiradas. Essas estrelas massivas emitem radiação preferencialmente na região ultravioleta (UV) do espectro. Nesta mesma região do espectro a poeira é bastante eficiente em absorver a radiação. A energia presente nos fótons UV aquece os grãos de poeira que, então, a reemite como radiação térmica modificada na região do infravermelho (IR, do inglês “*infrared*”).

Galáxias cuja principal fonte de emissão é a poeira são referidas como DOGs¹, do

¹ O acrônimo DOG foi utilizado pela primeira vez por Dey et al. (2008) referindo-se a galáxias brilhantes no IR (ULIRGs, ver Sec. 2.5 para maiores detalhes) fortemente obscurecidas por poeira e de alto *redshift* ($z \sim 2$). Neste trabalho, os autores propõem o uso da razão de fluxo $F_{24\mu\text{m}}/F_R \geq 982$, onde $F_{24\mu\text{m}}$ é o fluxo no comprimento de onda de $24\mu\text{m}$ e F_R o fluxo na banda R do sistema de magnitude de Vega, como critério para se identificar tais objetos. Porém, o uso do acrônimo na literatura não se restringe apenas aos objetos que satisfazem esse critério.

inglês “*dust obscured galaxies*” (ou “galáxias obscurecidas por poeira”) ou, algumas vezes, DOSFGs, do inglês “*dust obscured star forming galaxies*” (ou “galáxias formadoras de estrelas obscurecidas por poeira”). Em termos das qualidades espectroscópicas, esses objetos são frequentemente observados como galáxias (ultra) luminosas no infravermelho, ou (U)LIRGs² (“*ultra) luminous infrared galaxies*”), e galáxias submilimétricas, ou SMG (“*submillimetric galaxies*”). Este tipo de galáxia possivelmente está entre os mais luminosos objetos do Universo (Tsai et al., 2015; Toba et al., 2018b).

Ao observar o Universo distante, adentrando a era da reionização, o que se observa é a prevalência de galáxias com forte emissão no UV. As estimativas da densidade da taxa de formação estelar também são feitas a partir das observações realizadas nessa faixa do espectro, no referencial de repouso do objeto (Mispelaer et al., 2012). A proposta de Casey et al. (2019) se baseia exatamente em que a poeira extingue a radiação UV, tornando deficiente a estimativa da taxa de formação estelar (SFR, “*star formation rate*”) nessa região do espectro eletromagnético.

A recente descoberta de galáxias com alta massa estelar, alta massa de poeira e alta SFR em objetos da reionização (Knudsen et al., 2016; Laporte et al., 2017) corrobora com a necessidade de investigar esses objetos no IR e submilimétrico. Além disso, ao menos até o pico da formação estelar cósmica, galáxias de alta massa possuem a maior parte de sua formação estelar obscurecida por poeira, chegando à $\sim 90\%$ em galáxias de alta massa estelar, enquanto galáxias de baixa massa estelar apresentam comportamento inverso, possuindo a menor parte de sua formação estelar obscurecida (Whitaker et al., 2017). A dominância de galáxias emitindo no UV pode ser devido apenas a critérios de seleção e o número de DOGs durante a reionização pode ser subestimada (Knudsen et al., 2016). Se este fenômeno for verificado, pode levar à necessidade de bruscas mudanças na

Nos trabalhos de Lee et al. (2016), Noboriguchi et al. (2019) e Riguccini et al. (2019), “DOG” é utilizado para designar qualquer objeto que satisfaça o critério de Dey et al. (2008). Já em Toba et al. (2015), Matsuoka et al. (2018) e Toba et al. (2018a), o termo “DOG” é utilizado para designar objetos que satisfazem um critério similar ao de Dey et al. (2008). Por fim, em Corral et al. (2016), Ricci et al. (2017) e Barbosa-Santos et al. (2020) o termo é utilizado para designar galáxias obscurecidas de maneira geral.

Por coerência com Barbosa-Santos et al. (2020) e como em Dey et al. (2008), o termo nos parece ser polissemântico e utilizaremos DOGs para designar galáxias com forte obscurecimento por poeira de uma maneira geral.

² Ver Sec. 2.5 para maiores detalhes sobre estes objetos.

teoria de formação e evolução de galáxias, visto ser necessária a incorporação de processos rápidos para a formação de halos de matéria escura relativamente massivos e também de processos que culminem rapidamente em surtos de formação estelar. Diversas estratégias são seguidas nas investigações sobre as propriedades e natureza das DOGs tanto em alto quanto em baixo *redshift*.

Neste trabalho nós investigamos os principais processos que levam ao obscurecimento por poeira em galáxias, analisando a dependência entre a produção de poeira e de estrelas durante a formação galáctica. A principal ferramenta utilizada foi o modelo quimiodinâmico de Friaça e Terlevich (1998) (daqui em diante FT98), utilizado para uma variedade de históricos de formação estelar e de produção de poeira. Simulamos galáxias cujas massas representam desde galáxias anãs até gigantes elípticas, considerando cinco valores distintos. Variamos também a eficiência de formação estelar (adotando quatro valores distintos) e de produção de poeira (dois valores possíveis). Foram computadas todas as combinações possíveis entre esses três parâmetros, somando quarenta simulações de evolução galáctica. Comparamos os resultados dessas simulações com dados observacionais disponíveis na literatura, tanto em alto quanto em baixo *redshift*.

Também simulamos a distribuição de energia espectral (SED, *spectral energy distribution*) resultante para modelos com massa inicial de $10^{10} M_{\odot}$, a partir de uma interface que computa o transporte radiativo e é acoplada ao modelo FT98, considerando dois valores tanto para a eficiência de formação estelar quanto para a de produção de poeira. Esta escolha se justifica por ser a massa mais próxima a dos objetos presentes na reionização (ver Sec. 5).

O modelo de transporte radiativo adotado computa tanto a síntese espectral estelar quanto o processamento que a radiação sofre pela interação com a poeira presente na galáxia. Os dados sobre a evolução dos componentes bariônicos necessários ao cômputo da SED são obtidos a partir do próprio modelo quimiodinâmico. Esta interface se baseia nos trabalhos de Guimaraes (2006) e Barbosa-Santos (2015).

O texto está organizado como se segue: no Capítulo 2 são discutidas as principais características das DOGs, da poeira e da evolução galáctica, assim como uma breve discussão sobre alguns vínculos a serem observados na construção de modelos de poeira e galáxia. No apêndice B é oferecida uma pequena discussão sobre o papel epistemológico que concedemos aos modelos, cujo enfoque é direcionado a astronomia extragaláctica. No Cap. 3 é

descrita a principal ferramenta deste trabalho, o modelo FT98, assim como as modificações implementadas neste trabalho, sendo também descritas em Barbosa-Santos et al. (2020). O modelo de transporte radiativo adotado (e que se acopla ao modelo FT98) é descrito no Cap. 4. Para facilitar a leitura, reunimos no apêndice A os parâmetros adotados nas simulações conduzidas durante este trabalho. No Cap. 5 são descritos os dados observacionais com que comparamos as simulações (todos retirados da literatura), as análises empregadas e também os principais resultados deste trabalho. Por fim, no Cap. 6 resumimos nossas conclusões, tendo em vista as implicações deste trabalho e as perspectivas para futuras investigações.

A cosmologia padrão Λ CDM será adota durante todo este trabalho com os parâmetros $H_0 = 70 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, $\Omega_\Lambda = 0.7$ e $\Omega_M = 0.3$.

A poeira cósmica

A poeira presente no meio interestelar (ISM, “*interstellar medium*”), a poeira cósmica, é o principal agente da extinção e do avermelhamento da luz estelar em galáxias. A interação entre a radiação estelar e a poeira aquece esses grãos, gerando uma emissão térmica no IR. Esse processo afeta profundamente a distribuição de energia espectral (SED, *spectral energy distribution*, ver Fig. 2.4) da galáxia hospedeira.

Em galáxias com intensa formação estelar e em algumas com núcleo ativo (AGNs, “*active galactic nucleus*”), o pico de emissão é transladado do UV para o infravermelho distante (FIR, “*far infrared*”) devido à radiação térmica dos grãos de poeira (Silva et al., 1998a). A radiação reemitida pela poeira pode chegar à 99% em ULIRGs (Galliano et al., 2018). Mesmo em galáxias de baixa taxa de formação estelar, como as anãs, a poeira interage com uma parcela considerável dos fótons estelares, fazendo alterações significativas na SED desses objetos. Em galáxias disco, a poeira presente nas diversas fases do ISM (meio difuso, molecular e cirrus) pode contribuir com 30% de sua emissão total (Galliano et al., 2018).

A quantidade de luz estelar que interage com a poeira difere para cada comprimento de onda, sendo descrita pela curva de extinção. A forma dessa curva depende da composição e distribuição de poeira na galáxia hospedeira, da geometria e da distribuição de tamanho de seus grãos (mais detalhes na seção 2.3). Uma boa determinação da extinção dentro de qualquer galáxia (principalmente da Via Láctea) é essencial para investigações astrofísicas, pois afeta a observação de basicamente qualquer objeto fora da vizinhança solar, sendo ainda a maior fonte de erro sistemático na determinação da SFR (Kennicutt, 1998).

Os principais elementos que constituem os grãos interestelares são o carbono, o silício, o oxigênio, o ferro e o magnésio (Dwek, 1998). A evolução da massa de poeira depende

da evolução da massa desses elementos, e, por tanto, da evolução da metalicidade do sistema. Na Via Láctea, por exemplo, aproximadamente 50 % dos elementos pesados podem estar enclausurados em partículas sólidas (Ferrara et al., 2016), o que pode gerar erro sistemático nas estimativas de abundância de elementos refratários (como o carbono e o silício). Portanto, a determinação da taxa de depleção desses elementos em poeira é fundamental.

Embora contribua pouco para a massa total do ISM, (a contribuição é geralmente inferior à 1%, mesmo em galáxias com alta SFR, p.ex., Galliano et al., 2018), os grãos são responsáveis por importantes processos físicos no ISM, como, por exemplo, contribuir com o aquecimento do gás devido ao efeito fotoelétrico que ocorre em sua superfície¹ (Tielens, 2005) e capturar material gasoso do ISM, processo conhecido por acreção, aumentando seus tamanhos (Gioannini et al., 2017).

A poeira também oferece superfície catalítica para reações químicas no ISM, como produção de gelos, moléculas orgânicas complexas (Tielens, 2005) e, em especial, para a produção de H₂ (Gould e Salpeter, 1963; Mathis, 1990).

O hidrogênio molecular, H₂, é a molécula mais abundante do ISM, muito embora seja geralmente inferida a partir das emissões de CO. O CO é a segunda molécula mais abundante, a razão CO/H₂ é da ordem de 10⁴ – 10⁵. O H₂ é uma molécula apolar e simétrica, não tendo momento de dipolo (para maior discussão ver Tielens, 2005; Maciel, 2002). Sua transição mais forte é a de quadripolo, com energia mínima de $\Delta E/k = 510$ K, o que está bem acima da temperatura média das nuvens moleculares (MC, “*molecular clouds*”), que é em torno de 100 K (Maciel, 2002). O método de inferência mais utilizado para aferir a massa molecular em galáxias é através das transições moleculares de CO (Bolatto et al., 2013), embora haja outros estimadores (veja, por exemplo, Scoville et al., 2016, onde se usa a cauda Rayleigh-Jeans da emissão de poeira para estimar a massa molecular²).

O H₂ se encontra majoritariamente em nuvens moleculares gigantes (GMCs, do inglês “*Giant Molecular Clouds*”), os “berçários estelares”, das quais também é o principal cons-

¹ O efeito fotoelétrico corresponde à retirada de um elétron preso a um átomo devido a interação com um fóton (ver Eisberg e Resnick, 1979, para maiores detalhes). No caso dos grãos astrofísicos, a contribuição deste efeito para o aquecimento do gás depende fortemente da distribuição de tamanho dos grãos e de seu grau de ionização, assim como do campo de radiação incidente.

² Região de alto comprimento de onda da distribuição de Planck de corpo negro. Veja, p.ex., Eisberg e Resnick (1979) para maiores detalhes.

tituinte. A alta profundidade óptica³ das GMCs, cuja principal contribuidora é a poeira, podendo chegar a valores da ordem de $\tau \sim 10^4$ (Zari et al., 2016), protege o conteúdo molecular do forte campo de radiação UV emitido por estrelas jovens lá mesmo produzidas, impedindo a fotodissociação das moléculas.

Fica claro então o papel crucial que a poeira desempenha na astrofísica tanto do ISM quanto da galáxia hospedeira. Ao compor o H_2 e blindar o interior das GMCs, a quantidade de poeira pode influenciar (e talvez dominar) a SFR (Krumholz et al., 2009). De fato, a SFR pode estar mais correlacionada ao conteúdo molecular do gás do que com seu total (gás molecular mais atômico) (Rownd e Young, 1999; Wong e Blitz, 2002; Bigiel et al., 2008; Fontanot et al., 2017).

Além da SFR, a massa típica dos fragmentos de nuvem formadores de estrelas também pode ser regulada pela abundância de poeira no meio, visto que, em ambientes densos, a poeira apresenta maior eficiência em resfriar o gás do que as linhas moleculares (Whitworth et al., 1998), tendo possivelmente profundo impacto na transição entre população estelar III⁴ para a população II⁵ (Chiaki et al., 2014).

O forte campo de radiação emitido pelas estrelas jovens destrói a GMC de dentro para fora. Nas regiões mais próximas à fonte, o gás é ionizado pelas estrelas, formando regiões HII. A marca dessas regiões é a grande quantidade de gás ionizado (principalmente o hidrogênio, estando como HII) e a ausência de moléculas. No óptico, a emissão das regiões HII é muitas vezes caracterizadas pelas linhas proibidas de [OII], [OI] e [NII].

Nas regiões intermediária entre as regiões HII e o conteúdo molecular surgem as regiões de fotodissociação (PDRs, do inglês *Photodissociation regions*). A radiação estelar é atenuada ao ionizar a região HII, além da interação do campo ultravioleta distante (FUV, do inglês “*far ultraviolet*”) com a poeira, via efeito fotoelétrico. Os íons e elétrons livres presentes nessa região, somados ao campo estelar atenuado, fazem das PDRs uma importante fonte de moléculas complexas para o ISM. As PDRs geralmente são observadas pela emissão de linhas de estrutura-fina (importante para o resfriamento do gás), linhas moleculares e pelo contínuo de poeira.

³ Uma medida da extinção sofrida por um fóton em um dado comprimento de onda.

⁴ Estrelas gigantes ($> 100 M_\odot$) e sem metais. Postula-se que essas foram as primeiras estrelas do Universo.

⁵ Estrelas de massa normal ($\sim 0.08 - 50 M_\odot$), porém pobres em metais e velhas. A população estelar I é composta por estrelas mais jovens e mais ricas em metais.

A SFR é geralmente inferida com base no UV das regiões HII e das estrelas jovens, que é dita SFR não obscurecida por poeira, SFR_{UV} , ou na emissão IR da poeira presente nas MCs, quando é chamada SFR obscurecida por poeira, SFR_{IR} (Dunlop et al., 2017; Whitaker et al., 2017; Magdis et al., 2017). A fração de SFR obscurecida é dada pela razão entre SFR_{IR} e a SFR total, ou:

$$f_{\text{obs}} = \frac{\text{SFR}_{\text{IR}}}{(\text{SFR}_{\text{UV}} + \text{SFR}_{\text{IR}})} = \frac{\text{SFR}_{\text{IR}}}{\text{SFR}}. \quad (2.1)$$

Estrelas massivas vivem aproximadamente o mesmo tempo que as MCs (Silva et al., 1998a) e, ao morrerem como supernovas, também são fontes de poeira, agravando o obscurecimento. Logo, galáxias com surtos de formação estelar (SBGs, do inglês “*starbursts galaxies*”), ou mesmo galáxias normais massivas, apesar do forte campo UV emitido por estrelas jovens, são mais facilmente observadas em comprimentos longos (IR, submilimétrico e rádio), imersas em casulos de poeira recém produzida (alto f_{obs}) (Silva et al., 1998a; Bourne et al., 2017). Essas são as galáxias obscurecidas por poeira, as DOGs.

Observa-se nas galáxias de alta massa a maior parte da formação estelar obscurecida por poeira, chegando a fração de obscurecimento de $f_{\text{obs}} \sim 90\%$ em galáxias com massa estelar, M_* , superiores a $\log(M/M_{\odot}) = 10.5$. Já as galáxias de baixa massa tendem a ter sua formação estelar não obscurecida (Whitaker et al., 2017). Logo, as DOGs geralmente são objetos de massa alta ou intermediária. Este padrão é observado do Universo local até aproximadamente $z \sim 2.5 - 3.0$ (Whitaker et al., 2017; Magdis et al., 2017), o pico da densidade cósmica de SFR.

Em geral, o casulo de poeira presente nas DOGs cobre toda a região em que se produziu estrelas na galáxia, obscurecendo também outros fenômenos físicos que podem ocorrer simultaneamente. O AGN é o mais notável desses fenômenos pois ele emite um duro campo de radiação (mais duro do que o das estrelas jovens, por regra) que ao interagir com a poeira resulta em uma SED similar a produzida em SBGs, gerando dificuldades em discernir entre ambos os fenômenos (Chang et al., 2017). Os SBG e AGN são fenômenos que podem ocorrer em um objeto ao mesmo tempo, ou ainda que tendo causa comum (Farrah et al., 2002, 2005). O ponto máximo da densidade cósmica de AGNs é aproximadamente coincidente com o da SFR ($z \sim 2 - 2.5$) e com o das DOGs. O *cosmic noon* é uma (ver, por exemplo, Dey et al., 2008) época importante também para definir a sequência de Hubble⁶

⁶ Sistema de classificação morfológica de galáxias. Na sequência de Hubble as galáxias são classificadas

observada nas galáxias locais (Caputi et al., 2007; Casey et al., 2014), sugerindo a conexão entre mudanças morfológicas e as DOGs.

Galáxias como as ULIRGs são DOGs que podem estar relacionadas à todos os fenômenos citados no parágrafo anterior, sendo, portanto cruciais para entender como as galáxias se formam e evoluem (Rieke e Low, 1972; Sanders e Mirabel, 1996). Embora essas galáxias sejam raras no Universo local, sua densidade cresce até o *cosmic noon*. Esta população contém as galáxias mais luminosas do Universo, assim como os mais fecundos berçários estelares (Casey et al., 2014). Todas as galáxias normais e gigantes encontradas no Universo local podem ter passado por essa fase durante sua evolução (Sanders et al., 1988; Canalizo e Stockton, 2001).

A poeira é detectada mesmo em observações mais profundas que o *cosmic noon*, em z superiores a 3. As linhas de emissão dos hidrocarbonetos aromáticos policíclicos (PAHs, *polycyclic aromatic hydrocarbons*) foram observadas em *Lyman break galaxies* (LBGs, galáxias cuja SED apresenta forte absorção dos fótons além do limite de Lyman), em $z \sim 3.0$ (Siana et al., 2009), e em SMGs, em $z > 4.0$ (Riechers et al., 2013). As bandas aromáticas dominam o infravermelho médio (MIR, do inglês “*mid infrared*”) de galáxias com formação estelar e também são ferramentas para inferir a SFR e para distinguir entre SBGs e AGNs.

A detecção de galáxias obscurecidas na era da reionização ($6.0 \lesssim z \lesssim 15$), durante o primeiro bilhão de anos da existência do Universo (Knudsen et al., 2016), traz novos conflitos tanto para a teoria de formação e evolução de galáxias, quanto para os modelos de evolução de poeira (Cooray et al., 2014; Knudsen et al., 2016), visto que tais objetos restringem o tempo necessário para a formação de sistemas relativamente massivos e bastante evoluídos a algumas centenas de milhões de anos.

É também importante destacar que a densidade cósmica das DOGs é pouco conhecida para $z \gtrsim 3$. Galáxias com intensa formação estelar (portanto com alta f_{obs}) podem estar sendo sistematicamente despercebidas. As observações geralmente priorizam galáxias emissoras de UV e Ly α às fontes emissoras em IR e submilimétrico (Knudsen et al., 2016), o que pode enviesar para sub-representação de objetos brilhantes nos altos comprimentos de onda.

Como consequência, a formação estelar em DOGs não é computada no censo da SFR como elípticas, lenticulares, espirais e espirais barradas. Existem ainda subclassificações.

cósmica, resultando em uma contagem subestimada. O censo cósmico da SFR cósmica pode ter erros sistemáticos mesmo próximo a $z \sim 3.0$ (Koprowski et al., 2016; Coppin et al., 2015). Esses erros são agravados para *redshifts* maiores, quando se perde mais DOGs. Vemos, portanto, a importância de um catálogo mais completo e profundo no submilimétrico e FIR Casey et al. (2019).

A sub-representação de DOGs também pode influenciar na determinação da evolução da função de massa de galáxias, visto que em halos mais massivos é que se encontram as DOGs. Ou ainda, a reionização pode ser afetada, por diminuir a fração de fótons capazes de ionizar o hidrogênio.

De fato, o cenário de formação e evolução galáctica é ainda bastante incerto. Simulações cosmológicas com apenas matéria escura possuem ótima similaridade com o Universo observável, porém, ao se incluir bárions com seus ciclos e fases (gás, estrelas e poeira), muitos fenômenos carecem de explicação (Naab e Ostriker, 2017). Como exemplo, o crescimento de galáxias normais, assim como sua conexão com os observáveis, ainda são amplamente debatidos (Naab e Ostriker, 2017, ver também B para maiores detalhes).

2.1 Propriedades físicas dos grãos

Até o momento nos concentramos em fazer uma breve discussão sobre a influência que a poeira exerce no ambiente em que se encontra. Nesta seção descreveremos as principais características físicas dos grãos, como sua composição, ciclo de vida e propriedades ópticas.

2.1.1 Composição e estrutura

Os grãos presentes no ISM são constituídos majoritariamente por elementos refratários (C, Si, Al, Fe, Mg, Ca, etc). Elementos voláteis (ou moderadamente voláteis), como os gases nobres e o nitrogênio, o zinco e o enxofre geralmente estão na forma gasosa no ISM, não contribuindo significativamente para a massa da poeira. A razão entre a massa de poeira e a de hidrogênio é geralmente inferior a 10^{-2} (Tielens, 2005).

Porém, é importante destacar que o oxigênio, mesmo sendo volátil, é um elemento imprescindível para a constituição e formação do grão. O oxigênio regula a quantidade de poeira carbonácea (constituída por carbono) a ser formada em fontes estelares (ver Sec. 3.2.1). Com exceção dos grãos de carbono (como o grafite), os óxidos são a maioria

entre as espécies de grãos (como os silicatos, por exemplo). Ainda assim, mesmo supondo que todo o elemento pesado (exceto o carbono) está na forma de poeira e eles sempre são óxidos, apenas cerca de 20 % dos átomos de oxigênio estariam enclausurado nos grãos.

A transformação dos elementos refratários em poeira no ISM é perceptível pela ausência da emissão gasosa destes elementos nas SEDs. Ao se determinar a abundância desses elementos por linhas de absorção (que mapeia a metalicidade do gás) percebe-se que a abundância desses elementos no ISM é muito menor do que no Sol, no Sistema Solar (em meteoritos, por exemplo) ou em estrelas próximas. Presume-se que a diferença se deva ao material sólido condensado em poeira (Tielens, 2005). Porém, como quase tudo em astronomia, a caracterização dos grãos de poeira é realizada com base em suas assinaturas na SED e na curva de extinção (Maciel, 2002; Tielens, 2005).

Porém, devido a emissão térmica dos grãos ser na forma de um corpo negro modificado, cuja forma depende da composição da poeira, é possível estimar a abundância de poeira (assim como dos elementos enclausurados nos grãos) a partir da análise da região do IR da SED. As linhas de emissão aromáticas na região do IR médio (MIR, “*mid-infrared*”) que indicam a presença de PAHs também permitem a identificação destas moléculas assim como de sua abundância.

A curva de extinção também deixa diversas pistas sobre a composição dos grãos, como o *bump* em 2175 Å creditado ao grafite (Tielens, 2005, ver Sec. 2.3 para mais detalhes).

As espécies de grãos interestelares podem ser separados em dois grupos maiores: os grãos formados a partir do carbono, os carbonáceos, e os grãos formados a partir do silício, cujos principais representantes são os silicatos (Draine e Lee, 1984).

Com exceção dos PAHs, os quais serão descritos na sec. 2.1.2 por sua complexidade, as principais variações dos grãos carbonáceos são:

- *Grafite*: Esta espécie é composta apenas por carbono (salvo possíveis impurezas) e assim como o diamante ou o grafeno, constitui um estado alotrópico deste elemento. Possui uma estrutura “laminar”, ou seja, o grão é formado por uma série de “folhas aromáticas” ligadas e sobrepostas (ver Fig. 2.1). Suas ligações aromáticas apresentam ressonância em torno de 2000 Å, porém a posição do pico da ressonância é bastante sensível ao tamanho, formato e constantes ópticas do grão, assim como à possível presença de cobertura, como gelos. A posição do *bump* em 2175 Å indica para grãos esféricos com o tamanho de 200 Å ou elipsoides prolatos de 30 Å e razão axial de

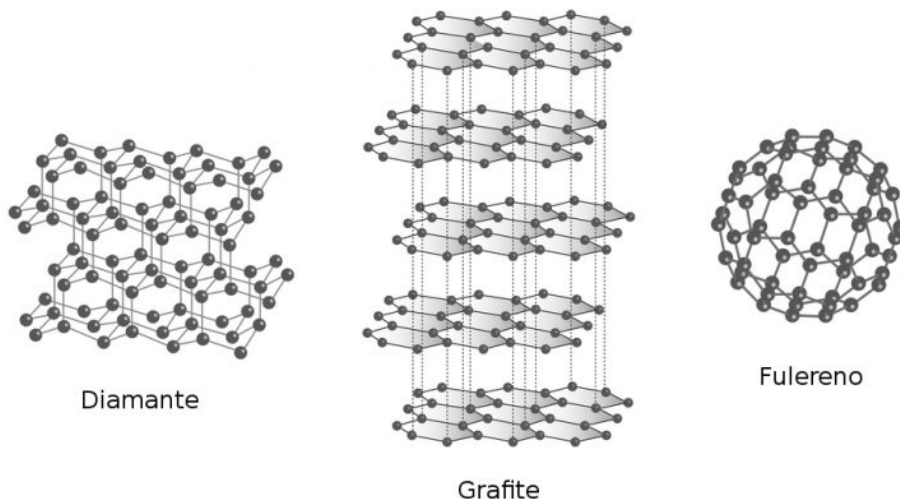


Figura 2.1: Estados alotrópicos do carbono. Da esquerda para a direita: diamante, grafite e fulereno. Tanto o diamante quanto o fulereno formam estruturas compactas e duras, enquanto a estrutura laminar do grafite lhe concede maior moleza e maleabilidade. Figura retirada de Brasil Escola (2020, www.infoescola.com/quimica/alotropia).

1.6 (Tielens, 2005). O grafite exibe propriedades físicas (como alta condutividade) similares aos (semi)metais, sendo bastante eficiente na absorção de luz e, portanto, não produz polarização quando puro (o *bump* em 2175 \AA não apresenta polarização). Elementos diferentes do carbono (principalmente o hidrogênio) são considerados impurezas e em sua presença os grãos de grafite perdem suas características metálicas, podendo, por exemplo, gerar polarização da luz, como ocorre com o carbono hidrogenado amorfo (HAC, “*Hydrogenated amorphous carbon*”).

- *Diamante*: Espécie encontrada (ou detectada) em apenas alguns sítios (como no meio circumstelar), é um grão homonuclear e sem modos de vibração no IR, quando puro. Ainda assim, o diamante apresenta uma pequena atividade próximo ao pico de sua distribuição de fônons, por volta de $5 \mu\text{m} - 8 \mu\text{m}$. Em presença de impurezas, como o H, o diamante é mais facilmente detectado devido a sua emissão no IR por volta de $3.4 \mu\text{m}$.
- *Carbonos amorfos*: Grãos de carbono sem uma estrutura bem definida, como o grafite e o diamante, e que pode variar de grão para grão. Como sua estrutura é mal definida, seu tamanho também o é. Porém, caso esses grãos contribuam para o *bump* em

2175 Å, seu tamanho deve se limitar entre 50 Å à 200 Å. Credita-se a eles a *feature* em 3.4 μm.

- *Carbeto*: Esta espécie não foi observada no ISM, porém, detectada em algumas estrelas AGB ricas em C devido à linha 11.3 μm, de SiC, ou à linha 21 μm, atribuída à TiC, em AGBs de baixa metalicidade.

O silício não tem a mesma versatilidade química do carbono, sendo incapaz de formar grandes cadeias ou uma variedade de composto químicos sem a ajuda de outros elementos. Seus principais tipos de poeira interestelar são:

- *Silicatos*: São necessários para explicar as largas linhas de absorção em 9.7 μm e 18 μm, geradas pela ligação Si–O. Os silicatos astronômicos são geralmente tidos como amorfos (cristalização⁷ inferior à 5×10^{-3}), embora os modelos aproximem-os por estruturas cristalinas, como (Mg, Fe)₂SiO₄, (Mg,Fe)SiO₃ e SiO₂. Os silicatos devem ser compostos por grãos de espécie diferente e composição química variada, pois a abundância de silício estimada a partir da profundidade óptica de seus *features* apontam para uma super abundância de Si, em relação à solar, caso apenas o elemento Si compusesse os silicatos. Também devem ser responsáveis pela polarização da luz visível, pois a linha de absorção em 9.7 μm é polarizada dicroicamente. O estudo sobre polarização deste *feature* é fundamental para determinar a distribuição de tamanho destes grãos.
- *Nanopartículas de silício*: Grãos formados por um núcleo de silício envolto por um manto de SiO. Seu tamanho varia entre 15 Å e 50 Å.
- *Gelos*: No interior das MCs, os gelos astrofísicos podem ser um componente importante para a massa total alocada em grãos.

Vale mencionar que o estudo sobre a caracterização do grão de poeira pode ser analisado diretamente em laboratório devido às amostras coletadas em meteoritos, uma vantagem rara na astrofísica.

⁷ Uma medida de quanto o sistema está organizado. Caso o composto seja formado completamente por estruturas regulares a cristalização será 1 e o composto será um sólido perfeitamente cristalino. Se a cristalização for igual a 0 não haverá regularidade em sua estrutura e ele será amorfo.

Os meteoritos são objetos em que se pode ter acesso direto à poeira, o que permite o uso de outras técnicas de caracterização (incluindo técnicas mais precisas ou destrutivas) para definir a composição química da poeira. Por exemplo, pode fazer uma análise isotópica do material, permitindo acesso mais preciso sobre as condições do ISM em que o objeto se formou, além da posição do sítio de formação. Porém, ao utilizar a análise de meteoritos é preciso certa cautela, visto que os grãos podem ter sido alterados desde a formação do Sistema Solar, por volta de 4.5 Gyr atrás. Para maiores detalhes ver Tielens (2005).

2.1.2 Propriedades físicas dos PAHs

Os PAHs denotam a família das moléculas orgânicas compostas por carbono e hidrogênio (hidrocarbonetos) e organizadas em várias unidades de anéis benzênicos (ou aromáticos). Os PAHs presentes no ISM são geralmente macro moléculas planares e suas propriedades são mais próximas dos grãos astrofísicos do que do gás molecular em geral.

Não é possível identificar espécies específicas de PAHs presentes no ISM, mas apenas a superposição de linhas emitidas por uma variedade de espécies, os *features* aromáticos, sendo observadas como bandas aromáticas no infravermelho (AIBs, do inglês *aromatic infrared bands*), um conjunto de linhas geralmente proeminentes na região do infravermelho médio, MIR, e de fácil reconhecimento. É necessário uma variedade de aproximadamente 30 espécies quaisquer de PAHs (incluindo heterociclos) para reproduzir as propriedades das AIBs observadas (Rosenberg et al., 2014).

Devido à tetravalência do carbono, mais sua capacidade de formar longas cadeias, os PAHs são em um número quase infinitos de espécies. Como pode ser visto na Fig. 2.2, mesmo para uma única fórmula química, existem diversas moléculas diferentes (isômeros), pois a geometria da molécula, ou seu arranjo, também determina suas propriedades (como pode ser notado nos compostos biológicos que tendem a sintetizar e consumir apenas um isômero para uma função).

Podemos reparar, por exemplo, que alguns isômeros são mais compactos do que outros (como $C_{22}H_{12}$) e que eles podem estar ligados a ramos alifáticos em diferentes posições (como $C_{23}H_{14}$). Quando alguns átomos de carbono pertencem a três anéis são chamados PAHs pericondensados e são catacondensados quando nenhum átomo de carbono pertence a três anéis conjuntamente. Na figura 2.3 estão ilustrados exemplos de cada PAH.

O tamanho da estrutura aromática (de maneira geral indicada pelo número de carbono)

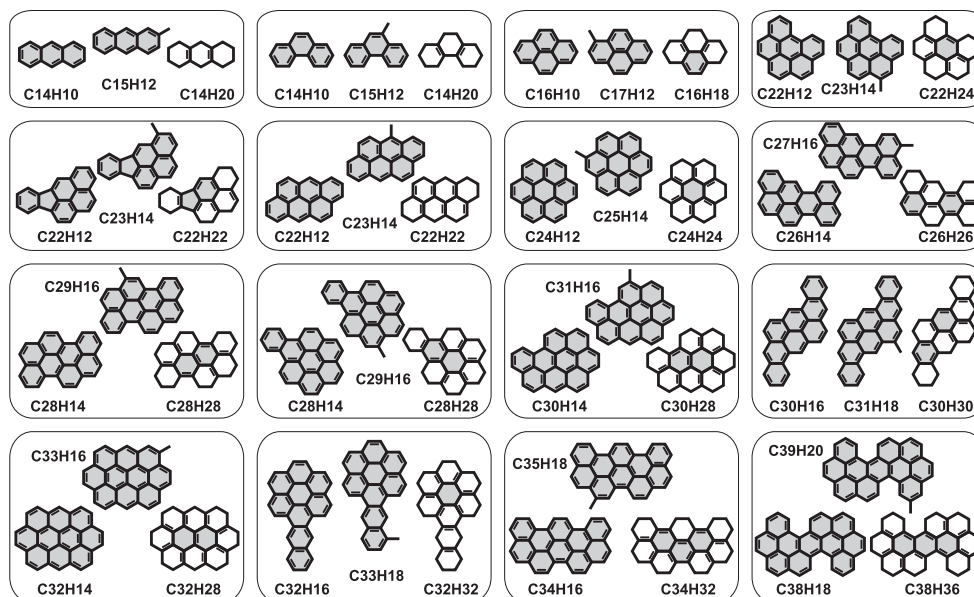


Figura 2.2: Diversos modelos de moléculas aromáticas com sua fórmula molecular. Nota-se que a fórmula da molécula é dependente do arranjo de seus anéis, o que também altera algumas propriedades químicas. Retirado de Steglich et al. (2013).

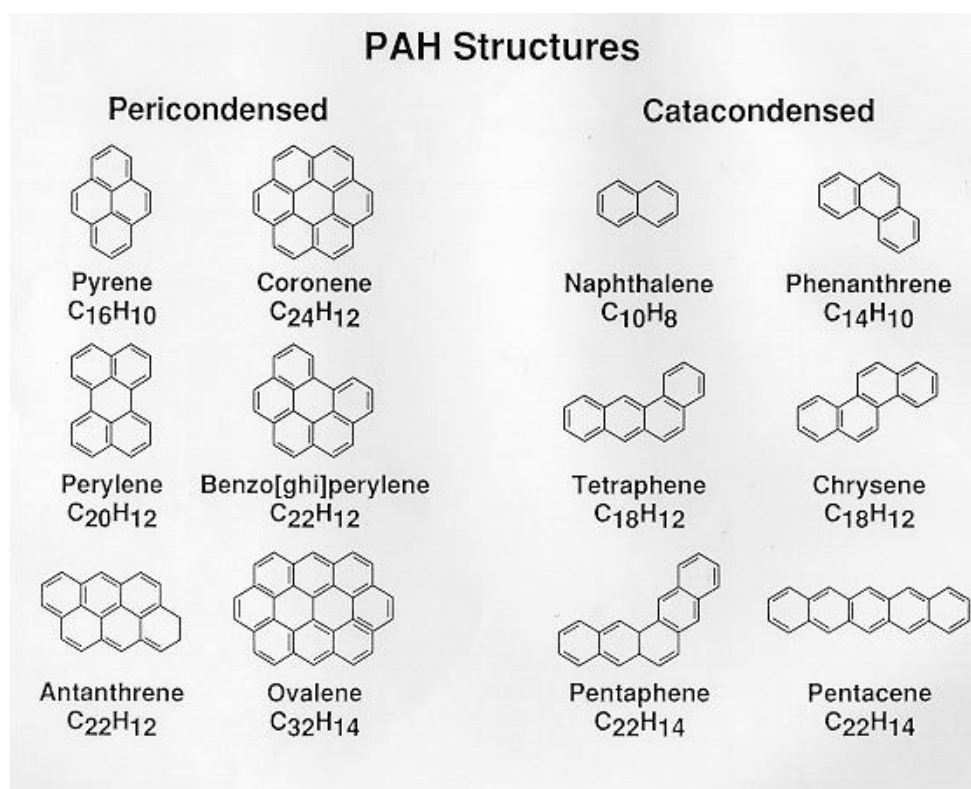


Figura 2.3: Estrutura dos PAHs pericondensados (direita) e catacondensados (esquerda), tipos mais relevantes para este trabalho. Retirado de Salama et al. (1996).

varia de poucas dezenas até várias centenas de carbono, sendo tão determinante para a estrutura molecular quanto o arranjo dos anéis benzênicos. A menor molécula aromática, o próprio benzeno, por exemplo, possui a fórmula C_6H_6 . O menor PAH adotado neste trabalho, o coroneno, possui a fórmula $C_{24}H_{12}$ e o maior, o circum⁷coroneno, referido genericamente como *aglomerado de PAH*, tem a fórmula $C_{486}H_{54}$.

Além do tamanho e da geometria da molécula, tanto o número de hidrogênio quanto o grau de ionização são necessários para uma descrição completa da molécula. Vemos, portanto, que os PAHs compõe uma família de moléculas orgânicas muito rica e variada.

Assim como os demais grãos, os PAHs absorvem no UV e reemitem no IR como radiação térmica. Outros processos relevantes para a desexcitação destas moléculas incluem fluorescência, emissão vibracional, ionização e fotodissociação.

Os níveis de energia destas moléculas dependem, em geral, de seu tamanho. Conforme se aumenta o número de anéis aromáticos (número de carbonos constituindo a molécula superior a 10^4), as propriedades ópticas dos PAHs convergem para as propriedades do grafite.

PAHs maiores também são mais resistentes aos ambientes astrofísicos do que os menores, sendo este um comportamento típico de grãos (Sales et al., 2010, 2013). Devido à sua geometria hexagonal, os anéis aromáticos conseguem amortecer e distribuir a energia de um fóton UV absorvida ao longo de suas diversas ligações, aumentando seu potencial de fotodissociação. Cadeias com diversos anéis podem distribuir a energia em mais anéis, o que torna moléculas maiores mais resilientes à radiação UV. Quanto mais ligações aromáticas o PAH tiver, mais resistente ele é, ou seja, quanto mais compacta (como pericondensados) sua estrutura molecular, mais resistente é a molécula.

Por regra, espécies químicas mais resilientes são também mais abundantes no ISM, sendo, portanto, esperado maior número de PAHs pericondensados do que catacondensados no ISM.

Os pericondensados oferecem a vantagem de poder-se associar um raio e uma área a um PAH dependendo apenas do número de carbonos. PAHs catacondensados podem possuir cadeias lineares de anéis e ligações alifáticas, entre outros, que dificultam tanto a associação de uma área à molécula quanto associar a área ao número de carbono.

Apesar da resistência dessas moléculas ao campo UV, os PAHs podem ser fotodissoci-

ados por campos de radiação duros⁸ (alta densidade de radiação UV extrema e raios-X) como os AGNs e em regiões HII (Sales et al., 2010, 2013). Como consequência, os *features* aromáticos podem ser suprimidos nesses sítios. Este fenômeno tem implicações importantes para diferenciar entre AGNs e *starburst galaxies*, SBG.

Os PAHs (assim como os pequenos grãos de grafite) são pequenos o suficiente para interagir com fótons individuais, gerando flutuação de temperatura nestas moléculas. A absorção de um fóton UV por um PAH pode elevar mais de 1000 K sua temperatura transitoriamente, ou seja, a sua temperatura flutua. O tempo de excitação é menor do que o de desexcitação, de forma que parte dos pequenos grãos e PAHs se mantém fora do equilíbrio térmico, gerando uma distribuição de temperatura.

Por fim, é importante destacar a presença dos heterociclos. Elementos como oxigênio, ferro, ou, principalmente, nitrogênio podem ocupar o lugar de algum átomo de carbono na cadeia aromática, formando um heterociclo.

Os heterociclos nitrogenados são chamados PANHs e são detectados pelo deslocamento do pico e por assimetrias da linha $6.2\mu\text{m}$ (Hudgins et al., 2005; Sales et al., 2013; Canelo et al., 2018). Segundo Canelo et al. (2018), os PANHs são um componente significativo em galáxias dominadas por *starbursts*. Este é um resultado notório, visto que PANHs não são estáveis em quase todo o ISM (Peeters et al., 2005), devido a fácil fotodissociação destas moléculas.

Átomos alienígenas presentes no heterociclos (átomos diferentes do carbono) diminuem a resiliência da estrutura aromática. Peeters et al. (2005), por exemplo, constataram que quanto mais nitrogênio inseridos nos anéis aromáticos, menos resistente a radiação UV é a molécula. Peeters et al. (2005) afirmam ainda que os PANHs não sobrevivem no Sistema Solar a uma distância de 1 UA do Sol e que, no ISM, algumas moléculas poderiam ser carregadas para o interior de nuvens moleculares antes de serem destruídas. Meteoritos são sítios capazes de abrigar heterociclos blindando-os da radiação emergente. Como pode ser visto em (Materese et al., 2015; Ehrenfreund et al., 2006), nesses sítios foram detectados moléculas com oxigênio, ferro e enxofre.

Os PANHs são heterociclos particularmente interessantes pelo seu interesse astrobiológico, visto que diversas moléculas essenciais à vida (como a pirimidina) são formadas por

⁸ Desai et al. (2007) propõem um cenário onde os PAHs não são destruídos, porém, as *features* aromáticas são diluídas em um contínuo elevado gerado pela maior temperatura dos grãos.

aromáticos nitrogenados.

2.2 Produção de poeira

A presença de poeira em galáxias com alta formação estelar sugere a conexão entre formação estelar e produção de poeira. Este cenário é fortalecido pela já citada correlação entre DOGs e objetos com alta SFR e *starbursts*. Seguindo Franceschini (2000), as principais fontes de poeira são:

1. Envelopes protoestelares: Durante a formação, pode-se formar grãos de silicatos em nebulosas próximas a estrelas recém nascidas. Durante a fase Tauri os grãos são expulsos da nebulosa.
2. Estrelas evoluídas frias (AGBs): Na atmosfera fria das estrelas AGBs são produzidos grãos carbonáceos em estrelas carbonadas e silicatos astronômicos em estrelas OH-IR. A presença dos grãos na atmosfera estelar cria instabilidades que podem gerar fortes ventos estelares. Estrelas com massa inferior a $8M_{\odot}$ contribuem mais para a produção de poeira do que as mais massivas.
3. Supernovas tipo Ia: A contribuição desta classe de objetos para o saldo da poeira ainda não é consenso. Por um lado, não há evidências observacionais de poeira recém produzida nas supernovas de *Kepler* e *Tycho* (Gomez et al., 2012). Por outro lado, Nozawa et al. (2011), em trabalho teórico, encontrou que os grãos podem ser formados nestas supernovas, ainda que fossem destruídos. Porém, a produção de grãos nestas supernovas também seria necessário para explicar a falta de ferro observado no ISM. Em resumo, estes objeto não devem contribuir significativamente para o saldo de poeira.
4. Supernovas tipo II ou *core collapse supernovae* (CCSNe): Estrelas massivas que evoluem isoladamente terminam sua vida como *core collapse supernovae* (CCSNe)⁹. A produção de poeira em CCSNe é necessária para explicar a existência de DOGs durante a reionização (ver Cooray et al., 2014; Knudsen et al., 2016; Magdis et al., 2017, para DOGs em alto *redshift*), pois o tempo de evolução das AGBs é muito grande

⁹ Neste trabalho será considerado supernova tipo II e CCSNe como sinônimos.

quando comparado à idade do Universo na época (em torno de 0.6 Gyr). Embora ainda haja debate sobre o quanto de poeira é destruída em SNe, CCSNe é provavelmente a fonte mais importante dos grãos astrofísicos e também a melhor estudada. Por exemplo, a partir de observações da SNe 1987a, obtêm-se evidências diretas sobre a formação de grãos de grafite e poeira, assim como as manchas escuras observadas na nebulosa do Caranguejo. Os grãos também são detectados pelo excesso de IR nas curvas de luz e pela curva de extinção da luz observada em estrelas de fundo.

5. Meio interestelar (ISM): O ISM não é uma fonte primária de grãos, porém, grãos produzidos em fontes estelares são processados de diversos modos no ISM, alterando o tamanho e a massa do grão. Em meios frios, a colisão de dois grãos podem resultar em um único grão com a massa igual a soma das massas dos grãos anteriores. Caso a energia dos grãos seja maior (restos de SN, por exemplo), o choque de dois grãos podem gerar outros grãos menores, sem, no entanto, alterar a massa total de poeira. Porém, em meios quentes e em ondas de choque (como restos de supernova) a colisão dos grãos podem destruir ambos, retornando o material sólido à fase gasosa e diminuindo a massa de poeira. Nas reações entre núcleos pequenos de poeira e o gás do ISM frio (como GMCs) podem ocorrer captura de material gasoso pelo grão, aumentando tanto a massa do grão quanto a massa total de poeira no ISM.

Além disso, é importante lembrar que a massa de poeira depletada na formação estelar, assim como a massa expulsa da galáxia em *outflows* contribuem significativamente para o balanço de massa da poeira.

Os grãos produzidos nas fontes estelares são processados no ISM principalmente pelos mecanismos já descritos. Estima-se que o tempo do ciclo de vida médio dos grãos no ISM seja de $\approx 3 \times 10^7$ yr. É importante lembrar que em ambientes como o Sistema Solar o grão pode sobreviver por bilhões de anos.

Embora tenham sido citados os principais processos responsáveis pelo balanço da massa de poeira, os detalhes e relevância de cada um ainda são incertos. Por exemplo, se por um lado a produção de poeira em CCSNe é necessária para explicar a existência de DOGs durante a re-ionização, a CCSNe podem ser mais eficiente para destruir grãos antes presentes no ISM do que criar novos (Dwek, 1998; Calura et al., 2008). Apesar da polêmica, a CCSNe e AGBs são geralmente assumidos como principais fontes primárias dos grãos

(Dwek, 1998; Tielens, 1998).

De fato, a não homogeneidade intrínseca ao ISM faz com que mais de um processo ocorra simultaneamente no mesmo sítio, o que dificulta definir o papel que cada processo desempenha.

Por exemplo, nas proximidades de estrelas jovens formam-se as regiões HII (regiões dominadas por hidrogênio iônico) onde o grão pode ser sublimado. Entre a região HII e a nuvem molecular (MC) formam-se regiões de foto dissociação (PDRs, do inglês *photodissociation regions*), as quais são muito importantes para o enriquecimento molecular das galáxias e provável sítio de formação de heterociclos e outras moléculas pré-bióticas Peeters et al. (2005). No interior das MCs o grão sofre acreção e são formados gelos a partir do material gasoso.

A contribuição de cada processo de transformação do grão influencia propriedades da poeira como sua distribuição de tamanho e composição. PAHs podem ser formados a partir do choque entre grãos de grafite, assim como PAHs podem ser convertidos em grafite por acretar material gasoso presente na nuvem. No interior das MCs também pode se formar gelos na superfície de grandes grãos (Tielens, 2005).

Em ambientes de alta metalicidade a acreção de material gasoso na superfície do grão pode ser o processo dominante para o aumento da massa de poeira.

2.3 SED e curva de extinção

Uma peculiaridade da astrofísica é impossibilidade, em quase todas as áreas dessa ciência, tanto de investigar seus objetos *in situ* quanto de reproduzi-los em laboratório. Consequentemente, na esfera empírica, as investigações nesta ciência se dão quase exclusivamente através de informações obtidas indiretamente a partir do que foi manifestado pelo objeto e pode ser captado por nós. A principal fonte de informação sobre os astros é a radiação eletromagnética, cuja principal ferramenta de análise é a SED.

Ao indicar a contribuição de energia emitida por intervalo de frequência, a SED permite inferir os processos físicos e principais agentes que geram a assinatura observada. A figura 2.4 ilustra a SED de uma típica galáxia espiral, cujos principais componentes são o gás, assinalado em verde (*Gas*), as estrelas (*Stars*), em azul, e a poeira (*Dust*), em vermelho. A área hachurada indica a energia absorvida e espalhada (extinta) na própria galáxia,

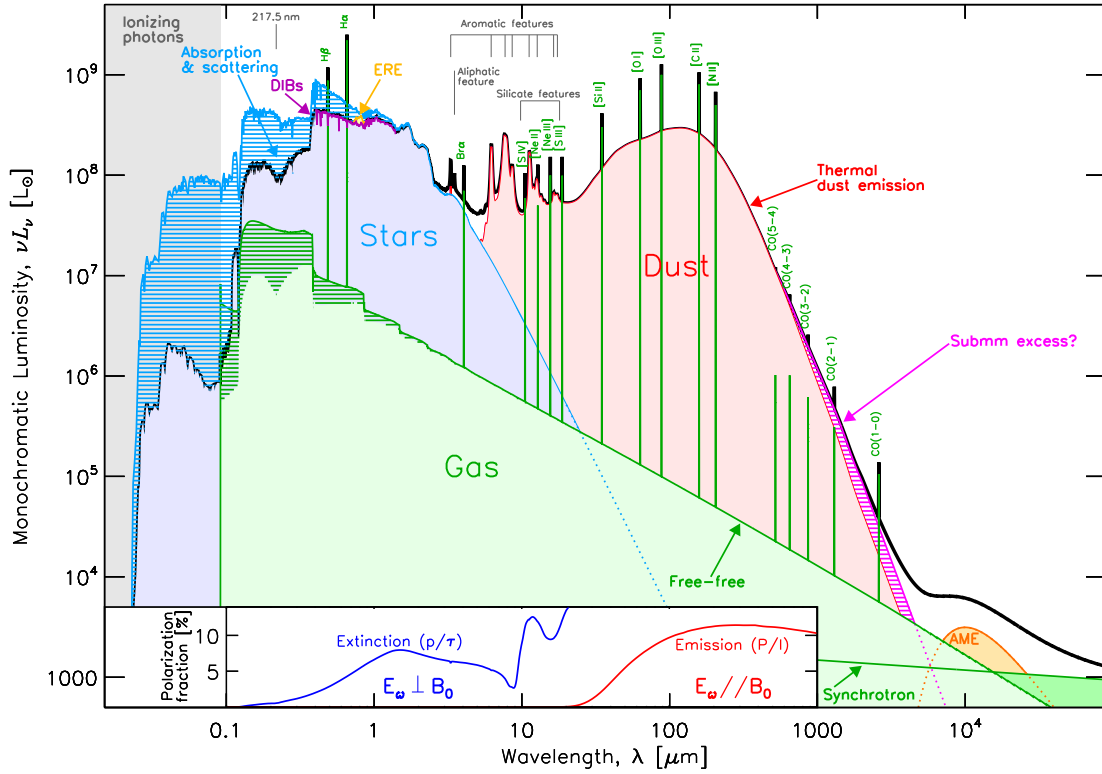


Figura 2.4: SED típica de uma galáxia espiral. A área hachurada em azul mostra a potência absorvida pela poeira. Estão ilustradas as bandas interestelares difusas (DIBs, do inglês “diffuse interstellar bands”), as emissões extendidas no vermelho (ERE, do inglês “extended red emission”) e as emissões anômalas em microondas (AME, do inglês “anomalous microwave emission”), junto com as mais relevantes linhas de emissão do gás. O contínuo emitido pelo efeito síncrotron é emitido por elétrons espiralando através do campo magnético. Aqui ν é a frequência e $L_\nu(\nu)$ é a potência eletromagnética emitida por unidade de frequência. Inserido modelo D de Guillet et al. (2018), com $G_0 = 100$, τ é a profundidade óptica p o grau de polarização da luz estelar, P é a intensidade de polarização, I é a intensidade total, E_ω é o vetor de polarização e B_0 é vetor campo magnético. Figura retirada de (Galliano et al., 2018).

enquanto a área cheia representa a emissão da galáxia como observada. Também estão indicadas as DIBs, EREs, AME, emissão síncrotron, entre outros processos.

A energia extinta, cuja principal fonte, na figura 2.4, é estelar, é reemitida e observada no infravermelho, principalmente como radiação térmica emitida pela poeira, a principal fonte da extinção. Na figura 2.4, nota-se maior extinção na região do FUV, devido tanto à absorção do grão ser mais eficiente nesta região (principal explicação), quanto à conexão entre a distribuição de formação estelar e de poeira no interior da galáxia.

Estrelas nascem em casulos no interior de MCs, nuvens densas, frias e, em geral, com alta concentração de poeira. Nestas populações estelares jovens, as estrelas de alta massa,

que são as mais quentes ($\sim 30\,000\text{ K}$), e por isso as que mais emitem UV na sequência principal, vivem a mesma escala de tempo das MCs, em torno de dezenas de milhões de anos. Portanto, a radiação que esses objetos emitem é, em geral, reprocessada pela poeira presente na MC que o envolve. Como essas estrelas vivem pouco, estão quase sempre associados às nuvens onde nasceram.

Estrelas que já romperam sua MC progenitora sofrem extinção principalmente no meio interestelar difuso, sendo que este possui, em geral, profundida óptica menor do que as MCs, mesmo quando a linha de visada percorre toda a galáxia. Neste caso, estrelas com alta emissão UV (O e B) provavelmente já morreram e não contribuem mais para a SED, ao contrário das estrelas de massa intermediária e baixa massa, que emitem preferencialmente no visível. Aliás, mesmo considerando que a toda a massa de poeira está alocada no meio interestelar difuso, ainda assim a extinção no UV nesse sítio seria, em geral, menor do que no interior das MCs (ver Silva et al., 1998a, para mais detalhes sobre o tema).

Vemos, portanto, que a SED é sensível tanto a massa de poeira quanto a distribuição da mesma no interior da galáxia. De fato, para uma mesma distância galactocêntrica, diferenças na densidade de poeira tendem a refletir as variadas fases do ISM (meio difuso, MC, etc.) e, para diferentes distâncias, o gradiente de metalicidade.

A emissão IR revela mais do que informações sobre a poeira, mas também sobre o processos físicos determinantes para a evolução galáctica, como é o caso do excesso de MIR e do uso das bandas aromáticas como diagnóstico para AGNs e *starburst galaxies* (SBG).

Como já citado (seção 1), as DOGs estão frequentemente associadas tanto às AGNs quanto às SBG (Springel et al., 2005; Yan et al., 2005; Dey et al., 2008). A alta extinção destes objetos torna difícil diagnosticá-los a partir das linhas nebulares do visível (ver figura 2.4), principalmente quando o objeto está em alto *redshift*. Esta última limitação é especialmente importante pois o pico da densidade cósmica dos três tipos de objetos aproximadamente coincidem em $z \sim 2.5$. Portanto, as informações obtidas no IR são essenciais para investigar esses objetos.

O espectro característico da poeira tem a forma de um corpo negro modificado ou, mais precisamente, da superposição da emissão de diversos corpos negros. Os grãos do ISM possuem composição e tamanho diversificados, havendo, portanto, diferenças nas propriedades ópticas dos grãos. Com isso, a temperatura do grão dependerá de seu tamanho

e composição. Lembrando ainda que a temperatura dos pequenos grãos e dos PAHs flutua devido à interação estocástica entre fótons UV individuais e os grãos.

O campo de radiação produzido por AGNs é geralmente mais “duro” do que o campo gerado por estrelas jovens e, como consequência, os grãos aquecidos por sua radiação serão, em geral, mais quentes do que os grãos aquecidos por estrelas jovens. Desta forma, galáxias que abrigam AGNs exibem um *excesso de emissão no IR* em relação às SBGs gerado pela poeira situada nas proximidade do núcleo galáctico.

As flutuações de temperatura dos pequenos grãos são bastante sensíveis à “dureza” do campo de radiação, influenciando na inclinação do contínuo do MIR. Em galáxias que hospedam AGNs, os pequenos grãos e PAHs alcançam maiores temperaturas, tornando a inclinação do MIR mais “plana” nestas galáxias do que em SBGs, gerando um agravamento no excesso de IR na região do MIR.

Ainda sobre o MIR, as AIBs dominam esta região do espectro em galáxias formadoras de estrelas (como pode ser visto na figura 2.4). Porém, em galáxias hospedeiras de AGNs, os *features* aromáticos estão geralmente suprimidos ou ausentes, provavelmente devido à fotodissociação sofrida por PAH nas vizinhanças do AGN.

As *features* aromáticas são bem definidas em 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 e 11.3 μm . Cada *feature* é resultado da superposição de bandas vibracionais do modo *bending*, quando o ângulo da ligação varia, e *stretching*, quando a apenas a distância entre os átomos varia. Tanto a posição do pico quanto o formato da *feature* dependem da espécie aromática. Na tabela 2.1 estão ilustrados as principais transições aromáticas juntamente às ligações e aos modos vibracionais que as geram.

Tabela 2.1 - Principais *features* aromáticas. Tabela adaptada de Tielens (2005).

Banda	Assinatura
3.3 μm	C–H aromático <i>stretching mode</i>
3.4 μm	C–H alifático <i>stretching mode</i> em grupo metil C–H aromático <i>stretching mode</i> em PAHs hidrogenados banda aromática quente C–H <i>stretching mode</i>
5.2 μm	C–H combinado de <i>stretch</i> e <i>bend</i>
5.65 μm	C–H combinado de <i>stretch</i> e <i>bend</i>
6.0 μm	C–O <i>stretching mode</i> (?)
6.2 μm	C–C aromático <i>stretching mode</i>
6.9 μm	C–H alifático <i>bending mode</i>
7.6 μm	C–C <i>stretching</i> e C–H <i>in-plane bending mode</i>
...	

Tabela 2.1 - Continuação

Banda	λ_j (Assinatura)
7.8 μm	C–C <i>stretching</i> e C–H <i>in-plane bending mode</i>
8.6 μm	C–H <i>in-plane bending mode</i>
11.0 μm	C–H <i>out-of-plane bending mode</i> , solo, cátion
11.2 μm	C–H <i>out-of-plane bending mode</i> , solo, neutro
12.7 μm	C–H <i>out-of-plane bending mode</i> , trio, cátion (?)
13.6 μm	C–H <i>out-of-plane bending mode</i> , quarteto
14.2 μm	C–H <i>out-of-plane bending mode</i> , quarteto
16.4 μm	C–C–C <i>in-plane</i> e <i>out-of-plane bending modes</i> em anéis “pingentes”
Plateau	Assinatura
3.2 – 3.6 μm	superposição e combinação de modos, C–C <i>stretch</i>
6.0 – 9.0 μm	superposição de diversos C–C <i>stretch</i> e C–H <i>in-plane bend modes</i> ^a
11 – 14 μm	superposição de diversos C–H <i>out-of-plane bend modes</i> ^a
15 – 19 μm	C–C–C <i>in-plane</i> e <i>out-of-plane bending modes</i>

^a Em aglomerado de PAHs

No canto inferior esquerda da figura 2.4 é mostrada a fração de radiação polarizada emitida pela galáxia. A curva azul corresponde ao regime em que a polarização se dá pela extinção (região do visível), e a vermelha corresponde ao regime dominado pela extinção (IR). De fato, a poeira é um dos grandes causadores da polarização no ISM, principalmente na presença de campo magnético, quando os grãos estão orientados conforme as linhas de campos. No regime de extinção, a radiação com campo magnético orientado perpendicularmente ao campo magnético externo são retirados da linha de visada, enquanto a emissão ocorre preferencialmente paralela ao campo.

A figura 2.5 mostra a curva de extinção da Via Láctea e de galáxias do grupo local. Na Fig. 2.5 é bastante claro o aumento da extinção em pequenos comprimentos de onda para qualquer objeto. Também é destacado o *bump* em 2175 Å, além dos *bumps* em 9.8 e 18 μm atribuídos aos silicatos. A curva de extinção é bastante sensível aos grandes grãos de poeira e a sua composição química (Tielens, 2005). Por sua vez, a SED (principalmente na região do MIR, ver Fir. 2.4) é sensível à distribuição de tamanho dos pequenos grãos e PAHs.

A determinação precisa da curva de extinção é indispensável para estimar diversas grandezas fundamentais da evolução galáctica, como a massa estelar e SFR, sendo também uma das grandes fontes de incerteza das mesmas grandezas (Kennicutt, 1998).

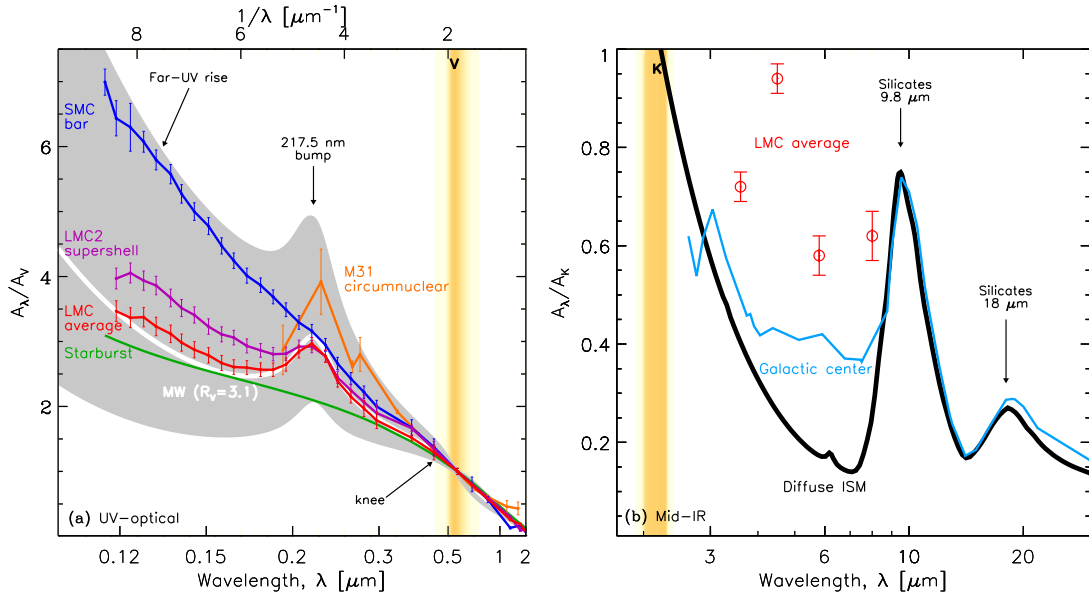


Figura 2.5: Curvas de extinção. (a) Curva de extinção das nuvens de Magalhães (Gordon et al., 2003) comparada à Via Láctea (a área cinza varre $R_V = 2 - 5$, enquanto a curva branca $R_V = 3.1$; Fitzpatrick, 1999). Também está disponível a curva de atenuação de SBGs (Calzetti et al., 2000) e a curva de atenuação da região circumnuclear de M31 (Dong et al., 2014). (b) MIR médio da grande nuvem de Magalhães (Gao et al., 2013) comparado ao MIR do centro galáctico (Lutz et al., 1996). Figura retirada de Galliano et al. (2018).

2.4 Modelos e vínculos observacionais

Discutiremos brevemente, nesta seção, os principais vínculos teóricos e observacionais que devem ser respeitados por modelos de evolução de poeira e de evolução galáctica. Além disso, para não quebrar o fluxo do texto, oferecemos no Apêndice B uma breve discussão sobre o *status* epistemológico que conferimos aos modelos.

2.4.1 Modelos de poeira

Como já discutido, com exceção do material extraído *in situ* no sistema solar (asteroides, cometas, etc.), não é possível estudar os grãos astronômicos diretamente por técnicas físico-químicas, sendo, portanto, necessário se apoiar em evidências indiretas, como SED e curva de extinção, para investigar tanto as propriedades da poeira quanto seu papel na evolução de galáxias.

Porém, como discutido na Sec. 2.3, sobre as diferenças entre SBGs e AGNs ou sobre a relação entre SF obscurecida e a massa estelar, a curva de extinção e a SED variam conforme o tipo de objeto observado ou, mais precisamente, variam conforme os fenômenos

que estão ocorrendo no objeto. Tais diferenças podem ser devidas ou às diferentes propriedades do próprio objeto (tanto físicas quanto geométricas) ou às diferentes propriedades dos grãos de poeira presente no objeto, pois, como discutido em Sec. 2.2, as características físicas dos grãos são dependentes do ambiente.

Portanto, a interação entre os grãos astrofísicos e seu ambiente é bastante complexa, ainda mais dentro do contexto da teoria de evolução de galáxias, pois a poeira e o ambiente co-evoluem juntos, podendo, inclusive estar atrelados ou por uma mesma dinâmica (como a produção de poeira em estrelas) ou por processos não lineares (como a acreção do grão no ISM).

Esta complexidade faz da leitura da SED e da curva de extinção uma tarefa delicada pois, se por um lado é preciso um modelo do objeto astrofísico para investigar a poeira, por outro é preciso um modelo de poeira para investigar o objeto. Além disso, as pistas deixadas na SED e curva de extinção não podem determinar univocamente uma formulação de poeira.

A situação é mais dramática pois há variações nas propriedades da poeira conforme a fase do ISM. Nas diversas fases do ISM, o processamento sofrido pelo grão é definido pelas características ambientais. Como resultado, cada uma das diversas fases do ISM possuem assinaturas no IR e curvas de extinção próprias que, quando somadas, resultam no que se observa nas galáxias.

Variações nas propriedades da poeira em nossa galáxia são discutidas em Draine (2003). Dentre tais variações podemos citar a intensidade do *bump* em 2175 \AA , a presença de gelos e minerais na vizinhança de estrelas evoluídas e sua ausência no meio difuso e diferenças no perfil de depleção, tanto do gás em poeira quanto de poeira em gás ou estrela, nas diversas fases do ISM. Segundo Dwek (2005), um modelo de poeira deve representar:

1. A extinção e o avermelhamento da luz emitida por estrelas;
2. O espectro no IR correspondente às distintas fases do ISM;
3. As abundâncias e taxas de depleções dos elementos químicos no ISM;
4. A emissão estendida no vermelho observada em algumas nebulosas;
5. As emissões em raio-x, UV e visível de halos observados nas redondezas de fontes variáveis (Sistemas binários, Novas e SNe);

6. Estruturas observadas nas bordas das fontes de raios-x capazes de absorver nesta faixa do espectro;
7. A reflexão e a polarização da luz estelar;
8. A emissão rotacional dos grãos em micro-ondas;
9. A composição e anomalias isotópicas observadas em meteoritos e no Sistema Solar;
10. O efeito fotoelétrico necessário para aquecer as PDRs;
11. Emissão no IR devido ao plasma que emite em raios-x.

Segundo Zubko et al. (2004), os grãos astrofísicos podem ser completamente caracterizados dada uma composição, morfologia, distribuição de tamanho e mais pelos elementos químicos enclausurados neles. Um modelo adequado de poeira deve representar os itens enumerados por Dwek (2005) a partir das qualidades elencadas por Zubko et al. (2004), considerando ainda, as propriedades ópticas dos grãos e sua distribuição em cada classe de objetos. Porém, criar uma representação realista tanto para o grão quanto para o ambiente astrofísico é um grande desafio enfrentado por gerações de astrônomos.

A composição química do grão deve depender da disponibilidade de elementos químicos no sítio em que se encontra. A quantidade de certo elemento encapsulado em poeira depende tanto da eficiência de condensação do elemento quanto da resiliência do grão ao ambiente em que se encontra.

Além da composição, deve-se saber quais espécies de grãos permeiam o ISM. A partir de estudos conduzidos em laboratórios na Terra e de simulações computacionais da estrutura de sólidos, investigam-se as propriedades do material candidato a grão astrofísico. A partir da caracterização do material, constroem-se modelos ajustando uma distribuição de tamanhos e abundância para os grãos a fim de satisfazer vínculos observacionais tais como a curva de extinção, a polarização e a emissão IR (Dwek, 2005).

Devido à complexidade e heterogeneidade do sistema e mais as limitações computacionais, não existe um modelo que atenda todos os requisitos simultaneamente. Os modelos atuais optam por determinadas características que se dispuseram a representar, utilizando parâmetros físicos reais, como propriedades ópticas e composição do grão, e a abundância do ambiente que está tentando se investigar. Outra abordagem é tentar simular sistemas

completos com simplificações em alguns pontos, como geometria e distribuição dos grãos, e com suposições acerca dos vínculos observacionais ainda não muito bem definidos. Todos os modelos de grãos citados possuem problemas em reproduzir a extinção e a emissão no IR considerando a composição do ISM.

O total de extinção oferece informações sobre a razão gás-poeira se a densidade de coluna de hidrogênio for conhecida e a dependência da quantidade de luz espalhada com o comprimento de onda fornece informações sobre a distribuição de tamanho dos grãos. Medições da extinção relativa entre o visual e o FUV indicam que a variação na distribuição do tamanho de grãos é grande mesmo na nossa Galáxia.

Tanto a emissão IR quanto a curva de extinção fornecem informações sobre a constituição, tamanho, geometria e abundância dos grãos presentes no ISM. Espera-se que a poeira seja formada por espécies de geometria complexa e que sejam intrinsecamente variadas. Efeitos ambientais, tais como sublimação e condensação do grão, choques, diferenças na metalicidade e composição química, entre outros, influem dinamicamente nas características da poeira contida em tal ambiente. O resultado é um sistema complexo de difícil descrição.

As investigações sobre a natureza dos grãos são feitas por observações (que impõe vínculos sobre possíveis composições e condições astrofísicas), experimentos em laboratórios (bastante limitados pela impossibilidade de simular os extremos ambientes astrofísicos) e simulações computacionais (que não dão conta de cálculos de grãos realistas com geometrias fractais e composição não uniforme).

O modelo de Draine e Lee (1984) é um MRN (Mathis, Rumpl e Nordsieck, 1977) modificado com propriedades ópticas melhoradas e dependentes da temperatura e com ajustes para extinção em comprimentos de onda mais longos. Foram introduzidos também “Silicatos Astronômicos”, que não existem na Terra, com a função de ajustar o visível e o IR da curva de extinção em relação à curva do Trapézio da Nebulosa de Órion. Mesmo com os silicatos e o grafite, ainda foi observado excesso de emissão em $12\mu m$ e $25\mu m$ em relação ao esperado pela poeira aquecida pelo campo interestelar. Foi proposto por Draine e Anderson (1985) que o limite inferior da distribuição de grãos do modelo MNR fosse diminuído para $\sim 5\text{\AA}$, os quais interagem com fótons individuais, causando flutuações de temperatura.

Leger e Puget (1984) e Allamandola et al. (1985) propuseram como constituintes dos

pequenos grãos os PAHs, devido à existência de linhas aromáticas como $3.3\mu\text{m}$, $6.7\mu\text{m}$, $7.7\mu\text{m}$ e $11.3\mu\text{m}$ presentes nos mais diversos ambientes astrofísicos.

Atualmente existem diversas receitas para a poeira do ISM. Optamos pelo modelo clássico MRN (Mathis et al., 1977) pela simplicidade e por possuir farto acervo disponível na literatura. Algumas modificações foram feitas tanto por nós quanto por outros autores, como Draine e Lee (1984). Na receita MRN considera-se poeira formada por grafite (C), Carbetto de Silício (SiC), Fe e alguns de seus óxidos como Magnetita (Fe_3O_4), com tamanhos entre 1100\AA e $1\mu\text{m}$. Quaisquer combinações destes componentes se ajustam bem aos dados desde que o Grafite estivesse presente. Logo considerara-se que o grafite é o principal contribuinte para a extinção, seguido pelos silicatos.

2.5 Galáxias obscurecidas por poeira

Como já introduzido, regiões de formação estelar massivas e SBGs são frequentemente observados em IR, envolto em casulos de poeira, devido ao reprocessamento nas nuvens de poeira do forte campo de UV emitido por estrelas jovens (Silva et al., 1998a; Farrah et al., 2008; Bourne et al., 2017). Estes objetos são as DOGs. AGNs também são frequentemente obscurecidos (Chang et al., 2017), causando eventualmente confusão entre a classificação do fenômeno presente no objeto. De fato, SB e AGN podem ocorrer ao mesmo tempo em um dado objeto (Farrah et al., 2002, 2005).

DOGs são objetos fundamentais para entender a formação e evolução de galáxias, compondo classes como galáxias ultraluminosas no infravermelho (ULIRGs) (Rieke e Low, 1972; Sanders e Mirabel, 1996) e galáxias submilimétricas (SMG). Galáxias obscurecidas por poeira são os objetos mais luminosos e mais intensos berçários de estrelas do Universo (Casey et al., 2014) e é possível que basicamente todas as galáxias normais e gigantes tenham passado por essa fase durante seu crescimento (Canalizo e Stockton, 2001). O pico cósmico da taxa da densidade de formação estelar, AGN e ULIRGs se situam basicamente no mesmo ponto da história cósmica, por volta de $z \sim 2.0-2.5$ (Farrah et al., 2008; Casey et al., 2014; Caputi et al., 2007).

De fato, ao nos referirmos a ULIRGs geralmente estamos nos referindo a toda uma complexa família de galáxias que pode abarcar SMGs, SBGs, AGNs e galáxias normais massivas formadoras de estrela em alto e baixo *redshift*. Esses objetos também são

frequentemente subclassificados segundo sua luminosidade da seguinte maneira:

- $L_{IR} > 10^{11} L_{\odot} \rightarrow$ LIRG
- $L_{IR} > 10^{12} L_{\odot} \rightarrow$ Ultra-LIRG (ULIRG)
- $L_{IR} > 10^{13} L_{\odot} \rightarrow$ Hyper-LIRG (HyLIRG)
- $L_{IR} > 10^{14} L_{\odot} \rightarrow$ Extreme-LIRG (ELIRG)

Exceto se dito o contrário, neste trabalho nos referiremos a toda a classe de objetos brilhantes no infravermelho como ULIRGs, com exceção dos objetos detectados a partir do submilimétrico, que serão referenciados como SMGs.

Notamos, portanto, que as ULIRGs são objetos bastante luminosos no IR, o que é naturalmente explicado pelo fato de as galáxias de alta massa (ou mesmo de galáxias normal formadoras de estrelas) possuírem a maior parte de sua formação estelar obscurecida por poeira, chegando à $\sim 90\%$ em galáxias com $\log(M/M_{\odot}) = 10.5$, enquanto galáxias de baixa massa tendem a ter a maior parte de sua formação estelar não obscurecida (ver figura 2.6, retirada de Whitaker et al., 2017). Este padrão parece estar presente em galáxias até $z = 2.5 \sim 3.0$ (Whitaker et al., 2017; Magdis et al., 2017), na era do pico da taxa de formação estelar. A taxa de formação estelar em galáxias além de $z \sim 3.0$, assim como a densidade cósmica das DOGs no mesmo período, ainda não são muito bem compreendidas e podem estar subestimadas por viés de seleção observacional, que prioriza Ly α emitters (Knudsen et al., 2016). Como consequência, as estimativas da história de formação estelar, mesmo em torno de $z \sim 3.0$, podem estar equivocadas e objetos com formação estelar massiva podem estar sendo sistematicamente despercebidos (Koprowski et al., 2016; Coppin et al., 2015).

Entender as DOGs é, portanto, essencial para entender os mecanismos de evolução e crescimento das galáxias massivas, visto que nesta fase ocorre a maior parte da formação estelar. De fato, tal importância se estende por toda a história cósmica, já que diversas características da poeira são vistas além do *cosmic noon*, como linhas aromáticas em LBG (Huang et al., 2007; Siana et al., 2008; Siana et al., 2009).

Em um caso mais extremo, a observação de galáxias evoluídas e com poeira em $z \gtrsim 6$, na era da reionização, cria vínculos para o tempo máximo gasto para a acumulação de poeira em algumas centenas de Myr (Cooray et al., 2014; Knudsen et al., 2016; Magdis et al.,

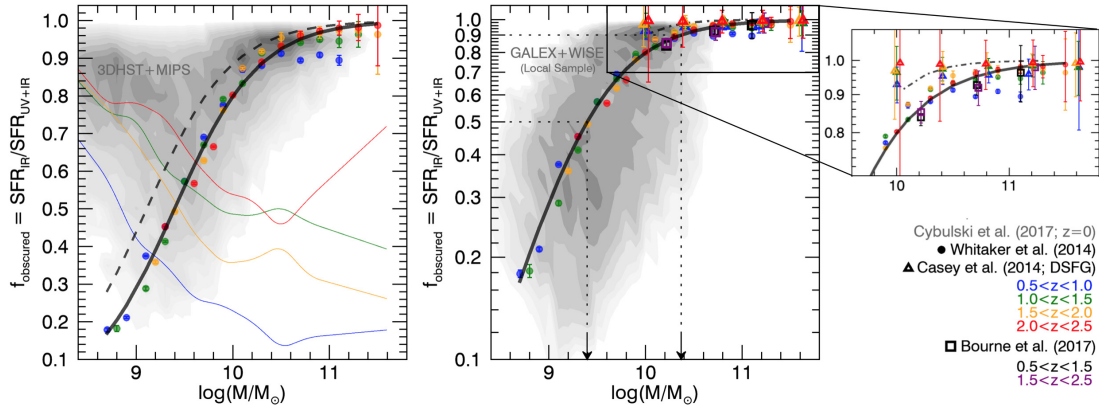


Figura 2.6: Fração da formação estelar obscurecida por poeira em função da massa estelar. Figura retirada de Whitaker et al. (2017).

2017), que é um intervalo de tempo curto quando comparado à evolução das estrelas de massa intermediária (IMSS, do inglês “*intermediate-mass stars*”, neste trabalho são estrelas com massa entre $0.8 - 8 M_{\odot}$, ver Sec. 3.1.4 para maiores detalhes), e assim também, do ISM. Ainda, CCSNe pode ser mais eficiente em destruir do que de construir grãos (Dwek, 1998; Calura et al., 2008).

2.6 Evolução de galáxias e DOGs

Uma das grandes questões em aberto na astrofísica é *como as galáxias crescem e evoluem*. Simulações cosmológicas com apenas DM possuem ótimos resultados, porém, ao se incluir bárions com seus ciclos e fases (gás, estrelas e poeira), muitas questões ficam em aberto (Naab e Ostriker, 2017). O modo de crescimento de galáxias normais e sua conexão com observáveis e demais fenômenos ainda não estão claros.

Sanders et al. (1988) propôs o cenário em que ULIRGs são formadas após a interação ou *merger* de duas galáxias espirais. Durante a interação, haveria a produção de gás molecular que acionaria um AGN inicialmente obscurecido. A ULIRG então evoluiria para um QSO após a depleção do conteúdo molecular. Springel et al. (2005), em um influente trabalho teórico, mostra que um *major merger* entre galáxias discos é um importante mecanismo para a ativação de AGNs, para o crescimento das galáxias e também para mudanças morfológicas. Neste último trabalho, depois do *merger* ativar o AGN, o *feedback* poderia expulsar o gás, cessando a formação estelar e gerar uma galáxia elíptica. Neste cenário, é fácil localizar a conexão entre ULIRGs, AGNs, SBGs e galáxias elípticas passivas.

Embora seja bastante aceito que os *major mergers* possam disparar AGNs, atualmente falta sustentação sobre a preponderância dos *mergers* como ativadores de AGNs. Villforth et al. (2014) investigando galáxias em $0.5 < z < 0.8$ não encontraram, em galáxias AGNs, nem mais sinais de assimetrias, nem de distúrbio, comparados com grupos de controle (nem mesmo dependência entre a luminosidade e o distúrbio). Marian et al. (2019) também não encontraram sinais de aumento no número de AGNs em galáxias com forte acreção em $z \sim 2$ do que no grupo de controle. Ambos os trabalhos desafiam uma visão em que fortes AGNs seriam ligados por *major mergers*. Ellison et al. (2019) encontram que os AGNs podem ser disparados por *mergers*, porém não deve ser o motivo principal. Chang et al. (2017) também concorda com o cenário. De fato, observações não corroboram com a dominância do *major merger* como acionadores dos AGNs, e, segundo Naab e Ostriker (2017, e referências lá contidas), o cenário de Springel et al. (2005), embora plausível, não pode explicar nem as mudanças morfológicas nem o crescimento de galáxias observado no Universo.

Naab e Ostriker (2017) explica que, na Via Láctea, mais de 95 % de suas estrelas devem ter sido formada *in situ* a partir do gás acretado pela Galáxia e o disco é formado em uma adição tardia de gás já contaminado por metais. O gás é depletado em estrelas a distâncias cada vez maiores do centro, promovendo um crescimento *inside-out* (“de dentro para fora”) das galáxias. Naab e Ostriker (2017) considera o exemplo da Via Láctea como paradigmático para a formação das galáxias espirais.

Este cenário oferece uma explicação natural tanto para a sequência de Hubble quanto para a falta de galáxias espirais em ambientes densos, pois, forças de maré e *ram-pressure* impediriam a formação do disco. Além disso, em galáxias elípticas massivas, entre 20 % e mais de 50 % de sua componente estelar pode ter sido adquirida posteriormente por canibalismo. Este processo explicaria também o crescimento das galáxias elípticas para $z < 2$. Como se espera baixa taxa de *major merger*, algumas galáxias massivas podem nem experimentar tal evento e sua importância pode ter sido superestimada (Naab e Ostriker, 2017).

Ainda segundo Naab e Ostriker (2017), a atividade dos AGNs está também relacionada a galáxias espirais ricas em gás, assim como *cooling flows* podem disparar AGNs em galáxias elípticas. De fato, as galáxias elípticas são muito velhas, muito massivas e ricas em metais para ser formada por *major merger*, visto que o crescimento hierárquico exigiria um tempo

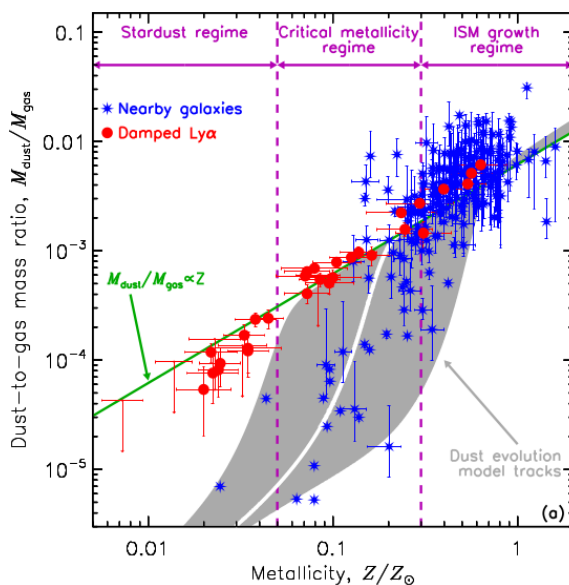


Figura 2.7: Evolução da poeira com a metalicidade. Razão total da massa de poeira pela de gás de galáxias próximas (De Vis et al., 2017) em azul e DLAs (De Cia et al., 2016) em vermelho. A área cinza representa as rotas evolutivas dos modelos de Asano et al. (2013), variando a escala de tempo da formação estelar de $\tau_{\text{SF}} = 0.5$ à 50 Gyr ($\tau_{\text{SF}} = 5$ Gyr a curva branca). A linha verde mostra o locus de uma razão constante entre as massas de poeira e metais. Figura adaptada de Galliano et al. (2018).

mais longo de formação (e uma população estelar mais jovem) do que o observado nas galáxias elípticas.

A conclusão geral é que a formação estelar *in situ* é dominante em galáxias acima de *redshift* 1.5. Galáxias com halos massivos ($M_{\text{halo}} \lesssim 10^{13} M_{\odot}$) formam suas estrelas antes do halo ser formado, enquanto galáxias de baixa massa formam suas estrelas depois de seus halos se formarem Naab e Ostriker (2017, e referências lá inclusas).

Como o pico da densidade cósmica das DOGs está em $z \sim 2.5$, a maior parte de sua população deve ser dominada por formação estelar *in situ*. Como é composta majoritariamente por galáxias de alta massa e alta formação estelar, as DOGs podem também estar relacionadas à formação de galáxias elípticas, assim como da primeira parte da formação de galáxias elípticas.

Por fim, a massa estelar, a SFR e a metalicidade formam um *plano fundamental* para a evolução de galáxias (Mannucci et al., 2010). Mostramos na figura 2.7 a relação entre a razão entre as massas de poeira e gás ($M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}}$) e a metalicidade da galáxia. Como era de se esperar, galáxia de alta metalicidade (também, em geral, maior massa estelar) possui maior $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}}$.

Na Fig. 2.7, nota-se que em galáxias locais (em inglês “Nearby galaxies”) de alta metalicidade e DLAs, $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}}$ aparenta seguir uma relação linear com a metalicidade ($M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}} \propto Z$). Porém, as galáxias próximas de baixa metalicidade ($Z \lesssim 0.2 Z_{\odot}$) possuem significativamente menos $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}}$ do que $M_{\text{dust}}/M_{\text{gas}} \propto Z$. Tal comportamento também não é muito bem compreendido.

Utilizaremos neste trabalho um modelo semi-analítico para tratar tais investigações, o que garante maior controle sobre parâmetros e sobre os fenômenos que desejamos representar. Nos focaremos em investigar o papel da poeira na evolução galáctica, para objetos além da reionização ao Universo atual para investigar o obscurecimento de galáxias e seus caminhos evolucionários, cobrindo todo o tempo cósmico.

Modelo de evolução da poeira

Neste capítulo nós descreveremos brevemente nossa principal ferramenta de trabalho, o modelo quimiodinâmico de Friaça e Terlevich (1998, FT98), como foi utilizado em Barbosa-Santos et al. (2020). O modelo FT98 já foi utilizado para investigar diversos tipos de objetos astrofísicos, tanto em baixo quanto em alto *redshift*, como a presença de AGNs em galáxias jovens, *Blue Core Spheroids*, *Damped Lyman Alpha Systems*, galáxias anãs esferoidais, o enriquecimento químico do bojo da Galáxia, além de testar limites e vínculos de modelos cosmológicos.

O modelo resolve o acoplamento entre as equações hidrodinâmicas e as equações de enriquecimento químico para uma galáxia esferoidal e multizonal, computando a evolução do sistema desde o colapso do gás até os tempos atuais (por volta de 13 Gyr). O modelo também computa a evolução da poeira, considerando as duas principais espécies de grãos (carbonáceos e silicatos) e os sítios mais relevantes para o balanço da massa alocada em poeira.

Foram computados modelos com cinco diferentes valores de massa ($M_{G,0}$, massa inicial da nuvem de gás bariônico que constituirá a galáxia), quatro valores para a eficiência de formação estelar (ν_0 , fator que indica a escala de tempo da formação estelar) e mais dois para a eficiência da produção de poeira (Δ_A , parâmetro que descreve a fração disponível do elemento químico A que ficará enclausurado nos grãos). Para determinar a contribuição de cada uma das grandezas citadas, neste trabalho foram computadas todas as combinações de parâmetros possíveis, somando quarenta modelos.

A descrição que se segue é baseada em Guimaraes (2006) e Barbosa-Santos (2015). Para ilustrar o funcionamento do código, utilizamos o modelo de galáxia dado pela massa bariônica inicial de $1 \times 10^{10} M_\odot$ e pela eficiência de formação estelar $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Os

demais modelos são descritos na Sec. 3.1.5.

3.1 Modelo Quimiodinâmico

No modelo FT98, a galáxia é inicialmente composta por um halo de matéria escura (DM, do inglês “dark matter”) e gás primordial (livre de metais, $Z = 0$). As estrelas, os metais e a poeira são produzidos durante a evolução do sistema. Tanto os *yields* estelares quanto a produção de poeira possuem dependência com a massa e a metalicidade estelar.

FT98 foi originalmente desenvolvido para investigar a relação entre galáxias jovens elípticas e QSO. Em Friaça e Terlevich (1999) e Friaça e Terlevich (2001) foram estudadas, respectivamente, LBGs e BCSs (*Blue Core Spheroids*). Lanfranchi (2003) investigaram DLAs (do inglês “*Damped Lyman Alpha Systems*”) como galáxias anãs. Archibald et al. (2002) estudaram o acoplamento entre AGN e galáxias esferoidais. Em Rosa-Gonzalez et al. (2004) foram investigadas fontes submilimétricas. Em Friaça et al. (2005), o modelo foi utilizado para, a partir do enriquecimento químico, estimar a idade de quasares à alto *redshift* e também limites para parâmetros cosmológicos (Friaça et al., 2005). O modelo também auxiliou em investigações sobre a abundância de zinco em estrelas gigantes vermelhas da Galáxia e em DLAS (Barbuy et al., 2015).

3.1.1 Modelo hidrodinâmico

Em FT98, as equações hidrodinâmicas de conservação de massa (equação 3.1), do momento (Eq. 3.2) e da energia (Eq. 3.3) são resolvidas para uma geometria esférica axialmente simétrica e com dependência radial (raio, r).

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho u)}{\partial r} = \alpha \rho_* - \nu \rho; \quad (3.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} - \frac{GM}{r^2} - \alpha \frac{\rho_*}{p} u; \quad (3.2)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + u \frac{\partial U}{\partial r} = \frac{p}{\rho^2} \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + u \frac{\partial \rho}{\partial r} \right) - \frac{GM}{r^2} - \Lambda \rho + \alpha \frac{\rho_*}{\rho} \left(U_{\text{inj}} + \frac{u^2}{2} - U - \frac{p}{\rho} \right). \quad (3.3)$$

Nas equações 3.1, 3.2 e 3.3, as variáveis ρ , u , p , U e U_{inj} representam, respectivamente, a densidade, a velocidade, a pressão, a energia interna específica do gás e a energia injetada

no gás tanto por SNe e quanto pelas estrelas evoluídas. A função de resfriamento, a densidade da massa alocada em estrelas, a formação estelar específica e a taxa de retorno da massa estelar para a forma gasosa são descritos, respectivamente por Λ , ρ_* , ν e α .

Assume-se que a energia interna específica segue a equação de estado dos gases ideais, ou seja, $U = (3/2)p/\rho$. Já U_{inj} é descrita por:

$$U_{inj} = \frac{\alpha_{Ia}E_{Ia}/M_{Ia} + \alpha_{CC}E_{CC}/M_{CC} + \alpha_*U_{inj,*}}{\alpha} \quad (3.4)$$

onde α_{Ia} , α_{CC} e α_* são, respectivamente, as taxas de retorno de gás por SNeIa, CCSNe e pelos ventos estelares de estrelas quiescentes. Alfa representa a soma das taxas de retorno ($\alpha = \alpha_{Ia} + \alpha_{CC} + \alpha_*$). As variáveis descrevem, respectivamente, E_{Ia} , M_{Ia} , E_{CC} e M_{CC} a energia cinética e a massa injetadas no gás por supernovas (SN Ia e CCSN, respectivamente).

Também assume-se que o gás devolvido ao ISM por nebulosas planetárias e ventos estelar esteja termalizado com a dispersão de velocidades estelares, σ_* , gerando uma injeção de energia $U_{inj,*} = (3/2)\sigma_*^2$.

Consideramos uma galáxia composta por bárions e um halo de matéria escura (DM). A massa de bárion da galáxia M_G está ou na forma de gás M_{Gas} ou de estrelas M_* . Inicialmente, toda a matéria bariônica está na forma gasosa $M_{Gas,0} = M_{G,0}$ e livre de metais ($X = 0.76$, $Y = 0.24$ e $Z = 0.00$). A massa em gás e estrela são intercambiáveis durante a evolução estelar. Porém, a massa alocada em estrelas com $M_* < 0.8 M_\odot$ não retorna a fase gasosa devido ao seu longo tempo evolutivo.

As equações hidrodinâmicas são resolvidas pelo método de Euler de diferenças finitas. O modelo é dividido entre 150 e 300 células cujas fronteiras são espaçadas logaritmicamente. O código simula a viscosidade de Tscharnuter e Winkler (1979), que se baseia nas equações de Navier e Stokes, e se anula em contrações homólogas.

A massa de DM, M_h , é distribuída segundo a Eq. 3.5 e é constante no tempo. Na Eq. 3.5, $\rho_h(r)$ é a densidade de massa de DM, $\rho_{h,0}$, sua densidade central, r_h o raio de *core* do halo. Consideramos r_t o raio de maré da galáxia e também o limite exterior das simulações.

$$\rho_h(r) = \frac{\rho_{h,0}}{1 + (r/r_h)^2} \quad (3.5)$$

Em $t = 0$, o perfil de densidade do gás segue o perfil da DM (ver Eq. 3.5) em uma

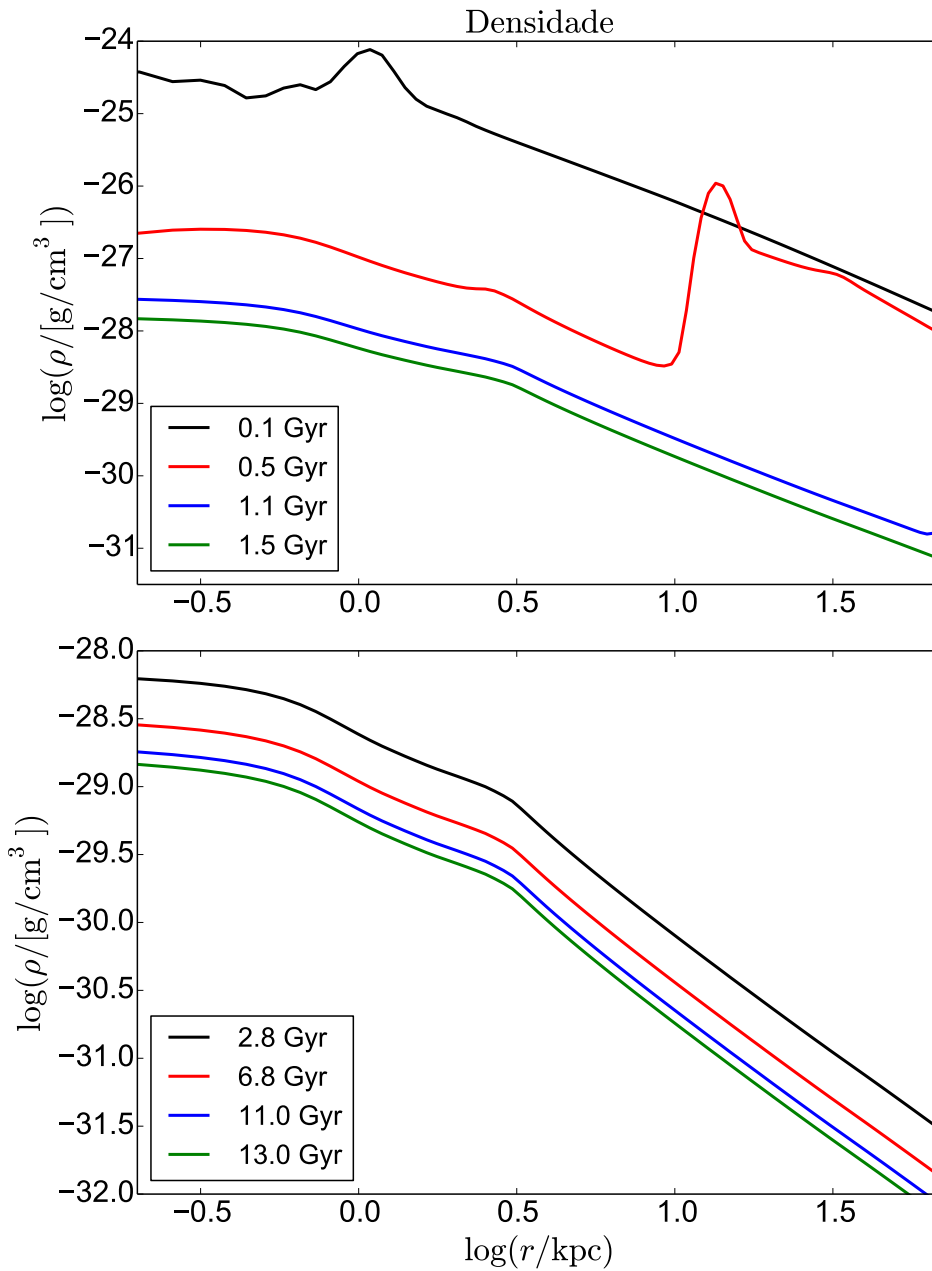


Figura 3.1: Evolução do perfil de densidade do gás, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , o perfil está associado a uma cor, como indicado na figura.

proporção $M_h/M_{G,0} = 5.6$. Ilustramos a evolução do perfil de densidade do gás do modelo com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ na fig. 3.1. O gás colapsa em direção ao centro do sistema gerando um evento de *inflow* global na galáxia. Este movimento do gás é marcado por um campo de velocidade negativa durante os primeiros 0.1 Gyr de evolução, como pode ser verificado na Fig. 3.2.

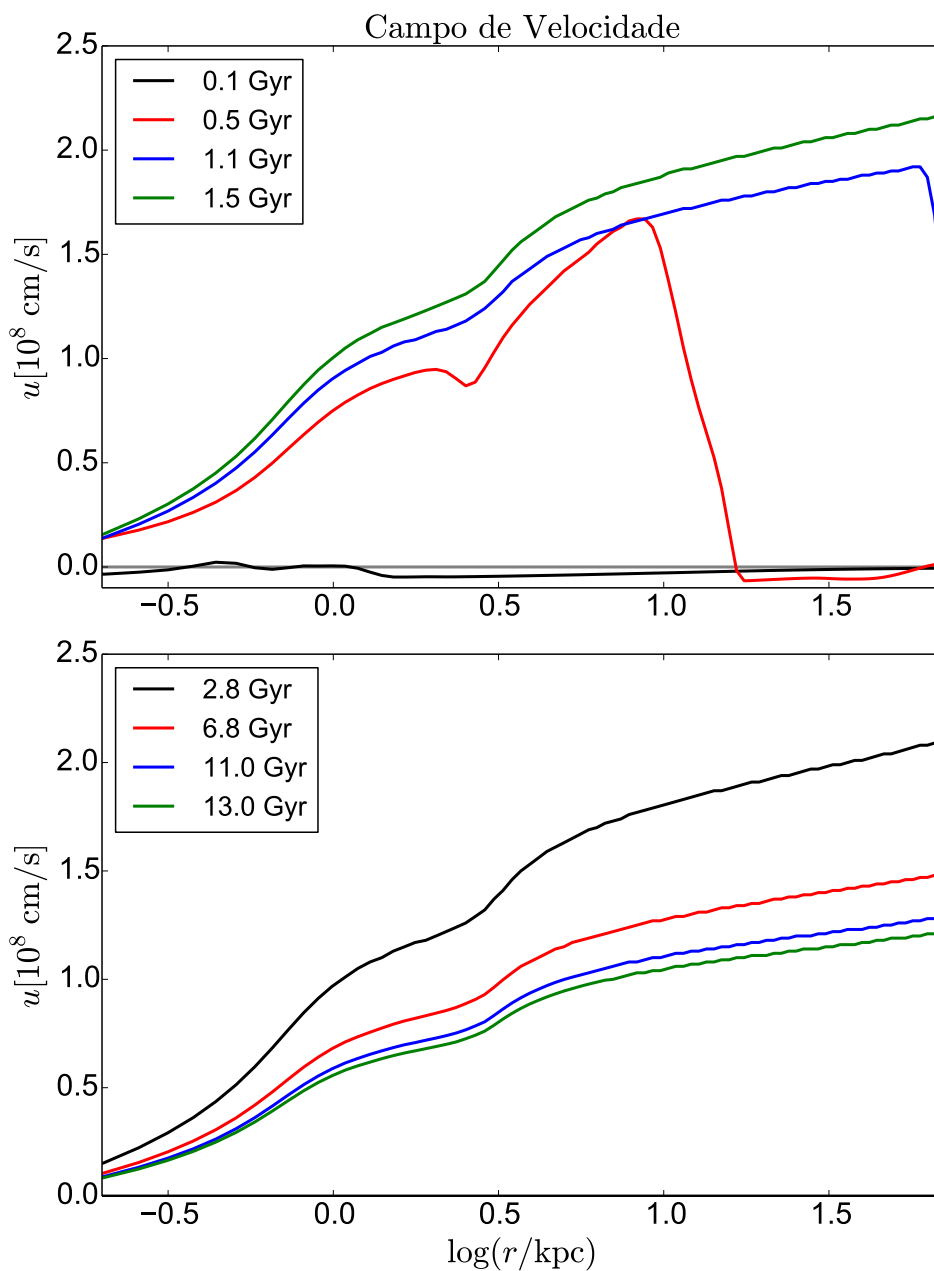


Figura 3.2: Evolução do campo de velocidade do gás, em função do raio, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , o campo está associado a uma cor como indicado na figura.

O *inflow* aumenta a densidade de gás na região central do modelo durante os primeiros 0.1 Gyr da galáxia. A depleção do gás durante a formação estelar mais o *feedback* das SNe levam a queda de sua densidade e a supressão da formação estelar (ver fig. 3.4). Na fig. 3.2, tal supressão é perceptível por um campo de velocidade positivo presente na região central da galáxia logo no início de sua evolução, gerando um forte *outflow* global.

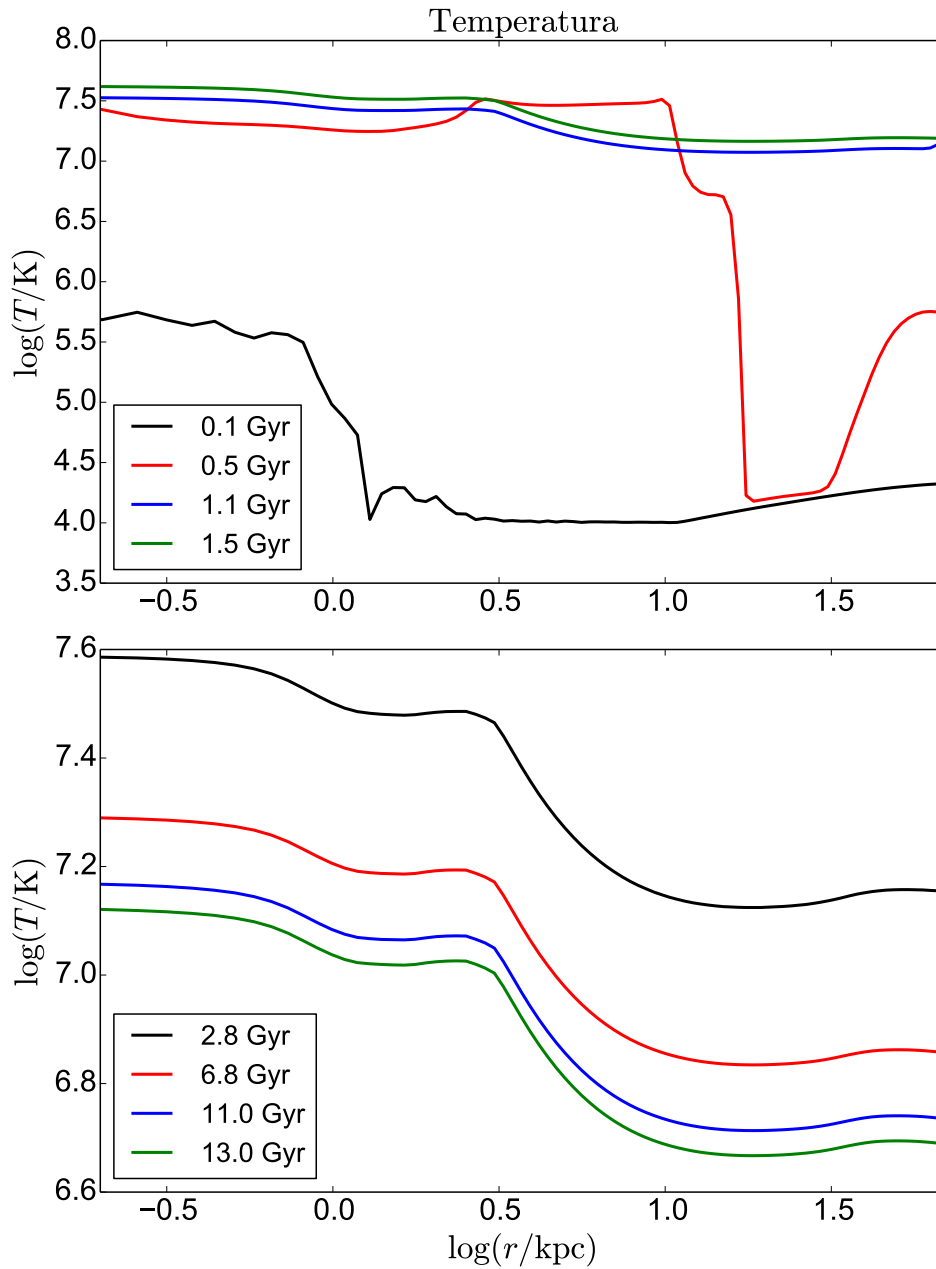


Figura 3.3: Evolução do perfil de gás, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , o perfil está associado a uma cor, como indicado na figura.

Interessante notar, na fig. 3.2, a queda abrupta no perfil de velocidade em $r = 10.0 \text{ kpc}$ e $t = 0.5 \text{ Gyr}$. Essa queda ocorre devido à diferença no fluxo do gás entre a região central e a periferia da galáxia. Na região central, o fluxo de gás é dominado pelo *outflow* gerado pelas SNe, enquanto na periferia, o gás ainda está em *inflow*. Esta mudança no fluxo do gás gera um aumento local na densidade (fig. 3.1), que tem como consequência a elevação

da formação estelar fig. 3.4 e a queda da temperatura (fig. 3.3) na mesma região. Já o aumento local da SFR cria uma alta abundância de oxigênio (elemento α e traçador de produção estelar recente, fig. 3.5) na mesma posição.

Em Barbosa-Santos (2015), figuras 3.1 e 3.2, é mostrada a evolução tanto do perfil de densidade quanto do campo de velocidade para o modelo com $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Nota-se que no modelo com maior massa o *inflow* global dura até $\sim 1.5 \text{ Gyr}$ de evolução e que o tempo de depleção do gás também é maior, levando, para uma mesma eficiência de formação estelar, a uma evolução mais lenta dos sistemas mais massivos. Também se observa uma menor velocidade do *outflow* em sistemas mais massivos (considerando um mesmo valor de ν_0).

A temperatura inicial, T_0 , do gás é uma entrada do código, sendo adotada $T_0 = 10^4 \text{ K}$ (temperatura mínima em que o resfriamento radiativo do hidrogênio neutro é eficiente) em todas as simulações conduzidas neste trabalho. A fig. 3.3 ilustra a evolução do perfil de temperatura do gás para o mesmo modelo. A temperatura do gás depende da evolução hidrodinâmica, da energia inserida pelo *feedback* estelar e da função de resfriamento, $\Lambda(T)$, definida de forma que $\Lambda(T)\rho^2$ represente a taxa de resfriamento por unidade de volume.

O modelo adota $\Lambda(T)$ dada pelo código AANGABA (Gruenwald e Viegas, 1992), considerando uma $\Lambda(T)$ dependente da abundância dos elementos H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si, S, Cl, Ar e Fe, normalizados em relação à abundância de O (com exceção do Fe) pela equação:

$$y_i = y_{i,P} + (y_{i,\odot} - y_{i,P})y_0/y_{0,\odot} \quad (3.6)$$

onde y_i representa a abundância do elemento químico i , $y_{i,P}$ sua abundância primordial e $y_{i,\odot}$ sua abundância solar.

3.1.2 Formação estelar e a função de massa inicial (IMF)

O modelo adota uma SFR instantânea dada pela formulação de Schmidt (1959, 1963), $\Psi(r, t)$, proporcional à densidade de gás, $\Psi(r, t) = \nu\rho$, onde ν aqui em Gyr^{-1} . A função ν é definida pela expressão:

$$\nu = \nu_{h0} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{n_{sf}} \times b, \quad (3.7)$$

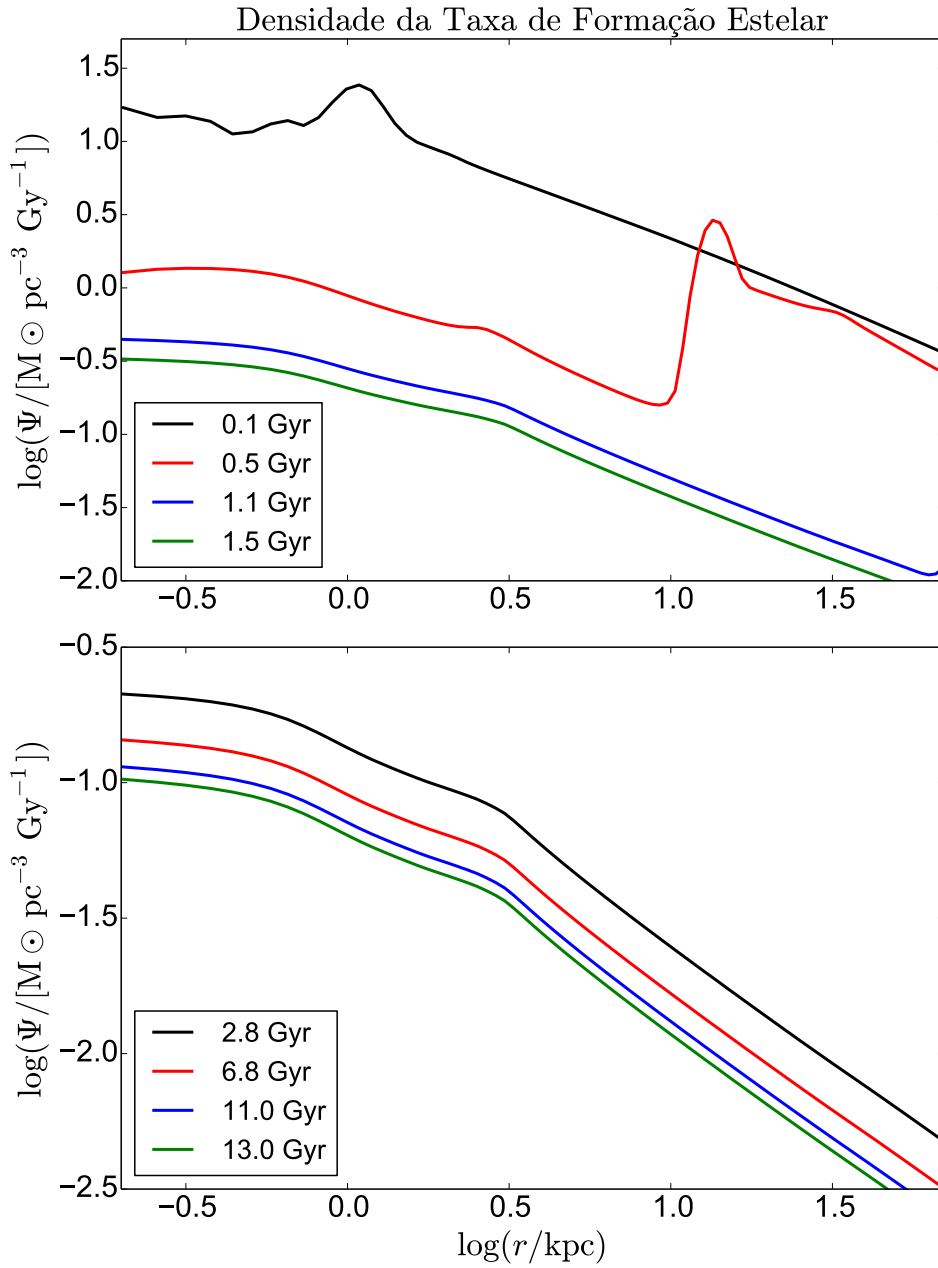


Figura 3.4: Evolução da densidade da SFR, em função do raio, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gy}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , a densidade da SFR está associada a uma, cor como indicado na figura.

$$b = \begin{cases} (1 + t_{\text{dyn}} \max[0, \nabla \cdot u])^{-1} \cdot (1 + t_c/t_{\text{dyn}})^{-1}; & t_c > t_{\text{dyn}}, \\ (1 + t_{\text{dyn}} \max[0, \nabla \cdot u])^{-1}; & t_c \leq t_{\text{dyn}}, \end{cases}$$

onde ν_0 representa a eficiência SFR e n_{sf} o expoente do modelo de Schmidt, sendo sempre adotado $n_{sf} = 1/2$, de acordo com Larson (1974).

A função b é um fator de inibição diferente de um se $\nabla u > 0$ (quando o gás se expande) ou se tempo de resfriamento, $t_c = k_B T / (\mu m_H \Lambda(T) \rho)$ for maior do que o tempo dinâmico, $t_{zrmdyn} = (3\pi / (16G\rho))^{1/2}$.

A densidade da SFR está expressa na figura 3.4, onde se nota que a fase SB dura menos de 0.5 Gyr, se tornando passiva em aproximadamente 1 Gyr.

Levando em conta a migração estelar, considera-se que a densidade de massa estelar, ρ_* , segue o perfil de King, Eq. 3.8. Este formalismo considera que cada zona estelar formada recentemente se move radialmente em queda livre ao longo da galáxia.

$$\rho_* = \frac{\rho_{*,0}}{(1 + (r/r_c)^{3/2})^2}, r \leq r_t, \quad (3.8)$$

FT98 assume função de massa inicial, $\phi(m)$ (IMF, do inglês “*initial mass function*”), constante no tempo e definida por uma lei de potência, $\phi(m) \propto m^x$, normalizada no intervalo $0.1 < m < 100M_\odot$, onde x é um *input* do código. Neste trabalho assumimos a IMF de Salpeter ($x = 1.35$) em todas as simulações.

Para uma estrela isolada de massa M , o modelo FT98 considera a seguinte sequência evolutiva:

- $M < 0.8 M_\odot \rightarrow$ Seu tempo de evolução é maior do que a idade do Universo. Portanto, a massa alocada nessas estrelas não é devolvida para o ISM.
- $0.8 < M/M_\odot < 8 \rightarrow$ Termina sua vida como nebulosa planetária, deixando uma anã branca de He ou C–O de massa inferior a $1.4 M_\odot$.
- $M > 8 M_\odot \rightarrow$ Termina sua vida como CCSNe.

Sistemas binários de massa total entre $3 - 16M_\odot$, cuja remanescente é uma anã branca de C–O terminam sua vida como SNe Ia devido à transferência de massa da secundária para a anã branca ao acionar a deflagração do carbono (Whelan e Iben Jr, 1973). A fração de massa da IMF composta por tais sistemas segue Matteucci e Tornambe (1987); Matteucci (1992).

3.1.3 Evolução química

Durante a evolução estelar, as estrelas devolvem para o ISM parte do material que as compunham. Esse material é devolvido juntamente com os novos elementos pesados

que foram sintetizados nos interiores estelares. Portanto, espera-se que, a cada geração de estrelas, a metalicidade da galáxia também aumente. Este processo configura a evolução química da galáxia, sendo um dos mais importantes traçadores da história da formação estelar, assim com de sua evolução como um todo. Descreveremos brevemente a formulação adotada em FT98.

Dada a densidade do gás no ISM, $\rho_{\text{ISM}}(r, t)$ (em um instante t e posição r), podemos dividi-la segundo a contribuição que cada elemento químico A , formando assim a densidade parcial de cada elemento presente no ISM, $\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)$. A relação entre $\rho_{\text{ISM}}(r, t)$ e $\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)$ é dada por:

$$\rho_{\text{ISM}}(r, t) = \sum_{\{A\}} \rho_{\text{ISM}}(A, r, t). \quad (3.9)$$

A evolução de $\rho_{\text{ISM}}(r, t)$ é descrita pela Eq. 3.10, onde $\Psi(r, t)$ representa a densidade volumétrica da SFR, $\phi(M)$ a IMF, $M_{\text{ej}}(M, Z)$ a massa ejetada por uma estrela de massa M e metalicidade inicial Z , isto é, no momento de seu nascimento, M_{av} a massa estelar formada ponderadas pela IMF e $\tau(M)$ o tempo de vida de uma estrela de massa M . Os termos $(d\rho(r, t)/dt)_{\text{inf}}$ e $(d\rho(r, t)/dt)_{\text{outf}}$ expressam a massa acretada ou perdida pelo sistema em eventos de *infalls* e *outflows*, respectivamente.

$$\begin{aligned} \frac{d\rho_{\text{ISM}}(r, t)}{dt} &= -\Psi(r, t) \\ &+ \int_{M_1}^{M_u} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{M_{\text{ej}}(M, Z)}{M_{\text{av}}} \right] dM \\ &+ \left(\frac{d\rho(r, t)}{dt} \right)_{\text{inf}} \\ &- \left(\frac{d\rho(r, t)}{dt} \right)_{\text{outf}} \end{aligned} \quad (3.10)$$

Similarmente à Eq. 3.10, podemos descrever a evolução química em termos da densidade parcial de cada elemento A , $\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)$. Definindo a fração de massa de um elemento A presente no meio interestelar, $Z_{\text{ISM}}(A, r, t)$, por:

$$Z_{\text{ISM}}(A, r, t) \equiv \frac{\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)}{\rho_{\text{ISM}}(r, t)}, \quad (3.11)$$

e adaptando a Eq. 3.10, chegamos, enfim, à evolução de $\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)$, sendo descrita por:

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho_{ISM}(A, r, t)}{dt} &= - Z_{ISM}(A, r, t) \Psi(r, t) \\
&+ \int_{M_1}^{M_u} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{M_{ej}(A, M, Z)}{M_{av}} \right] dM \quad (3.12) \\
&+ \left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt} \right)_{\text{inf}} \\
&- \left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt} \right)_{\text{outf}}.
\end{aligned}$$

As componentes $\left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt}\right)_{\text{inf}}$ e $\left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt}\right)_{\text{outf}}$, na Eq. 3.12, também representam a variação de massa devido aos eventos de *infall* e *outflow* na galáxia.

Podemos ainda tornar explícita, na Eq. 3.10, a contribuição de cada processo relevante para o enriquecimento químico da galáxia. Nesse caso, a descrição de $\frac{d\rho_{ISM}(A, r, t)}{dt}$ assume a forma:

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho_{ISM}(A, r, t)}{dt} &= - Z_{ISM}(A, r, t) \Psi(r, t) \\
&+ \int_{M_1}^{M_{b1}} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{M_{ej}(A, M, Z)}{M_{av}} \right] dM \\
&+ A_{Ia} \left(\frac{M_{ej}^I(A)}{M_{av}} \right) \int_{M_{b1}}^{M_{b2}} \phi(M_b) dM_b \int_{\mu_m}^{\frac{1}{2}} f(\mu) \Psi(r, t - \tau(\mu M_b)) d\mu \\
&+ (1 - A_{Ia}) \int_{M_{b1}}^{M_{b2}} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{M_{ej}(A, M, Z)}{M_{av}} \right] dM \\
&+ \int_{M_{b2}}^{M_u} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{M_{ej}(A, M, Z)}{M_{av}} \right] dM \\
&+ \left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt} \right)_{\text{inf}} \quad (3.13)
\end{aligned}$$

$$- \left(\frac{d\rho(A, r, t)}{dt} \right)_{\text{outf}}. \quad (3.14)$$

Na Eq. 3.14, cada linha representa um processo que contribui para o balanço de massa de cada elemento químico presente no ISM. A primeira linha representa a taxa de remoção do elemento A , originalmente presente no ISM, devido ao processo de formação estelar.

O segundo termo corresponde à taxa de enriquecimento químico produzida na nucleossíntese estelar de estrelas com massa no intervalo $M_1 < M < M_{b1}$, onde M_1 é o limite inferior da IMF e M_{b1} o limite superior de massa do sistema binário que não evoluem em SNe Ia, o terceiro representa o enriquecimento por SN Ia (sistemas binários de massa entre

$M_{b1} = 3M_{\odot}$ e $M_{b2} = 16M_{\odot}$), o quarto termo corresponde à sistemas binários que não acabam em SN Ia e estrelas isoladas que terminam sua vida como nebulosas planetárias ou CCSNe e o quinto termo corresponde ao enriquecimento químico dirigido pelas estrelas massivas que terminam sua vida em explosões de CCSNe. As variáveis μ , $f(\mu)$ e A_{Ia} representam, respectivamente, a razão entre a massa de uma estrela pertencente ao sistema binário e sua massa total, a função distribuição de μ e a taxa relativa entre SNe Ia e estrelas que evoluem isoladamente.

Os dois últimos termos representam o ganho e perda de gás e metais nos processos de *inflow* e *outflow*. Tais eventos são considerados devido à zona fantasma¹ presente em FT98 que permite uma variação da massa total do sistema.

3.1.4 Evolução e *yields* estelares

O modelo FT98 assume que estrelas com massa inferiores a $0.8M_{\odot}$ não contribuem com o enriquecimento químico, pois estrelas com essa massa vivem mais do que a idade do Universo.

Consideramos estrelas IMS aquelas cuja massa se encontra no intervalo entre $0.8 - 8M_{\odot}$. Os *yields* estelares (novos elementos químicos produzidos durante a nucleossíntese) foram retirados de Van Den Hoek e Groenewegen (1997). Esses *yields* são dependentes tanto da massa estelar quanto de sua metalicidade (ver Lanfranchi, 2003, para mais detalhes).

Para estrelas de $M > 8M_{\odot}$, adotam-se os *yields* de Talbot e Arnett (1973), caso B, o qual considera síntese de nitrogênio secundário devido ao ciclo CNO com 100 % de conversão em N dos envelopes de C e O. Para estrelas cuja massa está no intervalo entre 8 e $10M_{\odot}$ assumem-se os *yields* de Hillebrandt (1982).

Tanto para a SN Ia quanto para a CCSN foram adotados os *yields* de Woosley e Weaver (1995). Os *yields* são dependentes tanto da massa (12, 13,15, 18, 20, 22, 25, 30, 35 e $40M_{\odot}$ quanto da metalicidade ($Z/Z_{\odot} = 0, 10^{-4}, 10^{-2}, 10^{-1}, 1$). Para SNe produzidas em explosões cuja progenitora se formou com $M > 30M_{\odot}$, as receitas de nucleossíntese presentes em (Woosley e Weaver, 1995), possuem dependência com a energia cinética do pistão no infinito, KE_{∞} . Modelos com pequenos valores de KE_{∞} geram o retorno de

¹ Zona extra presente nos códigos eulerianos cuja função é estabelecer as condições de fronteira do sistema. A zona fantasma pode ser atualizada a cada ciclo, permitindo o fluxo de matéria energia no sistema e garantindo que se obedecem as leis de conservação.

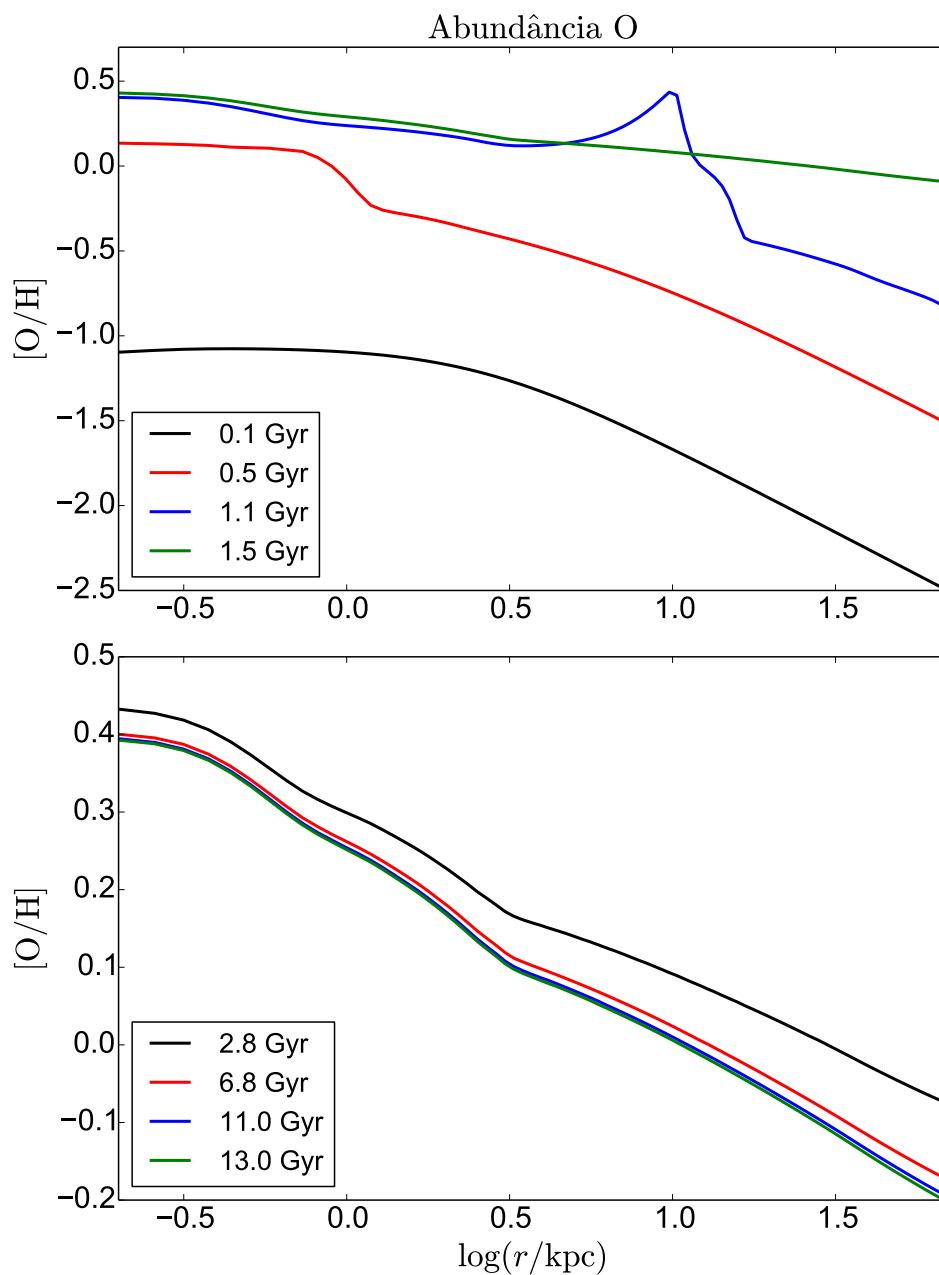


Figura 3.5: Evolução da abundância de O, em função do raio, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , a abundância está associada a uma cor, como indicado na figura.

parte do material ejetado (*fall back*) e deixa um buraco negro remanescente, enquanto os modelos com grandes valores de KE_{∞} não geram *fall back* e são mais eficientes na ejeção de Fe (modelos S30B, S35C e S40C). FT98 opta pelo último caso.

(A exceção são as SNe Ia que deixam uma anã branca com massa de Chandrasekhar como remanescentes. Para estes objetos, FT98 adota os *yields* computados como casos W7

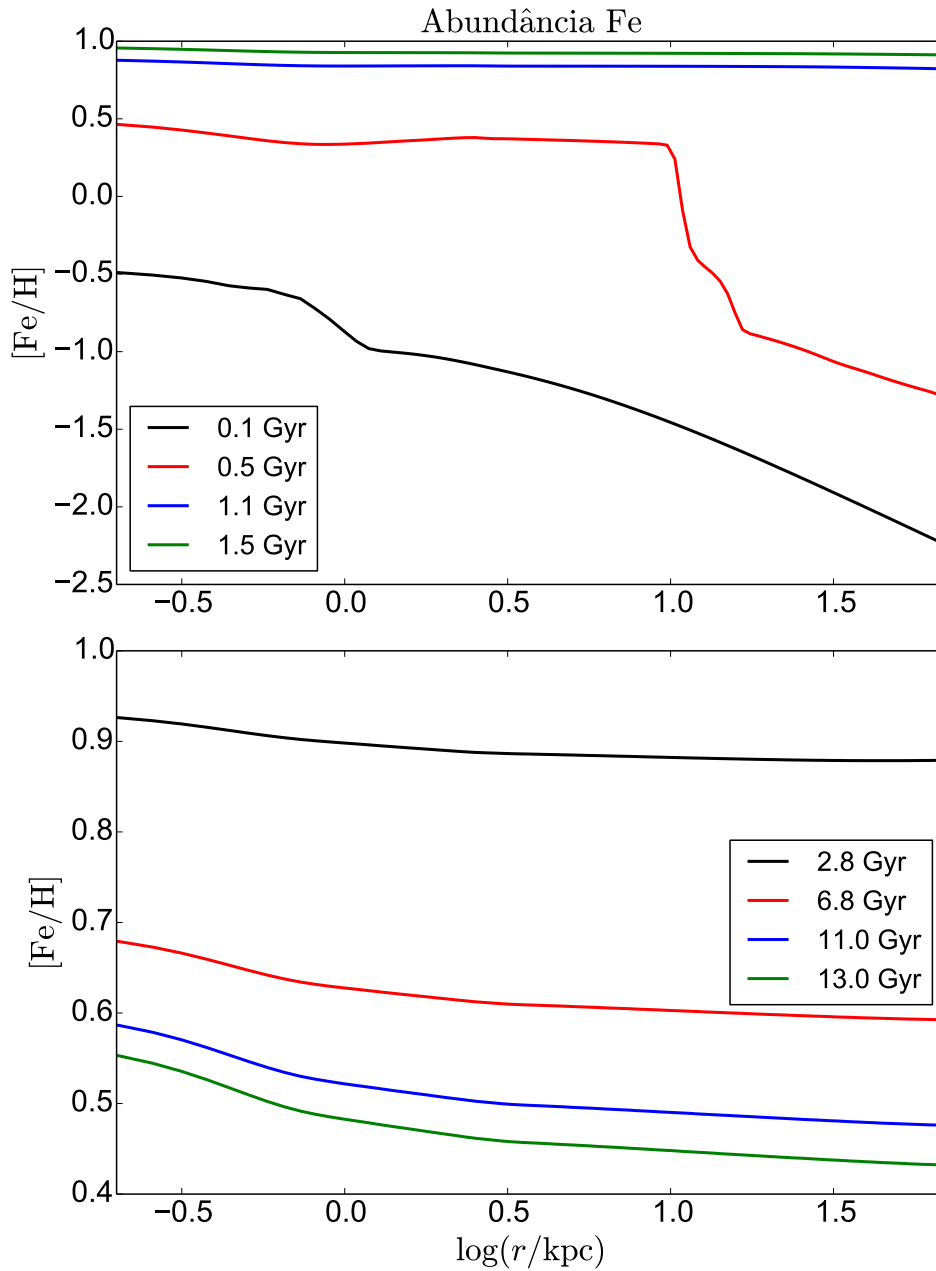


Figura 3.6: Evolução da abundância de Fe, em função do raio, no modelo $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para diversos tempos. O painel superior ilustra a evolução para $t \leq 1.5 \text{ Gyr}$ enquanto o inferior para $1.5 < t \leq 13 \text{ Gyr}$. Para cada instante t , a abundância está associada a uma cor, como indicado na figura.

e W70 de Iwamoto et al. (1999), com metalicidade $Z = 0$ e $Z = Z_{\odot}$, respectivamente.)

Estrelas isoladas com massa inicial na faixa de $0.1 - 8 M_{\odot}$ evoluem para anãs brancas mais uma nebulosa planetária. A razão entre a massa inicial e final destes objetos é baseada em Iben Jr e Renzini (1983). Já as estrelas com $M > 8 M_{\odot}$ evoluem em CCSNe e deixam uma estrela de nêutrons de $1.4 M_{\odot}$ como remanescente. Assume-se que que SNe Ia não

deixa remanescentes.

Os chamados elementos α (O, Ne, Mg e Si, por exemplo) são produzidos majoritariamente em queima hidrostática de estrelas massivas, havendo rápido enriquecimento do ISM destes elementos. Já os elementos que pertencem ao pico do Fe (como Ti, Mn, Fe e Zn) são produzidos principalmente em SN Ia, contribuindo mais tardiamente para o enriquecimento químico do ISM. O modelo computa a evolução dos elementos He, C, N, O, Mg, Fe Si, S, Ca e Zn.

Nas figuras 3.5 e 3.6 mostramos a evolução da abundância de oxigênio e ferro, respectivamente, em função da distância galactocêntrica para várias idades da galáxia. Comparando o painel inferior de ambas as figuras, nota-se que as curvas de $[\text{Fe}/\text{H}]$ são menos inclinadas do que as curvas de $[\text{O}/\text{H}]$ devido à sua contribuição tardia e mais duradoura.

3.1.5 Modelos particulares de galáxias

Cada modelo particular de evolução galáctica é descrito por sua massa bariônica inicial, $M_{G,0}$, e por sua SFH. Para cada $M_{G,0}$, um raio de *core* do halo de DM, r_h , foi associado. Adotamos majoritariamente a relação de FT98 e Lanfranchi (2003). Neste trabalho foram computamos cinco modelos de $M_{G,0}$, cobrindo um intervalo entre 5×10^7 e $2 \times 10^{12} M_\odot$. Esta seção é adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020) e os valores de $M_{G,0}$ com os correspondentes valores de r_h estão disponíveis na Tab. 3.1.

Neste trabalho, a relação $M_{G,0}-r_h$ segue FT98 para os modelos $2 \times 10^{11} M_\odot$ e $2 \times 10^{12} M_\odot$. A mesma relação segue Lanfranchi (2003) para os modelos com $10^9 M_\odot$, sendo similar aos valores adotados por Calura et al. (2009). As maiores diferenças estão nos modelos com $M_{G,0} = 10^{10} M_\odot$ e $5 \times 10^7 M_\odot$. O primeiro valor de $M_{G,0}$ foi modelada por Lanfranchi (2003) com raios de $r_h = 1.0$ kpc e $r_t = 14r_h$, valores adequados às galáxias anãs.

Nós adotamos $r_h = 2.5$ kpc para os modelos com $M_{G,0} = 10^{10} M_\odot$, considerando assim objetos com formação estelar mais estendida. Nenhum dos trabalhos anteriormente citados considerou uma galáxia tão pequena quanto $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_\odot$, a menor massa sendo $10^8 M_\odot$ em Calura et al. (2009), tendo um *luminous radius* de $R_{lum} = 1$ kpc, sendo adotado um modelo com apenas uma zona, enquanto nosso modelo é mais extenso e com menor densidade de gás na periferia.

A história da formação estelar é parametrizada por ν_0 , sendo adotados os valores 0.1, 1.0, 5.0 e 10 Gyr^{-1} (ver Tab 3.2). Para galáxias elípticas, FT98 adotam $\nu_0 = 10 \text{ Gyr}^{-1}$

Tabela 3.1 - Massas Iniciais ($M_{G,0}$), com seus respectivos raios (r_h), adotados nos modelos de evolução galáctica simulados neste trabalho. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

$M_{G,0}/M_\odot$	5×10^7	10^9	10^{10}	2×10^{11}	2×10^{12}
r_h (kpc)	0.4	1.0	2.5	3.5	10.0

Tabela 3.2 - Eficiências de formação estelar, ν_0 , adotadas neste trabalho. Cada valor de ν_0 foi combinado com cada valor de $M_{G,0}$ na tabela 3.1, resultando em vinte diferentes modelos de evolução galáctica. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

ν_0 (Gyr^{-1})	0.1	1.0	5.0	10.0
-------------------------------	-----	-----	-----	------

para os modelos com 2×10^{11} e $2 \times 10^{12} M_\odot$. Calura et al. (2009) adotaram 3, 10 e 20 Gyr^{-1} para os modelos com 10^{10} , 10^{11} e $10^{12} M_\odot$, respectivamente. Gioannini et al. (2017) adotaram 1.0 Gyr^{-1} para uma galáxia com $10^9 M_\odot$ e Lanfranchi (2003) considerou 1.0 e 3.0 Gyr^{-1} para modelos com $10^9 M_\odot$ e $10^{10} M_\odot$, respectivamente. Calura et al. (2009) adotou valores entre 0.3–2 Gyr^{-1} , para galáxias espirais e 0.001–0.5 Gyr^{-1} para galáxias anãs irregulares, enquanto Gioannini et al. (2017) adotaram 1.0–3.0 Gyr^{-1} para galáxias espirais e 0.01–2.0 Gyr^{-1} para galáxias irregulares.

Mesmo sabendo que M_* , SFR e metalicidade formam a “relação fundamental da metalicidade” (ver Mannucci et al., 2010, para uma discussão mais geral), nós combinando todos os valores de $M_{G,0}$ e ν_0 para investigar o papel que cada parâmetro cumpre no acúmulo de poeira pela galáxia. Outra vantagem desta abordagem é poder imitar tipos de galáxias, e ainda simular diversos estágios evolutivos e SFH, permitindo a comparação com galáxias tanto em baixo quanto em alto *redshift*, tendo, este último, especial interesse (Calura e Matteucci, 2006, sugerem que a sequência de Hubble, das galáxias elípticas para as espirais, pode ser aproximada como uma sequência decrescente de SFR). Por essas razões, foi evitado o uso de valores tanto muito alto quanto muito baixos para a eficiência da formação estelar, restringindo assim nossas simulações ao intervalo 0.1 – 10 Gyr^{-1} .

Para maior clareza, disponibilizamos todos os modelos computados no apêndice A.

3.2 Evolução da poeira

A evolução da poeira é descrita por uma equação (Eq. 3.15) bastante similar à Eq. 3.14. Dada a densidade do elemento A alocado em poeira, $\rho_{\text{dust}}(A, r, t)$, sua evolução é computada pela seguinte equação:

$$\begin{aligned}
\frac{d\rho_{\text{dust}}}{dt} = & -Z_{\text{dust}}(A, r, t) \Psi(r, t) \\
& + \int_{M_1}^{M_{b1}} \Psi(t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{\delta_{\text{cond}}^w(A) M_{\text{ej}}(A, M, Z)}{M_{\text{av}}} \right] dM \\
& + A_{\text{Ia}} \left(\frac{\delta_{\text{cond}}^w(A) M_{\text{ej}}(A, M, Z)}{M_{\text{av}}} \right) \int_{M_{b1}}^{M_{b2}} \phi(M_b) dM_b \int_{\mu_m}^{\frac{1}{2}} f(\mu) \Psi(r, t - \tau(\mu M_b)) d\mu \\
& + (1 - A_{\text{Ia}}) \int_{M_{b1}}^{M_{b2}} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{\delta_{\text{cond}}^w(A) M_{\text{ej}}(A, M, Z)}{M_{\text{av}}} \right] dM \\
& + \int_{M_{b2}}^{M_u} \Psi(r, t - \tau(M)) \phi(M) \left[\frac{\delta_{\text{cond}}^{\text{CC}}(A) M_{\text{ej}}(A, M, Z)}{M_{\text{av}}} \right] dM \\
& - \rho_{\text{dust}}(A, r, t) / \tau_{\text{SNR}}(A, r, t) \\
& + \rho_{\text{dust}}(A, r, t) \left(1 - \frac{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)} \right) / \tau_{\text{accr}}(A, r, t) \\
& - \left(\frac{d\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{dt} \right)_{\text{outf}}, \tag{3.15}
\end{aligned}$$

onde, analogamente à Eq 3.9, temos:

$$Z_{\text{dust}}(A, r, t) \equiv \frac{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{\rho_{\text{ISM}}(r, t)}$$

como a fração de massa do elemento A enclausurado em poeira, $\delta_{\text{cond}}^w(A)$, $\delta_{\text{cond}}^{\text{CC}}(A)$, e $\delta_{\text{cond}}^{\text{Ia}}(A)$ representam a eficiência de condensação em poeira por ventos estelares, SNe Ia e CCSNe, respectivamente. Daqui em diante a produção de poeira será descrita pela eficiência de condensação $\Delta_A \equiv (\delta^w(A), \delta^{\text{Ia}}(A), \delta^{\text{CC}}(A))$.

A Eq. 3.15 é bastante similar à Eq. 3.14, porém, dois termos da primeira não possuem correspondentes na segunda. O primeiro termo, $\rho_{\text{dust}}(A, r, t) / \tau_{\text{SNR}}(A, r, t)$, representa a destruição dos grãos presentes no ISM, e o subsequente retorno deste material à fase gasosa, devido aos choques de SNe. Já o segundo termo, $\rho_{\text{dust}}(A, r, t) \left(1 - \frac{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)} \right) / \tau_{\text{accr}}(A, r, t)$, representa a taxa com que o grão acreta material gasoso do ISM composto pelo elemento A e o incorpora em sua estrutura. Os parâmetros $\tau_{\text{SNR}}(A, r, t)$ e $\tau_{\text{accr}}(A, r, t)$, são respectivamente, a escala de tempo para eventos de SNe e para a acreção do grão de poeira.

A última linha da Eq. 3.15 representa a massa de poeira perdida em eventos de *outflows*.

3.2.1 Produção estelar de poeira

Seguindo a prescrição de Dwek (1998, daqui em diante D98), a poeira pode ser produzida em ventos estelares das AGBs (IMS evoluídas) e em ambos os tipos de supernovas. O

modelo de evolução estelar adotado para a computar a evolução da massa de poeira segue as mesmas prescrição das seções 3.1.3 e 3.1.4.

A produção de poeira em AGBs ocorre em estrelas solitárias com massa $M \leq M_w$, onde M_w é o limite superior de massa dos objetos IMSs. A produção de poeira nesses sistemas depende da razão entre o número de átomos de carbono e oxigênio ejetado nos ventos estelares.

O modelo considera que, primariamente, todo o carbono reagirá com oxigênio formando CO. Caso haja átomos de carbono excedentes em relação aos de oxigênio, o excesso de carbono formará poeira carbonácea. Os silicatos, por sua vez, são formados quando o oxigênio é o excedente e reage com elementos refratários em razão aproximada de um para um.

A produção de poeira em AGBs é descrita pela seguinte fórmula:

1) Se $M \leq M_w = 8 M_\odot$:

a) Caso $C/O > 1$ no material estelar ejetado:

$$\begin{aligned} M_{\text{dust}}(C, M) &= \delta_{\text{cond}}^w(C) \left[M_{\text{ej}}(C, M) - \frac{3}{4} M_{\text{ej}}(O, M) \right] \\ M_{\text{dust}}(Si, M) &= 0 \end{aligned} \quad (3.16)$$

b) Caso $C/O < 1$ no material estelar ejetado

$$\begin{aligned} M_{\text{dust}}(C, M) &= 0 \\ M_{\text{dust}}(Si, M) &= \delta_{\text{cond}}^w(A) M_{\text{ej}}(Si, M). \end{aligned} \quad (3.17)$$

Estrelas isoladas com $M > M_w$ evoluem em CCSNe e a produção de poeira dependerá apenas do número de átomos de carbono e de silício, sendo descrita por:

2) Massa $M > M_w = 8 M_\odot$:

$$\begin{aligned} M_{\text{dust}}(C, M) &= \delta_{\text{cond}}^{\text{CC}}(C) M_{\text{ej}}(C, M) \\ M_{\text{dust}}(Si, M) &= \delta_{\text{cond}}^{\text{CC}}(Si) M_{\text{ej}}(Si, M). \end{aligned} \quad (3.18)$$

A produção de poeira em SNe Ia segue uma formulação bastante similar à Eq. 3.18, mas com $\delta_{\text{cond}}^{\text{Ia}}(A)$ no lugar de $\delta_{\text{cond}}^{\text{CC}}(A)$.

A eficiência da condensação em poeira, δ_{cond} , será igual a 1 caso todo átomo do elemento A seja convertido em poeira e se não houver destruição dos grãos produzidos. Do contrário, δ_{cond} será menor que 1.

Tabela 3.3 - Eficiências de condensação da poeira adotadas neste trabalho. Cada Δ_A adotado foi combinado com cada modelo particular de evolução galáctica, totalizando quarenta modelos rodados para este trabalho. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

Eficiência de condensação			
Case A (D98)	$\delta^w(A)$	$\delta^{Ia}(A)$	$\delta^{CC}(A)$
Δ_C	1.0	0.5	0.5
Δ_{Si}	1.0	0.8	0.8
Case B	$\delta^w(A)$	$\delta^{Ia}(A)$	$\delta^{CC}(A)$
Δ_C	0.1	0.0	0.1
Δ_{Si}	0.1	0.0	0.1

D98 assume uma eficiência constante de $\Delta_C = (1.0, 0.5, 0.5)$, para o carbono, e $\Delta_{Si} = (1.0, 0.8, 0.8)$ para o silício. Este valor foi dotado para reproduzir a massa de poeira na Galáxia na época atual, mas não é uma escolha unânime. Segundo Zubko et al. (2004), esta formulação pode levar à falta de grãos de ferro e talvez de silício. A formulação de Δ_A presente em Piovan et al. (2011) é dependente tanto da massa quanto da metalicidade da estrela, implicando em uma evolução cósmica de Δ_A e em uma maior sensibilidade da produção de poeira à IMF. Já Gioannini et al. (2017) considera desprezível a contribuição das SNe Ia para o obscurecimento das galáxias.

Neste trabalho foram adotadas duas formulações distintas para Δ_A , mas ambas independentes da metalicidade e da massa estelar. Adotamos como Caso A a mesma formulação de D98 e como Caso B uma formulação com baixa eficiência descrita por $\Delta_C = (0.1, 0.0, 0.1)$ e $\Delta_{Si} = (0.1, 0.0, 0.1)$ (ver Tab. 3.3).

O modelo de evolução de poeira de Gioannini et al. (2017) adota o $\delta^i(A)$ sensíveis à massa e metalicidade estelar de Piovan et al. (2011). Como o principal objetivo deste trabalho é investigar a produção de poeira em galáxias de diversas massas e *redshifts*, nós preferimos adotar uma receita clássica. Além disso, ao adotar valores constantes para $\delta^i(A)$, diminui-se a dependência da produção de poeira com a IMF. Importante notar que os valores de $\delta^i(A)$ de Piovan et al. (2011) são, em média, inferiores ao caso B (a excessão é $n_H = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, porém, Gioannini et al., 2017, por exemplo, adotam $\delta^{CC}(A)$ para $n_H = 1.0 \text{ cm}^{-1}$, maiores que o Caso B). Os valores adotados para a produção de poeira Caso A e B estão destacados na tabela 3.3.

Para maior clareza, disponibilizamos no apêndice A os valores de Δ_A adotados juntamente aos parâmetros de evolução galáctica computados.

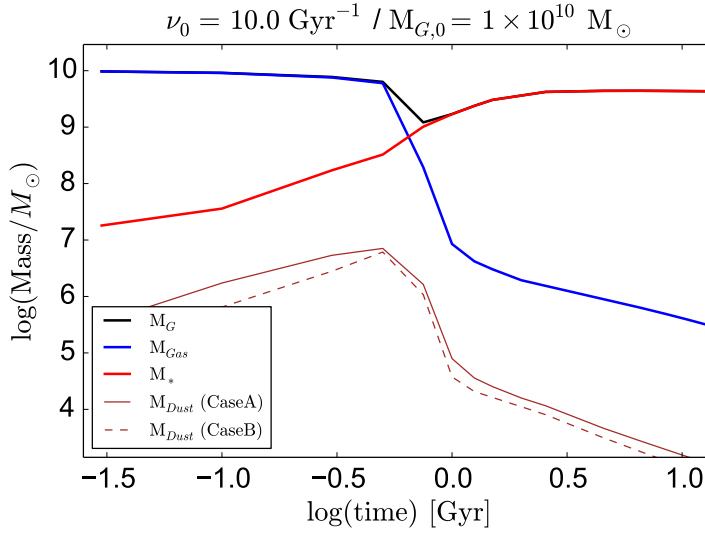


Figura 3.7: Evolução da massa bariônica da galáxia. Evolução da massa de gás, estrelas e poeira, para ambos os Casos descritos na Tab. 3.3. Figura adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

A figura 3.7 ilustra a evolução da massa bariônica e de suas fases para ambos os Δ_A computados. Nota-se uma queda da massa bariônica total antes do primeiro bilhão de ano da galáxia. Esta figura será melhor discutida no capítulo 5.

3.2.2 Acreção do grão no ISM²

Os grãos produzidos pelas fontes estelares são processados no ISM, alterando sua massa, composição e tamanho (Asano et al., 2013). Os processos mais importantes para o crescimento do grão no ISM são a coagulação e a acreção.

Enquanto a coagulação muda apenas a distribuição de tamanho dos grãos, devido às interações grão-grão, conservando a massa total de poeira, a acreção aumenta a massa total alocada em poeira devido a captura de elementos químicos disponíveis no ISM. A rigor, a eficiência da acreção é dependente da distribuição de tamanho dos grãos, visto que a acreção em um grão individual depende de sua superfície de contato. Porém, seguindo Gioannini et al. (2017), nós adotaremos a aproximação de um único tamanho de grão para a acreção, tornando o modelo insensível à coagulação.

Segundo Hirashita (2000), a acreção do grão no ISM é eficiente apenas em meio frio e é dependente tanto da quantidade de poeira como da escala de tempo da acreção, τ_{acc} .

² A formulação aqui descrita foi adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

Portanto, a taxa de acreção da poeira é descrita por:

$$\dot{D}_A^{\text{acc}} = \frac{D_A}{\tau_{\text{acc}}}. \quad (3.19)$$

A escala de tempo característica da acreção depende da fração de gás frio, X_{cl} , e da quantidade do elemento A disponível para acreção, sendo dada por:

$$\tau_{\text{acc}} = \tau_g / (X_{cl} \chi_A), \quad (3.20)$$

onde τ_g representa a escala de tempo do crescimento do grão e $\chi_A = (1 - f_A)$, sendo f_A a razão entre a quantidade do elemento A na forma de poeira e na forma de gás.

A fração de gás frio não é a mesma para todas as galáxias. D98 e Silva et al. (1998a) sugerem $X_{cl} = 0.5$. A amostra das galáxias elípticas analisada em Lianou et al. (2016) possui $X_{cl} \sim 0.4$, em média, enquanto Kaneko et al. (2017) obteve em torno de 0.7, para galáxias em interação, e 0.5, para galáxias espirais isoladas. Neste trabalho será assumido o valor constante de $X_{cl} = 0.5$ em toda a simulação, seguindo D98.

A escala de tempo característica do crescimento do grão, τ_g , seguindo Gioannini et al. (2017), é descrita por:

$$\tau_g = 2.0 \times 10^7 \left[\left(\frac{a}{0.1 \mu\text{m}} \right) \left(\frac{n_H}{100 \text{cm}^{-3}} \right)^{-1} \left(\frac{T}{50 \text{K}} \right)^{-1/2} \left(\frac{Z}{0.02} \right)^{-1} \right] \text{yr}, \quad (3.21)$$

onde n_H é a densidade numérica de gás, a o raio médio do grão e T a temperatura do gás frio. Nós assumimos os mesmos valores que Gioannini et al. (2017), sendo, respectivamente, 100 cm^{-3} , $0.1 \mu\text{m}$ e 50 K . A evolução da metalicidade, Z , é computada pelo modelo.

3.2.3 Destruição dos grãos

Apesar dos diversos mecanismos propostos para a destruição dos grãos e para a reciclagem do material enclausurado em poeira, apenas a destruição dos grãos em choques de supernovas foi considerada em neste trabalho, pois, segundo Dwek (1998), este é o mais importante mecanismo para devolver ao gás o material alocado em poeira.

Seja $m_{\text{dest}}(A, r, t)$ a massa total de um elemento A inicialmente alocada em poeira que é sublimada em um único evento de SN, r a distância galactocêntrica e t o instante da explosão, a taxa de massa de poeira que retornará a forma gasosa é expressa por:

$$\left[\frac{d\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{dt} \right]_{\text{SNR}} = m_{\text{dest}}(A, r, t) \mathcal{R}_{\text{SN}}(r, t) \quad (3.22)$$

onde $\mathcal{R}_{\text{SN}} = \mathcal{R}_{\text{Ia}} + \mathcal{R}_{\text{CC}}$ é a soma das taxas de SNe Ia e CCSNe, $pc^{-3}\text{Gyr}^{-1}$, na posição r e instante t . A Eq. 3.22 pode ser reescrita como:

$$\left[\frac{d\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{dt} \right]_{\text{SNR}} = \rho_{\text{dust}}(A, r, t) \left[\frac{m_{\text{dest}}(A, r, t)}{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)} \right] \mathcal{R}_{\text{SNR}}(A, r, t) \equiv \frac{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{\tau_{\text{SNR}}(r, t)}. \quad (3.23)$$

A Eq. 3.23 explicita a escala de tempo em que ocorre a destruição dos grãos no ISM, τ_{SNR} .

O cálculo preciso de τ_{SNR} depende de processos complexos (tais como a fragmentação térmica e colisões grão-grão) e ainda não muito bem compreendidos. Porém, como pode ser visto na Eq. 3.23, sua determinação é indispensável para estimar o saldo de elemento A contido na poeira.

De fato, a destruição devido à colisão grão-grão é um processo de difícil modelagem. Porém, espera-se que este seja o processo dominante para a diminuição da massa de poeira durante a fase radiativa da remanescente, fase em que a maior parte do meio interestelar é varrida (Dwek, 1998). Estima-se um valor entre ~ 0.22 e 0.4 Gyr para a escala de tempo da vida global dos grãos refratários carbonáceos e silicatos, respectivamente, segundo modelos de eficiência da destruição de grãos por choques radiativos.

Tanto \mathcal{R}_{SN} quanto $\rho_{\text{dust}}(A, r, t)$ são dependentes da evolução da galáxia. Portanto, τ_{SNR} não será constante no nosso modelo. Simulamos essa dependência considerando a massa de poeira destruída (m_{dest}) por uma remanescente como:

$$m_{\text{dest}}(A, r, t) = \left(\frac{\rho_{\text{dust}}(A, r, t)}{\rho_{\text{ISM}}(A, r, t)} \right) \epsilon M_{\text{SNR}} \quad (3.24)$$

onde M_{SNR} é a massa total do ISM varrida por uma única remanescente e ϵ , a eficiência média da destruição dos grãos. Chegamos, por fim, à escala de tempo característica da destruição de grãos por choques de SNe:

$$\tau_{\text{SNR}}(A, r, t) = (\epsilon M_{\text{SNR}})^{-1} \left[\frac{\rho_{\text{ISM}}(r, t)}{\mathcal{R}_{\text{SN}}(r, t)} \right]. \quad (3.25)$$

A massa do ISM varrida por uma única remanescente de SNe não deve ter forte dependência com a densidade do ISM, logo, assumimos ϵ constante em todo o modelo.

Modelo óptico

O modelo FT98 computa a evolução do conteúdo bariônico e enriquecimento químico de galáxias esferoidais, como descrito no Cap. 3. Porém, como descrito na Sec. 2.3, as quantidades bariônicas são obtidas indiretamente por meio da SED e curva de extinção. Por este motivo, simulamos também a evolução da SED de quatro modelos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, utilizando $\nu_0 = 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ e 10.0 Gyr^{-1} , e ambos os Casos de produção de poeira. Como existem diferenças significativas entre as *features* dos PAHs neutros e ionizados, computamos ambas, somando um total de oito SEDs simuladas. Nesta seção será sumarizado o modelo óptico adotado. Baseamos este capítulo na descrição de Guimaraes (2006) e Barbosa-Santos (2015).

Utilizaremos os resultados do modelo com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e Caso A para ilustrar o funcionamento do código.

4.1 Emissão Estelar

O modelo de transferência radiativa se inicia pela síntese espectral estelar. Para tanto, adota-se tanto o modelo quanto a biblioteca espectro-fotométrica de Bruzual e Charlot (2003). Nesta formulação, utiliza-se a *técnica da síntese das isócronas* (*isochrone synthesis technique*), na qual assume-se que qualquer população estelar pode ser descrita pela composição de uma série de *starbursts* instantâneos, independentemente da idade e da SFH da população. Em outras palavras, cada *starburst* produz uma população estelar simples (SSP, do inglês *simple stellar populations*) e a população estelar em qualquer instante t da evolução galáctica é formada pela superposição das SSPs.

A SED é computada a partir do trabalho de (Tinsley, 1980) e o fluxo em um instante t

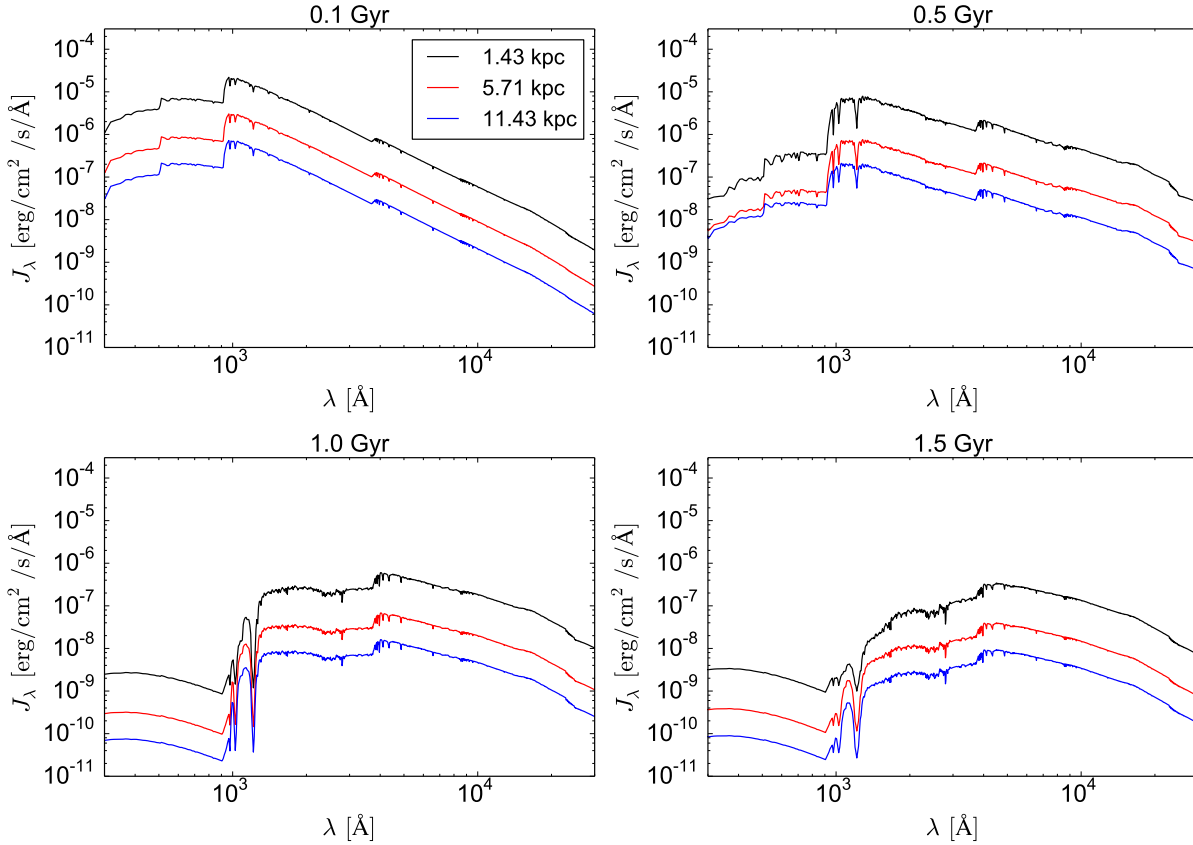


Figura 4.1: Intensidade estelar média sem processamento pela poeira para galáxia com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Cada painel corresponde a uma idade galáctica, sendo 0.1 Gyr (superior esquerdo), 0.5 Gyr (superior direito), 1.0 Gyr (inferior esquerdo) e 1.5 Gyr (inferior direito). A linha preta representa o raio de 1.43 kpc, a vermelha representa 5.71 kpc e a azul, 11.43 kpc.

é descrito pela Eq. 4.1. Nesta equação, ψ representa a SFR, ζ a lei de enriquecimento por metais e $S_{\lambda}[t', \zeta(t-t')]$ a potência irradiada por comprimento de onda por massa inicial de uma SSP de idade t' e metalicidade $\zeta(t-t')$. O fluxo é:

$$F_{\lambda}(t) = \int_0^t \psi(t-t) S_{\lambda}[t', \zeta(t-t')] dt' \quad (4.1)$$

O modelo óptico adota a IMF de Chabrier (2003) (Eq. 4.2), independentemente do tempo ou da metalicidade. A massa estelar cobre o intervalo entre $0.1 - 100 M_{\odot}$. As SSPs são dependentes da metalicidade e da idade, sendo computada entre 0 e 20 Gyr.

$$\phi(\log m) \propto \begin{cases} \exp \left[-\frac{(\log m - \log m_c)^2}{2\sigma^2} \right], & \text{se } m \leq 1M_{\odot}, \\ m^{-1.3}, & \text{se } m > 1M_{\odot} \end{cases} \quad (4.2)$$

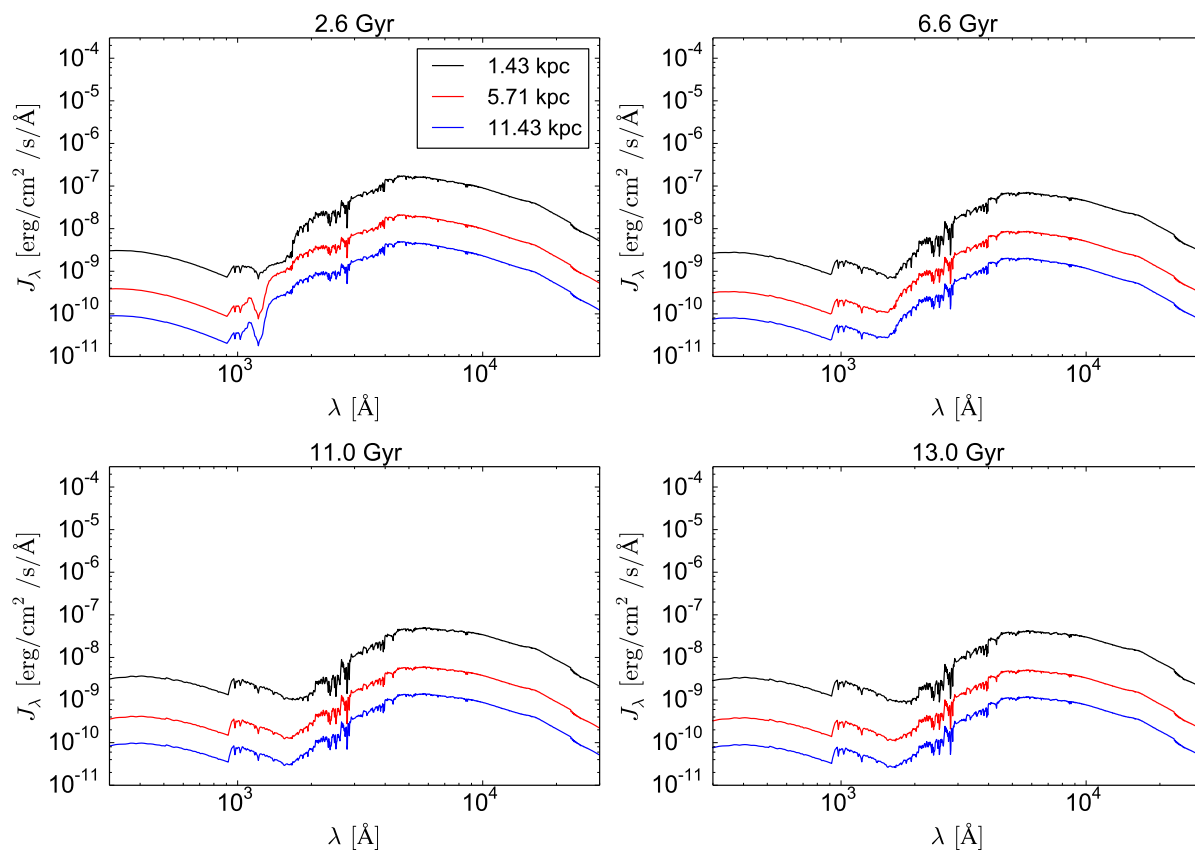


Figura 4.2: Intensidade estelar média sem processamento pela poeira para galáxia com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Cada painel corresponde a uma idade galáctica, sendo 2.6 Gyr (superior esquerdo), 6.6 Gyr (superior direito), 11.0 Gyr (inferior esquerdo) e 13.0 Gyr (inferior direito). A linha preta representa o raio de 1.43 kpc, a vermelha representa 5.71 kpc e a azul, 11.43 kpc.

Os espectros foram obtidos com base nas bibliotecas BaSeL (Bessell et al., 1989, 1991; Fluks et al., 1994; Allard e Hauschildt, 1995; Rauch, 2002) e STELIB (Le Borgne et al., 2003), sendo a primeira teórica e a segunda observacional, cobrindo o intervalo entre 91 \AA e $160 \mu \text{ m}$. A maior resolução dos espectros estelares é de 3 \AA para comprimento de onda entre 3200 \AA e 9500 \AA .

O modelo estelar é adequado às galáxias típicas dos catálogos *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS) e *Early Data Release* (EDR), assim como às galáxias elípticas e aglomerados estelares. A título de ilustração disponibilizamos os fluxos estelares computados durante a evolução galáctica nas figuras 4.1 e 4.2.

4.2 A Poeira

A poeira absorve a radiação UV e visível (no nosso caso a fonte é estelar), reprocessa e retorna no IR, o que resulta na extinção e no avermelhamento do campo. Em ISM muito densos muitas vezes é a grande fonte, junto às bandas moleculares, de informação pois a luz estelar é atenuada ou completamente absorvida. Estrelas se formam no interior de GMCs, com gás frio e denso, e AGNs geralmente estão envoltos em um toro denso de gás e poeira. Ambas são regiões dinâmicas e com importante emissão IR. Desta forma, esta faixa espectral é frequentemente utilizada no diagnóstico de regiões de formação estelar e AGNs. Em particular as bandas aromáticas têm se mostrado ótimas indicadoras da luminosidade total do IR e dos processos físicos do meio, inclusive na diferenciação entre AGNs e SBs. Os grãos também agem como superfície catalítica para reações químicas no ISM (tal qual a já citada formação de H_2) resultando no enriquecimento químico do meio.

Para estudar esses fenômenos, foi desenvolvido um modelo de nuvens moleculares e meio difuso acoplado a uma interface que calcula o transporte de energia. Consideramos a poeira constituída por silicatos, grafite e PAHs.

4.2.1 Propriedades físicas dos grãos

O modelo de grão adotado neste trabalho se baseia majoritariamente em Siebenmorgen e Krügel (1992) e Efstathiou et al. (2000). O primeiro trabalho modela ambientes tais como nebulosas de reflexão e planetárias, região de formação estelar e a vizinhança solar. Já o segundo trabalho amplia e aperfeiçoa o primeiro, tratando também de SBGs e incluindo ainda transporte radiativo.

O modelo de Siebenmorgen e Krügel (1992) se baseia em vínculos observacionais diversos tais como a curva de extinção, abundância química dos elementos que compõe a poeira, a emissão no IR e o espalhamento da radiação estelar, entre outros. Por tanto, Siebenmorgen e Krügel (1992) consideram a poeira composta por grandes grãos, necessários para reproduzir a extinção nos maiores comprimentos de onda, assim como para reproduzir a reemissão no FIR, submilimétrico e das linhas de silicato em $9.7\mu m$ e $18.0\mu m$, pequenos grãos, necessários para reproduzir a reemissão no MIR, e os PAHs, introduzidos principalmente para explicar as *features* em 3.3, 6.2, 7.7 e $11.3\mu m$, a extinção no FUV e para ajustar o NIR.

Cada espécie de grão é caracterizada por sua composição e por seu raio, a (ver sec. 4.2.1.2). Consideramos grãos de grafite, silicatos e PAHs. Na aproximação de pericondensados, o tamanho dos PAHs pode ser descrito pelo número de átomos de carbono por molécula, N_C , e o número de átomos de hidrogênio (N_H) também é fundamental para determinar as propriedades dessas moléculas (ver Sec. 4.3).

4.2.1.1 Eficiência de Absorção

Embora espere-se que os grãos astrofísicos possuam formas diversas, incluindo bastonetes e fractais, nosso modelo considera apenas grãos esférico e seguimos majoritariamente a receita de Draine e Lee (1984), com algumas alterações que serão pontuadas quando necessário.

Como tanto o grafite quanto o silicato são elementos refratários e mesmo o que chamamos de “grandes grãos” ainda são geralmente pequenos quando comparado ao comprimento de onda, adotamos a aproximação de Rayleigh para o transporte radiativo. Desta forma a seção de choque de absorção dos grãos é descrita por:

$$\sigma_{\text{grão}}(a, \lambda) = \sigma_d Q_{\text{abs}}(a, \lambda) \quad (4.3)$$

onde a é o raio do grão, λ o comprimento de onda da radiação incidente, $\sigma_d = \pi a^2$ a seção de choque geométrica e Q_{abs} a eficiência de absorção. Adotamos $Q_{\text{abs}}(a, \lambda)$ de Draine (1985), para o grafite, e Weingartner e Draine (2001), para os silicatos.

Assumindo que os grãos se comportam como um corpo negro modificado, a emissividade média planckiana será:

$$\langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grão}}) \rangle = \frac{\pi}{\sigma T_{\text{grão}}^4} \int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B_{\lambda}(T_{\text{grão}}, \lambda) d\lambda \quad (4.4)$$

onde σ é a constante de Stefan-Boltzmann e $B_{\lambda}(T_{\text{grão}}, \lambda)$ a função de Planck para um corpo negro, dada por:

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/\lambda kT) - 1}, \quad (4.5)$$

sendo h , c e k , respectivamente, a constante de Planck, a velocidade da luz e constante de Boltzmann.

No IR, Q_{abs} pode ser aproximada por uma lei de potência cuja fórmula geral é descrita por Eq. 4.6. Os parâmetros $Q_{\text{abs},0}$, λ_0 e β , na Eq. 4.6, são assumidos constantes, ainda que diferentes autores possam utilizar diferentes valores para eles.

$$Q_{\text{abs}}(a, \lambda) = Q_{\text{abs},0} \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} \right)^\beta, \quad \lambda > \lambda_0 \quad (4.6)$$

Draine (1985), por exemplo, adota $\beta = -2$. Porém, para obter maior concordância com os dados observacionais, adotamos $\beta = -1.6$ tanto para os grandes grãos de grafites quanto para os silicatos ($a > 100\text{\AA}$). Para λ_0 adotamos o valor de $100\mu\text{m}$.

Combinando as equações 4.4 e 4.6, a solução geral da emissividade média planckiana é:

$$\langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grao}}) \rangle = \frac{15}{\pi^4} (\beta + 3)! \zeta(\beta + 4) Q_0 \left(\frac{\lambda_0 k T_{\text{grao}}}{hc} \right)^\beta, \quad (4.7)$$

para qualquer valor de $Q_{\text{abs},0}$, λ_0 e β . Em Eq. 4.7, ζ é a função zeta de Riemann e o grão será um corpo cinza se $\beta = 0$ e $\langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grao}}) \rangle = Q_0$.

Embora haja a contribuição de outros fenômenos para determinar a temperatura do grão (tais como efeito foto-elétrico, produção de H_2 e colisão grão-grão), neste trabalho consideramos que a temperatura de estado estacionário do grão depende apenas do campo de radiação incidente. Desta forma, dado um campo de radiação de intensidade média $J(\lambda)$, a energia absorvida por cada grão exposto a esse campo será:

$$\Gamma_{\text{abs}}(a) = 4\pi\sigma_d \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) J(\lambda) d\lambda. \quad (4.8)$$

Como a eficiência de absorção é igual a de emissão ($Q_{\text{abs}}(a, \lambda) = Q_{\text{em}}(a, \lambda)$), e considerando ainda que $4\pi J(\lambda) = c \cdot u(\lambda)$, onde $u(\lambda)$ é a densidade de energia do campo radiativo, obtemos, a partir da Eq. 4.8, a energia reemitida pelo grão:

$$\Gamma_{\text{em}}(a) = 4\pi\sigma_d \int_0^\infty Q_{\text{abs}}(a, \lambda) B(T_{\text{grao}}, \lambda) d\lambda. \quad (4.9)$$

Combinando Eq. 4.9 com Eq. 4.4 temos que:

$$\Gamma_{\text{em}}(a) = 4\sigma_d \langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grao}}) \rangle \sigma T_{\text{grao}}^4 \quad (4.10)$$

e assumindo equilíbrio radiativo ($\Gamma_{\text{abs}} = \Gamma_{\text{em}}$), chegamos, por fim à:

$$\int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) J(\lambda) d\lambda = (1/\pi) \langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grao}}) \rangle \sigma T^4, \quad (4.11)$$

que também pode ser escrita em termos da densidade de energia, ficando:

$$\int_0^{\infty} Q_{\text{abs}}(a, \lambda) u(\lambda) d\lambda = (4/c) \langle Q_{\text{abs}}(a, T_{\text{grao}}) \rangle \sigma T^4. \quad (4.12)$$

Por ser um corpo negro modificado, a poeira absorve preferencialmente fótons de pequenos comprimentos de onda e emitem nos grandes comprimentos, resultando em temperaturas mais elevadas do que a de corpo negro para os grãos, da ordem de 30 Å 50 K.

A quantidade da radiação estelar processada pela poeira é fortemente dependente do ambiente. Para Via-Láctea, estima-se que entre 30 e 50 % da luminosidade bolométrica é devido a emissão de poeira no FIR. Já em galáxias elípticas e lenticulares, a contribuição da poeira pode ser inferior a 1 %, enquanto em alguns SB pode chegar à quase 100 %, sendo geralmente classificados como ULIRGs tais objetos.

4.2.1.2 Distribuição de tamanho

Como já comentado na seção 4.2.1, por simplicidade, os grãos são assumidos esféricos em nosso modelo. Desta forma, descrevemos o grão a partir de seu raio a e chamamos $n(a)$ o número de grãos com raio a . Embora não haja unanimidade sobre $n(a)$, neste trabalho foi adotada uma distribuição de tamanho MNR modificada (Mathis, Rumpl e Nordsieck, 1977), sendo descrita pela seguinte lei:

$$n(a) \propto a^{-\alpha} \quad (4.13)$$

$$\alpha = \begin{cases} -3.5 & \text{grandes grãos } (100\text{Å} < a < 2500\text{Å}) \\ -4.0 & \text{pequenos grãos } (10\text{Å} < a < 100\text{Å}). \end{cases}$$

A distribuição MNR original considera apenas o valor de α para os grandes grãos, sendo proposta para ajustar a extinção interestelar média. Nós consideramos que todos os grãos de silicatos são grandes, enquanto os grãos de grafite podem ser grandes ou pequenos.

Embora trataremos dos PAHs detalhadamente na próxima seção (Sec. 4.3), descreveremos aqui sua distribuição de tamanho. Como consideramos apenas moléculas pericondensadas, podemos descrever o raio do PAH em termos do número de átomos carbonos

de carbono, N_C , que compõe a molécula (ver Sec. 4.3). Desta forma, sua distribuição de tamanho assume a forma:

$$n(a) \equiv dn/dN_C \propto N_C^{-2.25}, \quad 24 \leq N_C \leq 486 \quad (4.14)$$

Assumimos que 80 % dos átomos de carbono estão alocados em grandes grãos de grafite, 10 % nos pequenos grãos e 10 % nos PAHs.

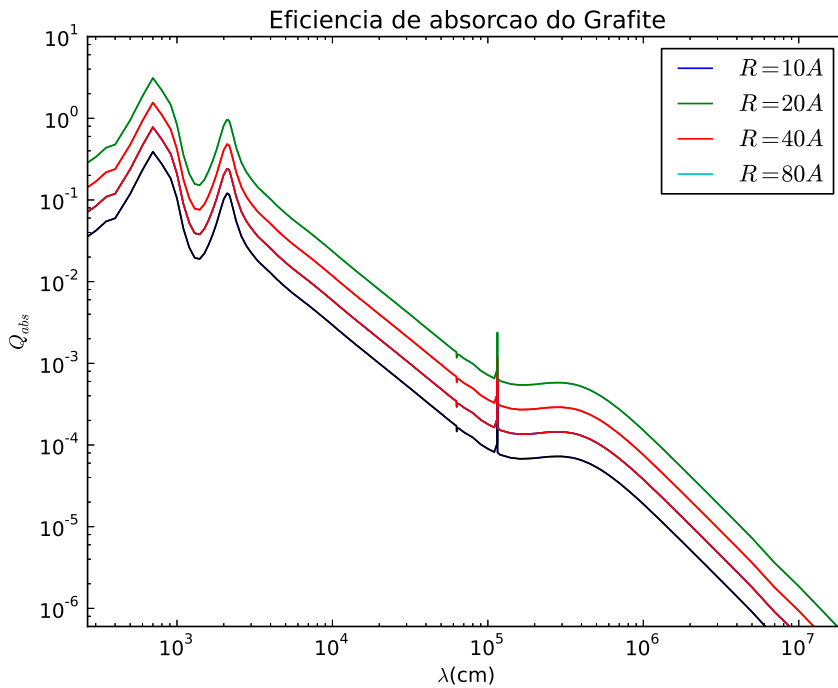


Figura 4.3: Eficiência de absorção dos grãos de grafite com raios 10, 20, 40 e 80 Å segundo o modelo de Draine e Lee (1984). Retirado de Barbosa-Santos (2015).

4.3 Os PAHs

Os PAHs constituem uma parte complexa do modelo óptico adotado e, por esse motivo, merecem uma seção própria. As principais características do modelo de PAH adotado serão descrita nesta seção.

4.3.1 Espécies de PAHs adotados

Tanto os pequenos grãos quanto os PAHs sofrem flutuações de temperatura no meio difuso (ver Sec. 4.3.4). Como o cômputo desse fenômeno é bastante custoso, optamos por

trabalhar com apenas oito espécies aromáticas, todas pericondensadas e planares, listadas na tabela 4.1.

Tabela 4.1 - Espécies de PAHs adotadas

Nome	Formula
<i>Coroneno</i>	$C_{24}H_{12}$
<i>Circum - Coroneno</i>	$C_{54}H_{18}$
<i>Circum²Coroneno</i>	$C_{96}H_{24}$
<i>Circum³Coroneno</i>	$C_{150}H_{30}$
<i>Circum⁴Coroneno</i>	$C_{216}H_{36}$
<i>Circum⁵Coroneno</i>	$C_{294}H_{42}$
<i>Circum⁶Coroneno</i>	$C_{384}H_{48}$
<i>Circum⁷Coroneno</i>	$C_{486}H_{54}$

Desta forma, os PAHs são aproximados neste trabalho como um disco de raio a_{PAH} , em Angstroms, cuja relação com o número de carbono, N_C , é dada pela Eq. 4.15. Aromáticos catacondensados são tanto mais difícil de descrever, visto que não possuem geometria bem definida, quanto são menos resilientes aos ambientes astrofísicos, pois ligações alifáticas e a estrutura menos compacta dos anéis aromáticos destas moléculas as tornam mais fáceis de serem fotodissociadas (Dwek et al., 1997).

$$a_{\text{PAH}} = 10 \sqrt{\frac{N_C}{120}} \text{ \AA} \quad (4.15)$$

O modelo de Dwek et al. (1997) para o tamanho dos PAHs não é o único disponível. Draine e Li (2001), por exemplo, aproximam os PAHs como esferas similares aos grão de grafite de mesmo N_C , de modo que a relação obtida por estes autores é $a_{\text{PAH}} = 1.286 N_C^{1/3} \text{ \AA}$.

Os raios calculados a partir da formulação de Draine e Li (2001) são sempre menores que os computados pelo modelo de Dwek et al. (1997). O Coroneno, por exemplo, possui um raio de 3.55 Å, segundo o modelo de Draine e Li (2001), e 4.47 Å, na formulação de Dwek et al. (1997).

4.3.2 Propriedades ópticas dos PAHs

Os aromáticos policíclicos são moléculas bastante complexas e isso se reflete em suas propriedades ópticas. O modelo que adotamos foi construído a partir dos trabalhos de Dwek et al. (1997) e Draine e Li (2001). Ao longo desta seção serão descritas as principais características da formulação por nós adotada.

A eficiência de absorção dos PAHs, $Q_{\text{PAH}}(a, \lambda)$, é computada seguindo Dwek et al. (1997), tendo a seguinte forma:

$$Q_{\text{PAH}}(a, \lambda) = \frac{\sigma_{\text{PAH}}(\lambda)}{\pi a_{\text{PAH}}^2}. \quad (4.16)$$

Na Eq. 4.16, $\sigma_{\text{PAH}}(\lambda)$ representa a seção de choque de absorção do PAH e a seu raio. Para ilustrar nosso modelo, disponibilizamos na figura 4.4, os valores de $Q_{\text{PAH}}(a, \lambda)$ referentes ao coroneno e ao aglomerado de PAH adotados neste trabalho. Ao longo desta seção será brevemente descrito o modelo de $\sigma_{\text{PAH}}(\lambda)$ adotado.

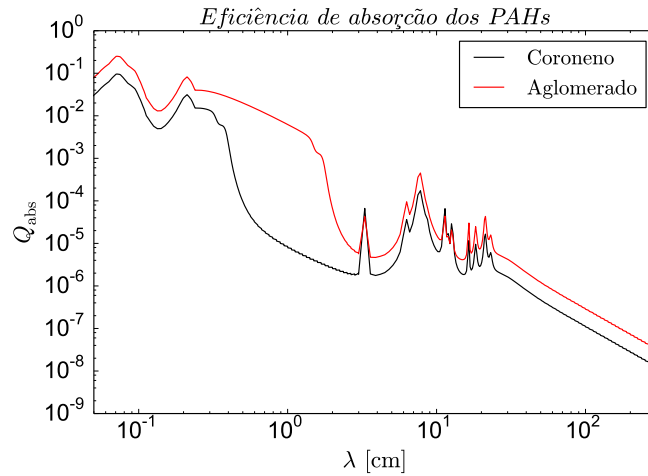


Figura 4.4: Modelo da eficiência de absorção do coroneno e do aglomerado de PAH, ambos neutros, adotado neste trabalho.

Consideramos a seção de choque dos PAHs como descrita por Dwek et al. (1997, Eq. 4.17), sendo descrita pela superposição da seção de choque do UV e visível, $\sigma_{\text{UV-visual}}(\lambda)$, do contínuo do IR, $\sigma_{\text{IRc}}(\lambda)$, e das *features* aromáticas, $\sigma_{\text{IRI}}(\lambda)$.

$$\sigma_{\text{PAH}}(\lambda) = \sigma_{\text{UV-visual}}(\lambda) + \sigma_{\text{IRc}}(\lambda) + \sigma_{\text{IRI}}(\lambda) \quad (4.17)$$

Consideramos $\sigma_{\text{UV-visual}}(\lambda)$ como descrito por Dwek et al. (1997) cuja forma é:

$$\sigma_{\text{UV-visual}}(\lambda) = 10^{-18} N_C [p_1 f_v(x) + f_u(x)] C \left(\frac{x}{x_c} \right) \text{ cm}^2. \quad (4.18)$$

Em Eq. 4.18, x é o número de onda medido em μm^{-1} ($x \equiv \lambda(\mu\text{m})^{-1}$), $x_c \equiv 12.5/a_{\text{PAH}}(\text{\AA})$, $p_1 = 4.0$ e $p_2 = 1.1$. As funções $f_v(x)$, $f_u(x)$ e $C \left(\frac{x}{x_c} \right)$ são descritas por:

$$f_u(x) = \begin{cases} (x - 5.9)^2 (0.1x + 0.41) & \text{se } x \geq 5.9 \mu\text{m}^{-1}, \\ 0 & \text{se } x < 5.9 \mu\text{m}^{-1} \end{cases}$$

$$f_v(x) = \begin{cases} 1.0 & \text{se } x \geq x_l \equiv 4 \mu\text{m}^{-1}, \\ x^2 (3x_l - 2x)/x_l^3 & \text{se } x < x_l \end{cases}$$

$$C(y \equiv x/x_c) = \pi^{-1} \arctan(10^3 (y - 1)^3/y) + 0.5$$

A formulação de Dwek et al. (1997) para $\sigma_{\text{UV-visual}}(\lambda)$ diverge para pequenos comprimentos de onda, ou, mais especificamente, na região do UV extremo e dos raios-X moles. Por esse motivo adotamos a correção sugerida por Bakes et al. (2001) para esta região, sendo dada por:

$$\sigma_{\text{abs}}(\nu) = 2.16 \times 10^{-17} N_C Q_{0.003 \mu\text{m}}(\nu) \text{ cm}^2, \quad (4.19)$$

onde $Q_{0.003a, \mu\text{m}}(\nu)$ representa a eficiência de absorção de um grão de grafite com raio $a = 0.003 \mu\text{m}$ como calculado por Draine e Lee (1984).

A correção de Bakes et al. (2001) se justifica pois, nas condições de validade do espalhamento Rayleigh, os grãos muito pequenos de grafite e os PAHs possuem comportamentos similares devido ao domínio das ligações π (Verstraete et al., 1990) em ambos os compostos.

A seção de choque tanto para o contínuo IR quanto para as *features* aromáticas seguem Draine e Li (2001).

O contínuo IR é modelado considerando-se que a opacidade de um PAH corresponde a uma fração da opacidade de um grão de grafite de mesmo número de carbono. A formulação de σ_{IRc} é expressa pela Eq. 4.20, onde q_{grao} representa a fração da opacidade e $Q_{\text{grafite}}(a_0, \lambda)$ representa a eficiência de absorção de um grão de grafite de raio a_0 .

$$\sigma_{\text{IRc}} = q_{\text{grao}} \times a_{\text{PAH}}^2 Q_{\text{grafite}}(a_0, \lambda), \quad (4.20)$$

A partir de observações da banda de $3.3\mu\text{m}$ na Barra de Órion, *Red Rectangle* e NGC 1333, estima-se um valor de $q_{\text{grão}} \approx 0.1$ para a fração da opacidade. Já para a eficiência de absorção, foi assumido um valor correspondente a um grão de grafite com raio $a_0 = 1.0\text{Å}$, valor correspondente ao raio de um PAH com 120 carbonos (ver Eq. 4.15).

Draine e Li (2001) considera que a seção de choque das *features* aromáticas são descritas a partir do perfil de Drude, $S_j(\lambda)$, obedecendo a seguinte relação:

$$\frac{\sigma_{\text{IRI}}}{N_C} = 34.58 \times 10^{-18-3.431/x} \times C \left(\frac{x}{x_C} \right) + \sum_{j=3}^{14} S_j(\lambda) \quad \text{cm}^2/C \quad x < 3.3. \quad (4.21)$$

Em Eq. 4.21, x , x_C e $C \left(\frac{x}{x_C} \right)$ representam as mesmas quantidades apresentadas na Eq. 4.18. O índice j é referente a cada linha centrada em cada λ_j , enquanto onde γ_j representa o fator de alargamento da mesma linha. A função $S_j(\lambda)$ representa o perfil de Drude, sendo descrito por:

$$S_j(\lambda) \equiv \frac{2}{\pi} \frac{\gamma_j \lambda_j \sigma_{\text{int},j}}{(\lambda/\lambda_j - \lambda_j/\lambda)^2 + \gamma_j^2} \quad (4.22)$$

Por fim, $\sigma_{\text{int},j}$, em Eq. 4.22, representa a seção de choque integrada sobre todo espectro eletromagnético e é dada por:

$$\sigma_{\text{int},j} \equiv \int S_j(\lambda) d\lambda^{-1} = \frac{2}{\pi} S_j(\lambda) \gamma_j \lambda_j^{-1}. \quad (4.23)$$

Disponibilizamos na tabela 4.2 os valores de λ_j , γ_j e $\sigma_{\text{int},j}$ adotados neste trabalho. A Tab 4.2 também é retirada de Draine e Li (2001) e distingue os valores de γ_j e $\sigma_{\text{int},j}$ PAHs neutros e ionizados (a carga dos PAHs será discutida em Sec. 4.3.3). Os fatores E_{λ_j} foram introduzidos para melhorar entre o modelo e os dados observacionais, sendo adotado $E_{6.2} = 3$ e $E_{7.7} = E_{8.6} = 2$.

Tabela 4.2 - *Features* PAHs. Retirada de Barbosa-Santos (2015)

j	λ_j (μm)	λ_j^{-1} (cm^{-1})	γ_j	FWHM		$\sigma_{\text{int},j} \equiv \int S_j(\lambda) d\lambda^{-1}$	
				$\gamma_j \lambda_j$ (μm)	$\gamma_j \lambda_j^{-1}$ (cm^{-1})	neutro ($10^{-20} \text{cm}^2/C$)	ionizado ($10^{-20} \text{cm}^2/C$)
1	0.0722	18500	0.195	0.141	27000	7.97×10^7	7.97×10^7
2	0.2175	46000	0.217	0.473	1000	1.23×10^7	1.23×10^7
...							

Tabela 4.2 - Continuação

j	λ_j (μm)	λ_j^{-1} (cm^{-1})	γ_j	$\gamma_j \lambda_j$ (μm)	$\gamma_j \lambda_j^{-1}$ (cm^{-1})	neutro ($10^{-20} \text{cm}/C$)	ionizado ($10^{-20} \text{cm}/C$)
3	3.3	3030	0.012	0.04	37	$197 \times H/C$	$44.7 \times H/C$
4 ^a	6.2	1161	0.047	0.20	52	$19.6 \times E_{6.2}$	$157 \times E_{6.2}$
5 ^a	7.7	1300	0.091	0.70	118	$60.9 \times E_{7.7}$	$548 \times E_{7.7}$
6 ^a	8.6	1161	0.047	0.40	54	$34.7 \times E_{8.6} \times H/C$	$242 \times E_{8.6} \times H/C$
7 ^b	11.3	886	0.018	0.20	16	$427 \times (1/3)H/C$	$400 \times (1/3)H/C$
8 ^b	11.9	840	0.025	0.30	21	$72.7 \times (1/3)H/C$	$61.4 \times (1/3)H/C$
9 ^b	12.7	787	0.024	0.30	19	$167 \times (1/3)H/C$	$149 \times (1/3)H/C$
10 ^c	16.4	610	0.010	0.16	6	5.52	5.52
11 ^d	18.3	546	0.036	0.66	20	6.04	6.04
12 ^d	21.2	472	0.038	0.81	18	10.8	10.8
13 ^d	23.1	433	0.046	1.07	20	2.78	2.78
14 ^e	26.0	385	0.69	18.0	266	15.2	15.2

^a O valor de laboratório é $E_{6.2} = E_{7.7} = E_{8.6} = 1$, porém para ajustar o ISM difuso adota-se $E_{6.2} = 3$, $E_{7.7} = 2$, e $E_{8.6} = 2$

^b Para os modos *out-of-plane bending* da ligação C-H. O fator 1/3 é devido à suposição de que os PAHs possuem iguais números de H solo, duet e trio para as unidades de CH adjacentes

^c Largura de banda de Moutou et al. (2000)

^d Largura de banda de Moutou et al. (1996)

^e Seguindo Moutou et al. (1996), para reproduzir o fraco contínuo para $\lambda > 14\mu\text{m}$.

Também foi adota a função $\text{cutoff}(\lambda, \lambda_c)$ de Desert et al. (1990), senda expressa como:

$$\text{cutoff}(\lambda, \lambda_c) = \frac{1}{\pi} \arctan \left(\frac{10^3 (y - 1)^3}{y} \right) + \frac{1}{2}, y = \lambda_c/\lambda. \quad (4.24)$$

O fator λ_c representa o comprimento de corte e é obtido pela seguinte equação de Salama et al. (1996):

$$\left[\frac{\lambda_c}{\mu\text{m}} \right] = \begin{cases} 1/(3.80M^{-0.5} + 1.052); & \text{para PAHs neutros,} \\ 1/(2.282M^{-0.5} + 0.889); & \text{para PAHs cátions,} \end{cases} \quad (4.25)$$

onde M representa número de anéis de benzeno que forma a molécula. Adotamos $M = 0.4 N_C$, quando $N_C > 40$, e $M = 0.3 N_C$ para $N_C < 40$.

4.3.3 Ionização

O estado de ionização dos PAHs influencia profundamente a forma das *features* aromáticas, como pode ser notado na Tab. 4.2. Considerar a ionização dos PAHs não é uma tarefa

simples, visto que ela deve variar conforme o ambiente e que é sensível à diversos processos que ocorrem no ISM.

Os PAHs podem ser ionizados por efeito fotoelétrico (Allamandola et al., 1985; Van der Zwet e Allamandola, 1985; Lepp e Dalgarno, 1988; Bakes e Tielens, 1994). Porém, eles também capturam elétrons colisionalmente (Draine e Sutin, 1987), de forma que a carga do PAH dependerá do balanço entre os processos.

Segundo Weingartner e Draine (2001), os cátions de PAHs devem dominar sobre os ânions nos ambientes astrofísicos. Enquanto Cecchi-Pestellini et al. (2008), ao estudar a curva de extinção no ultravioleta da Galáxia, favorecem os ânions ao invés dos cátions no ISM. Já Bauschlicher Jr et al. (2009) conclui que ânions, cátions e PAHs neutros devem habitar o ISM aproximadamente na mesma proporção.

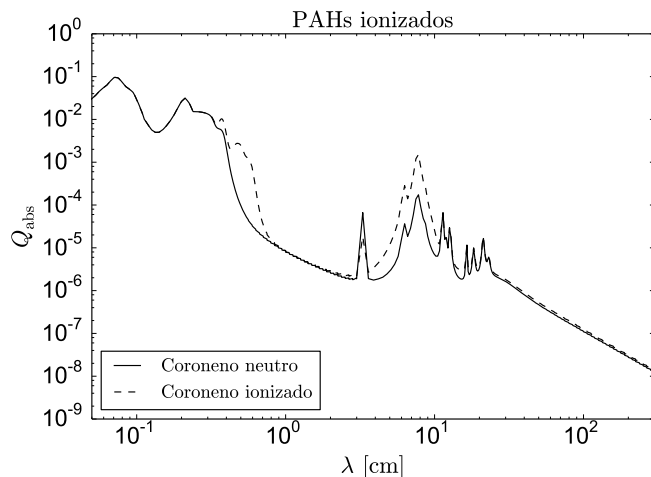


Figura 4.5: Comparação entre a eficiência de absorção do coroneno neutro e ionizado.

Apesar da discussão sobre a ionização dos PAHs, serão adotadas apenas espécies aromáticas catiônicas e neutras neste trabalho, sendo referidas como PAHs ionizados. Esta escolha se justifica pelo pouco trabalho teórico disponível sobre PAHs aniônicos na literatura.

O estado de ionização dos compostos aromáticos afeta as *features* provenientes da ligação C-H *out-of-plane-bending* (tais como as *features* centradas em $3.3\ \mu\text{m}$, $8.6\ \mu\text{m}$ e a $11.3\ \mu\text{m}$), diminuindo sua altura. Já as *features* provenientes da ligação C-C ($6.2\ \mu\text{m}$ e $7.7\ \mu\text{m}$) são pouco alteradas pela ionização dos PAHs.

Muito embora a intensidade das *features* aromáticas dependa também do número de

átomos de carbono presentes na molécula, Draine e Li (2001) concluem que a razão entre as *features* centradas em $7.7 \mu\text{m}$ e $11.3 \mu\text{m}$ é cerca de 10 vezes mais dependente da ionização do PAH do que de seu tamanho. Desta forma, a razão dessas *features* pode fornecer informações valiosas sobre o campo de radiação que incide sobre a molécula, a densidade eletrônica do ambiente e a temperatura do gás em que o PAH está imerso.

A diferença entre Q_{abs} referente às *features* catiônicas (iônicas) e neutras são ilustradas na figura 4.5. Nota-se, na Fig. 4.5, que os PAHs neutros dominam Q_{abs} na região entre $10 \mu\text{m}$ e $13 \mu\text{m}$ enquanto os ionizados dominam entre $6 \mu\text{m}$ e $9 \mu\text{m}$.

4.3.4 Flutuações de temperatura

Tanto os pequenos grãos quanto os PAHs interagem com fótons UV individuais, de forma a gerar, para essas espécies, uma distribuição de temperatura em torno da temperatura de equilíbrio radiativo. Considerar essa distribuição é fundamental para reproduzir o NIR em objetos de alta SFR e AGNs. Aqui utilizaremos o formalismo como adotado em Guimaraes (2006).

Considerando que um grão de raio a , sua taxa de absorção de fótons por segundo, r_{abs} , obedece a seguinte relação:

$$r_{\text{abs}} = \int_0^{13.6 \text{ eV}} \pi a^2 Q_{\text{abs}}(E) dE, \quad (4.26)$$

onde $n(E)$ representa a intensidade média d fótons com energia E e Q_{abs} . O tempo característico da absorção de fótons, τ_{abs} , é estimado como o inverso de r_{abs} , ou seja:

$$\tau_{\text{abs}} = \frac{1}{r_{\text{abs}}}. \quad (4.27)$$

Como o tempo médio de difusão de temperatura é geralmente muito maior que τ_{abs} para o grão, pode-se assumir que sua temperatura seja bem definida durante todo o tempo.

A diferença de energia entre o fóton absorvido (UV) e o fóton emitido (IR) torna a curva de resfriamento “suave” (exceto para pequenas temperaturas). Desta forma, pode-se descrever a curva de resfriamento do grão a partir do sistema de equações 4.28, com H representando sua entalpia, T sua temperatura, $C(T)$ sua capacidade térmica e t o tempo.

$$\begin{aligned}\frac{dH}{dt} &= \frac{dH}{dT} \frac{dT}{dt} \\ \frac{dT}{dt} &= \frac{dH/dt}{dH/dT} \\ \frac{dH}{dt} &= C(T)\end{aligned}\tag{4.28}$$

Após absorver um fóton, o grão irá re-emitir a energia com uma potência descrita por:

$$\frac{dH}{dt} = 4\pi a^2 \int_0^\infty \pi Q_{\text{IR}} B_\lambda(T) d\lambda\tag{4.29}$$

onde Q_{IR} é a eficiência de emissão do grão no IR. Acoplando as equações 4.28 e 4.29 obtém-se sua curva de resfriamento, cuja forma é:

$$\frac{dT}{dt} = \frac{4\pi a^2}{C(T)} \int_0^\infty \pi Q_{\text{IR}} B_\lambda(T) d\lambda.\tag{4.30}$$

Considerando que a absorção e o resfriamento do grão sejam descritas por uma distribuição de Poisson em torno de τ_{abs} , a distribuição do tempo de resfriamento, $P(\tau)$, onde τ é o tempo de resfriamento, é dada por:

$$P(\tau) = \frac{1}{\tau_{\text{abs}}} \exp\left(-\frac{\tau}{\tau_{\text{abs}}}\right).\tag{4.31}$$

A probabilidade de um grão resfriar até uma temperatura T é obtida integrando Eq. 4.31 do mínimo tempo despendido para que o grão esfrie de uma temperatura T_0 até T , $\tau_{\text{min}(T)}$ até o infinito, ou seja:

$$P(T) = \int_{\tau_{\text{min}(T)}}^\infty P(\tau) d\tau = \frac{1}{\tau_{\text{abs}}} \exp\left(-\frac{\tau_{\text{min}(T)}}{\tau_{\text{abs}}}\right).\tag{4.32}$$

Já $\tau_{\text{min}(T)}$ é computado por:

$$\tau_{\text{min}(T)} = \int_{T_0}^T \frac{dT}{dT/dt}.\tag{4.33}$$

A energia do fóton absorvido é igual ao calor emitido pelo grão, ou seja:

$$\int_{T_1}^{T_0} C(T) dT = E\tag{4.34}$$

onde T_1 é a temperatura mínima que o grão pode alcançar. Seguindo Dwek (1986), assumimos para T_1 a mesma temperatura da radiação cósmica de fundo ($T_1 = 2.73$ K).

Para $T_1 < T < T_0(E)$, o tempo dispendido pelo grão com uma temperatura entre T e $T + dT$ é descrito pelas equações:

$$G_E(T)dT = \frac{dt}{\tau_{abs}} P_t(T) \quad (4.35)$$

$$G_E(T) = \frac{1}{\tau_{abs}(dT/dt)} \exp\left(-\frac{\tau_{min}(T)}{\tau_{abs}}\right).$$

Por fim, ponderando Eq. 4.35 pela densidade de fótons obtém-se a distribuição de temperatura para os pequenos grãos, cuja forma é:

$$G(T) = \tau_{abs} \int_0^{13.6eV} G_E(T) \pi a^2 Q_{abs}(E) n_p(E) dE. \quad (4.36)$$

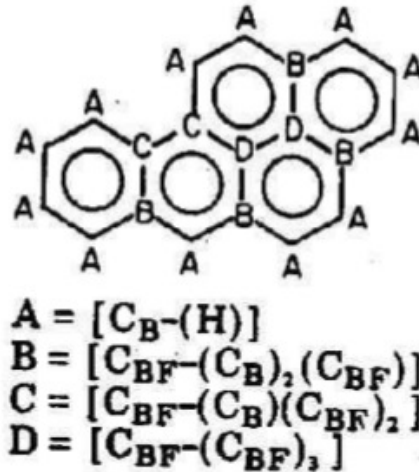


Figura 4.6: Identificação dos carbonos para o método aditivo. O Benzo[a]pireno é formado por 12 carbonos pertencentes ao grupo A, 4 pertencentes ao grupo B, 2 ao grupo C e 2 ao grupo D. Retirado de Stein et al. (1977).

A capacidade térmica dos pequenos grãos de grafite, C_{graf} , é computada seguindo Markelov et al. (1973), sendo válida entre 10 K e 2000 K. Temos, então:

$$C_{graf} = 2.2 \times 10^7 \sum_{n=3}^5 a_n T^n / \sum_{n=0}^5 b_n T^n. \quad (4.37)$$

Os coeficientes a_n e b_n possuem os seguintes valores:

$$[a_3, a_4, a_5] = [0.10273, 4.4354 \times 10^{-2}, 2.21224 \times 10^{-4}]$$

$$[b_0, b_1, b_2, b_3, b_4, b_5] = [1.0003 \times 10^{-12}, 3.6909 \times 10^4, 1129.71, 30.442, 1.2888 \times 10^{-2}, 10^{-4}].$$

Já para os PAHs, a capacidade térmica, C_{PAH} , foi computada utilizando o método aditivo de Stein et al. (1977). Desta forma, considera-se que C_{PAH} depende da forma com que cada átomo de carbono está ligado, sendo A , B , C e D) os diferentes tipos de ligação. A figura 4.6 ilustra os diferentes tipos de ligação.

Seja N_C é o número total de carbono, N_A , N_B , N_C^* e N_D o número de carbonos pertencentes aos grupos A , B , C e D , respectivamente, $C_A(T)$, $C_B(T)$, $C_C(T)$ e $C_D(T)$ a contribuição de cada grupo para a capacidade térmica do PAH e f_H o grau de hidrogenação da molécula, temos que:

$$C_{\text{PAH}} = f_H N_A C_A(T) + N_B C_B(T) + N_C^* C_C(T) + N_D C_D(T). \quad (4.38)$$

O parâmetro f_H varia entre 0, caso o PAH esteja completamente de-hidrogenado, e 1, caso ele esteja completamente hidrogenado.

Assumindo apenas PAHs completamente hidrogenado, o número de átomos de hidrogênio, N_H , é igual a N_A , e é estimado por $N_H = \sqrt{6N_C}$ (Omont, 1986). Stein et al. (1977) considera ainda $C_C = C_B$, de forma que a Eq. 4.38 se torna:

$$C_{\text{PAH}} = N_C \left(\sqrt{\frac{6}{N_C}} (C_A + C_B - 2C_D) + \frac{6}{N_C} (C_D - C_B) + C_D \right) \quad (4.39)$$

Esta formulação de C_{PAH} é válida entre 300 K e 3000 K, sendo baseada em Stein (1978) e Stein e Fahr (1985). Guimaraes (2006) ajusta o seguinte polinômio para Eq. 4.39:

$$C_{\text{PAH}} = N_H \sum_{n=0}^6 a_n T^n + N_C \sum_{n=0}^6 b_n T^n + \sum_{n=0}^6 c_n T^n, \quad (4.40)$$

cujos coeficientes são:

¹ O asterisco foi adicionado em N_C para evitar confusão entre o número de átomos de carbono pertencentes ao grupo C e número total de átomos de carbono.

$$\begin{aligned}
[a_n] &= [27.8408, -0.11373, 2.2903 \times 10^{-4}, -2.02263 \times 10^{-7}, 9.27398 \times 10^{-11}, \\
&\quad -2.15391 \times 10^{-14}, 2.00033 \times 10^{-18}] \\
[b_n] &= [-18.64024, 0.1362, -1.92486 \times 10^{-4}, 1.47558 \times 10^{-7}, -6.30645 \times 10^{-11}, \\
&\quad 1.40855 \times 10^{-14}, -1.27792 \times 10^{-18}] \\
[c_n] &= [-115.142, 0.50166, -8.67177 \times 10^{-4}, 7.35562 \times 10^{-7}, -3.32388 \times 10^{-10}, \\
&\quad 7.66823 \times 10^{-14}, -7.09378 \times 10^{-18}].
\end{aligned}$$

Quando N_C se torna suficientemente grande, as propriedades dos PAHs convergem para as do grafite. Deste modo, C_{PAH} converge para C_{graf} , quando a molécula é muito grande. Por esse motivo, Dwek et al. (1997) propõe que se aproxime C_{PAH} por C_{graf} para $T < 300K$, quando o método aditivo falha.

Adotando a aproximação de Dwek et al. (1997) e ponderando de modo a obter uma curva suave, obtém-se, para $T < 2000$ K:

$$\log_{10}(C_{PAH}/N_c) = -21.26 + 3.1688 \log_{10} T - 0.401894(\log_{10} T)^2 \quad (4.41)$$

Mostramos na figura 4.7 um exemplo das flutuações de temperatura dos pequenos grãos e PAHs. Na figura, nota-se que espécies menores apresentam distribuição de temperatura mais larga.

4.4 Distribuição Espacial da Poeira

O ISM é um ambiente bastante rico e diverso, sendo, por isso, de difícil modelagem. Neste trabalho adotamos um modelo simples com apenas duas componentes: o meio difuso e as nuvens moleculares. Os fótons estelares são processados tanto no meio difuso quanto no interior das MCs seguindo a equação do transporte radiativo:

$$\mu \frac{dI_\lambda}{d\tau_\lambda} = S_\lambda - I_\lambda + \gamma_\lambda J_\lambda \quad (4.42)$$

onde $\mu = \cos \theta$ e θ é o ângulo entre a direção de propagação do feixe e a normal do objeto, τ_λ é a profundidade óptica do meio, I_λ a intensidade do campo, S_λ é a função fonte (Eq. 4.43), γ_λ é o albedo (Eq. 4.44) e J_λ a intensidade média do campo de radiação.

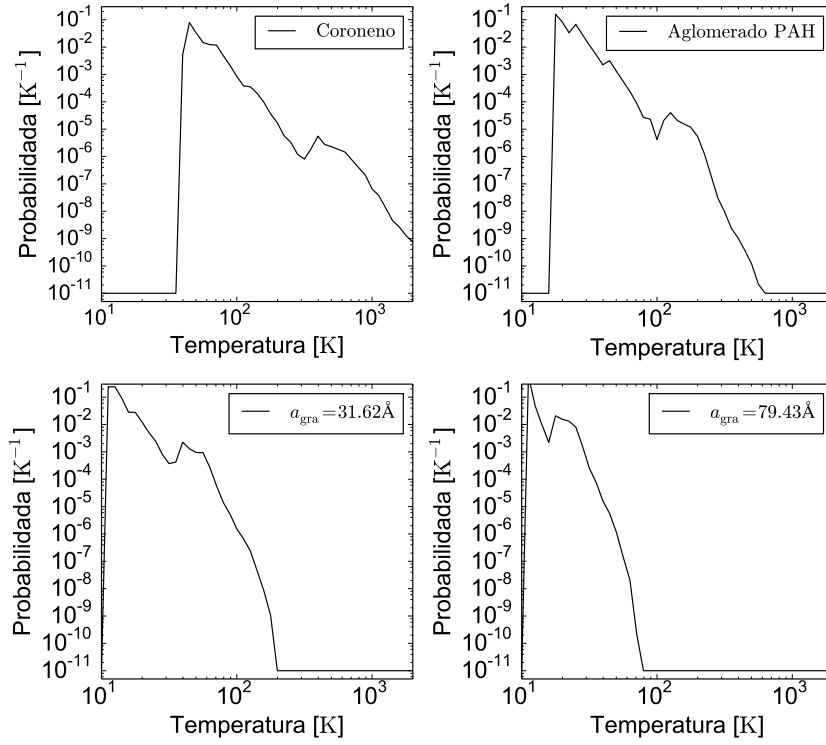


Figura 4.7: Flutuações de temperatura de pequenos grãos em uma galáxia de 0.3 Gyr e a um raio de 1.43 kpc. No painel superior direito são mostradas as flutuações de temperatura do coroneno, no superior esquerdo, do aglomerado de PAH ($C_{486}H_{54}$), no inferior esquerdo, dos grãos de grafite com raio 31.62Å e no inferior direito, dos grãos de grafite com raio 79.43Å .

$$S_\lambda = \frac{j_\lambda}{k_\lambda + \sigma_\lambda} \quad (4.43)$$

$$\gamma_\lambda = \frac{\sigma_\lambda}{k_\lambda + \sigma_\lambda} \quad (4.44)$$

Nas Eq. 4.43 e 4.44, j_λ representa a emissividade por unidade de volume, σ_λ a secção de choque para espalhamento e k_λ a absorvência.

4.4.1 Extinção no Meio Interestelar: Modelo de Multitelas

Calzetti et al. (1994) discutem diversas maneiras de se modelar a distribuição espacial de gás e poeira nas galáxias, considerando que cada maneira se adéqua a um tipo de objeto que se deseja representar e investigações que se planeja seguir. Na figura 4.8 estão ilustrados os principais modelos destes autores, considerando desde distribuições em *clumps* cuja poeira se concentra em pontos pequenos até mistura homogênea de gás e poeira,

considerando também a posição também a posição em que a poeira se encontra em relação a fonte estelar.

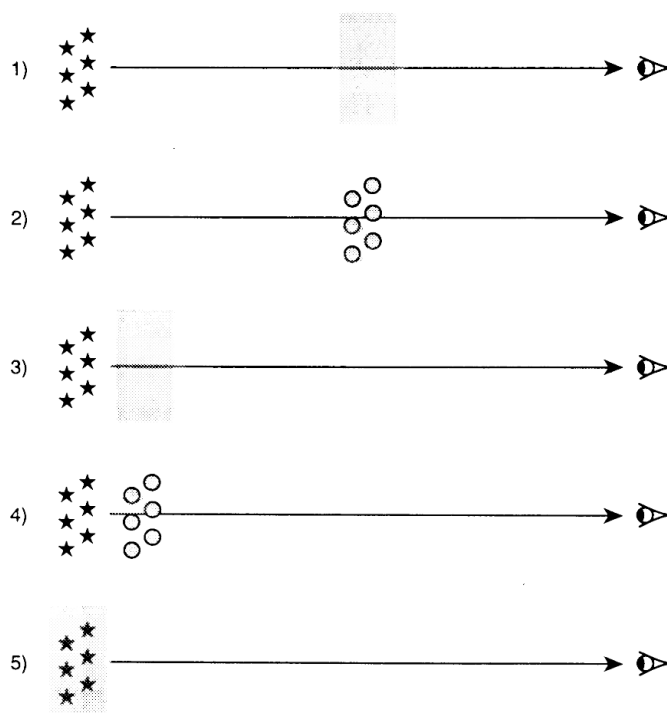


Figura 4.8: Esboço de diferentes modelos de distribuição espacial da poeira. caso 1) tela de poeira uniforme; 2) tela *clumpy*; 3) placa de espalhamento uniforme; 4) placa de espalhamento *clumpy* e 5) poeira interna. Retirado de Calzetti et al. (1994).

A escolha do melhor modelo depende do tipo de objeto que se estuda e da finalidade do estudo. Calzetti (1998) discute a constituição da poeira em SBs, onde as ondas de choques, campo de radiação duro (embora muito menos que AGNs) e ventos das estrelas massivas e dos restos de SNe podem destruir tanto destruir a poeira quanto gerar *outflows*.

Considerando que a poeira deve estar majoritariamente localizada nos arredores da região de formação estelar, mas ainda dentro da galáxia, adotamos o modelo de tela (número 1) da Fig. 4.8. Foram consideradas sete telas concêntricas (ver Guimaraes, 2006; Barbosa-Santos, 2015, para maiores detalhes).

4.4.2 Modelo de Nuvens Moleculares

As MCs são a parcela mais densa e com mais alta concentração de poeira do ISM. São também o berçário das estrelas, e, portanto, sua posição segue a mesma dos objetos jovens (Equação 3.8). São objetos extensos e de geometria variada, contendo, ainda,

diversas subestruturas com propriedades físicas distintas. As MCs podem também formar estruturas maiores chamadas GMCs. Adotamos a formulação expressa em Guimaraes (2006); Barbosa-Santos (2015) para modelar as MCs. Nosso modelo para o ISM é adaptado de Silva et al. (1998b) e está sistematizado na figura 4.9.

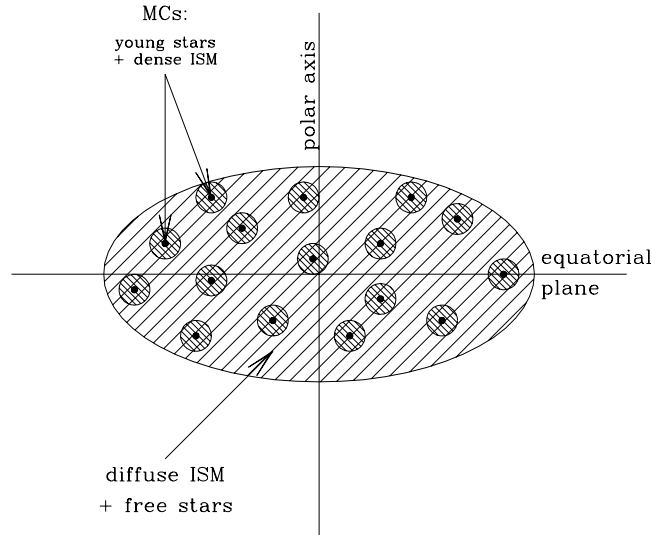


Figura 4.9: Esquema do modelo de distribuição de poeira. Círculos vermelhos representam as MC, meio denso onde nascem as estrelas, a elipse azul representa o meio rarefeito difuso. Retirado de Silva et al. (1998b)

A emissividade por unidade de volume, j_λ , é assumida como a soma da emissividade estelar (j_λ^*) mais a soma das duas componentes do ISM: o meio difuso, j_λ^d , e MCs, j_λ^{mc} , sendo expressa por:

$$j_\lambda = j_\lambda^* + j_\lambda^d + j_\lambda^{mc} \quad (4.45)$$

Devido a alta opacidade do gás molecular e da poeira, as GMCs são frequentemente invisíveis na região do visível e do UV, mesmo contendo estrelas recém-nascidas e quentes em seu interior. A poeira processa a luz estelar e reemitem no IR.

A radiação ionizante (UV e raios-X), os fortes ventos estelares e choques de SNe gerados por estrelas jovens destroem a nuvem de dentro para fora em uma escala de tempo similar à vida das estrelas massivas (~ 10 Myr). Definimos a escala de tempo característica para

que a nuvem comece a ser desfeita, t_{mc} , como $t_{mc} = 50$ Myr. A fração de fótons que interage com a GMC é descrita por:

$$f = \begin{cases} 1 & \text{se } t \leq t_{mc}/2, \\ 2(1 - t/t_{mc}) & \text{se } t_{mc}/2 < t < t_{mc}, \\ 0 & \text{se } t > t_{mc}. \end{cases} \quad (4.46)$$

Cada MC é considerada como uma casca esférica, centrada nas estrelas recém-nascidas, cujo raio inferior é denotado por r_{sub} e o exterior por r_{mc} . O valor de r_{sub} é escolhido de forma a se evitar regiões muito quentes próximo à estrela para melhor ajustar a emissão no FIR. Seguindo Silva et al. (1998a), consideramos artificialmente que os grãos sublimam em $T_{sub} \sim 500$ K (e que esta é a temperatura em r_{sub}), mantendo a temperatura média da nuvem em torno de ~ 50 K. Consideramos um modelo em que todas as nuvens moleculares possuem massa $M_{mc} = 10^6 M_{\odot}$, raio $r_{mc} = 15$ kpc e $t_{mc} = 50$ Myr.

A massa total de gás molecular alocada em GMCs, $M_{g,mc}(r, t)$, em uma posição r e instante $t < t_{mc}$, é assumida proporcional à massa total de estrelas jovens, $M_{yo}(r, t)$. O fator de proporcionalidade é assumido constante e igual a 1, ou seja, $\eta_{yo} = M_{g,mc}(r, t)/M_{yo}(r, t) = 1$. O número de MCs em cada zona galáctica é dado por $N_{mc}(r, t) = M_{g,mc}(r, t)/M_{mc}$ e a fração de massa do gás alocada em MCs é $f_{mc} = M_{g,mc}(r, t)/M_{gas}(r, t)$.

Análise

Neste trabalho, foram computados quarenta modelos quimiodinâmicos de evolução galáctica e o resultado das simulações foram comparados com dados disponíveis na literatura. As simulações cobrem o intervalo de massa entre $M_{G,0} = 7.5 \times 10^7$ e $2 \times 10^{12} M_{\odot}$, sendo simulados cinco diferentes valores. A eficiência de formação estelar cobre o intervalo entre 0.1 e 10 Gyr^{-1} , sendo adotados quatro valores. A eficiência de produção de poeira, parametrizada por Δ_A , foi computada como caso A e B, respectivamente, sendo o primeiro igual a D98 e o segundo uma formulação com baixa eficiência.

Para investigar o impacto que cada variável gera na evolução galáctica os diferentes parâmetros utilizados foram combinados entre si de todas as maneiras possíveis, somando quarenta simulações de evolução galáctica. Os parâmetros adotados estão disponíveis nas Secs. 3.1.5 e 3.2, porém também os destacamos no Apêndice A. Estes resultados são baseados em Barbosa-Santos et al. (2020).

Também foi computada a SED para oito modelos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, adotando dois valores para ν_0 , 0.1 Gyr^{-1} e 10.0 Gyr^{-1} , considerando também ambos os Casos de produção de poeira e as *features* de PAHs neutros e ionizados.

Embora estes resultados sejam ainda preliminares, julgamos que eles podem complementar nossas investigações além de trazer importantes contribuições para o problema que nos propomos a investigar.

Nos deteremos a analisar a contribuição de ν_0 e Δ_A para a evolução da SED resultante de nossos modelos. Também ofereceremos uma breve discussão sobre o uso das *features* aromáticas como indicadoras da evolução galáctica e seu possível uso como diagnóstico de formação estelar e de produção de poeira.

Neste capítulo serão discutidos os principais resultados das simulações juntamente com

suas implicações para a teoria de formação e evolução de galáxias. Mas, primeiramente, será discutido brevemente os dados disponíveis na literatura com os quais nossas simulações foram comparadas.

5.1 Dados observacionais

A fim de comparar os resultados de nossas simulações, foi coletada uma amostra de dados observacionais a partir de trabalhos já publicados. Foram selecionados trabalhos que contivessem estimativas de grandezas como M_{Dust} , M_* , M_{Gas} e SFR, cobrindo um amplo intervalo de massa estelar, tipo morfológico e de *redshift*. Os dados observacionais foram comparados às simulações sempre que possível.

Nesta seção serão brevemente descritas as principais características dos dados coletados, dividindo nossa amostra em baixo e alto- z .

5.1.1 Amostra de baixo *redshift*

De Rémy-Ruyer et al. (2014) foram utilizadas M_{Dust} e M_{Gas} estimadas para galáxias pertencentes aos catálogos provenientes do KINGFISH *survey* (Kennicutt et al., 2011) e do *Dwarf Galaxy Survey* (DGS Madden et al., 2014), além de uma amostra formada por galáxias selecionadas presentes em Galametz et al. (2011), chamada G11. Esses catálogos são compostos por galáxias em baixo *redshift* e diversos tipos morfológicos. O traçador de metalicidade $\log(\text{O}/\text{H}) + 12$ cobre um intervalo de 2 dex para esta amostra, indicando a presença de objetos em diversas fases evolutivas. De Rémy-Ruyer et al. (2015) foram utilizadas M_* e SFR para os catálogos KINGFISH e DGS.

De Lianou et al. (2016) foi adotada uma amostrada composta por galáxias elípticas. As quantidades M_* , SFR e M_{Dust} foram estimadas utilizando os códigos MAGPHYS (da Cunha et al., 2008) e PCIGALE (v0.9.0) (Burgarella et al., 2005; Noll et al., 2009; Rohlyly et al., 2014), a partir de ajustes de modelos de SED a dados contidos no *Herschel Reference Survey* (Boselli et al., 2010). O código MAGPHYS adota apenas *templates* de SEDs estelares, enquanto o PCIGALE inclui também *templates* de AGNs em seus ajustes. Como esta contribuição pode ser significativa, nós optamos por incluir ambas as amostras em nossa análise.

A amostra obtida em De Vis et al. (2016), é baseada no catálogo *Herschel-ATLAS*

Phase-1 Limited-Extent Spatial Survey (Clark et al., 2015), sendo utilizados dados sobre galáxias com alta fração de gás ($> 80\%$). As galáxias que pertencem a esta amostra estão contidas em um volume limitado por $0.0035 < z < 0.01$. Os objetos desta amostra estão em diversos estágios evolutivos e, em geral, possuem baixa SFR (o valor máximo desta amostra é $\log(\text{SFR}) \sim 0.6$ para uma galáxia com $\log M_*/M_\odot \sim 10.16$). Tanto a SFR quanto M_{Dust} foram estimadas pelo código MAGPHYS.

5.1.2 Amostra em alto redshift

Incluimos em nossa análise uma amostra de galáxias submilimétricas (SMG, galáxias tipo ULIRGs, mas em alto *redshift*) presentes no ALESS *survey* (Hodge et al., 2013; Karim et al., 2013). As quantidades z_{phot} , M_* , M_{Dust} , SFR, e a média da idade da população estelar ponderada pela massa estelar foi computada por da Cunha et al. (2015) utilizando o código MAGPHYS. A amostra selecionada de SMG cobre o intervalo de z_{phot} entre 1.58 até 5.82, cobrindo, portanto, a época em que a galáxia forma o grosso de suas estrelas. A amostra possui uma massa estelar média de aproximadamente $M_* \sim 9 \times 10^{10} M_\odot$, a SFR média é de aproximadamente $281 M_\odot/\text{yr}$, a idade média computada é de aproximadamente 0.24 Gyr e $M_{\text{Dust}} = 5.6 \times 10^8 M_\odot$.

SMG é, na verdade, uma classe composta por uma população formada por objetos em diversos estágios evolutivos, mesmo considerando objetos de *redshifts* iguais. Em $z_{\text{phot}} \sim 2$ (aproximadamente o pico da densidade cósmica de SFR), metade da amostra consiste em *starburst galaxies* (SBG) com SFR mais de três vezes superior a SFR de galáxias da sequência principal (a relação M_* -SFR, ver Speagle et al., 2014, para maiores detalhes), enquanto a outra metade é formada basicamente por galáxias normais de alta massa que se encontram na sequência principal. Já a sub-amostra formada por objetos em $z_{\text{phot}} \sim 3.5$ tende a ter maior SFR e massa estelar, muito embora o número de galáxias acima da sequência principal seja inferior a um terço, o que sugere rápida evolução destes objetos através do tempo cósmico.

Ainda foram inclusos dados referentes a duas *Lyman-break galaxies* (LBGs) situadas em $z \sim 3$ (Magdis et al., 2017), D49 e M28, assim como dados referentes a duas galáxias presentes na era da reionização, A1689-zD1 em $z \sim 7.5$ (Knudsen et al., 2016) e A2744_YD4 em $z \sim 8.3$ (Laporte et al., 2017). A descoberta de DOGs já existentes na era da reionização impõe um importante vínculo sobre a mínima eficiência necessária para a produção tanto

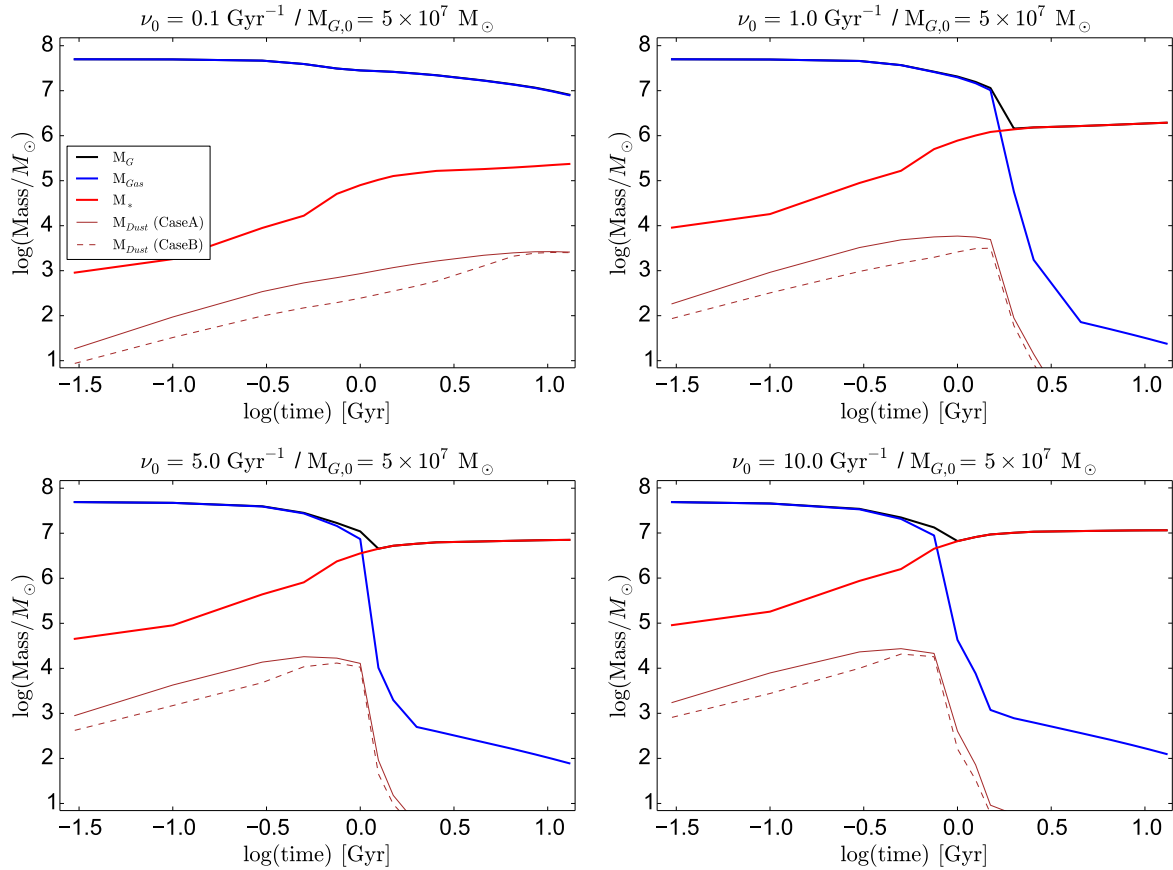


Figura 5.1: Evolução temporal da massa de gás (linha azul), de estrelas (linha vermelha), de poeira (linha marrom contínua para o Caso A e tracejada para o Caso B) e da massa bariônica total (linha preta) para os modelos com $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_{\odot}$. Os painéis são ordenados da esquerda para a direita e de cima para baixo em ordem crescente da eficiência de formação estelar. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

de poeira e também sobre o mínimo tempo despendido na evolução destas galáxias.

Como o modelo quimiodinâmico FT98 evolui a galáxia a partir da nuvem de gás primordial, a presença de dados observacionais de galáxias tanto em baixo quanto em alto *redshift* são fundamentais para impor vínculos à produção de poeira em diversos tempos cósmicos, assim como para inferir os principais processos que levam ao obscurecimento de uma galáxia por poeira.

5.2 Análise da evolução da massa de poeira

O modelo FT98 evolui uma galáxia com massa bariônica $M_{G,0}$ e ν_0 a partir da nuvem de gás primordial. A evolução quimiodinâmica no tempo para a massa de gás, estrelas e poeira (assim como de sua soma) são mostradas nas Figs. 5.1, 5.2, 5.3, 5.4 e 5.5 para

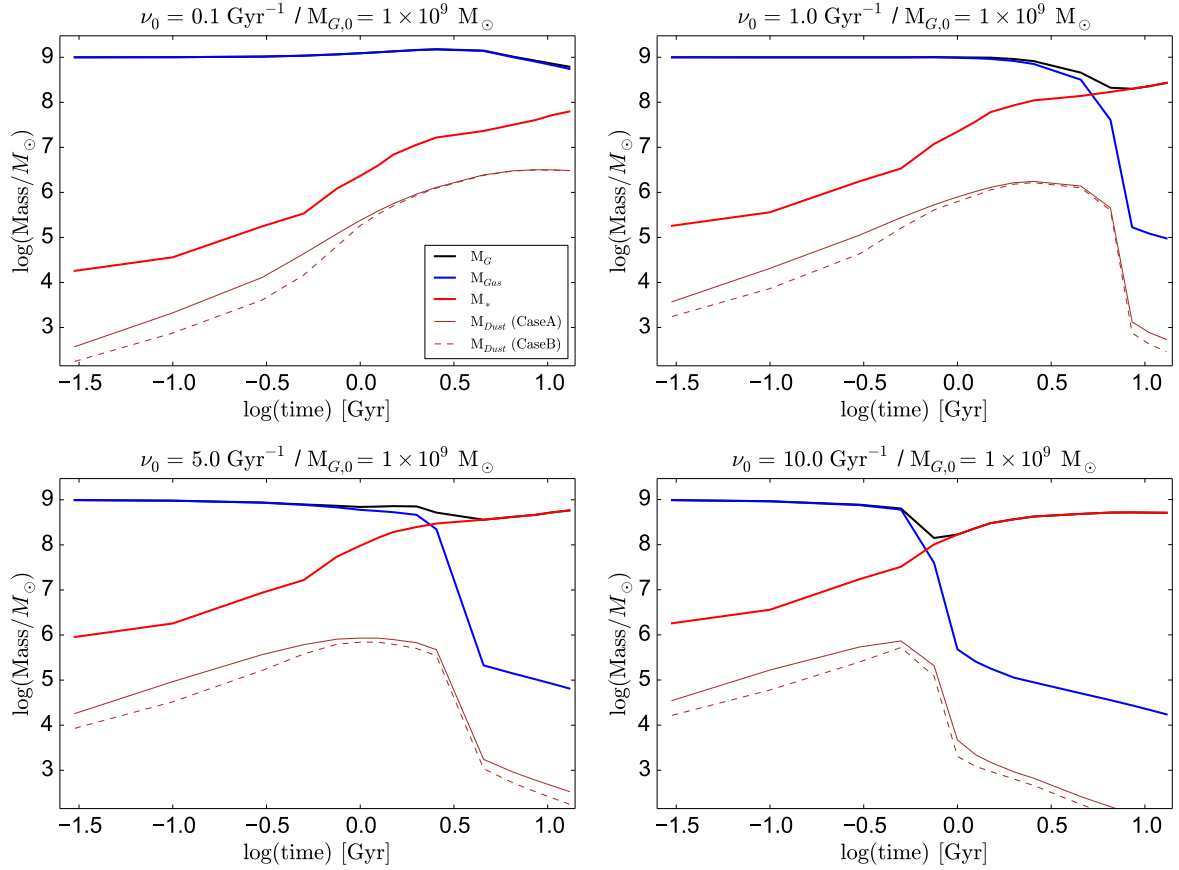


Figura 5.2: O mesmo da Fig. 5.1, porém para os modelos com $M_{G,0} = 10^9 M_{\odot}$. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

todos os modelos de galáxias computados. Nestas figuras repara-se que o modelo não é uma “closed box”, permitindo a troca de gás durante toda a simulação e gerando eventos de *inflows* e/ou *outflows* em todos os modelos computados (ou seja, M_G não é constante nas simulações).

5.2.1 Evolução bariônica

Alguns modelos exibem uma queda abrupta em M_{Gas} e M_{Dust} (para ambos os Casos), devido aos ventos galácticos criados por eventos de SNe (M_G também diminui com os ventos). O painel esquerdo inferior das figuras 5.3 e 5.5 ilustram esta queda em M_{Gas} , M_{Dust} e M_G .

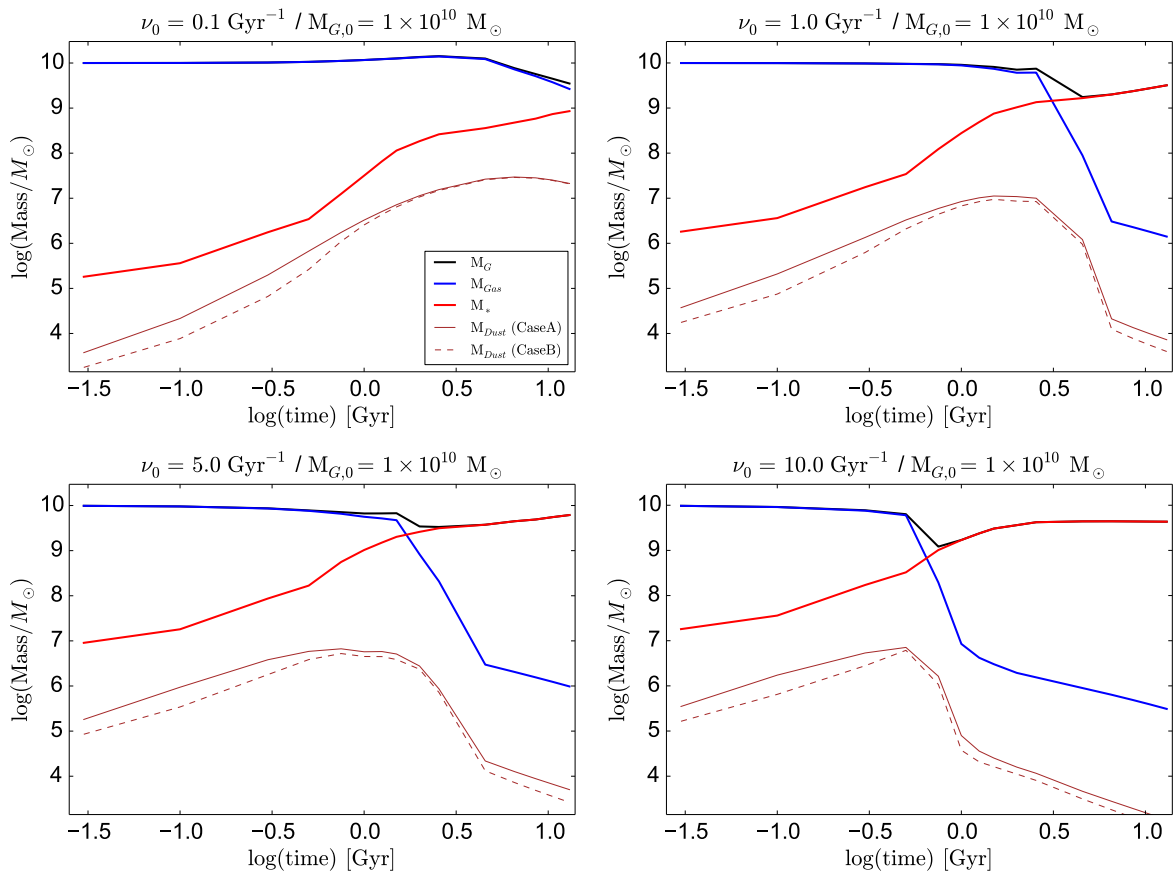


Figura 5.3: O mesmo da Fig. 5.1, porém para os modelos com $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

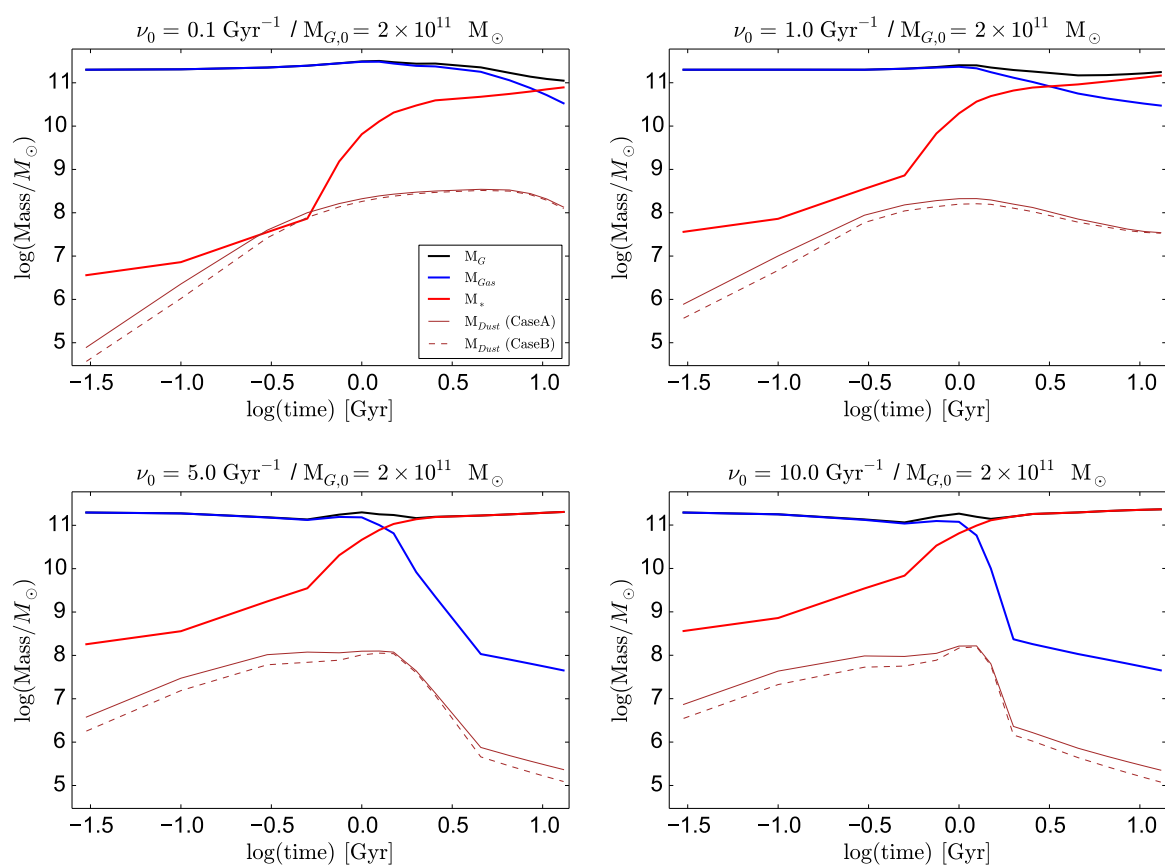


Figura 5.4: O mesmo da Fig. 5.1, porém para os modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

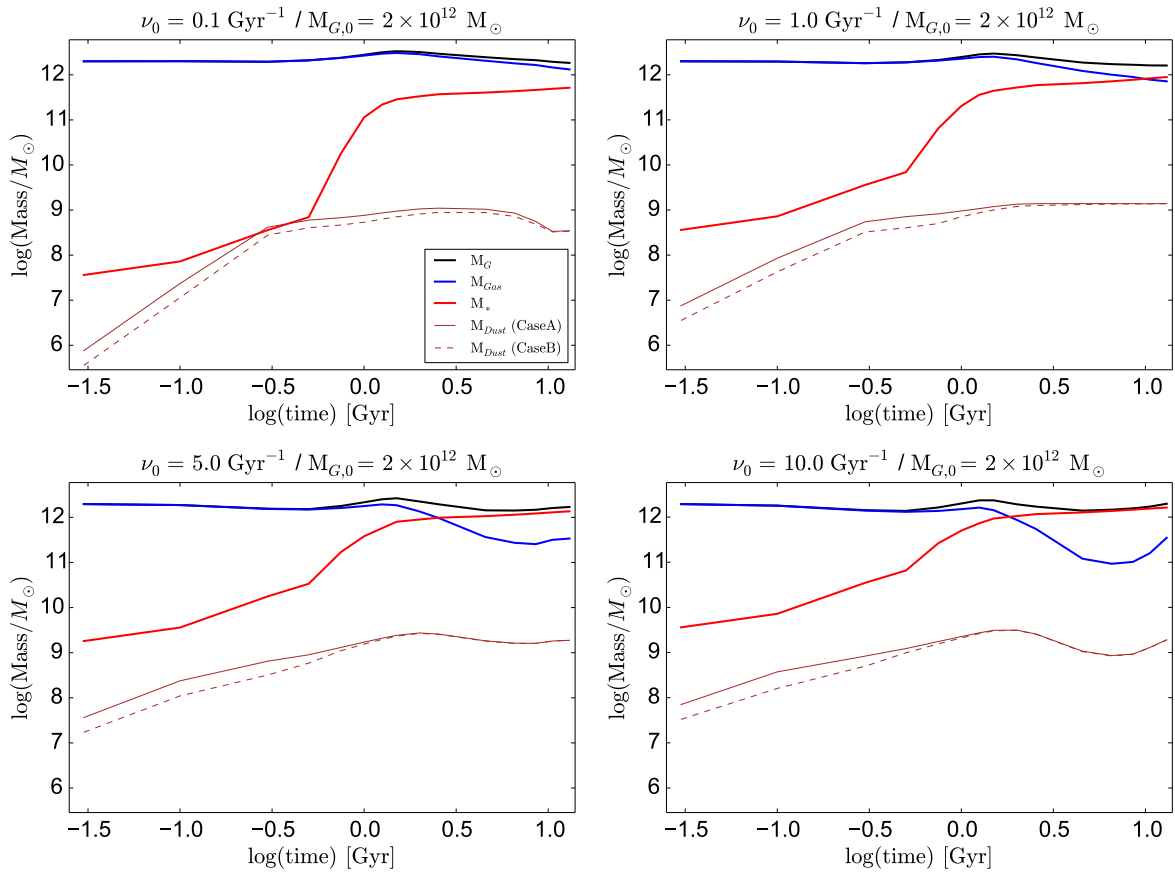


Figura 5.5: O mesmo da Fig. 5.1, porém para os modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

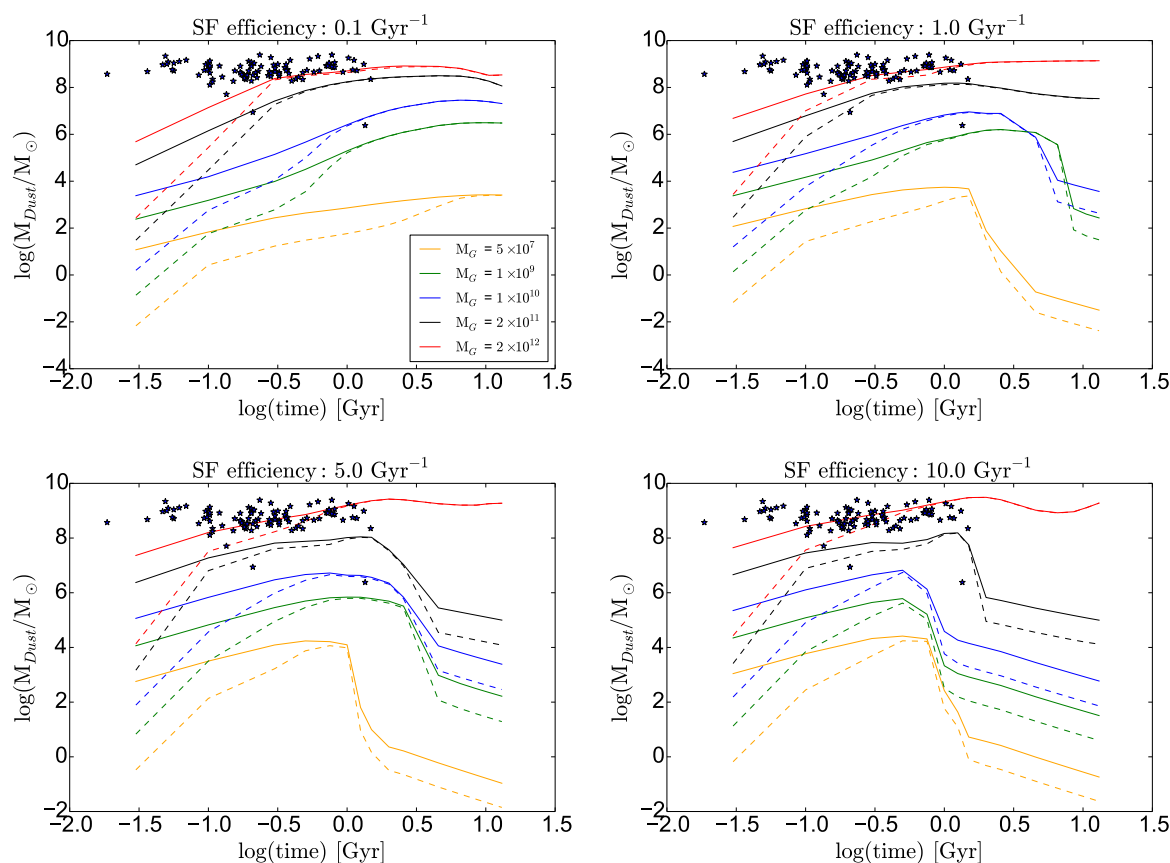


Figura 5.6: Evolução da massa de poeira através do tempo cósmico. Cada painel corresponde a uma eficiência de formação estelar, em ordem crescente, de cima para baixo e da esquerda para a direita (o valor de ν_0 é indicado no topo do painel). Cada linha colorida simboliza uma massa bariônica inicial e, como indicado, na legenda, o amarelo representa o modelo com $5 \times 10^7 M_\odot$, o verde representa $1 \times 10^9 M_\odot$, o azul indica $1 \times 10^{10} M_\odot$, o preto, $2 \times 10^{11} M_\odot$, e o vermelho, $2 \times 10^{12} M_\odot$. As linhas contínuas representam a produção de poeira descrita pelo Caso A enquanto as tracejas indicam o Caso B. A amostra de SMGs é sempre indicada por estrelas azuis da Cunha et al. (2015). Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

5.2.2 Resultados

A evolução no tempo da massa de poeira é mostrada na figura 5.6 para todos os modelos computados. Na Fig. 5.6, cada painel mostra os modelos computados de $M_{G,0}$ e Δ_A para a mesma eficiência de formação estelar, ν_0 . Os valores de ν_0 estão marcados no topo de cada painel e são organizados em ordem crescente, da esquerda para direita e de cima para baixo. Cada modelo $M_{G,0}$ é identificado por uma cor na figura 5.6 e Δ_A é marcado por linha contínua no Caso A (D98) e por linha tracejada no Caso B. As representações dos modelos em todas as figuras desta seção são sempre as mesmas. Dentre os dados observacionais levantados para este trabalho, o único que possui estimativas de idade para

os objetos é a amostra de SMG de da Cunha et al. (2015), portanto a única incluída na Fig. 5.6.

Os modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ (painel superior esquerdo da figura 5.6) não exibem intensos episódios de *outflows* e a formação estelar em tais sistemas é um processo aproximadamente contínuo (ver Sec. 5.2.1 para maiores detalhes). A consequência disso é que a galáxia não perde uma quantidade significativa de poeira durante seus $\sim 13 \text{ Gyr}$ de evolução.

Para todos os modelos de $M_{G,0}$ computados, a massa de poeira resultante de Δ_A Caso B converge para o mesmo valor de massa obtido no Caso A devido à acreção de material gasoso presente no ISM pelo grão. Porém, galáxias mais massivas sistematicamente convergem mais rapidamente do que as menos massivas.

Os modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{11} M_\odot$ e $2 \times 10^{12} M_\odot$, os Casos A e B coincidem em uma escala de tempo de $\sim 0.3 \text{ Gyr}$. Os modelos com $M_{G,0} = 10^9 M_\odot$ e $10^{10} M_\odot$ levam $\sim 1.0 \text{ Gyr}$ que a massa de poeira seja independente de Δ_A , enquanto o modelo $5 \times 10^7 M_\odot$ leva em torno de 8 Gyr .

Como esperado, modelos com valores mais elevados de ν_0 produzem *outflows* que ejetam o gás e a poeira em alguns Gyrs. O painel superior direito da Figura 5.6 com $\nu_0 = 1.0 \text{ Gyr}^{-1}$, mostra que todos os modelos com $M_{G,0} \leq 10^{10} M_\odot$ exibem alta taxa de perda de poeira entre ~ 1 e $\sim 8 \text{ Gyr}$. O modelo $2 \times 10^{12} M_\odot$ não apresenta perda substancial de poeira, enquanto o modelo $2 \times 10^{11} M_\odot$ perde menos que 1 dex. Para $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$ (painel inferior esquerdo) e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ (painel inferior direito), todos os modelos, com exceção de $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_\odot$, passam por fortes eventos de *outflows*, muito embora o modelo com $2 \times 10^{12} M_\odot$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ sofra um fraco *outflow* seguido por um *infall*. Como galáxias massivas possuem um poço potencial profundo, a energia liberada pelas SNe não é capaz de remover o gás e a poeira da galaxia (Tremonti et al., 2004). Desta forma, o tempo necessário para ejetar a poeira também cai para $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, sendo $\sim 1.0 \text{ Gyr}$ para os modelos menos massivos e $\sim 2.0 \text{ Gyr}$ para $2 \times 10^{11} M_\odot$.

O tempo necessário para que ambos os Casos de Δ_A computados produzam uma quantidade igual de poeira é menor para valores maiores de ν_0 (considerando modelos de mesma massa bariônica inicial), devido tanto à fonte estelar de poeira quanto à maior eficiência dos grãos em acretar material do ISM em sistemas com maior metalicidade (ver equação 3.21). Para todos os modelos com forte *outflows*, a massa de poeira produzida pelo Caso B

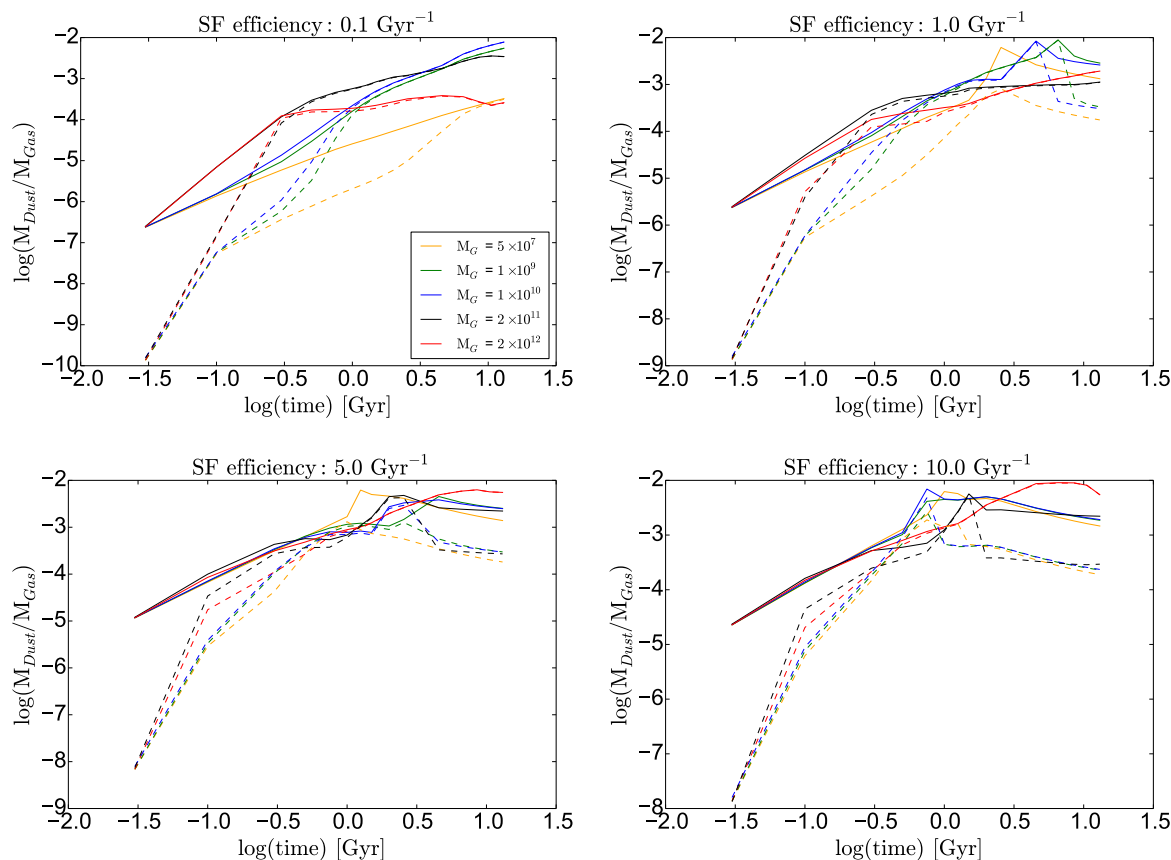


Figura 5.7: Evolução da razão de massa entre poeira e gás através do tempo cósmico. Os painéis são marcados assim como a Fig. 5.6. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

alcança a massa produzida pelo Caso A próximo ao pico da abundância de poeira e então cai abruptamente após a supressão da formação estelar pelas SNe. A produção estelar de poeira no Caso A previne uma queda mais abrupta, terminando com ~ 1 dex a mais de massa de poeira do que Caso B.

A figura 5.6 mostra que a população de SMG (estrelas azuis pequenas) é bem representada pelo modelo $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ Caso A, entre ~ 0.3 Gyr e 1.5 Gyr (a média da idade da população estelar das SMG está no intervalo ~ 0.02 Gyr e 1.5 Gyr), para todo valor de ν_0 adotado. O limite inferior pertence a $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ e esse limite é menor para maiores valores de ν_0 , chegando à 1 Gyr para o modelo com 10.0 Gyr^{-1} .

Para idades inferiores a 0.1 Gyr, todos os modelos computados com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ subestimam a massa de poeira na galáxia quando comparados às SMGs. Tal diferença se deve, provavelmente, a um valor mais elevado de ν_0 necessário para descrever esses objetos, o que indica uma evolução bastante rápida desses objetos e corrobora com o cenário em

que SMGs são progenitoras das atuais galáxias elípticas (Toft et al., 2014; Smail et al., 2006).

Gioannini et al. (2017), por exemplo, consideraram valores de ν_0 entre 10.0 Gyr^{-1} e 20.0 Gyr^{-1} para descrever galáxias elípticas. Já Calura et al. (2009) adotaram $\nu_0 = 25.0 \text{ Gyr}^{-1}$ para uma galáxia com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$. Porém, para os propósitos deste trabalho, o uso de um valor mais conservador para ν_0 é mais adequado (ver seção 3.1.5 por maiores detalhes).

Outra quantidade fundamental para as investigações sobre DOGs é a razão poeira/gás, cuja evolução temporal é mostrada na figura 5.7. Infelizmente, a amostra de SMGs não possui dados sobre a massa de gás, de forma que não podemos comparar a evolução da razão com dados observacionais. O tempo necessário para que a razão no Caso B alcance a razão no Caso A é basicamente o mesmo da Fig. 5.6, porém os percursos evolutivos mostrados na figura 5.7 exibem características distintas dos percursos mostrados na figura 5.6.

No painel superior esquerdo da Fig. 5.7 ($\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$), os modelos $M_{G,0} = 2 \times 10^{11}$ e $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ são indistinguíveis para tempos inferiores a 0.3 Gyr (a mesma escala de tempo necessária para que o Caso B alcance o Caso A para ambos os valores de $M_{G,0}$). Após 0.3 Gyr de evolução galáctica, o *slope* de ambos os modelos se tornam menos inclinados, porém, no modelo com $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ tal efeito é mais acentuado. Os modelos com 10^9 e $10^{10} M_{\odot}$ seguem basicamente o mesmo caminho evolutivo, porém a razão poeira/gás é ligeiramente superior em $10^{10} M_{\odot}$. Para estes últimos modelos, o Caso A e B convergem em $\sim 1 \text{ Gyr}$, aproximadamente a mesma escala de tempo necessária para que a razão entre poeira/gás se torne superior a do modelo com $2 \times 10^{12} M_{\odot}$ (em $\sim 4 \text{ Gyr}$ esses mesmos modelos também superam a razão poeira/gás de $2 \times 10^{11} M_{\odot}$). O modelo menos massivo possui uma inclinação aproximadamente constante no Caso A e alcança os valores dos modelos mais massivos após cerca de 10 Gyr de evolução (mesma escala de tempo necessária para que os Casos A e B convirjam).

Para todas as combinações possíveis entre ν_0 e $M_{G,0}$, a diferença entre os Casos A e B alcançam quase 3 dex no início da simulação (Fig. 5.7). Essa diferença diminui durante todo o período de formação estelar, sendo quase nula no pico da SFR, que geralmente coincide com o pico da razão entre poeira e gás devido ao acoplamento entre a acreção no meio interestelar, a depleção do gás no processo de formação estelar e os ventos galácticos

gerados pelas CCSNe. Durante a fase passiva, os Casos A e B divergem novamente, diferindo em até 1 dex. Quanto mais elevados os valores de ν_0 e $M_{G,0}$, mais rapidamente a razão entre poeira e gás produzida pelo Caso B alcança a razão produzida pelo Caso A.

Na figura 5.7 pode-se perceber que os modelos que sofrem com um forte episódio de *outflow* apresentam um *bump* na razão poeira por gás em ambos os Casos de produção de poeira computados devido ao acoplamento entre a produção de poeira e o *feedback*, ambos gerados pelas CCSNe, visto que a alta incidência destes eventos durante o pico da formação estelar contribuem tanto para a produção estelar de poeira quanto para a acreção pelos grãos de metais presentes no ISM, além de gerar *outflows* que ejetam o gás do interior da galáxia. O *bump* precede a supressão da formação estelar e acontece mais cedo para modelos com alto ν_0 , quando $M_{G,0}$ está fixo, e é sensível também à $M_{G,0}$. No painel com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ nenhum modelo exhibe *bump*, enquanto os modelos com $M_{G,0} \leq 10^{10} M_{\odot}$ exibem para $\nu_0 = 1.0 \text{ Gyr}^{-1}$, e os modelos com $M_{G,0} \geq 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ exibem para $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$.

Logo anteriormente ao *bump* da razão poeira/gás, a quantidade de poeira é quase insensível a Δ_A em todos os modelos, e, logo após o máximo, a razão entre poeira e gás cai e sua evolução se torna sensível a Δ_A novamente, o que se mantém por toda a fase passiva da galáxia. Como nos modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$ a supressão da formação estelar é pequena e temporária, suas curvas evolutivas são sempre insensíveis a Δ_A após a convergência dos Caso A e B.

As figuras 5.6 e 5.7 ilustram o tempo despendido para produzir do grosso da massa de poeira nas galáxias. A galáxia A1689-zD1, em $z = 7.5$, portanto presente na era da reionização, possui $M_{\text{Dust}} = 4.0 \times 10^7 M_{\odot}$, $M_* = 2.0 \times 10^9 M_{\odot}$ e um reservatório de gás molecular de $7.2 \times 10^9 M_{\odot}$ (Knudsen et al., 2016), resultando em uma razão entre a massa de poeira e gás (assumindo apenas o gás molecular) de 5.5×10^{-3} . A galáxia A2744_YD4, também presente na reionização ($z = 8.38$), possui $M_{\text{Dust}} = 5.5 \times 10^6 M_{\odot}$ e $M_* = 1.95 \times 10^9 M_{\odot}$ (Laporte et al., 2017). Para a cosmologia adotada, o tempo disponível para a evolução destes objetos é de 0.7 Gyr e 0.6 Gyr, respectivamente, impondo um forte vínculo tanto nas teorias de evolução galáctica quanto nos modelos de produção de poeira adotados. O valor de $M_{G,0}$ mais adequado à descrição desses sistemas é $10^{10} M_{\odot}$, visto que A1689-zD1 possui $M_G = 9.2 \times 10^9 M_{\odot}$, e a massa estelar dessa galáxia é bastante similar a A2744_YD4.

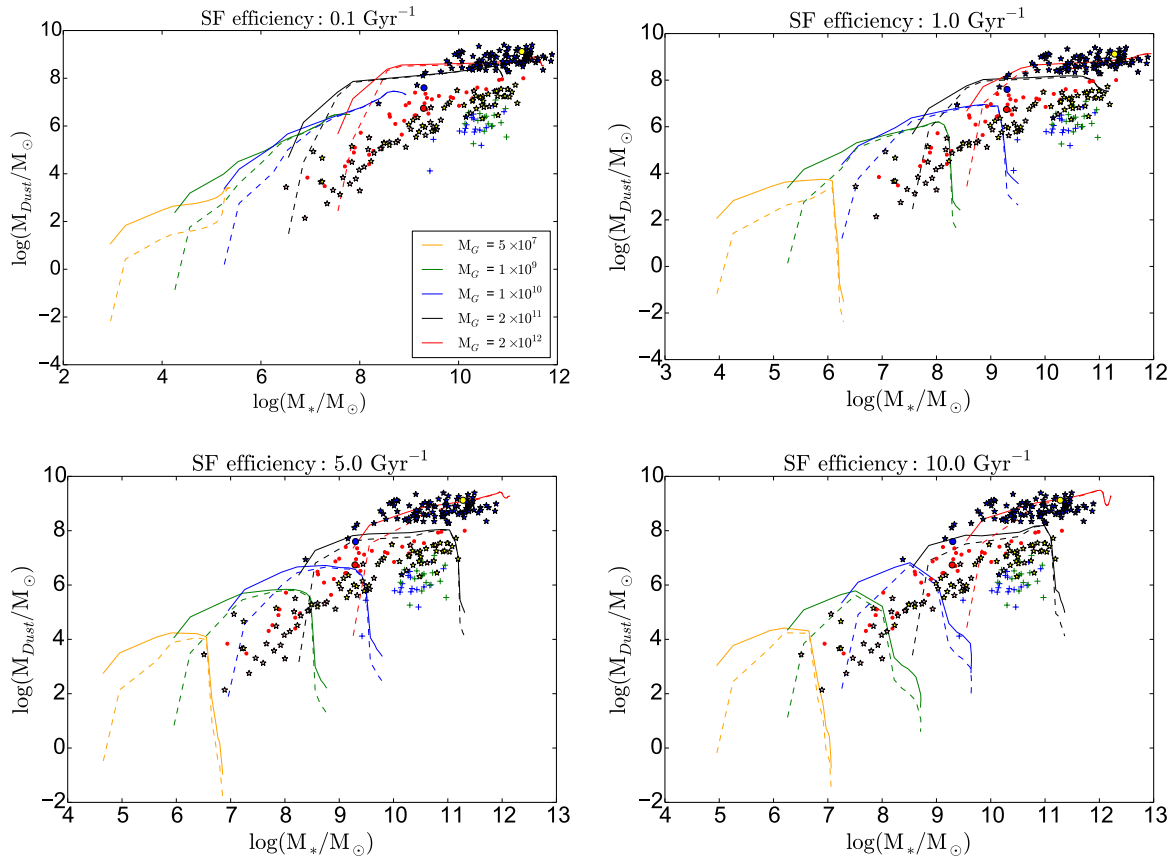


Figura 5.8: Massa de poeira em função da massa estelar. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. A amostra de SMGs é indicada por estrelas azuis da Cunha et al. (2015), as galáxias retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcadas como estrelas amarelas e rosas, os pequenos pontos vermelhos indicam as galáxias de De Vis et al. (2016), as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzeis azuis. Os objetos de alto z D49 e M28 (Magdis et al., 2017) são indicadas por pontos amarelo e preto, respectivamente, enquanto os objetos A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) e A2744_YD4 (Laporte et al., 2017), são marcados por pontos grandes azul e vermelho, respectivamente. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

Na figura 5.6, os modelos $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ necessitam em torno de $\sim 0.5 \text{ Gyr}$ para que suas massas de poeira alcancem o valor de A2744_YD4, independentemente do Δ_A . Porém, o máximo valor de M_{Dust} para este modelo é $6.3 \times 10^6 M_{\odot}$, aproximadamente seis vezes menor do que a massa de poeira de A1689-zD1, e leva em torno de 0.5 Gyr para alcançar o pico. Na figura 5.7, o mesmo modelo leva aproximadamente $\sim 0.4 \text{ Gyr}$ para alcançar a razão poeira/gás de A1689-zD1. Estes resultando são independentes do Δ_A adotado.

Nos modelos com $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e 10.0 Gyr^{-1} , a razão entre a massa de poeira e de gás produzida pelo Caso A é aproximadamente insensível à $M_{G,0}$ nos primeiros 1 Gyr e

0.3 Gyrs de evolução galáctica, respectivamente. A razão poeira/gás produzida pelo caso Caso B exibe comportamento similar ao Caso A, porém as rotas evolutivas apresentam maior dispersão entre si.

Como a massa estelar é possivelmente a quantidade mais determinante para a evolução de galáxias, nós mostramos a relação entre a evolução da massa estelar e da massa de poeira na figura 5.8.

A figura 5.8 contém dados observacionais retirados de Lianou et al. (2016); De Vis et al. (2016); Rémy-Ruyer et al. (2014), Rémy-Ruyer et al. (2015); Magdis et al. (2017); da Cunha et al. (2015); Knudsen et al. (2016) e Laporte et al. (2017). Para todos os valores de ν_0 considerados, a massa de poeira computada tende a ser superior aos dados observacionais durante toda a fase de formação estelar. Para $\nu_0 > 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$ as curvas evolutivas apresentam um “joelho” que se situam na mesma posição dos dados observacionais. As exceções são as SMGs e as duas LBGs, que, novamente, estão em concordância com os modelos $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$, para qualquer valor de ν_0 .

As SMGs e as duas LBGs apresentam similaridades em diversas propriedades físicas, tais como luminosidade no infravermelho, M_{Dust} , M_{Gas} , M_{\star} e z . A amostra de Lianou et al. (2016) apresenta valores pequenos de M_{Dust} , para uma dada M_{\star} , é composta por galáxias com $M_{\star} > 10^{10} M_{\odot}$, em geral, e é compatível com a fase passiva de nossos modelos. Conforme o valor de ν_0 aumenta, os caminhos evolutivos se aproximam dos pontos referentes aos dados observacionais, havendo maior proximidade para $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Os objetos A1689-zD1 e A2744_YD4 apresentam uma quantidade de poeira superior aos modelos com $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$, independentemente da receita de poeira. Porém, A1689-zD1 se encontra próxima ao modelo $2 \times 10^{11} M_{\odot}$, enquanto A2744_YD4 concorda com $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$.

Nós também mostramos, na figura 5.9, a evolução da relação entre a massa de poeira e a massa de gás. Em todos os modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ (excetuando $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_{\odot}$), a massa de gás aumenta um pouco antes da de ser depletada durante a formação estelar. Modelos com valores mais elevados de ν_0 não apresentam um aumento perceptível em M_{Gas} . Para todos os modelos de evolução galáctica, os percursos evolutivos apresentam dois padrões, o primeiro relacionado ao início da evolução galáctica com $M_{\text{Gas}} \sim M_{G,0}$, para qualquer M_{Dust} , enquanto o outro expressa a depleção de M_{Gas} em estrela ou o gás ejetado em episódios de *outflows*. A transição entre ambas as fases forma um joelho que

se situa próximo aos dados observacionais.

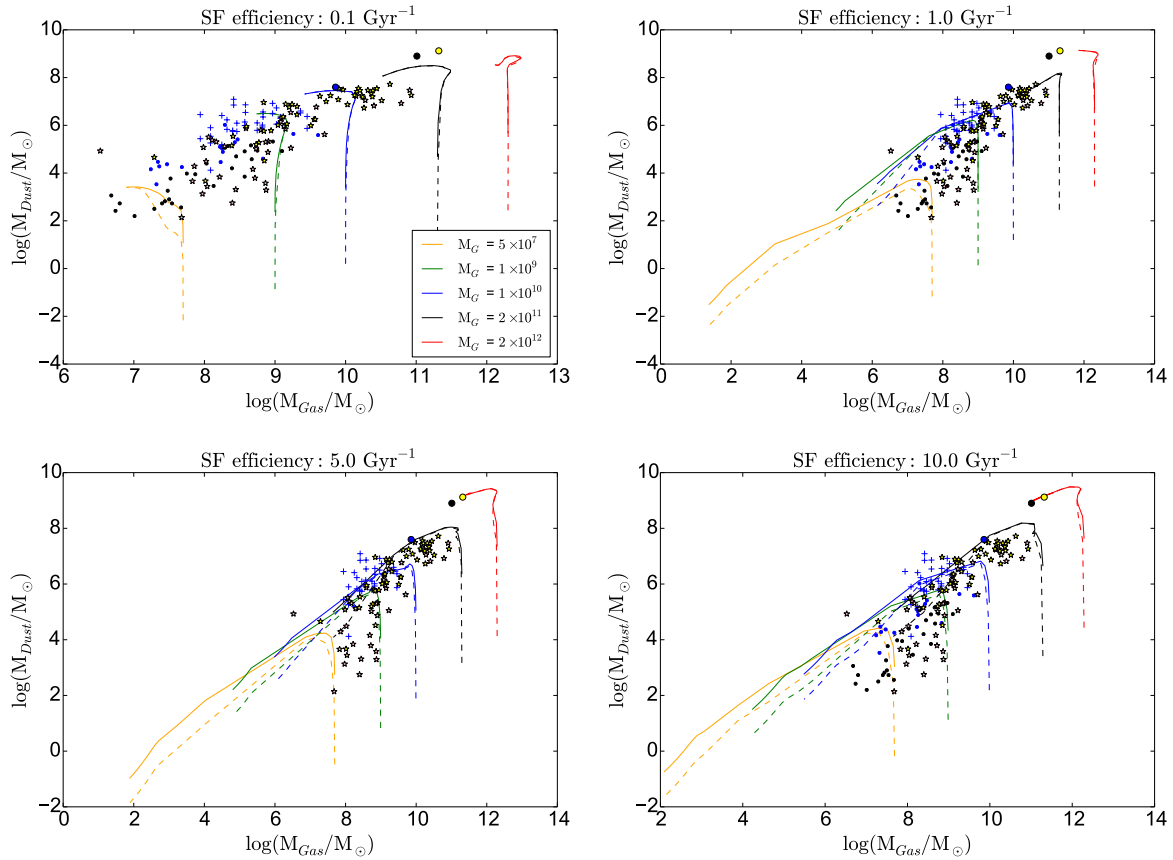


Figura 5.9: Massa de poeira em função da massa de gás como previsto pelo modelo. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. Os dados retirados de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcados como estrelas amarelas e rosas, as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzes azuis e a DOG pertencente à era da reionização A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) por um ponto grande azul. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

Para todos os modelos computados, a diferença entre a massa de poeira produzida pelos Casos A e B alcança mais de 2 dex no começo da evolução da galáxia, porém, a diferença é quase nula quando o caminho evolucionário chega ao seu joelho. Em modelos que não sofrem um forte evento de *outflow*, os Casos A e B não exibem diferenças significativas após o joelho, enquanto nos modelos que exibem um forte *outflow*, a diferença se mantém inferior à 1 dex. As galáxias em alto *redshift* se localizam na região com alta massa de poeira e gás, sendo que as LBGs possuem a mais alta quantidade de poeira e gás de nossa amostra.

Na figura 5.10 estão disponibilizados dados de Lianou et al. (2016); Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015); Magdis et al. (2017) e Knudsen et al. (2016). A forma dos caminhos evolutivos

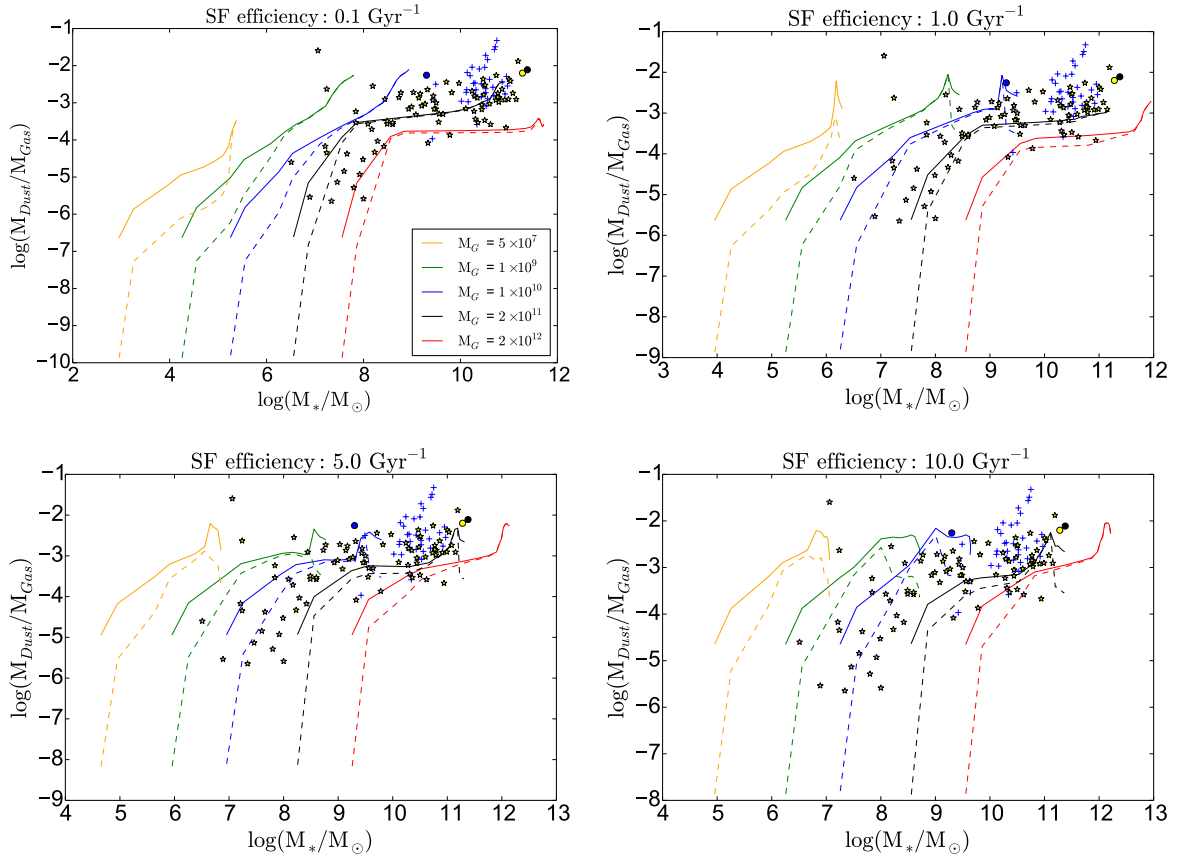


Figura 5.10: Razão poeira/gás em função da massa estelar. Os pinéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. Os dados retirados de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcados como estrelas amarelas e rosas, as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzes azuis e a DOG pertencente à era da reionização A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) por um ponto grande azul. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020). Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

não dependem significativamente do valor de ν_0 , porém eles são deslocados no sentido dos altos valores de M_* e o limite inferior das razões entre poeira e gás crescem. Para $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$, a maior parte dos dados são bem representados pelos modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{11} M_\odot$ e o limite inferior da razão entre poeira e gás ($\sim 2 \times 10^{-7}$ no Caso A e $\sim 10^{-10}$ no Caso B) é inferior ao menor valor dos dados coletados na literatura ($\sim 10^{-6}$). Para $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, o grosso dos dados coletados na literatura estão situados entre os caminhos evolutivos dos modelos com as massas de $10^9 M_\odot$ e $2 \times 10^{11} M_\odot$, enquanto o limite inferior da razão entre a massa de poeira e de gás sobe para $\sim 2 \times 10^{-5}$, no Caso A, e para 10^{-8} no Caso B. O caso Caso B é mais adequado para explicar a razão de gás e poeira de objetos pobres em poeira, indicando possivelmente evolução de Δ_A .

A galáxia A1689-zD1 apresenta uma razão de massa entre gás e poeira bastante elevada

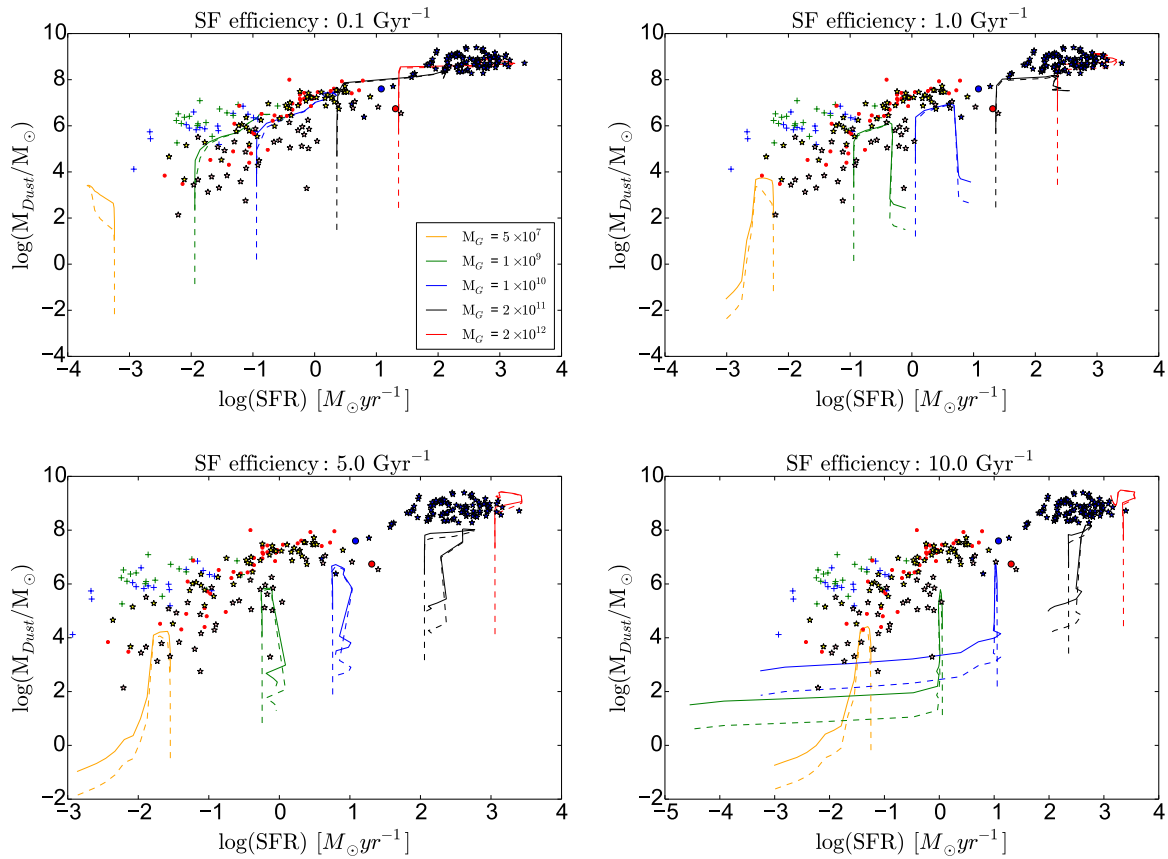


Figura 5.11: Massa de poeira em função da SFR. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. A amostra de SMGs é indicada por estrelas azuis da Cunha et al. (2015), as galáxias retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcadas como estrelas amarelas e rosas, os pequenos pontos vermelhos indicam as galáxias de De Vis et al. (2016), as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruces azuis. Os objetos de alto z D49 e M28 (Magdis et al., 2017), são indicadas por pontos amarelo e preto, respectivamente, enquanto os objetos A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) e A2744-YD4 (Laporte et al., 2017), são marcados por pontos grandes azul e vermelho, respectivamente. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

quando comparada a outras galáxias de mesma massa estelar (ver figura 5.10), o que muito provavelmente se deva à sua alta quantidade de poeira (nota-se, na figura 5.8, que esta galáxias se situa próxima às SMGs de pequena massa), e é, novamente, melhor representado pelo modelo $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$, para qualquer ν_0 adotado, sendo também insensível a Δ_A . Para $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$, a poeira produzida nos modelos com massa $10^{10} M_{\odot}$ levam aproximadamente 13 Gyr para alcançar M_{Dust} observada em A1689-zD1, produzindo apenas metade da M_* observada neste objeto. Já os modelos $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$ apresetam picos menos que 1 dex inferior os dados da literatura, enquanto os modelos com 1.0 Gyr^{-1} e 10.0 Gyr^{-1} apresentam caminhos bastante compatíveis com A1689-zD1, ainda que o

primeiro necessite de ~ 3 Gyr para alcançar a razão entre poeira e gás observado e o último requeira apenas ~ 0.5 Gyr.

Similarmente, as duas LBGs estão próximas aos modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$, na Fig. 5.10, para ambos os valores de Δ_A e todos os valores de ν_0 computados. Para $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$, mesmo após 13 Gyr de evolução, o caminho evolutivo não alcança os valores de M_* estimados para estes objetos, chegando a cair ligeiramente quando $M_* \sim 10^{11} M_{\odot}$ (ou seja, seguindo o padrão geral da supressão da formação estelar). Para 1.0 Gyr^{-1} , surge uma diferença de ~ 3 dex entre a razão poeira/gás das simulações e os dados retirados da literatura. Nos dois modelos computados com valores mais elevados de ν_0 , o caminho evolutivo acaba próximo aos dados da literatura, ainda que o pico esteja deslocado na direção dos pequenos valores de M_* . Os modelos com $\nu_0 = 5.0 \text{ Gyr}^{-1}$ levam em torno de 2 Gyr para alcançar o pico, enquanto os modelos com $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ requerem ~ 1.5 Gyr (ver figura 5.7). Importante notar que M_G (gás molecular mais M_*) destes objetos são 4×10^{11} e $2.5 \times 10^{11} M_{\odot}$, para D49 e M28, respectivamente, o que sustenta a hipótese de rápida evolução destes objetos.

Considerando a cosmologia adotada, a idade do Universo em $z \sim 3$ é $t_H \approx 2.1$ Gyr, de forma que modelos com maiores ν_0 são mais adequados a explicar tanto a massa de poeira, quanto a razão entre poeira e gás de galáxias massivas de alto- z .

Galáxias elípticas apresentam alta razão entre poeira e gás, em geral, devido muito mais à baixa quantidade de gás do que a sua massa de poeira. De fato os dados observacionais de Lianou et al. (2016), na figura 5.8 mostram que esse tipo de galáxia possui pequena M_{Dust} , para uma dada massa de estelar, porém devido aos valores extremamente baixos de M_{Gas} estimadas para estes objetos, o resultado é um alto valor na razão poeira/gás.

A relação tanto de M_{Dust} e quanto da razão entre poeira e gás com a taxa de formação estelar são mostradas nas figuras 5.11 e 5.12, respectivamente. Interessante notar que M_{Dust} é bem representada por modelos com pequena formação estelar, enquanto a razão entre poeira e gás é melhor representada por modelos com maior formação estelar.

Na figura 5.11, as SMGs mostram boa concordância com o caminho evolutivo dos modelos com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_{\odot}$. Porém enquanto o valor de ν_0 cresce, a taxa de formação estelar tende a ser cada vez mais superestimada em relação aos dados observacionais, o que fica claro para $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Já os modelos com $2 \times 10^{11} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10 \text{ Gyr}^{-1}$ concordam com a taxa de formação estelar da mostra de SMG, embora subestime sua massa

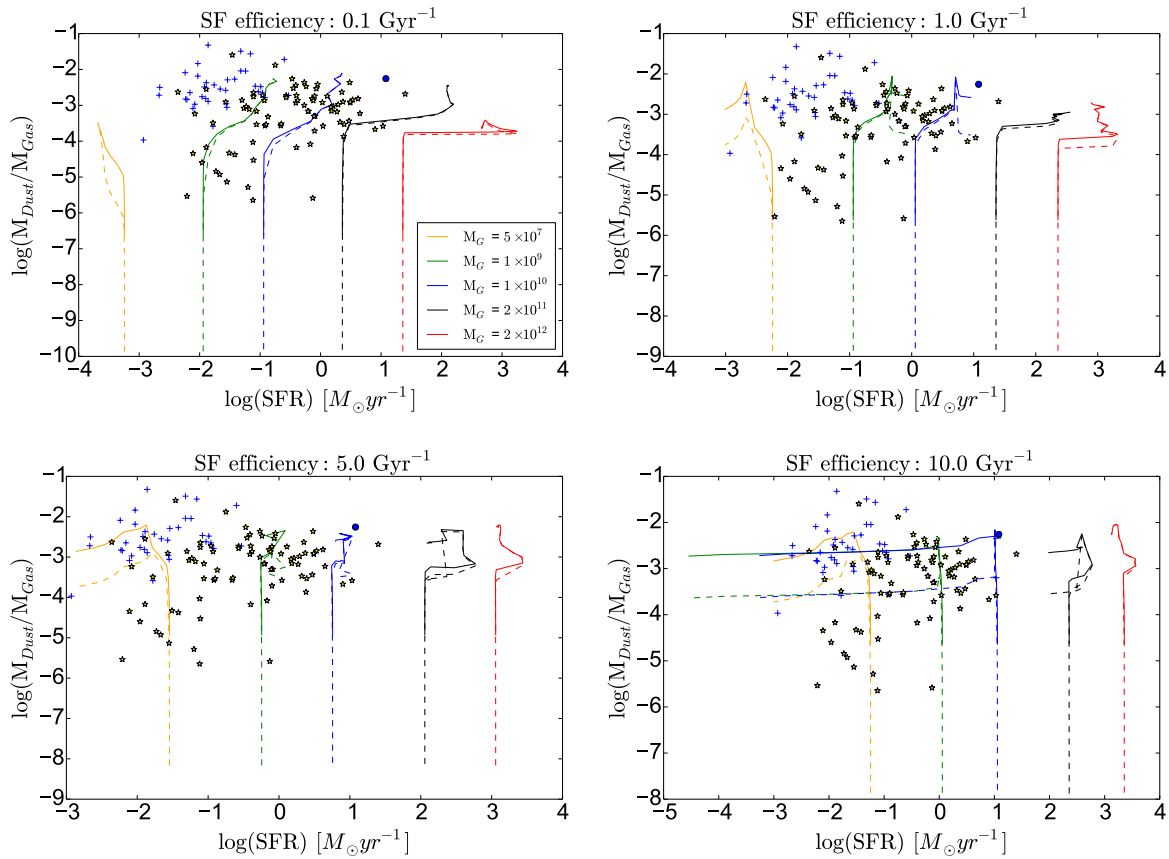


Figura 5.12: Razão poeira/gás em função da SFR. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. Os dados retirados de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcados como estrelas amarelas e rosas, as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzes azuis e a DOG pertencente à era da reionização A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) por um ponto grande azul. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

de poeira, para ambos os Casos. Para os modelos com a mesma massa e $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$, os caminhos evolutivos coincidem com as amostras do KINGFISH e do Herschel survey, enquanto DGS geralmente apresentam menos poeira que o estes modelos, sendo melhor representada pelos modelos com $\nu_0 = 1.0 \text{ Gyr}^{-1}$. A1689-zD1 é mais próximo ao modelo $2 \times 10^{11} M_\odot$, para $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ e $10^{10} M_\odot$, mas subestima a massa de poeira, para $\nu_0 = 10 \text{ Gyr}^{-1}$, sendo o último mais adequado devido à massa estelar do objeto (ver figura 5.8). Galáxias elípticas estão sistematicamente acima das amostras com objetos formadores de estrelas (KINGFISH e HERSCHEL) para a mesma SFR. Interessante notar SFR tende a ser constante durante o pico.

Na figura 5.12 está disponibilizada a relação entre a razão poeira-gás e a SFR juntamente aos dados das amostras KINGFISH, Herschel, das galáxias elípticas e de A1689-

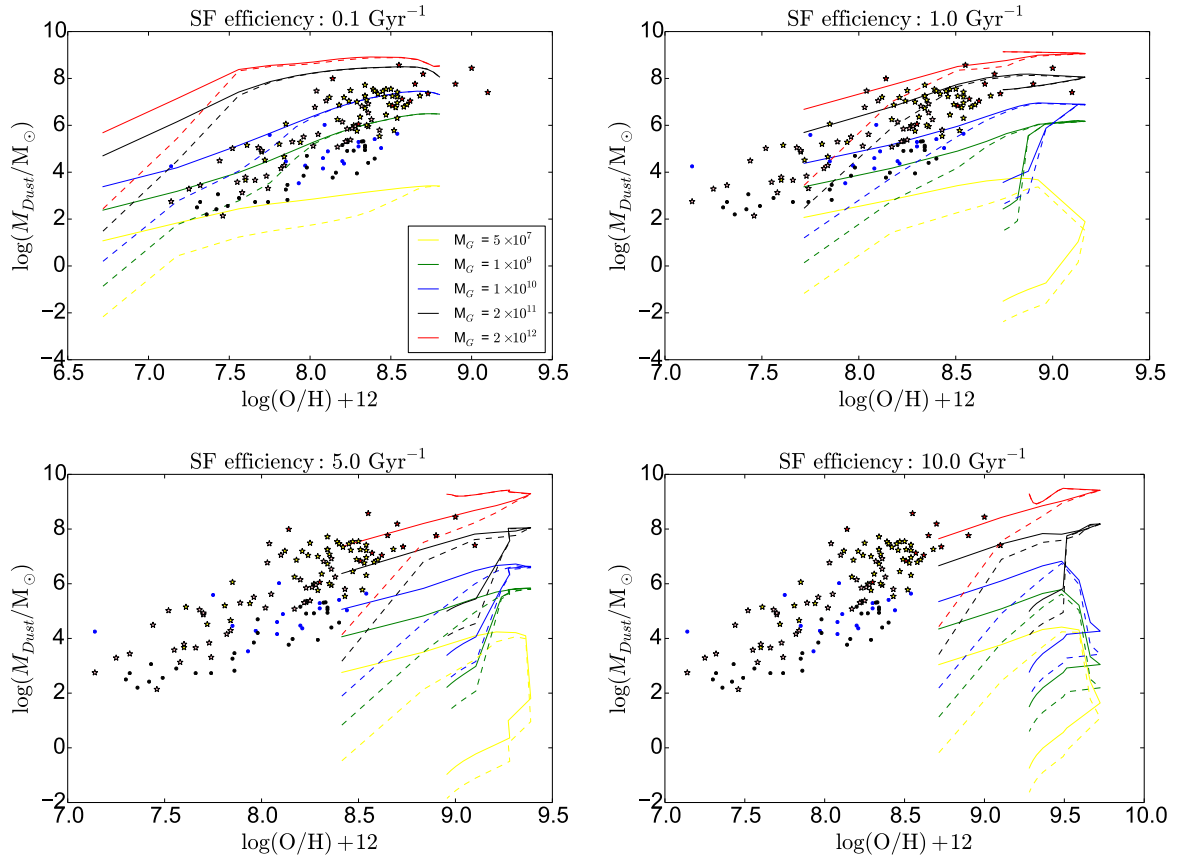


Figura 5.13: Massa de poeira em função da metalicidade, representada por $\log(O/H) + 12$. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. As galáxias retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcadas como estrelas amarelas, rosas e vermelhas. Estão inclusas galáxias anãs irregulares e *blue compact dwarfs* de Lisenfeld e Ferrara (1998), marcadas em pontos pretos e azuis, respectivamente.

zD1. Nesta figura, assim como na figura 5.10, próximo ao joelho da SFR, os modelos $\nu_0 = 10 \text{ Gyr}^{-1}$ e $M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$ mostram boa concordância com A1689-zD1. Os dados de KINGFISH e DGS mostram grande dispersão na razão entre a massa de poeira e de gás no intervalo $\sim 2 \times 10^{-6}$ e 5×10^{-2} , para a razão, e $\sim 6 \times 10^{-3}$ e $10 M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, para a SFR (os objetos do KINGFISH mostram um pouco mais de poeira por gás que os do DGS). As galáxias elípticas se situam na região de alta razão entre poeira e gás e pequena SFR.

Nas figuras 5.13 e 5.14 são mostradas, respectivamente, as relações da massa de poeira e da razão de massa entre poeira e gás com a metalicidade, sendo esta indicada por $\log(O/H) + 12$. Infelizmente, os valores de $\log(O/H) + 12$ disponíveis nos dados observacionais coletados para este trabalho são referentes apenas às galáxias de baixo *redshift* de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) e de Lisenfeld e Ferrara (1998), compondo uma amostra

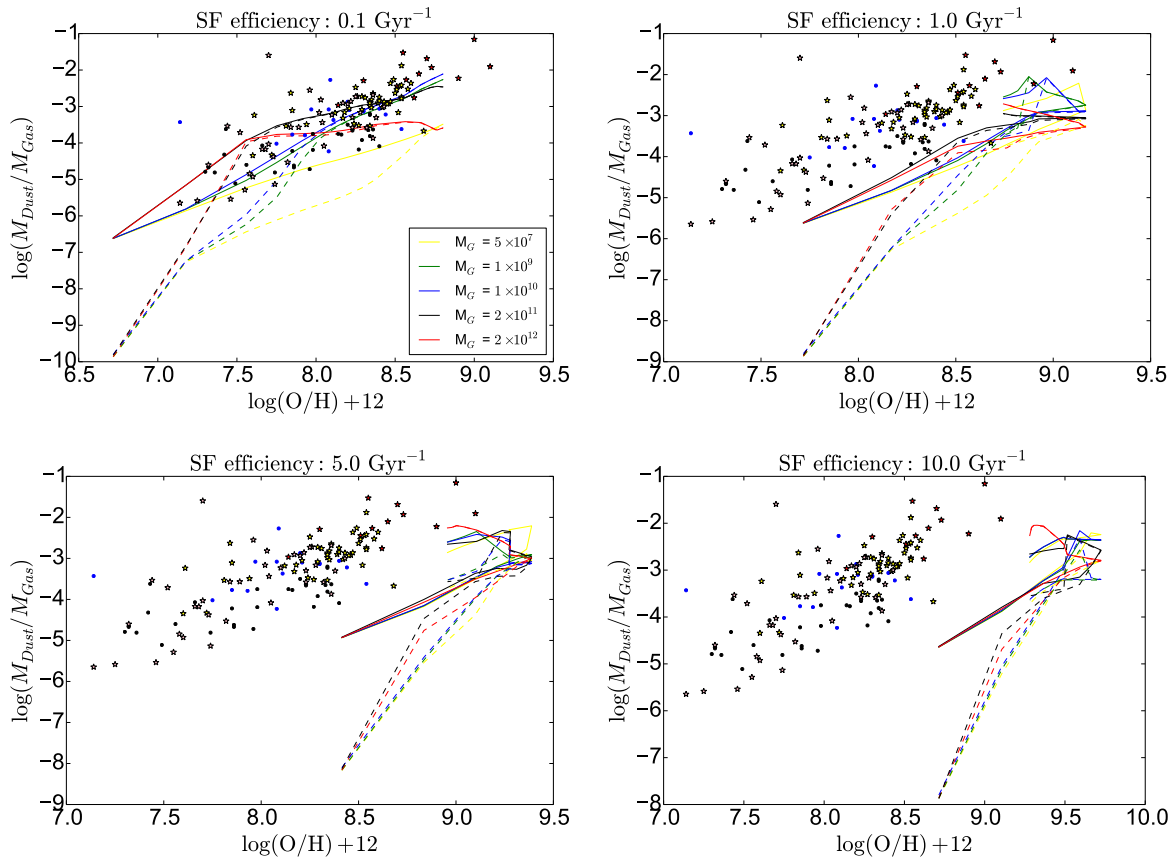


Figura 5.14: Razão poeira/gás em função da metalicidade, representada por $\log(\text{O}/\text{H}) + 12$. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. As galáxias retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcadas como estrelas amarelas, rosas e vermelhas. Estão inclusas galáxias anãs irregulares e *blue compact dwarfs* de Lisenfeld e Ferrara (1998), marcadas em pontos pretos e azuis, respectivamente.

dominada por galáxias de baixa massa, baixa SFR e baixa metalicidade.

De fato, em ambas as figuras, os modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ representam bem os dados observacionais para as massas $M_{G,0} = 1 \times 10^9 M_\odot$ e $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_\odot$ na Fig. 5.13 e para qualquer massa Fig. 5.14. Na primeira figura, ambos os Casos representam bem os dados disponíveis enquanto na segunda, o Caso A é mais adequado.

Comparando o painel $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ da Fig. 5.14 com a Fig. 2.7, nota-se que tanto o Caso A quanto os dados observacionais exibem comportamento mais próximos das galáxias *damped Ly α* presentes na Fig. 2.7 enquanto o comportamento das *nearby galaxies* desta figura é melhor descrito pelo Caso B. Um estudo adequado dessa diferença exigiria uma análise detalhada de ambas as amostras, o que julgamos estar fora do escopo deste trabalho.

Conforme aumentam os valores de ν_0 os caminhos evolutivos na Fig. 5.13 (Fig. 5.14)

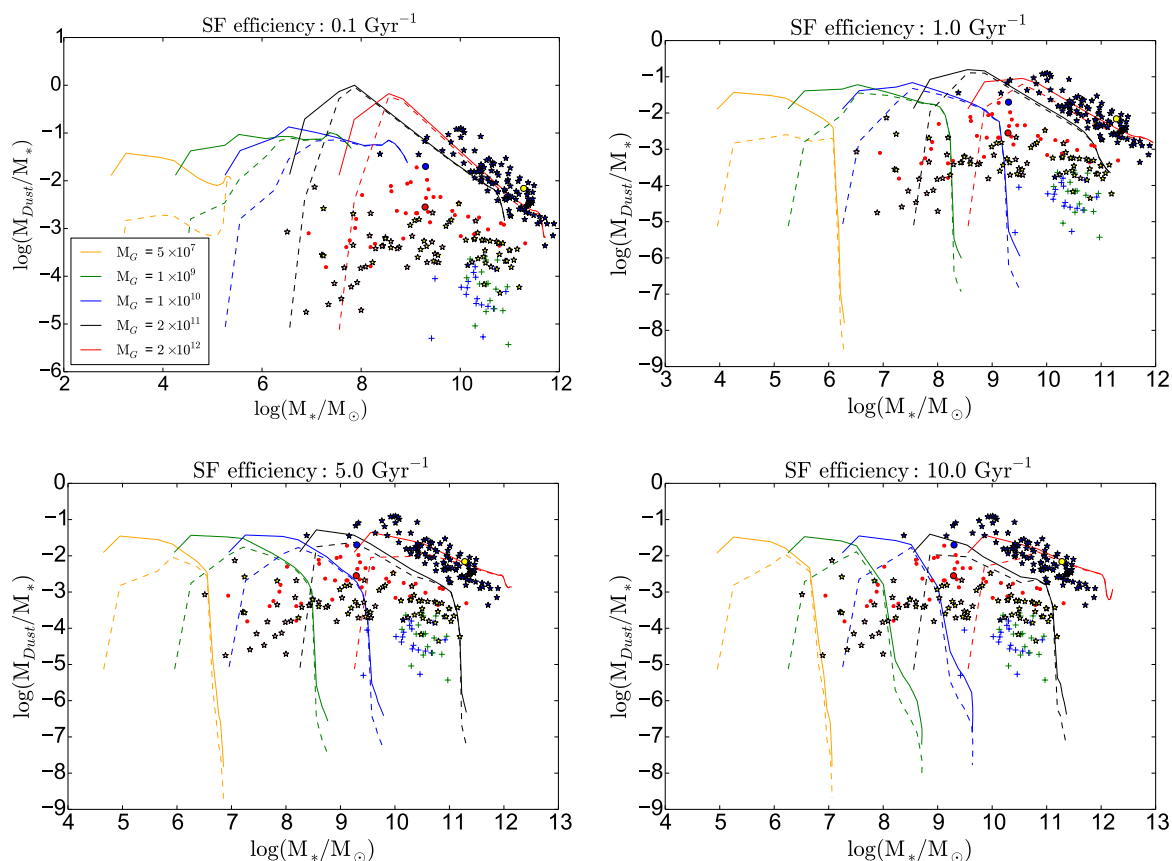


Figura 5.15: Razão de massa entre poeira e estrela como função da massa estelar. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. A amostra de SMGs é indicada por estrelas azuis da Cunha et al. (2015), as galáxias retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcadas como estrelas amarelas e rosas, os pequenos pontos vermelhos indicam as galáxias de De Vis et al. (2016), as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzes azuis. Os objetos de alto z D49 e M28 (Magdis et al., 2017), são indicadas por pontos amarelo e preto, respectivamente, enquanto os objetos A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) e A2744_YD4 (Laporte et al., 2017), são marcados por pontos grandes azul e vermelho, respectivamente.

tendem a se deslocar para a região de alta massa de poeira (razão poeira/gás) e alta metalicidade, região não abarcada pelos dados observacionais coletados pois estes, como já citado, estão enviesados para objetos de baixa metalicidade.

Assim como Calura et al. (2016), nós utilizamos o diagrama dado pela razão de massa entre a poeira e estrela e pela massa estelar para testar a evolução de galáxias (figura 5.15), visto que esta razão significa uma medição real da eficiência total de produção de poeira na galáxia, ou uma medida relativa do saldo de massa de poeira resultante da evolução galáctica. A amostra de galáxias elípticas, retirada de Lianou et al. (2016), apresenta sempre baixa razão entre as massas de poeira e estrela (generalmente entre 10^{-5} e 10^{-4}).

As amostras retiradas de Rémy-Ruyer et al. (2014) e Rémy-Ruyer et al. (2015) tendem a apresentar menor razão poeira-por-estrelas do que a amostra rica em gás de De Vis et al. (2016), considerando uma mesma massa estelar, enquanto as SMG de (da Cunha et al., 2015) geralmente possuem a razão poeira-por-estrela mais elevada dentre as amostras levantadas para este trabalho. As LBGs se situam, mais uma vez, juntamente à amostra de SMG na Fig. 5.15. Por fim, a galáxia A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) possui razão poeira-por-estrela superior à A2744_YD4 (Laporte et al., 2017), sendo que a primeira está situada juntamente às galáxias com alta razão poeira-por-estrela da amostra retirada de De Vis et al. (2016) e a última se situa juntamente às de menor razão.

Na figura 5.15, nota-se que os caminhos evolutivos computados estão sistematicamente localizados acima dos dados observacionais durante todo o grosso da formação estelar (exceto pelas SMGs, que possuem boa concordância com as simulações, principalmente para os modelos com $\nu_0 = 1.0 \text{ Gyr}^{-1}$), porém, as galáxias normais presentes no Universo local aparentam ser mais adequadamente descritas pelo cenário de maior SFR.

Modelos com forte *outflows* possuem tanto comportamento quanto razão entre massa de poeira e estrelas similares. Após a supressão da formação estelar, os caminhos evolutivos são aptos a explicar as galáxias elípticas para objetos com M_* entre $1 \times 10^{10} M_\odot$ e $2 \times 10^{11} M_\odot$. Os dados observacionais não representam os modelos com $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_\odot$. A diferença na massa de poeira produzida nos Casos A e B são bem pronunciadas durante a fase de formação estelar, principalmente para modelos de pequenos $M_{G,0}$ e ν_0 , quando a fonte estelar domina a acreção.

5.3 Discussões sobre a evolução do conteúdo bariônico e sua conexão com a evolução de poeira

Para este trabalho foi simulado um total de quarenta modelos quimiodinâmicos de evolução galáctica, variando a massa inicial bariônica, $M_{G,0}$, a eficiência de formação estelar, ν_0 , e a eficiência de coagulação em poeira, Δ_A , a fim de investigar quais são os principais processos que dirigem a evolução de massa de poeira em escala galáctica. Para tanto, nós nos detivemos principalmente em explicar a presença de DOGs em alto *redshift* e a relação entre formação estelar obscurecida por poeira e a massa estelar da galáxia. As simulações foram comparadas com um conjunto de dados disponíveis na literatura,

abrindo um amplo intervalo tanto de M_* quanto de redshifts.

Nesta seção será discutida as principais implicações dos nossos resultados, dividindo os assuntos tematicamente. Na subseção 5.3.1 será analisado o papel tanto da formação estelar quanto da eficiência de produção de poeira, assim como suas principais implicações. Na seção 5.3.2 serão analisados os vínculos entre evolução da poeira para galáxias em alto z , por fim, em 5.3.3 quais são as implicações para o obscurecimento de galáxias em geral.

5.3.1 Efeitos de ν_0 e Δ_A

A diferença entre a produção de poeira nos Casos A e B é mais acentuada em modelos com pequenos valores de ν_0 e $M_{G,0}$ (como pode ser visto nas figuras 5.6 e 5.7). Modelos que exibem *outflow* (ou seja, aqueles com altos valores de ν_0), a massa de poeira é sensível a Δ_A durante o grosso do período em que a galáxia constrói sua massa estelar e também de sua fase passiva, sendo, entretanto, quase insensível a Δ_A entre o máximo da formação estelar e a supressão da mesma. Este fenômeno é mais evidente nas figuras 5.12 e 5.11, onde se vê uma diferença de mais de 3 dex na massa de poeira produzida pelos Casos A e B (em ambas as figuras) logo no início da formação estelar. Para galáxias que experimentam a fase passiva, a massa de poeira (figura 5.12) é mais sensível a Δ_A que a razão entre poeira e gás (figura 5.11) devido a ejeção da poeira e gás durante os *outflow*, o que é expresso pelo maior espalhamento dos dados observacionais na figura 5.12 do que na figura 5.11. Como consequência, sistemas com alta SFR e SBGs não são adequados a vincular valores de Δ_A , visto que a acreção domina a produção de poeira neste sítios. Galáxias passivas ou as que já são bastante evoluídas também apresentam diversas limitações para investigar esse parâmetro, visto o grande número de processos envolvidos no acúmulo de poeira. Pelos motivos citados, nós sugerimos, para determinar Δ_A , o uso de sistemas com pequena metalicidade, pequena formação estelar e população estelar jovem (≤ 0.4 Gyr), como galáxias irregulares e sistemas DLA (Gioannini et al., 2017), ao invés de galáxias massivas e SBGs.

Ao acoplar as equações 3.19 e 3.21, nota-se que a acreção de poeira no ISM é proporcional tanto à massa de poeira pré existente na galáxia quanto à sua metalicidade. Como as estrelas e as SNe são as fontes primárias tanto da poeira quanto dos metais, nos modelos com pequenos valores de ν_0 , o crescimento do grão por acreção não é suficientemente eficiente para conduzir a evolução de massa de poeira, assim como pode ser visto em Aoyama

et al. (2016) e em Gioannini et al. (2017), e a produção de poeira por fontes estelares domina, tornando a massa de poeira mais dependente do valor de Δ_A assumido.

De certo, para todos os modelos de galáxia, a produção de poeira é dominada por CCSNe em seus primeiros instantes. Porém, em galáxias de alta SFR, o domínio da acreção como fonte principal de poeira ocorre muito cedo na história galáctica, acarretando na dificuldade em se isolar a contribuição de Δ_A . Além disso, as estrelas AGBs contribuem tardiamente para o enriquecimento de poeira, quando a acreção já domina o enriquecimento por poeira, sendo, portanto, bastante complexo determinar a contribuição dessas fontes para o acúmulo de poeira na galáxia.

Já em sistemas de baixa massa e baixa formação estelar, a acreção demora a dominar a produção de poeira, dando tempo para que as estrelas ISM evoluam em AGBs, o que facilita a determinação de Δ_A . Na figura 5.6, considerando o modelo $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, a massa de poeira leva $\sim 0.5 \text{ Gyr}$ para alcançar o valor estimado de A2744_YD4 e produz menos poeira que A1689-zD1, em qualquer instante. Na figura 5.7 o mesmo modelo leva $\sim 0.4 \text{ Gyr}$ para alcançar a razão entre poeira e gás estimada para A1689-zD1.

Outra vantagem nesta abordagem é que as propriedades das galáxias de baixa SFR investigadas neste trabalho, principalmente as que possuem população estelar jovem, não são tão sensíveis à história de formação estelar ou receitas de *feedback*, sendo, no entanto, mais sensíveis à IMF adotada. Uma IMF *top-heavy* (maior produção de estrelas de alta massa) aumenta o número de explosões de CCSNe, aumentando tanto a massa de poeira quanto a metalicidade, o que torna mais rápido tanto o enriquecimento por poeira oriundo da própria SNe quanto o domínio da acreção na produção de poeira, devido à alta metalicidade precoce destes sistemas.

É preciso, porém, proceder com cautela. A investigação sobre a produção de poeira em galáxias com baixa SFR e metalicidade pode enviesar as estimativas de Δ_A , no caso desta quantidade ser ao menos um pouco sensível à metalicidade (como são os valores de Piovan et al., 2011). A possível dependência da própria IMF com a metalicidade é outro ponto a ser considerado em tais investigações. Do ponto de vista observacional, a detecção e caracterização da massa de poeira (incluindo composição e distribuição no interior da galáxia) é consideravelmente mais difícil e custoso em objetos de baixa massa SFR (como galáxias anãs irregulares).

Mas, apesar destas dificuldades, argumentamos que a produção de poeira em tais sistemas é dominada por fontes estelares e que o número de variáveis é substancialmente reduzido nestes objetos, em contraste com sistemas já bastante evoluídos, compensando assim algumas das dificuldades. Seguindo Calura et al. (2016), a razão de massa entre poeira e estrelas pode ser uma ferramenta importante para investigar a produção de poeira em sistemas de baixa formação estelar (ver figura 5.15), assim como para medir a eficiência da produção de poeira por fontes estelares.

Na figura 5.8, a massa de poeira pode ser dividida em três regiões: galáxias elípticas passivas, galáxias normais formadoras de estrelas e galáxias de alta formação estelar e SBGs (como SMG e LBG). A relação entre a razão de poeira/gás e M_* observada nos dados retirados da literatura (figura 5.10) apresenta maior dispersão do que a relação entre a massa de poeira e M_* (figura 5.8), possuindo, também, regiões menos definidas. Este comportamento provavelmente se deve aos diferentes estágios evolutivos que cada galáxia se encontra, havendo, portanto, reservatórios de gás disponíveis à formação estelar de tamanhos distintos. De fato, os modelos não representam todas as quantidades relevantes à evolução de galáxias ao mesmo tempo, como pode ser notado ao se comparar as figuras 5.8, 5.11 e 5.15.

Para compensar possíveis efeitos evolutivos, nós propomos, até onde sabemos pela primeira vez, o uso do diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ por M_{Dust}/M_* (figura 5.16) como uma ferramenta importante tanto para as investigações sobre a produção de poeira quanto para se desenvolver a própria teoria da evolução de galáxias. O diagrama proposto permite que se conecte cada fase da massa bariônica (M_{Dust} , M_{Gas} e M_* assim como da SFR) à evolução da galáxia como um todo.

Na figura 5.16, as galáxias formadoras de estrelas percorrem um claro caminho, indo das galáxias anãs aos objetos de alto *redshift*. As galáxias elípticas se situam na região de alta razão poeira/gás e baixa razão poeira/estrelas, quando comparada às galáxias formadoras de estrelas.

Infelizmente, a amostra de SMGs não está incluída na Fig. 5.16, visto não haver dados sobre a massa de gás destes objetos. Porém as galáxias em alto- z LBGs e A1689-zD1 estão incluídas e se situam na região de alta razão de poeira/gás e alta razão poeira/estrelas. A distinção entre galáxias formadoras de estrelas e as passivas é clara, mas novamente a amostra de alto- z não exibe um claro padrão distinto no diagrama. Os caminhos evolutivos com-

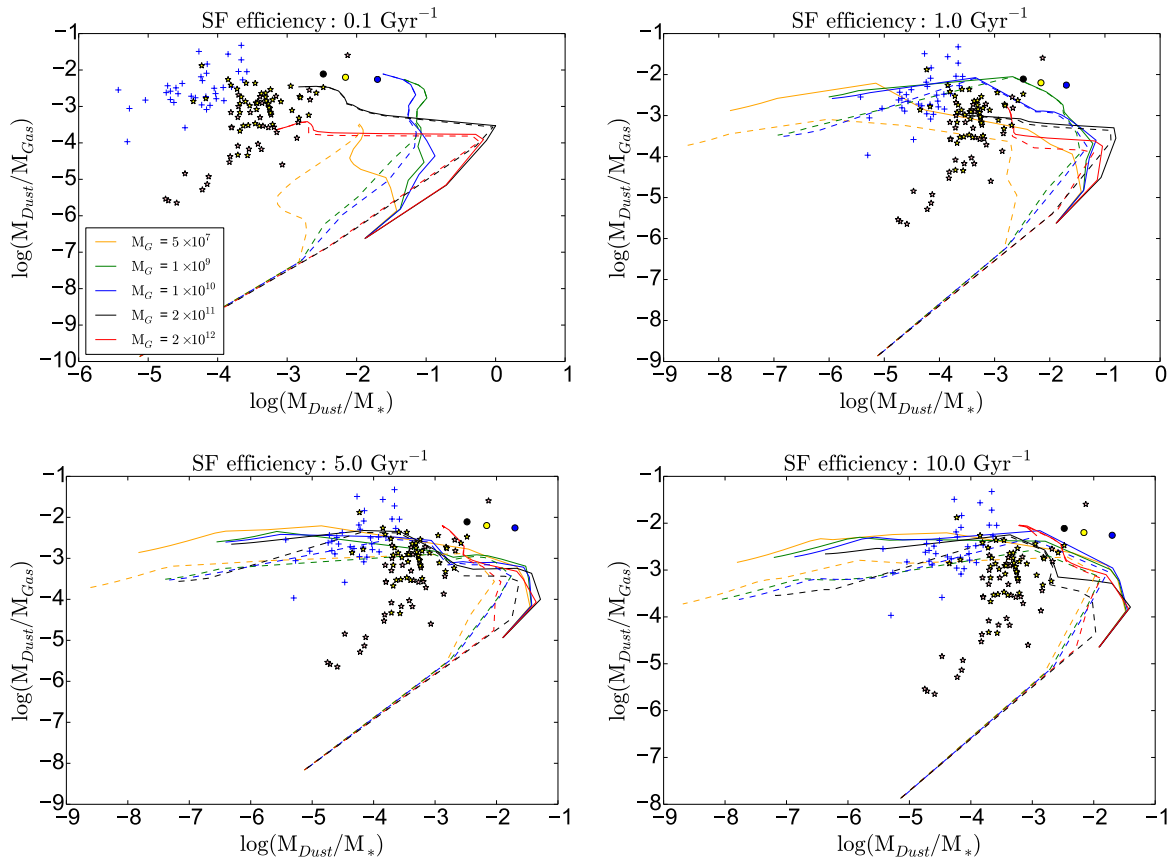


Figura 5.16: Razão poeira/gás em função da razão poeira/estrelas. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. Os dados retirados de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcados como estrelas amarelas e rosas, as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruze azuis e a DOG pertencente à era da reionização A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) por um ponto grande azul. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

putados não coincidem com o caminho gerado pelos dados observacionais, principalmente para os modelos com baixa SFR. Para qualquer valor de ν_0 , os caminhos evolutivos computados apresentam menor razão poeira/gás, para uma mesma razão poeira-por-estrela, do que os dados retirados da literatura, o que sugere que a massa de gás em nossos modelos possa estar superestimada.

Os caminhos evolucionários também mostram um “cotovelo” próximo a região das galáxias de alto- z , marcando a transição entre a fase formadora de estrelas e a fase passiva. Nota-se também, na figura 5.16, que o Caso B de nossos modelos é mais adequado a descrição das DGS do que o Caso A, sugerindo ou um baixo valor de Δ_A ou sua dependência com a metalicidade estelar. Considerando a massa de poeira produzida pelo Caso B de nosso modelo, o uso de uma IMF *top-heavy* poderia aliviar a tensão entre o ca-

minhos evolutivos e os dados observacionais. Porém, uma resposta mais precisa necessita tanto de mais dados observacionais, cobrindo um vasto intervalo de *redshift*, M_* e diversas morfologias, quanto de mais trabalhos teóricos.

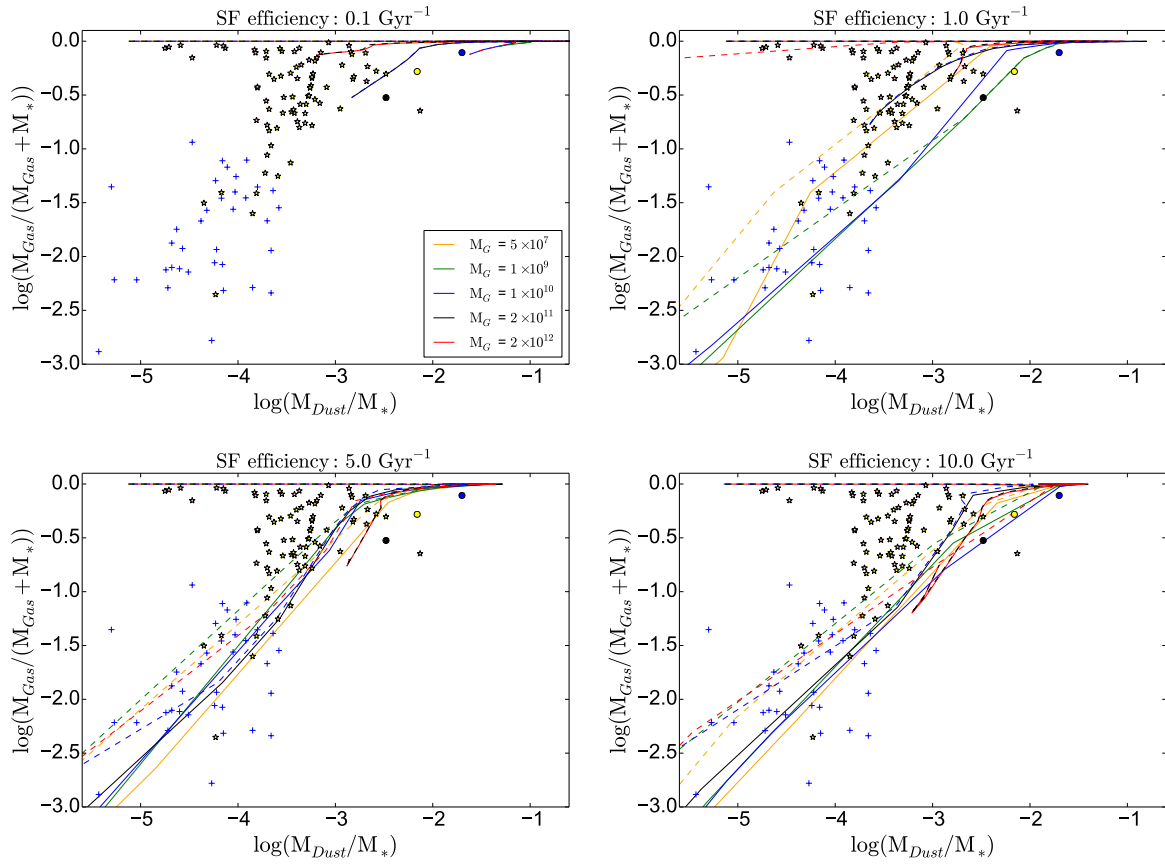


Figura 5.17: Fração de gás da galáxia em função da razão poeira-por-estrelas como predita pelo modelo. Os painéis e caminhos evolutivos são marcados do mesmo modo que a Fig. 5.6. Os dados retirados de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015) são marcados como estrelas amarelas e rosas, as galáxias elípticas de Lianou et al. (2016), são indicadas por cruzes azuis e a DOG pertencente à era da reionização A1689-zD1 (Knudsen et al., 2016) por um ponto grande azul. Figura retirada de Barbosa-Santos et al. (2020).

Outro ponto interessante do diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ por M_{Dust}/M_* (figura 5.16) é que ele é bastante similar a relação fundamental das galáxias, descrita por M_* , SFR e pela metalicidade (ver Mannucci et al., 2010). As quantidades M_* e M_{Gas} são ligados pela SFR e $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ está diretamente conectada à metalicidade (como discutido em Galliano et al., 2008, 2018; De Vis, P. et al., 2019). De qualquer modo, o diagrama proposto facilita a comparação entre os trabalhos teóricos (como as simulações) e os trabalhos observacionais, visto que ele considera a eficiência da produção de poeira (descrito por M_{Dust}/M_*), o reservatório de gás disponível para a produção de estrelas (M_{Gas}) e a evolução passada da

galáxia ($M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$).

Outro modo possível de levar em conta os efeitos evolutivos é ligar a fração de gás ($M_{\text{Gas}}/(M_* + M_{\text{Gas}})$, ou seja, uma medida da quantidade de gás disponível para a formação estelar ponderada por sua massa bariônica) à eficiência de produção de poeira (M_*/M_{Dust} , quando estimada em escala galáctica). Esta relação está disponibilizada na figura 5.17.

No diagrama $M_{\text{Gas}}/(M_* + M_{\text{Gas}})$ por M_*/M_{Dust} (Fig. 5.17), pode-se distinguir, nos dados observacionais, dois padrões principais distintos, cada um formando um ramo.

O primeiro deles é um ramo horizontal, formado por galáxias ricas em gás (principalmente por galáxias anãs do catálogo DGS) e é bem representado por modelos com baixa eficiência de formação e fraco *outflows*, baixo $M_{\text{G},0}$ e pelo Caso B (a representação é melhor conforme sejam combinados estes fatores). De fato, os baixos valores de M_*/M_{Dust} observados na amostra DGS pode ser explicado apenas pelo Caso B (considerando o modelo FT98 e as configurações adoradas neste trabalho), o que pode ser interpretado como uma sensibilidade de Δ_A à metalicidade. Nosso modelo parece reproduzir bem, no diagrama $M_{\text{Gas}}/(M_* + M_{\text{Gas}})$ por M_*/M_{Dust} , as propriedades destes sistemas.

O segundo ramo é formado por galáxias pertencentes ao catálogo KINGFISH, por elípticas e pelos objetos em alto *redshift*, sendo representado por modelos com alta eficiência de formação estelar e com fortes eventos de *outflows*. Os objetos do KINGFISH se situam preferencialmente em $\log(M_*/M_{\text{Dust}}) \gtrsim -4.0$ e $M_{\text{Gas}}/(M_* + M_{\text{Gas}}) \gtrsim -1.0$, enquanto as galáxias elípticas se situam na posição oposta. Por fim, as galáxias em alto *redshift* estão situadas na região com alta eficiência de produção de poeira e alta fração de gás da Fig. 5.17, porém estes objetos não aparentam se situar em uma posição claramente distinta do diagrama.

O diagrama $M_{\text{Gas}}/(M_* + M_{\text{Gas}})$ por M_{Dust}/M_* (Fig. 5.17) é também uma ferramenta importante para investigar a conexão entre a evolução da poeira com a evolução da galáxia com um todo, tendo a vantagem de explicitar o reservatório de gás disponível para a formação estelar, importante quantidade para evolução de galáxias. De qualquer modo, o diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ por M_{Dust}/M_* (Fig. 5.16) nos parece ser mais sensível a quantidade de poeira (assim como a sua evolução) do que a relação expressa na Fig. 5.17.

5.3.2 Implicações para as galáxias de alto redshift

Embora as principais propriedades das DOGs presentes na reionização possam ser reproduzidas por modelos de massa bariônica similar (em especial A1689-zD1, Knudsen et al., 2016) e alta eficiência de formação estelar ($M_{G,0} = 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$), a análise disponível na seção 5.2.2 é ainda bastante simplista.

Como discutido na em 5.3.1, um modelo adequado de produção de poeira em escala galáctica deve satisfazer os os indicadores de evolução galáxia simultaneamente, o que seria equivalente a reproduzir as relações M_{Dust}/M_* vs. M_* (figura 5.15) e $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ vs. M_{Dust}/M_* (figura 5.16), o que não ocorre com nossos modelos. Em segundo, é necessário estabelecer o *redshift* de colapso de tais objetos, visto que eles não nasceram no *Big Bang*.

Como discutido na seção 5.2.2, o temo necessário para que os modelos $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ alcancem a massa de poeira estimada para o objeto A2744_YD4 de $\sim 0.5 \text{ Gyr}$, enquanto a massa de poeira de A1689-zD1 é aproximadamente seis vezes superiora ao obtido pelos nossos modelos, independentemente do Δ_A adotado. O primeiro objeto possui SFR superior aos modelos, enquanto o segundo possui aproximadamente a mesma. Estas diferenças podem estar associadas à ocorrência de um forte *starburst* ou diferenças tanto na produção de poeira quanto em sua distribuição no interior galáctico, o que gera possíveis erros sistemáticos na estimativa de massa de poeira.

Como argumentado por Calura et al. (2016), uma outra possibilidade é uma IMF sensível à metalicidade, sendo mais *top-heavy* em ambientes pobres em metais. Esta suposição tem como consequência o aumento do número de CCSNe, o que acelera a evolução tanto da metalicidade quanto da massa de poeira. Esta conexão entre o número de CCSNe, metalicidade e massa de poeira pode amplia o efeito da IMF *top-heavy* devido a acreção do grão no ISM. A razão poeira/gás, M_* e SFR computados concordam com os valores estimados para A1689-zD1 em um tempo evolutivo de $\sim 0.4 \text{ Gyr}$, compatível com o tempo cósmico disponível para este objeto. Nosso modelo é mais adequado à descrição da razão poeira/gás do que a massa total de poeira gessas galáxias.

Para criar vínculos na massa de poeira em objetos da reionização e na densidade numérica das DOGs, é de extrema importância criar vínculo também na teoria de evolução de modelos de poeira e de galáxias e ainda na história de formação estelar. O domínio de galáxias que emitem no UV pode ser facilmente devido à sistemáticos efeitos de seleção, e a

presença de DOGs no “amanhecer cósmico” pode ser subestimada (Knudsen et al., 2016). Neste caso, o censo da densidade de formação estelar deve ser atualizado e a teoria de evolução de galáxias incrementada. Para alta densidade de DOGs durante a reionização, mesmo modelos de reionização devem ser revisitados, devido à alta absorção do UV pela poeira.

Os modelos simulados não demonstram qualquer tensão com SMGs e LBGs em $z \sim 5$ ou menos. Para sistemas com alto ν_0 , a alta taxa de formação estelar (como SMG e LBG), a galáxia tem tempo suficiente para construir completamente sua massa de poeira, com uma IMF de Salpeter, mesmo considerando o tempo necessário para a formação e colapso da nuvem. O modelo também demonstra tempo suficiente para suprimir a formação estelar de SMG e transformá-la em galáxias passivas (Toft et al., 2014) antes de $z \sim 4$.

5.3.3 Obscurecimento de galáxias

Como citado na seção 1, galáxias com alta massa possui a maior parte de sua formação estelar obscurecida por poeira, alcançando $\sim 90\%$ em galáxias com $\log(M/M_\odot) \simeq 10.5$. As galáxias de baixa massa são o caso oposto, a formação estelar é não obscurecida e o caso médio ocorre é observado em galáxias com $\log(M/M_\odot) = 9.4$, onde metade da formação estelar é obscurecida. Esta relação é observada, ao menos, até $z \sim 2.5$ (ver Whitaker et al., 2017, para maiores detalhes).

Um tratamento preciso do obscurecimento de formação estelar no cenário dos modelos de evolução de galáxias é uma tarefa complexa e será. Estrelas nascem em aglomerados dentro de nuvens moleculares gigantes (GMC), que são geralmente objetos extensos e não simétricos. A extinção intrínseca à nuvem depende da composição local do ISM, da geometria da nuvem e de sua densidade. A radiação emitida por estrelas recém nascidas destroem a nuvem de dentro para fora, criando bolhas de HII em GMC e permitindo o escape de fótons UV e de luz visível. Na Sec. 5.4 será apresentado o resultado das simulações da SED.

Na figura 5.7, para qualquer $M_{G,0}$ e para ambos os casos de produção de poeira, a razão de poeira e gás inicial aumenta com ν_0 . O tempo dispendido para formar a massa de poeira é também menor para modelos com alto ν_0 . Para valores baixo de ν_0 , as nuvens moleculares terão uma grande fração escapando sem interagirem com poeira (devido a baixa razão entre poeira e gás), tornando a SFR facilmente testável por UV e visível. Uma

formação estelar suave (sem surtos) leva a uma quantidade menor de poeira no ambiente em que ocorre a formação estelar. Em modelos com alto ν_0 , a fração de fótons em UV escapando será bem pequena (o modelo de Silva et al., 1998a, considera que todo o UV será processado por poeira durante os primeiros Myr da GMC), devido à razão entre poeira e gás ser mais elevada, logo, a taxa de formação estelar será medida no IR e nas bandas submilimétricas. A dependência da acreção do grão com a metalicidade amplifica essa diferença.

Como tanto a formação estelar quanto a metalicidade estão ligados com a evolução de galáxia, e dependem da massa da galáxias (Mannucci et al., 2010), nós esperamos uma evolução lenta da fração de formação estelar obscurecida para z maior que do “meio dia cósmico”, quando as galáxias estão construindo quase toda sua massa estelar. A eficiência de condensação de poeira pode amplificar essa diferença entre galáxias massivas e anãs, devido às diferenças entre tempo de evolução da metalicidade. É claro que o tempo para a formação estelar sendo menor, a metalicidade evolui mais rapidamente, o que torna a acreção mais eficiente. Nós concluimos que $M_{G,0}$ é o principal motor da fração de formação estelar obscurecida.

O diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ por M_{Dust}/M_* (figura 5.16) é bastante similar a relação fundamental entre M_* , SFR e metalicidade (ver Mannucci et al., 2010). Wang et al. (2013) também obtiveram relação entre a massa do halo de matéria escura e M_* , como uma relação entre SFR– M_* . Isto também é esperado e visto em variadas eficiências de formação estelar por $M_{G,0}$ e reflete no fato de que halos mais massivos possuem menor tempo de evolução do que os menos massivos, sendo mais eficientes em formar estrelas, e conseguem criar a diferença entre formação estelar obscurecida ou não obscurecida, tornando tal diferença não muito dependente do tamanho da galáxia, mas profundamente dependente de sua massa. A formação estelar obscurecida também pode ser ilustrada pela figura 5.16. Em qualquer painel desta figura, o canto com alto $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ e M_{Dust}/M_* corresponde à maior fração de poeira, onde a galáxia é mais obscurecida. Lá podemos ver as LBGs e A1689-zD1, todas galáxias pesadamente obscurecidas, evoluídas e de alto- z . É também a região onde os caminhos evolucionários de $\nu_0 = 10 \text{ Gyr}^{-1}$ mudam de direção. Esta posição também suporta a ideia que SMG pode evoluir em galáxias elípticas passivas.

Os objetos do DGS caem preferencialmente na região de baixo $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ e baixo M_{Dust}/M_* . Esta subamostra possui pequena metalicidade média ($12 + \log \text{O}/\text{H} = 7.93$),

baixa massa estelar média ($\log M_*/M_\odot = 8.58$) e baixa massa de poeira ($\log M_{\text{Dust}}/M_\odot = 5.69$) (Rémy-Ruyer et al., 2015). Apenas Caso B de produção de poeira pode alcançar os valores de $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ e $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}}$ e dos objetos do DGS.

O valor $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_\odot$ foi escolhido para ser um limite inferior de massa para galáxias anãs, embora esteja abaixo do limite inferior da massa estelar dos dados observacionais. Para este valor de $M_{G,0}$, apenas o modelo com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ faz uma galáxia normal formadora de estrelas (ver 5.1), tomando quase 10 Gyr para alcançar 10^{-4} de razão entre poeira e gás (a mesma ordem de grandeza da amostra de galáxias anãs de Lisenfeld e Ferrara, 1998, ver também Fig. 5.7), em ambos os casos de produção de poeira (este também é quase o tempo necessário para que Caso B alcance o Caso A). Para esta mesma $M_{G,0}$, qualquer outro valor de ν_0 produz um *starburst* seguido por uma evolução como galáxia passiva. Apesar da baixa M_* , o modelo de galáxia normal formadora de estrelas alcança M_{Dust} e razão de poeira/gás dos objetos de pequena M_* de Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015), como pode ser visto nas figuras 5.8 e 5.10.

A galáxia extremamente pobre em metais, IZw 18, possui razão de poeira/gás entre $3.2 - 13 \times 10^{-6}$ (Fisher et al., 2014), ou aproximadamente 3.0×10^{-6} , derivado por Rémy-Ruyer et al. (2014, 2015). O modelo de formação estelar normal com $M_{G,0} = 5 \times 10^7 M_\odot$ leva aproximadamente 0.1 Gyr, no Caso A, e em torno de 1.0 Gyr, no Caso B, para alcançar a razão poeira/gás de IZw 18 (ver Fig. 5.6 e 5.7). A população estelar de IZw 18 possui uma idade de aproximadamente 0.5 Gyr (para ver mais discussões veja Papaderos et al., 2002), $M_* = 9 \times 10^7 M_\odot$ e $M_{\text{Gas}} = 2.8 \times 10^8 M_\odot$ ($M_{\text{Gas}} = M_{\text{HI}} + M_{\text{H}_2}$), esta galáxia está em rápida evolução (*starburst like*) e sua SFR é aproximadamente $0.05 M_\odot/\text{yr}$ (Fisher et al., 2014). Se nós compararmos IZw 18 com qualquer modelo de *starburst* nós vemos que apenas o Caso B pode reproduzi-la, portanto nós concluímos que Δ é sensível à metalicidade.

5.3.4 Limitações do modelo

Como discutido na Sec. 2.6, as galáxias são formadas majoritariamente por material bariônico já presente no halo de DM. Os halos das galáxias normais e anãs são formados antes que as galáxias produzam suas estrelas enquanto em halos com $M_{\text{halo}} \lesssim 10^{13} M_\odot$ são formados depois das estrelas serem produzidas (Naab e Ostriker, 2017). Como os únicos modelos que computamos cuja massa do halo alcança o valor citado são os com $M_{G,0} = 2 \times 10^{12} M_\odot$, para a maior parte de nossos modelos, a aproximação de halo estático

nos parece apropriada.

O modelo FT98 também é apropriado para investigar objetos presentes no *cosmic noon*, pois a formação estelar *in situ* é, o principal mecanismo de galáxias acima de *redshift* 1.5 (Naab e Ostriker, 2017) e, sendo o pico da densidade cósmica das DOGs em torno de $z \sim 2.5$, o modelo pode ser usado para descrever estes objetos sem grandes ressalvas.

Ainda assim, muito embora Calura e Matteucci (2006) tenham sugerido que a sequência de Hubble pode ser entendida como uma sequência decrescente de SFR, e também considerando que o modelo FT98 reproduz o crescimento *inside-out* (ver Fig. 3.1, 3.4, 3.5 e 3.6), é preciso investigar o quanto o modelo FT98 pode descrever a produção de poeira nas galáxias do Universo local, onde o maior contribuidor são as galáxias espirais. Para tal análise, seguiremos Gioannini et al. (2017).

Estes autores computam a evolução da densidade cósmica de poeira, considerando um único modelo de galáxia como representativo de cada tipo morfológico, ou seja, foram computados um modelo para galáxias elípticas (ELL), um para espirais (SPI) e um para irregulares (IRR). Eles também assumem que todas galáxias colapsam em $z = 10.0$.

Para computar a evolução de poeira nas galáxias, Gioannini et al. (2017) utilizam um modelo de evolução química no qual, além da massa bariônica inicial e da eficiência de formação estelar, as taxas de *infall* e *outflow*, sendo esta um fator de proporcionalidade com a SFR, também são entradas do programa.

Aqui é preciso pontuar uma diferença importante em relação ao modelo FT98. Enquanto o modelo de Gioannini et al. (2017) é descrito por quatro parâmetros, o FT98 é descrito por dois, sendo as taxa de *infall* e *outflow* computadas diretamente pela evolução hidrodinâmica e pela energia liberada pelas SNe, respectivamente. Consideramos que ambas as abordagens possuem vantagens e problemas, visto que o número reduzido de parâmetros de FT98 acarreta na forte sensibilidade deste modelo à lei de formação estelar assumida, tornando delicado o balanço do material bariônico neste modelo. Já em Gioannini et al. (2017), os parâmetros extras permitem regular o reservatório de gás da galáxia, possibilitando a manutenção da formação estelar pelo tempo desejado.

Estes autores consideraram a seguinte configuração para representar cada tipo morfológico de galáxia:

1. Config. Gioannini et al. (2017)

- ELL – $M_{infall} = 1 \times 10^{11} M_{\odot}$, $T_{infall} = 0.3$ Gyr, $\omega_i = 10$ e $\nu_0 = 15.0$ Gyr $^{-1}$
- SPI – $M_{infall} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$, $T_{infall} = 7.0$ Gyr, $\omega_i = 0.3$ e $\nu_0 = 2.0$ Gyr $^{-1}$
- IRR – $M_{infall} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$, $T_{infall} = 5.0$ Gyr, $\omega_i = 0.7$ e $\nu_0 = 0.01$ Gyr $^{-1}$.

Gioannini et al. (2017) considera três cenários de evolução da densidade numérica de galáxias. No primeiro não há evolução da densidade numérica, sendo chamado PLE (“pure luminosity evolution”), no segundo, a densidade evolui com o *redshift*, sendo chamado DE (“density evolution”). Já o terceiro é uma variação do segundo em que se considera a queda do número de galáxias espirais para $z > 2$ (consultar Gioannini et al., 2017, para maiores detalhes).

Para averiguar os limites de FT98, seguimos a evolução da densidade comovel de galáxias, Ω_{Dust} , nos três cenários descritos em Gioannini et al. (2017), considerando três diferentes configurações de modelos de evolução galáctica. Na Configuração 1, nós adotamos apenas modelos já computados, na Configuração 2 tentamos nos aproximar dos modelos de Gioannini et al. (2017) e na Configuração 3 foram adotados menor taxa de formação estelar que estes autores. Nossas configurações são:

1. Config.-1

- ELL – $M_0 = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0$ Gyr $^{-1}$
- SPI – $M_0 = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 1.0$ Gyr $^{-1}$
- IRR – $M_0 = 1 \times 10^9 M_{\odot}$ e $\nu_0 = 0.01$ Gyr $^{-1}$

2. Config.-2

- ELL – $M_0 = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0$ Gyr $^{-1}$
- SPI – $M_0 = 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 2.0$ Gyr $^{-1}$
- IRR – $M_0 = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 0.01$ Gyr $^{-1}$

3. Config.-3

- ELL – $M_0 = 2 \times 10^{11} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 10.0$ Gyr $^{-1}$
- SPI – $M_0 = 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 1.0$ Gyr $^{-1}$
- IRR – $M_0 = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ e $\nu_0 = 0.01$ Gyr $^{-1}$.

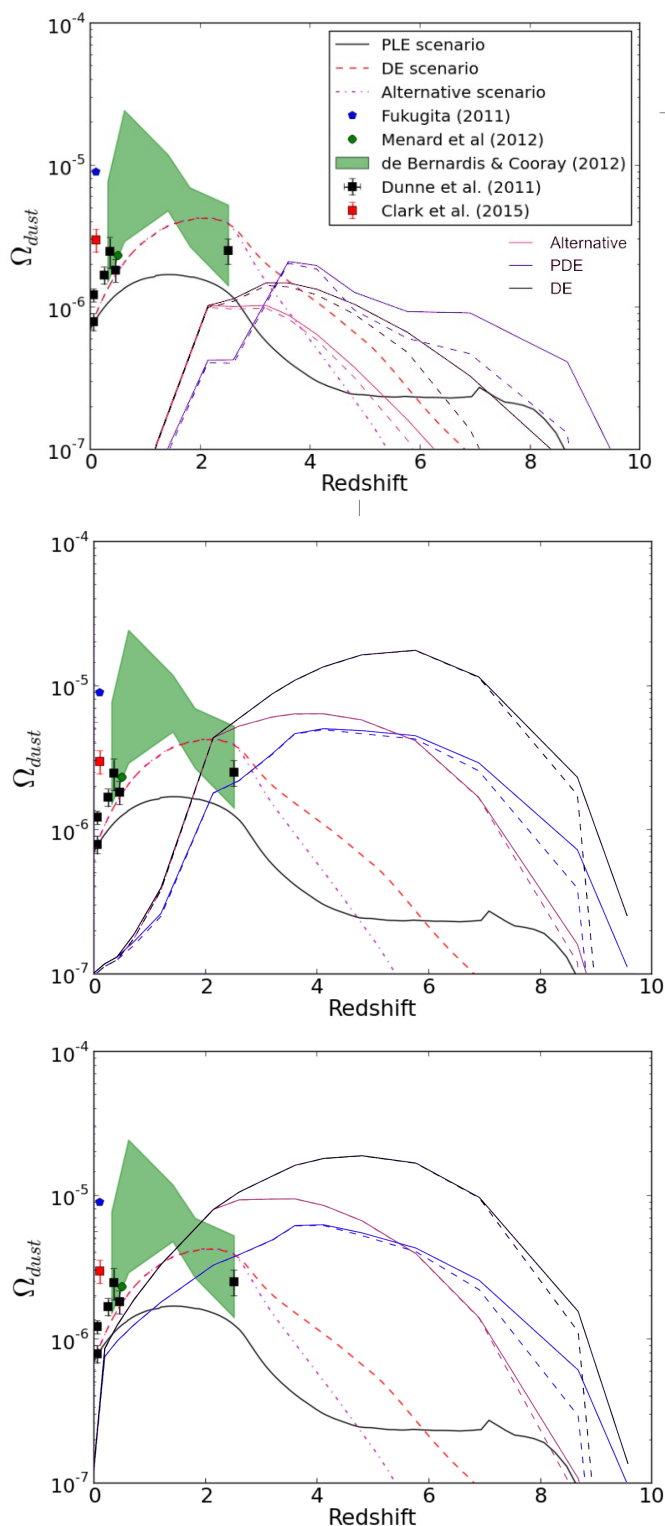


Figura 5.18: Evolução da densidade comóvel de poeira. Cada painel corresponde a uma configuração de modelos de galáxias, sendo Config.-1, o painel superior, Config.-2, o médio e Config.-3, o inferior. O resultado de cada configuração foi sobreposto à figura 6 de [Gioannini et al. \(2017\)](#). A legenda enquadrada pertence ao trabalho de [Gioannini et al. \(2017\)](#) e a suspenso pertence a este trabalho.

Nossos resultados são mostrados sobrepostos aos de Gioannini et al. (2017) na figura 5.18. Como utilizamos o mesmo modelo de galáxia elíptica em todas as configurações e também usamos o mesmo modelo de galáxia irregular nas Config.-2 e 3, podemos concluir que a densidade comóvel de poeira é fortemente sensível ao modelo representativo de galáxia espiral. Analisando o painel médio e inferior da Fig. 5.18 (Config-2 e 3, respectivamente), nota-se que menores valores de ν_0 para a galáxia espiral levam a uma formação estelar mais longa e maior densidade cósmica de poeira em baixo *redshift*.

Porém, como para ambas as configurações, Ω_{Dust} cai abruptamente em $z \sim 2.0$, para a Config.-2 e em $z \sim 0.2$, para a Config.-3, não podemos reproduzir a densidade cósmica de poeira em $z = 0$. Já entre $z \sim 0.2$ e ~ 2.0 , o valor de Ω_{Dust} computado pela Confi.-3 possui tanta adequação aos dados observacionais quanto o modelo de Gioannini et al. (2017). De qualquer forma, a densidade cósmica de poeira no Universo atual é bastante dependente do modelo de galáxia espiral adotado e a adaptação do modelo FT98 a estes objetos precisaria de muita cautela e de uma sintonia fina que nos parece artificial.

Por fim, é importante ressaltar que, ao se flexibilizar o *redshift* do colapso, a Config.-3 poderia representar a densidade de poeira no Universo local e também que o modelo FT98 foi originalmente desenvolvido para representar galáxias esferoidais.

5.4 SED e linhas aromáticas

Nesta seção serão descritos os resultados da SED simuladas. Foram computados um total de oito modelos, todos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$. Foram adotadas duas eficiências de produção de poeira $\nu_0 = 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ e 10.0 Gyr^{-1} e ambos os Casos de produção de poeira. Também foram consideradas as *features* dos PAHs neutros e ionizados.

5.4.1 SED simulada

A partir do modelo óptico descrito no Cap. 4, simulamos a SED para duas diferentes eficiências de formação estelar ($\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ e 10.0 Gyr^{-1}) de galáxias com $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$, considerando tanto o Caso A quanto o B de produção estelar. Estes modelos foram preferidos devido à maior proximidade de $M_{G,0}$ com a massa das galáxias presentes na era da reionização (o que também oferece interesse especial no modelo com $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, para maiores detalhes ver Sec. 5.3.2) e por serem os extremos da eficiência da formação

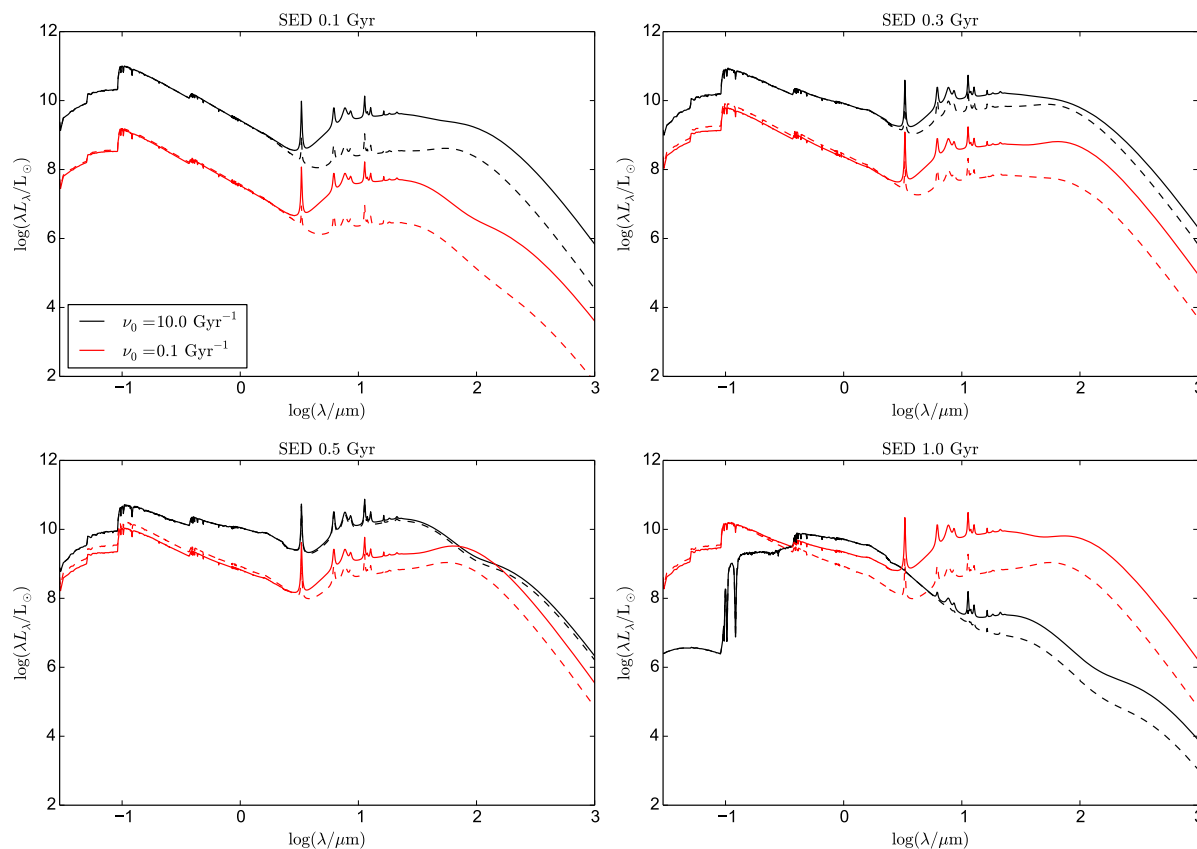


Figura 5.19: SED simulada para os modelos com $1 \times 10^{10} M_{\odot}$ para tempos entre 0.1 Gyr e 1.0 Gyr. A linha preta corresponde aos modelos $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e a vermelha aos modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$. Linhas contínuas representam o Caso A e as tracejadas o Caso B de produção de poeira. Foram considerados apenas PAHs neutros.

estelar adotados. As SEDs simuladas são mostradas nas figuras 5.19, para tempos de evolução iguais ou inferiores a 1.0 Gyr, 5.20, para tempos entre 2.6 e 13.0 Gyr. Em ambas as figuras os PAHs foram assumidos neutros.

Tanto na Fig. 5.19 quanto na Fig. 5.20, não se nota sensibilidade nas regiões do UV e visível da SED à formulação de produção de poeira adotada nos modelos com $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$. Já na região do IR, a luminosidade é consideravelmente sensível à eficiência da produção de poeira apenas para $t = 0.1 \text{ Gyr}$ (painel direito e inferior da Fig. 5.19) e segue diminuindo até $\sim 0.5 \text{ Gyr}$, instante em que a diferença é quase nula. No painel referente a $t = 0.1 \text{ Gyr}$, nota-se novamente diferenças na SED produzida pelo Caso A e B, principalmente na região do FIR. Esta diferença se segue por toda a fase passiva da evolução galáctica (ver Fig. 5.20).

Nos modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ também se percebe tanto a pouca dependência da

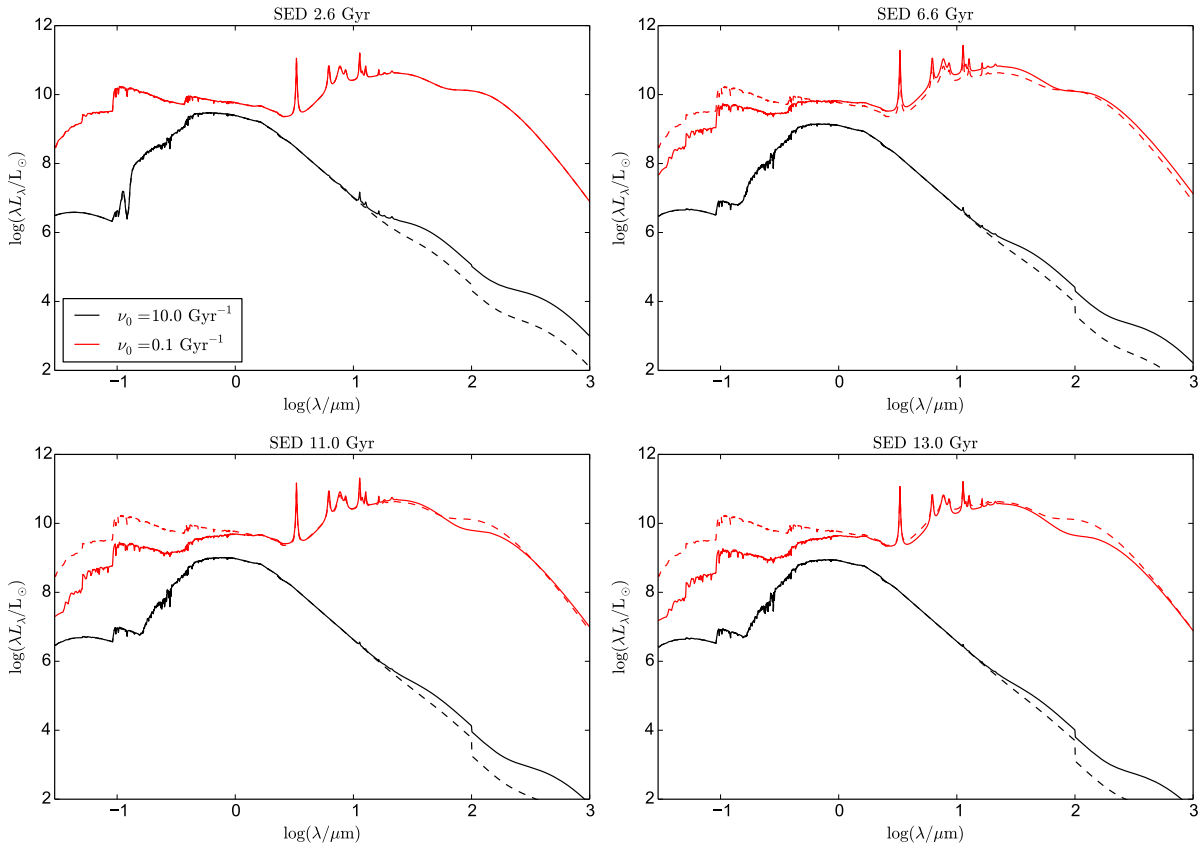


Figura 5.20: O mesmo da Fig. 5.19, porém para tempos entre 2.6 Gyr e 13.0 Gyr.

região UV e visível com a produção de poeira (embora em $t = 0.1$ Gyr já se perceba a maior atenuação do visível produzida pelo Caso A) quanto a alta dependência da região do IR durante todo o primeiro Gyr da galáxia (ver Fig. 5.19). Excetuando $t = 2.6$ Gyr (painel superior esquerdo da Fig. 5.20), quando a SED é insensível a Δ_A , conforme a evolução progride, a SED se torna bastante sensível a Δ_A na região do UV e visível e pouco sensível na região do IR, como pode ser notado na Fig. 5.20.

Esses resultados corroboram com a discussão apresentada na Sec. 5.3 e demonstram que sistemas com alta SFR não são tão adequados às investigações sobre os mecanismos de produção e acúmulo de poeira em galáxias pois, após um curto intervalo de tempo, a SED se torna insensível a Δ_A em quase todos os comprimentos de onda, sendo este efeito mais dramático no pico da SFR. Em sistemas com baixa SFR, as diferenças na SED permanecem por mais tempo e ocorrem principalmente na região do UV e visível, o que facilita a distinguir a eficiência de cada processo que contribui para a produção de poeira.

Ainda assim, com exceção do período em que ocorre o pico da SFR, as regiões do FIR

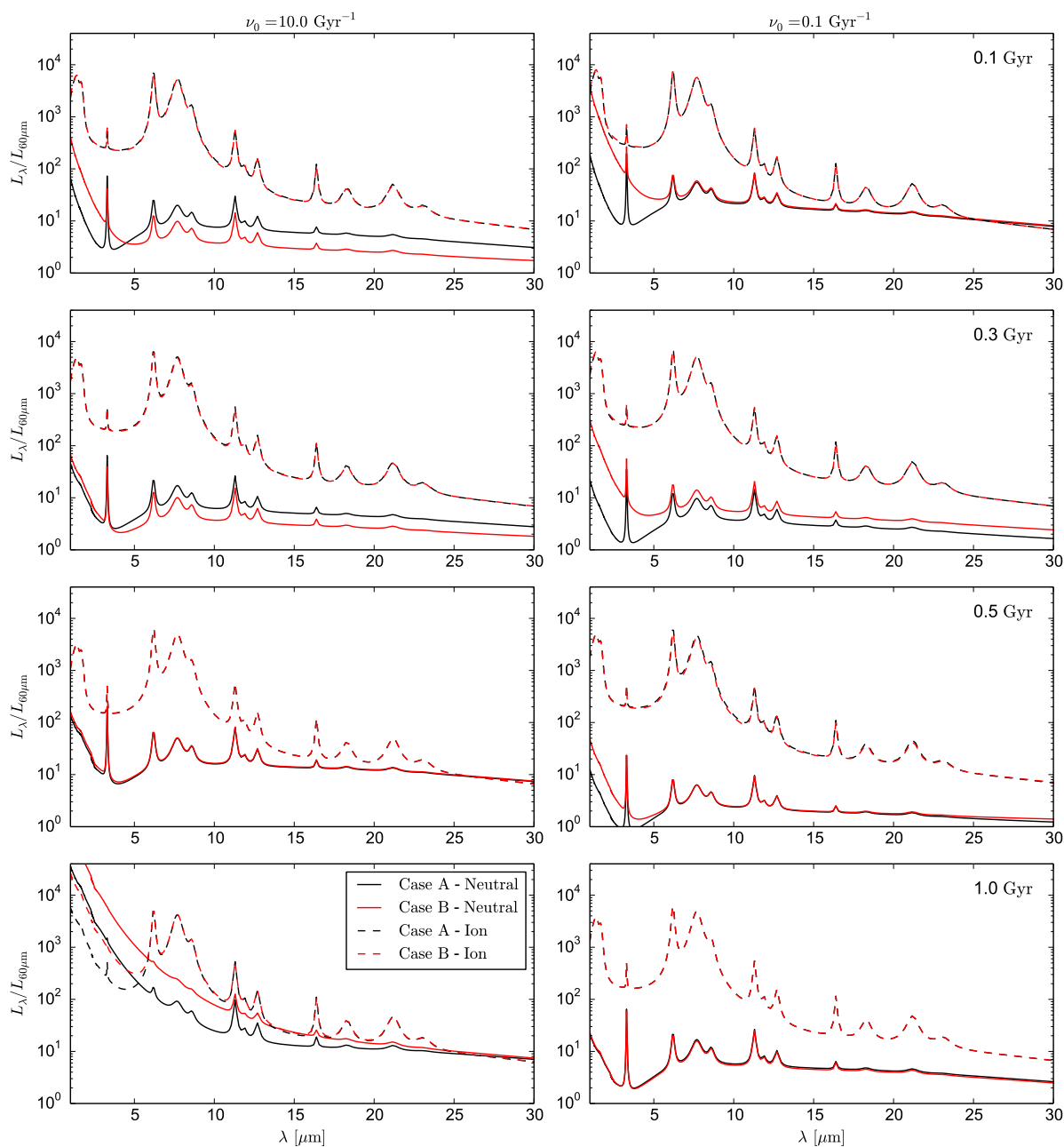


Figura 5.21: Features aromáticas normalizadas em $L_{\lambda} = 60 \mu\text{m}$ simuladas para tempos entre 0.1 Gyr e 1.0 Gyr. Os modelos adotados são $1 \times 10^{10} M_{\odot}$, sendo o painel da esquerda para $\nu_0 = 10.0 \text{Gyr}^{-1}$ e o da direita para $\nu_0 = 0.1 \text{Gyr}^{-1}$. A linha preta corresponde ao Caso A enquanto a vermelha corresponde ao Caso B da produção de poeira. Linhas contínuas representam as features ionizadas e as tracejadas as neutras.

e sub-milimétrico parecem oferecer uma janela interessante para se investigar o conteúdo de poeira no ISM durante toda a evolução galáctica, dada as ressalvas apresentadas na Sec. 5.3.

De fato, Scoville et al. (2014) argumentam que a cauda de Rayleigh-Jeans da emissão da poeira no sub-milimétrico está geralmente no regime opticamente fino, oferecendo assim uma medição “direta” da massa total de poeira. Os autores ainda argumentam que o uso do ajuste de SED para estimar a massa total de poeira no ISM não é confiável, visto que a temperatura estimada nessa região é ponderada pela luminosidade ao invés da massa.

5.4.2 *Features aromáticas e formação estelar*

Existe extensa discussão na literatura sobre o uso das *features* aromáticas (AIBs) como indicadores da evolução galáctica (ver, por exemplo, Draine e Li, 2001; Engelbracht et al., 2006; Marcillac et al., 2006; Guimaraes, 2006; Houck et al., 2007; Cecchi-Pestellini et al., 2008; Galliano et al., 2008; O’Dowd et al., 2009; Sales et al., 2010; Barbosa-Santos, 2015; Guimaraes, 2006; Kim et al., 2018; Kewley et al., 2019). Neste trabalho nos deteremos apenas a discutir os efeitos que ν_0 e Δ_A causam nas *features* neutras e ionizadas (catiônicas), seguindo as discussões de Guimaraes (2006); Barbosa-Santos (2015). As AIBs simuladas são ilustradas nas figuras 5.21 e 5.22, sendo, para melhor visualização, normalizadas na luminosidade emitida em $60 \mu\text{m}$ ($L_{60\mu\text{m}}$).

A evolução temporal das AIBs, tanto dos PAHs neutros quanto ionizados, simuladas são ilustradas nas figuras 5.21, para tempos entre 0.1 e 1.0 Gyr, e 5.22, para tempos entre 2.6 e 13.0 Gyr. Nota-se, em ambas as figuras, que durante toda a fase de formação estelar as AIBs ionizadas são insensíveis a Δ_A (todos os painéis referentes a $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$, nos quais o Caso A se encontra sobreposto ao B, e os três painéis primeiros painéis referentes a $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ da Fig. 5.21, ou seja, para $t \leq 0.5 \text{ Gyr}$ destes modelos). Durante a fase passiva (o painel esquerdo referente a 1.0 Gyr da Fig. 5.21 e todos os painéis esquerdos da Fig. 5.22), o contínuo anterior à *feature* ionizada em $6.6 \mu\text{m}$ mostra pequena diferença entre o Caso A e B, tendo este maior valor para um mesmo λ , porém a altura das *features* ionizadas variam pouco com Δ_A .

As AIBs neutras apresentam maior sensibilidade a produção de poeira do que as ionizadas, principalmente na região anterior a *feature* em $6.6 \mu\text{m}$. Nesta região, a emissão produzida pelo Caso B é sempre superior ou igual a produzida pelo Caso A (há uma pe-

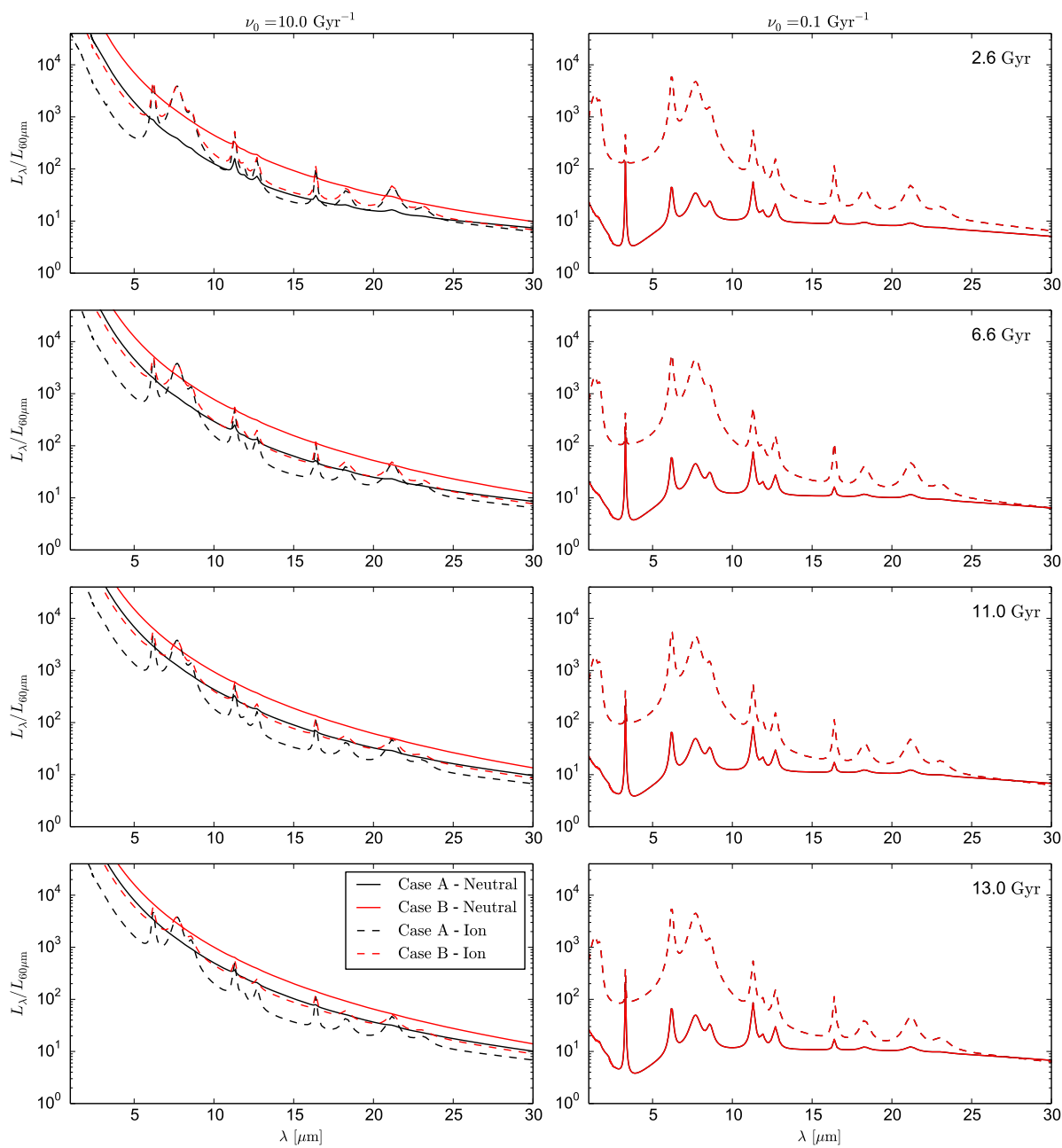


Figura 5.22: O mesmo da Fig. 5.21, porém para tempos entre 2.6 Gyr e 13.0 Gyr.

quena exceção entre as *features em 3.3 μm e 6.6 μm* para $t \leq 0.3 \text{ Gyr}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$). Para $\lambda \geq 6.6 \mu\text{m}$, com exceção do painel referente a 0.3 Gyr, as SEDs das Fig. 5.21 e 5.22 são insensíveis a Δ_A nos modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ e PAHs neutros. Quando $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, a luminosidade relativa na região com $\lambda \geq 6.6 \mu\text{m}$ resultante do Caso A é superiora a do Caso B para todo o período de formação estelar, sendo iguais no pico, e esta relação se inverte na fase passiva.

De maneira geral, as região das AIBs neutras apresentam maior dependência com a SFR do que com a produção de poeira. Isto pode ser verificado até mesmo na elevação do contínuo normalizada em $L_{60\mu\text{m}}$ (ver Fig. 5.21 e 5.22). Porém, a determinação do impacto que cada parâmetro exerce sobre as AIBs é uma tarefa bastante complexa.

Primeiramente, a sensibilidade das AIBs à SFR observada em SBGs (Yan et al., 2007) aponta para a existência de uma fração considerável de PAHs neutros em tais objetos. Porém, a distribuição de tamanho das moléculas aromáticas (parâmetro fixo neste trabalho) pode ser tão determinante para as AIBs quanto a carga dos PAHs (Draine e Li, 2001; Galliano et al., 2008).

O'Dowd et al. (2009), por exemplo, propõe um cenário em galáxias jovens formadoras de estrelas e com baixa metalicidade apresentam PAHs preferencialmente pequenos e uma emissão das AIBs relativamente mais alta nos comprimentos de ondas curtos do que nos longos. Conforme a metalicidade cresce, e há um maior número de átomos de carbono na galáxia, o tamanho dos PAHs tende a crescer também, aumentando a emissão relativa nos comprimentos de onda mais longos. O'Dowd et al. (2009) concluem ainda que o estado de ionização das moléculas aromáticas é aproximadamente independente do tamanho do grão.

Esses últimos autores também consideram que, devido ao campo de radiação moderadamente duro das estrelas jovens, o aumento da SF leva à ionização dos PAHs, contribuindo para o aumento da emissão relativa nos comprimentos de onda curto (como pode ser verificado nas Fig. 5.21 e 5.22 durante a fase SF da galáxia). Já o campo mais duro emitido pelas AGNs não ionizaria os PAHs, mas sim destruiria preferencialmente os grãos pequenos, gerando aumento na emissão relativa no comprimentos de onda mais longos.

Já Draine e Li (2001) consideram um cenário em que os PAHs podem ser formados ou a partir dos choques dos grãos de carbono amorfo ou pela reação de grandes moléculas aromáticas. Assim como O'Dowd et al. (2009), e também Galliano et al. (2008), esses

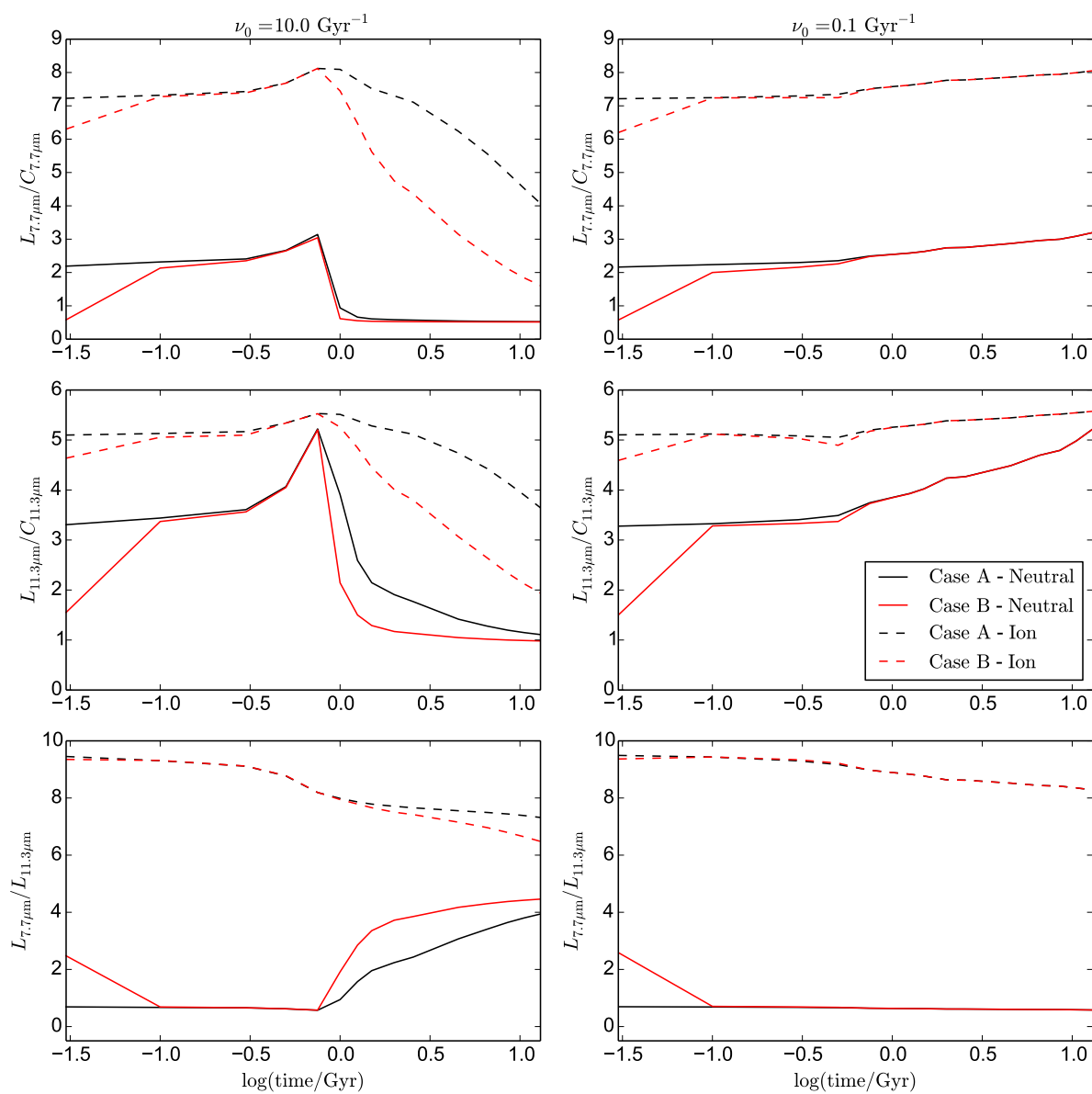


Figura 5.23: Evolução no tempo das razões de linhas aromáticas. Os painéis e as linhas são orientados como na figura 5.21. Os painéis superiores indicam a razão entra a linha em $7.7 \mu\text{m}$ e seu contínuo, os médios, a razão linha por contínuo em $11.3 \mu\text{m}$ e o inferior a razão das linhas $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$.

autores também consideram que a emissão das AIBs (principalmente das *features* em 3.3, 6.2, 7.7, 8.6 e 11.3 μm) é bastante sensível ao tamanho e o ionização dos PAHs.

Tais considerações justificam uma análise mais detalhada das *features* aromáticas.

Em O'Dowd et al. (2009), foi analisada a relação entre as razões de linhas $L_{6.2\mu\text{m}}/L_{7.7\mu\text{m}}$, $L_{6.2\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ e $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ e algumas propriedades tanto da galáxia quanto das moléculas aromáticas. O resultado obtido foi a sensibilidade da razão $L_{6.2\mu\text{m}}/L_{7.7\mu\text{m}}$ ao tamanho do PAH e quase nenhuma à ionização. Já a razão $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ apresenta sensibilidade ao estado de ionização e é quase insensível ao tamanho do grão. Por fim, a SFR apresenta sensibilidade às razões $L_{6.2\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ e $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$, embora esta última seja a mais sensível.

Optamos, pelos motivos citados, em nos concentrar nas *features* centradas em 7.7 μm e 11.3 μm , seguindo a análise de Guimaraes (2006); Barbosa-Santos (2015). A figura 5.23 mostra a evolução temporal das razões entre linha e contínuo, L_λ/C_λ , das *features* centradas em 7.7 μm (painel superior) e 11.3 μm (painel médio), assim como a razão de linha entre ambas as *features* ($L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$; painel inferior).

Ao comparar os painéis superiores e médios da Fig. 5.23 com a Fig 5.7, nota-se que todas as curvas parecem traçar a razão poeira/gás. Isso fica mais claro ao se observar o *bump* nas razões $L_{7.7\mu\text{m}}/C_{7.7\mu\text{m}}$ e $L_{11.3\mu\text{m}}/C_{11.3\mu\text{m}}$ (principalmente desta) precedendo a queda abrupta de L_λ/C_λ neutra no modelos com $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e em ambos os Casos. Na fase passiva, a razão $L_{7.7\mu\text{m}}/C_{7.7\mu\text{m}}$ neutra mostra menos sensibilidade a Δ_A do que $L_{11.3\mu\text{m}}/C_{11.3\mu\text{m}}$. Nesta fase mesma fase, as razões iônicas apresentam maior sensibilidade a Δ_A , porém parecem não traçar tão bem a queda abrupta da razão poeira/gás gerada pelo *outflow*.

Porém, na Fig 5.7 a diferença na razão poeira/gás produzida pelos Casos A e B chegam a ~ 3 dex no início da evolução galáctica e 1 dex no final. Ainda nesta figura, a diferença entre essa mesma razão no início e no fim do modelo é de ~ 2 dex, no Caso A, e ~ 4 dex, no B. Já na Fig. 5.23, a dependência de L_λ/C_λ com Δ_A é consideravelmente menor, tanto no início quanto no final das simulações. Essas diferenças entre a evolução da razão poeira/gás e de L_λ/C_λ são significativas e impõe importantes limitações ao relacionar ambas as grandezas.

A razão de linhas $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ dos PAHs neutros (painéis inferiores da Fig. 5.23) mostra menos sensibilidade a Δ_A do que as razões L_λ/C_λ . Para ambos os valores de ν_0 , durante a fase SF, a produção de poeira adotada é relevante apenas no primeiro 0.1 Gyr da

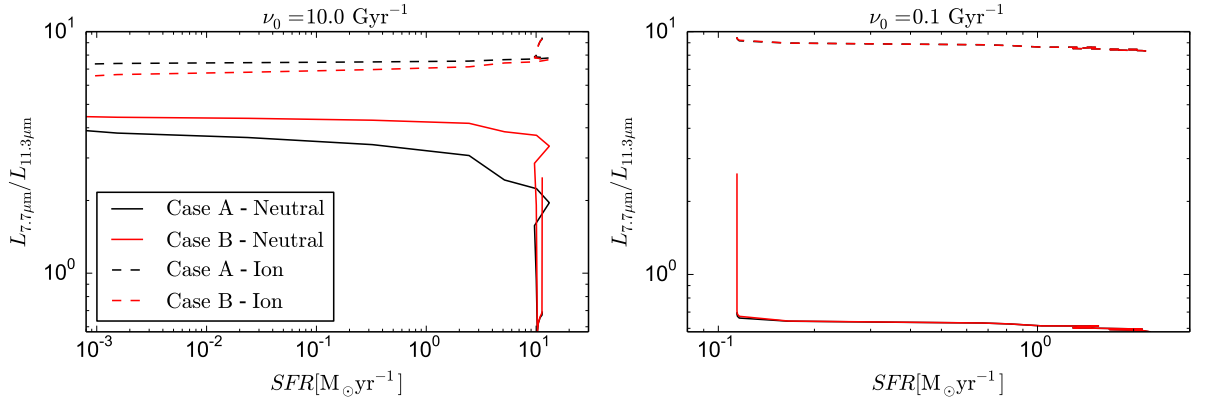


Figura 5.24: Razão das linhas $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ em função da SFR. Os painéis e as linhas são orientados como na figura 5.21.

evolução galáctica (ver painel inferior direito para maior clareza). Durante a fase passiva (painel inferior esquerdo), a razão $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ volta a ser sensível a Δ_A . Dessa forma, conclui-se que essa razão de linha é mais sensível a SFR do que a razão poeira/gás.

Seguindo Barbosa-Santos (2015), mostramos na figura 5.24 a relação entre a razão $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ e a SFR para todos os modelos computados. Para ambos os valores de ν_0 e de Δ_A nota-se pequena dependência da SFR com a razão de linhas dos PAHs ionizados. No painel esquerdo ($\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$), a simulação começa com $\text{SFR} \sim 10 \text{ M}_\odot\text{yr}^{-1}$, chegando a valores inferiores a $10^{-3} \text{ M}_\odot\text{yr}^{-1}$ na fase passiva. Já no painel direito ($\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$), a simulação começa com $\text{SFR} \sim 0.1 \text{ M}_\odot\text{yr}^{-1}$ e termina com $\sim 2 \text{ M}_\odot\text{yr}^{-1}$.

Devido a sua SFR contínua, exceto nos primeiro 0.1 Gyr, os modelos com $\nu_0 = 0.1 \text{ Gyr}^{-1}$ não apresentam dependência com Δ_A e variam pouco com a SFR na Fig. 5.24. Para $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$, as curvas referentes aos Casos A e B dos PAHs neutros apresentam formatos similares, porém, o pico da SFR no Caso A ocorre em $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}} \sim 2$ enquanto no caso B ocorre entre 3 e 4. Além disso, o Caso B apresenta valores de $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ superiores ao do Caso A durante toda a fase passiva na Fig. 5.24.

Embora nossa análise indique sensibilidade das AIBs tanto com a razão poeira/gás quanto com a SFR, não é possível determinar o modo como isso ocorre. Na Fig. 4.16 de Barbosa-Santos (2015) nota-se uma forte relação entre $L_{7.7\mu\text{m}}/L_{11.3\mu\text{m}}$ e a SFR para um modelo com $M_{\text{G},0} = 2 \times 10^{11} \text{ M}_\odot$, $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$ e um valor de Δ_A pouco superior ao utilizado neste trabalho, porém sem acreção dos grãos no ISM. Desta forma, inclui-se a necessidade de se investigar os efeitos de $M_{\text{G},0}$ para as bandas aromáticas a fim de utilizá-las

como diagnóstico para a evolução galáctica.

Alguns autores propuseram fórmulas empíricas do tipo $\log(\text{SFR}(L_\lambda))$. Houck et al. (2007), por exemplo, propõe uma relação entre a SFR e $L_{7.7\mu\text{m}}$ enquanto Farrah et al. (2007) utilizam $L_p = L_{6.2\mu\text{m}} + L_{11.3\mu\text{m}}$ para quantificar a SFR. Nossa análise, porém, indica a necessidade de cautela antes de se adotar tais relações.

Conclusões

Neste trabalho foi conduzido, a partir do modelo FT98, um total de quarenta simulações de modelos semi-analíticos de evolução galáctica. Variou-se a massa inicial, a eficiência de formação estelar e a eficiência da produção de poeira, cobrindo todas as possíveis combinações entre os parâmetros adotados, a fim de se investigar quais os processos que levam ao enriquecimento de poeira e obscurecimento da formação estelar das galáxias de alta massa, e em especial das galáxias de alto *redshift*, enquanto as galáxias de baixa massa se mantêm pobre em poeira e pouco obscurecidas. As simulações foram comparadas a dados observacionais selecionados especialmente para este trabalho e disponíveis na literatura, cobrindo um amplo intervalo de massa, SFR e *redshift*. Também foram computados oito modelos de SEDs, variando a eficiência de formação estelar, de produção de poeira e adotando *features* dos PAHs neutros e ionizados. Aqui serão brevemente descritos os principais resultados deste trabalho.

- Nossos resultados corroboram com o cenário em que SMGs evoluem para galáxias elípticas passivas (como descrito em Toft et al., 2014). Apesar do pequeno número de LBGs disponíveis em nossa amostra, os objetos adotados para este trabalho apresentam algumas propriedades (tais como as massas de poeira gás e a SFR) bastante similares às SMGs, implicando na possibilidade de que ambos os tipos de objetos compartilhem de uma fase evolutiva similar.
- Durante intensos episódios de formação estelar, tanto a massa de poeira quanto a razão poeira/gás são aproximadamente insensíveis à eficiência de produção de poeira adotada. Este fenômeno se deve à dominância da acreção do material gasoso do ISM pelo grão, aumentando a massa de poeira em escala galáctica. Como con-

sequência, sistemas com baixa SFR e metalicidade são mais propícios para se investigar a produção estelar de poeira em geral, assim como para estabelecer vínculos para Δ_A . Esta abordagem pode enviesar as estimativas de Δ_A para valores referentes a sistemas de baixa metalicidade, porém, entendemos que a vantagem de se estudar a poeira pouco processada supera as dificuldades. Nossos resultados também sugerem que Δ_A seja dependente da metalicidade.

- Adotando a IMF de Salpeter, os sistemas com alta taxa de formação estelar constroem o grosso de sua massa de poeira em ~ 0.6 Gyr, a mesma escala de tempo necessária para a construção de galáxias obscurecidas durante a era da reionização. No entanto, existe alguma tensão entre nossos modelos e a massa de poeira estimada para a galáxia A1689-zD1, assim como para explicar a existência de galáxias passivas evoluídas em $z \sim 4$. Esta discrepância pode ser aliviada adotando-se uma IMF *top-heavy*, como sugerido por Calura et al. (2016). Porém, nós concluímos que sistemas com alta taxa de formação estelar são suficientes para explicar tais sistemas desde que seja considerada a acreção no ISM.
- O modelo adotado para este trabalho não representa simultaneamente todo um cenário de evolução de poeira e de galáxia. As quantidades simuladas referentes às distintas fases da matéria bariônica, isto é M_{Dust} , M_{Gas} e M_* , não contemplam ao mesmo tempo os dados retirados da literatura. Nós sugerimos que a prescrição tanto da evolução galáctica quanto a de poeira devem ser atualizadas para amenizar as tensões. Nós consideramos que um modelo adequado de evolução galáctica e de poeira deve representar simultaneamente todas as quantidades citadas. Como os modelos descrevem melhor a razão poeira-por-gás do que a massa de poeira apenas, nós entendemos que a formulação adotada para este trabalho é mais adequada para reproduzir a primeira quantidade do que a segunda.
- Nossa análise indica que o diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}} \times M_{\text{Dust}}/M_*$ (Fig. 5.16) é uma ferramenta poderosa para estudar a evolução de galáxias em geral, especialmente das DOGs, assim como da quantidade de poeira, visto que este diagrama reúne em um único diagrama a evolução de toda componente bariônica. Apesar da quantidade reduzida de dados observacionais, pode-se distinguir claramente as fases formadora de estrelas e passiva como distintas regiões no diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}} \times M_{\text{Dust}}/M_*$.

- A razão de massa entre poeira e gás depende fortemente da SFR, enquanto SFR depende do poço potencial, ou seja, da massa da galáxia, o que fundamenta a relação M_*-Z . Nossos resultados apontam para uma dependência quase universal entre a fração de formação estelar obscurecida por poeira e a massa estelar mesmo para objetos além de *redshift* 3, independentemente do Δ_A assumido. Isto se deve à curta escala de tempo associada à construção da massa de poeira em galáxias de alta massa e a longa escala associada às de baixa massa. Além disso, a falta de clara distinção entre os objetos de alto e baixo *redshift*, em especial no diagrama $M_{\text{Dust}}/M_{\text{Gas}} \times M_{\text{Dust}}/M_*$ (Fig. 5.16), corroboram com esta conclusão.
- A análise das SEDs simuladas para $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$ corroboram com os resultados da evolução de poeira computada com o modelo FT98 e também descrita em Barbosa-Santos et al. (2020). A SED simulada corrobora também com o método de se estimar a massa de poeira a partir da cauda de Rayleigh-Jeans da emissão da poeira (Scoville et al., 2014).
- As *features* aromáticas são sensíveis tanto à razão poeira/gás quanto à SFR, porém, para determinar a contribuição de cada um são necessárias maiores investigações.

A determinação dos processos que levam ao obscurecimento da galáxia pela poeira é um tema fundamental para o desenvolvimento da teoria de evolução de galáxias, visto ser este o ambiente em que o grosso da formação estelar cósmica ocorre. Portanto, para se impor vínculos à densidade de formação estelar através do tempo cósmico, assim como para se determinar quais processos dirigem a formação de galáxias normais e de alta massa, principalmente durante o *cosmic noon*, o entendimento das DOGs se faz necessário.

Esperamos continuar nossas investigações refinando os modelos de SED a fim de auxiliarmos nas investigações sobre a fração da formação estelar obscurecida por poeira. Desta forma, esperamos também contribuir com as estimativas da densidade cósmica da taxa de formação estelar. Outra análise que desejamos implementar versa sobre o uso das *features* aromáticas como diagnóstico de evolução galáctica, conectando as emissões dos PAHs tanto à razão poeira/gás quanto à SFR.

Esperamos que a nova geração de instrumentos possa lançar nova luz sobre o tema. O James Webb Space Telescope (JWST), Extremely Large Telescope (ELT), Giant Magellan Telescope (GMT) e o Space Infrared Telescope for Cosmology and Astrophysics (SPICA),

em conjunto com o Alma (que se encontra presentemente em operação), poderão criar novos vínculos para as investigações sobre as galáxias de alto *redshift*, assim para a evolução das mesmas. O SPICA poderá ser especialmente útil para se investigar a produção de poeira em galáxias pobres em metais e impor vínculos em suas produções estelar de poeira.

Referências Bibliográficas

- Allamandola L., Tielens A., Barker J., Polycyclic aromatic hydrocarbons and the unidentified infrared emission bands-Auto exhaust along the Milky Way, *The Astrophysical Journal*, 1985, vol. 290, p. L25
- Allard F., Hauschildt P. H., Model atmospheres for M (sub)dwarf stars. 1: The base model grid, *ApJ*, 1995, vol. 445, p. 433
- Aoyama S., Hou K.-C., Shimizu I., Hirashita H., Todoroki K., Choi J.-H., Nagamine K., Galaxy simulation with dust formation and destruction, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, vol. 466, p. 105
- Archibald E. N., Dunlop J. S., Jimenez R., Friaca A. C. S., McLure R. J., Hughes D. H., Coupled spheroid and black hole formation, and the multifrequency detectability of active galactic nuclei and submillimetre sources, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2002, vol. 336, p. 353
- Arendt H., *The Human Condition: Second Edition*. University of Chicago Press, 1998
- Asano R. S., Takeuchi T. T., Hirashita H., Inoue A. K., Dust formation history of galaxies: A critical role of metallicity* for the dust mass growth by accreting materials in the interstellar medium, *Earth, Planets and Space*, 2013, vol. 65, p. 213
- Asano R. S., Takeuchi T. T., Hirashita H., Nozawa T., What determines the grain size distribution in galaxies?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 432, p. 637
- Bakes E., Tielens A., The photoelectric heating mechanism for very small graphitic grains and polycyclic aromatic hydrocarbons, *The Astrophysical Journal*, 1994, vol. 427, p. 822

- Bakes E., Tielens A., Bauschlicher Jr C. W., Theoretical Modeling of Infrared Emission from Neutral and Charged Polycyclic Aromatic Hydrocarbons. I., *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 556, p. 501
- Barbosa-Santos J., Lima Neto G. B., Friaça A., Theoretical clues about dust accumulation and galaxy obscuration at high and low redshift, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2020
- Barbosa-Santos J. H., A evolução de galáxias vista pela emissão de PAHs, Universidade de São Paulo, 2015, Dissertação de Mestrado
- Barbuy B., Friaça A., da Silveira C., Hill V., Zoccali M., Minniti D., Renzini A., Ortolani S., Gómez A., Zinc abundances in Galactic bulge field red giants: Implications for damped Lyman- α systems, *Astronomy & Astrophysics*, 2015, vol. 580, p. A40
- Bauschlicher Jr C. W., Peeters E., Allamandola L. J., the infrared spectra of very large irregular polycyclic aromatic hydrocarbons (PAHs): Observational probes of astronomical PAH geometry, size, and charge, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 697, p. 311
- Bessell M., Brett J., Scholz M., Wood P., Colors and stratifications of extended static model photospheres of M stars located on the FGB, AGB and supergiant branch, *Astronomy and Astrophysics Supplement series*, 1991, vol. 89, p. 335
- Bessell M., Brett J., Wood P., Scholz M., Colors of extended static model photospheres of M giants, *Astronomy and Astrophysics Supplement series*, 1989, vol. 77, p. 1
- Bigiel F., Leroy A., Walter F., Brinks E., de Blok W. J. G., Madore B., Thornley M. D., The Star Formation Law in Nearby Galaxies on Sub-Kpc Scales, *AJ*, 2008, vol. 136, p. 2846
- Bolatto A. D., Wolfire M., Leroy A. K., The CO-to-H₂ Conversion Factor, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2013, vol. 51, p. 207
- Boselli A., Eales S., Cortese L., Bendo G., Chanical P., Buat V., Davies J., Auld R., Rigby E., Baes M., et al., The Herschel reference survey, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2010, vol. 122, p. 261

- Bourne N., Dunlop J., Merlin E., Parsa S., Schreiber C., Castellano M., Conselice C. J., Coppin K., Farrah D., Fontana A., et al., Evolution of cosmic star formation in the SCUBA-2 Cosmology Legacy Survey, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 467, p. 1360
- Brasil Escola, 2020 Brasil escola Estados alotrópicos do carbono
- Bruzual G., Charlot S., Stellar population synthesis at the resolution of 2003, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2003, vol. 344, p. 1000
- Burgarella D., Buat V., Iglesias-Páramo J., Star formation and dust attenuation properties in galaxies from a statistical ultraviolet-to-far-infrared analysis, *MNRAS*, 2005, vol. 360, p. 1413
- Calura F., Matteucci F., Cosmic supernova rates and the hubble sequence, *The Astrophysical Journal*, 2006, vol. 652, p. 889
- Calura F., Pipino A., Chiappini C., Matteucci F., Maiolino R., The evolution of the mass-metallicity relation in galaxies of different morphological types, *Astronomy & Astrophysics*, 2009, vol. 504, p. 373
- Calura F., Pipino A., Matteucci F., The cycle of interstellar dust in galaxies of different morphological types, *Astronomy & Astrophysics*, 2008, vol. 479, p. 669
- Calura F., Pozzi F., Cresci G., Santini P., Gruppioni C., Pozzetti L., Gilli R., Matteucci F., Maiolino R., The dust-to-stellar mass ratio as a valuable tool to probe the evolution of local and distant star forming galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, p. stw2749
- Calzetti D., Dust in Star-Forming Galaxies, arXiv preprint astro-ph/9806083, 1998
- Calzetti D., Armus L., Bohlin R. C., Kinney A. L., Koornneef J., Storchi-Bergmann T., The dust content and opacity of actively star-forming galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2000, vol. 533, p. 682
- Calzetti D., Kinney A. L., Storchi-Bergmann T., Dust extinction of the stellar continua in starburst galaxies: The ultraviolet and optical extinction law, *The Astrophysical Journal*, 1994, vol. 429, p. 582

- Canalizo G., Stockton A., Quasi-Stellar Objects, Ultraluminous Infrared Galaxies, and Mergers, *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 555, p. 719
- Canelo C. M., Friaça A. C., Sales D. A., Pastoriza M. G., Ruschel-Dutra D., Variations in the 6.2 μm emission profile in starburst-dominated galaxies: a signature of polycyclic aromatic nitrogen heterocycles (PANHs)?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2018, vol. 475, p. 3746
- Caputi K. I., Lagache G., Yan L., Dole H., Bavouzet N., Le Floc'h E., Choi P. I., Helou G., Reddy N., The Infrared Luminosity Function of Galaxies at Redshifts $z = 1$ and $z \sim 2$ in the GOODS Fields, *ApJ*, 2007, vol. 660, p. 97
- Casey C. M., Capak P., Staguhn J., Armus L., Blain A., Bethermin M., Champagne J., Cooray A., Coppin K., Drew P., et al., Taking Census of Massive, Star-Forming Galaxies formed 1 Gyr After the Big Bang, arXiv preprint arXiv:1903.05634, 2019
- Casey C. M., Narayanan D., Cooray A., Dusty star-forming galaxies at high redshift, *Physics Reports*, 2014, vol. 541, p. 45
- Cecchi-Pestellini C., Mallocci G., Mulas G., Joblin C., Williams D., The role of the charge state of PAHs in ultraviolet extinction, *Astronomy & Astrophysics*, 2008, vol. 486, p. L25
- Chabrier G., Galactic Stellar and Substellar Initial Mass Function¹, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2003, vol. 115, p. 763
- Chang Y.-Y., Le Floc'h E., Juneau S., da Cunha E., Salvato M., Civano F., Marchesi S., Ilbert O., Toba Y., Lim C.-F., Tang J.-J., Wang W.-H., Ferraro N., Urry M. C., Griffiths R. E., Kartaltepe J. S., Infrared Selection of Obscured Active Galactic Nuclei in the COSMOS Field, *ApJS*, 2017, vol. 233, p. 19
- Chiaki G., Marassi S., Nozawa T., Yoshida N., Schneider R., Omukai K., Limongi M., Chieffi A., Supernova dust formation and the grain growth in the early universe: the critical metallicity for low-mass star formation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2014, vol. 446, p. 2659

- Clark C. J., Dunne L., Gomez H. L., Maddox S., De Vis P., Smith M. W., Eales S. A., Baes M., Bendo G. J., Bourne N., et al., Herschel-ATLAS: the surprising diversity of dust-selected galaxies in the local submillimetre Universe, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015, vol. 452, p. 397
- Cooray A., Calanog J., Wardlow J. L., Bock J., Bridge C., Burgarella D., Busmann R., Casey C., Clements D., Conley A., et al., HerMES: the rest-frame UV emission and a lensing model for the $z=6.34$ luminous dusty starburst galaxy HFLS3, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 790, p. 40
- Coppin K. E., Geach J., Almaini O., Arumugam V., Dunlop J. S., Hartley W. G., Ivison R. J., Simpson C., Smith D., Swinbank A., et al., The SCUBA-2 Cosmology Legacy Survey: the submillimetre properties of Lyman-break galaxies at $z=3-5$, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2015, vol. 446, p. 1293
- Corral A., Georgantopoulos I., Comastri A., Ranalli P., Akylas A., Salvato M., Lanzuisi G., Vignali C., Koutoulidis L., X-ray observations of dust obscured galaxies in the Chandra deep field south, *Astronomy & Astrophysics*, 2016, vol. 592, p. A109
- da Cunha E., Charlot S., Elbaz D., A simple model to interpret the ultraviolet, optical and infrared emission from galaxies, *MNRAS*, 2008, vol. 388, p. 1595
- da Cunha E., Walter F., Smail I., Swinbank A., Simpson J., Decarli R., Hodge J., Weiss A., van der Werf P., Bertoldi F., et al., An ALMA survey of sub-millimeter galaxies in the extended Chandra deep field south: physical properties derived from ultraviolet-to-radio modeling, *The Astrophysical Journal*, 2015, vol. 806, p. 110
- De Cia A., Ledoux C., Mattsson L., Petitjean P., Srianand R., Gavignaud I., Jenkins E. B., Dust-depletion sequences in damped Lyman- α absorbers-A unified picture from low-metallicity systems to the Galaxy, *Astronomy & Astrophysics*, 2016, vol. 596, p. A97
- De Vis P., Dunne L., Maddox S., Gomez H., Clark C., Bauer A., Viaene S., Schofield S., Baes M., Baker A., et al., Herschel-ATLAS: Revealing dust build-up and decline across gas, dust and stellar mass selected samples: I. Scaling relations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, p. stw2501

- De Vis P., Gomez H. L., Schofield S., Maddox S., Dunne L., Baes M., Cigan P., Clark C. J., Gomez E. L., Lara-López M., et al., Using dust, gas and stellar mass-selected samples to probe dust sources and sinks in low-metallicity galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 471, p. 1743
- De Vis, P. Jones, A. Viaene, S. Casasola, V. Clark, C. J. R. Baes, M. Bianchi, S. Cassara, L. P. Davies, J. I. et al. D., A systematic metallicity study of DustPedia galaxies reveals evolution in the dust-to-metal ratios, *A&A*, 2019, vol. 623, p. A5
- Desai V., Armus L., Spoon H. W. W., Charmandaris V., Bernard-Salas J., Brandl B. R., Farrah D., Soifer B. T., Teplitz H. I., Ogle P. M., Devost D., Higdon S. J. U., Marshall J. A., Houck J. R., PAH Emission from Ultraluminous Infrared Galaxies, *ApJ*, 2007, vol. 669, p. 810
- Desert F.-X., Boulanger F., Puget J., Interstellar dust models for extinction and emission, *Astronomy and Astrophysics*, 1990, vol. 237, p. 215
- Dey A., Soifer B., Desai V., Brand K., Le Floc'h E., Brown M. J., Jannuzi B. T., Armus L., Bussmann S., Brodwin M., et al., A significant population of very luminous dust-obscured galaxies at redshift $z \sim 2$, *The Astrophysical Journal*, 2008, vol. 677, p. 943
- Dong H., Li Z., Wang Q. D., Lauer T. R., Olsen K., Saha A., Dalcanton J., Gordon K., Fouesneau M., Bell E., et al., The panchromatic Hubble Andromeda treasury. VII. The steep mid-ultraviolet to near-infrared extinction curve in the central 200 pc of the M31 bulge, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 785, p. 136
- Draine B., Tabulated optical properties of graphite and silicate grains, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1985, vol. 57, p. 587
- Draine B., Interstellar dust grains, arXiv preprint astro-ph/0304489, 2003
- Draine B., Anderson N., Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains, *The Astrophysical Journal*, 1985, vol. 292, p. 494
- Draine B., Lee H. M., Optical properties of interstellar graphite and silicate grains, *The Astrophysical Journal*, 1984, vol. 285, p. 89

- Draine B., Li A., Infrared emission from interstellar dust. I. Stochastic heating of small grains, *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 551, p. 807
- Draine B., Sutin B., Collisional charging of interstellar grains, *The Astrophysical Journal*, 1987, vol. 320, p. 803
- Dunlop J. S., McLure R., Biggs A., Geach J., Michałowski M., Ivison R., Rujopakarn W., van Kampen E., Kirkpatrick A., Pope A., et al., A deep ALMA image of the Hubble Ultra Deep Field, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 466, p. 861
- Dwek E., Temperature fluctuations and infrared emission from dust particles in a hot gas, *The Astrophysical Journal*, 1986, vol. 302, p. 363
- Dwek E., The evolution of the elemental abundances in the gas and dust phases of the galaxy, *The Astrophysical Journal*, 1998, vol. 501, p. 643
- Dwek E., Interstellar dust: what is it, how does it evolve, and what are its observational consequences?. In *The Spectral Energy Distributions of Gas-Rich Galaxies: Confronting Models with Data*, vol. 761 of American Institute of Physics Conference Series, 2005, p. 103
- Dwek E., Arendt R., Fixsen D., Sodroski T., Odegard N., Weiland J., Reach W., Hauser M., Kelsall T., Moseley S., et al., Detection and characterization of cold interstellar dust and polycyclic aromatic hydrocarbon emission, from COBE observations, *The Astrophysical Journal*, 1997, vol. 475, p. 565
- Efstathiou A., Rowan-Robinson M., Siebenmorgen R., Massive star formation in galaxies: radiative transfer models of the UV to millimetre emission of starburst galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2000, vol. 313, p. 734
- Ehrenfreund P., Rasmussen S., Cleaves J., Chen L., Experimentally tracing the key steps in the origin of life: The aromatic world, *Astrobiology*, 2006, vol. 6, p. 490
- Eisberg R., Resnick R., *Física quântica: átomos, moléculas, sólidos, núcleos e partículas*. ELSEVIER EDITORA, 1979

- Ellison S. L., Viswanathan A., Patton D. R., Bottrell C., McConnachie A. W., Gwyn S., Cuillandre J.-C., A definitive merger-AGN connection at $z \sim 0$ with CFIS: mergers have an excess of AGN and AGN hosts are more frequently disturbed, *MNRAS*, 2019, vol. 487, p. 2491
- Engelbracht C., Kundurthy P., Gordon K., Rieke G., Kennicutt R., Smith J.-D., Regan M., Makovoz D., Sosey M., Draine B., et al., Extended mid-infrared aromatic feature emission in M82, *The Astrophysical Journal Letters*, 2006, vol. 642, p. L127
- Farrah D., Bernard-Salas J., Spoon H., Soifer B., Armus L., Brandl B., Charmandaris V., Desai V., Higdon S., Devost D., et al., High-resolution mid-infrared spectroscopy of ultraluminous infrared galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 667, p. 149
- Farrah D., Lonsdale C., Weedman D., Spoon H., Rowan-Robinson M., Polletta M., Oliver S., Houck J., Smith H., The nature of star formation in distant ultraluminous infrared galaxies selected in a remarkably narrow redshift range, *The Astrophysical Journal*, 2008, vol. 677, p. 957
- Farrah D., Serjeant S., Efstathiou A., Rowan-Robinson M., Verma A., Submillimetre observations of hyperluminous infrared galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2002, vol. 335, p. 1163
- Farrah D., Surace J. A., Veilleux S., Sanders D. B., Vacca W. D., Space Telescope Imaging Spectrograph Ultraviolet/Optical Spectroscopy of “Warm” Ultraluminous Infrared Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 626, p. 70
- Ferrara A., Viti S., Ceccarelli C., The problematic growth of dust in high-redshift galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters*, 2016, vol. 463, p. L112
- Fisher D. B., Bolatto A. D., Herrera-Camus R., Draine B. T., Donaldson J., Walter F., Sandstrom K. M., Leroy A. K., Cannon J., Gordon K., The rarity of dust in metal-poor galaxies, *Nature*, 2014, vol. 505, p. 186
- Fitzpatrick E. L., Correcting for the effects of interstellar extinction, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 1999, vol. 111, p. 63

- Fluks M., Plez B., De Winter D., Westerlund B., Steenman H., et al., On the spectra and photometry of M-giant stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement series*, 1994, vol. 105, p. 311
- Fontanot F., De Lucia G., Xie L., Zoldan A., Hirschmann M., H2-based star formation laws in hierarchical models of galaxy formation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 469, p. 968
- Franceschini A., , 2000 Technical report High-Redshift Galaxies
- Friça A., Terlevich R., The cosmological evolution of colour gradients in spheroids, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2001, vol. 325, p. 335
- Friça A. C. S., Alcaniz J. S., Lima J. A. S., An old quasar in a young dark energy-dominated universe?, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2005, vol. 362, p. 1295
- Friça A. C. S., Terlevich R. J., Formation and evolution of elliptical galaxies and QSO activity, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1998, vol. 298, p. 399
- Friça A. C. S., Terlevich R. J., Lyman break galaxies as young spheroids, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1999, vol. 305, p. 90
- Galametz M., Madden S. C., Galliano F., Hony S., Bendo G. J., Sauvage M., Probing the dust properties of galaxies up to submillimetre wavelengths-II. Dust-to-gas mass ratio trends with metallicity and the submm excess in dwarf galaxies, *Astronomy & Astrophysics*, 2011, vol. 532, p. A56
- Galliano F., Dwek E., Charnial P., Stellar Evolutionary Effects on the Abundances of Polycyclic Aromatic Hydrocarbons and Supernova-Condensed Dust in Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2008, vol. 672, p. 214
- Galliano F., Galametz M., Jones A. P., The Interstellar Dust Properties of Nearby Galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2018, vol. 56, p. 673
- Galliano F., Madden S. C., Tielens A. G., Peeters E., Jones A. P., Variations of the mid-IR aromatic features inside and among galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2008, vol. 679, p. 310

- Gao J., Jiang B., Li A., Xue M., The mid-infrared extinction law in the Large Magellanic Cloud, *The Astrophysical Journal*, 2013, vol. 776, p. 7
- Giere R. N., , 1999 in , *Model-based reasoning in scientific discovery*. Springer pp 41–57
- Gioannini L., Matteucci F., Calura F., The cosmic dust rate across the Universe, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2017, vol. 471, p. 4615
- Gioannini L., Matteucci F., Vladilo G., Calura F., A new galactic chemical evolution model with dust : results for dwarf irregular galaxies and DLA systems, *MNRAS*, 2017, vol. 1002, p. 985
- Gomez H. L., Clark C., Nozawa T., Krause O., Gomez E. L., Matsuura M., Barlow M., Besel M.-A., Dunne L., Gear W. K., et al., Dust in historical Galactic Type Ia supernova remnants with Herschel, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2012, vol. 420, p. 3557
- Gordon K. D., Clayton G. C., Misselt K., Landolt A. U., Wolff M. J., A quantitative comparison of the Small Magellanic Cloud, Large Magellanic Cloud, and Milky Way ultraviolet to near-infrared extinction curves, *The Astrophysical Journal*, 2003, vol. 594, p. 279
- Gould R. J., Salpeter E. E., The Interstellar Abundance of the Hydrogen Molecule. I. Basic Processes., *ApJ*, 1963, vol. 138, p. 393
- Gruenwald R. B., Viegas S. M., Line-of-sight results from H II region models, *ApJS*, 1992, vol. 78, p. 153
- Guimaraes M. C., Efeitos da Presença de Poeira na Emissao de Galáxias a Altos e Baixos Redshifts, Universidade de São Paulo, 2006, Tese de Doutorado
- Hillebrandt W., An exploding 10 solar mass star-A model for the Crab supernova, *Astronomy and Astrophysics*, 1982, vol. 110, p. L3
- Hirashita H., Dust growth timescale and mass function of molecular clouds in the galaxy, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2000, vol. 52, p. 585

- Hodge J., Karim A., Smail I., Swinbank A., Walter F., Biggs A., Ivison R. J., Weiss A., Alexander D., Bertoldi F., et al., An ALMA survey of submillimeter galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: source catalog and multiplicity, *The Astrophysical Journal*, 2013, vol. 768, p. 91
- Houck J., Weedman D., Le Floch E., Hao L., Spitzer Spectra of a 10 mJy Galaxy Sample and the Star Formation Rate in the Local Universe, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 671, p. 323
- Huang J. S., Rigopoulou D., Papovich C., Ashby M. L. N., Willner S. P., Ivison R., Laird E. S., Webb T., Wilson G., Barmby P., Chapman S., Conselice C., McLeod B., Shu C. G., Smith H. A., Le Floch E., Egami E., Willmer C. A. N., Fazio G. G., AEGIS: Infrared Spectroscopy of an Infrared-luminous Lyman Break Galaxy at $z=3.01$, *ApJ*, 2007, vol. 660, p. L69
- Hudgins D. M., Bauschlicher Jr C. W., Allamandola L., Variations in the peak position of the $6.2 \mu\text{m}$ interstellar emission feature: A tracer of N in the interstellar polycyclic aromatic hydrocarbon population, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 632, p. 316
- Iben Jr I., Renzini A., Asymptotic giant branch evolution and beyond, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1983, vol. 21, p. 271
- Iwamoto K., Brachwitz F., Nomoto K., Kishimoto N., Umeda H., Hix W. R., Thielemann F.-K., Nucleosynthesis in Chandrasekhar mass models for type Ia supernovae and constraints on progenitor systems and burning-front propagation, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1999, vol. 125, p. 439
- Kaneko H., Kuno N., Iono D., Tamura Y., Tosaki T., Nakanishi K., Sawada T., Properties of molecular gas in galaxies in the early and mid stages of interaction. II. Molecular gas fraction, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2017, vol. 69
- Karim A., Swinbank A., Hodge J., Smail I., Walter F., Biggs A., Simpson J., Danielson A., Alexander D., Bertoldi F., et al., An ALMA survey of submillimetre galaxies in the Extended Chandra Deep Field South: high-resolution $870 \mu\text{m}$ source counts, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 432, p. 2

- Kennicutt Robert C. J., Star Formation in Galaxies Along the Hubble Sequence, *ARA&A*, 1998, vol. 36, p. 189
- Kennicutt R. C., Calzetti D., Aniano G., Appleton P., Armus L., Beirão P., Bolatto A. D., Brandl B., Crocker A., Croxall K., Dale D. A., Donovan Meyer J. e. a., KINGFISH – Key Insights on Nearby Galaxies: A Far-Infrared Survey with Herschel: Survey Description and Image Atlas, *PASP*, 2011, vol. 123, p. 1347
- Kewley L. J., Nicholls D. C., Sutherland R. S., Understanding Galaxy Evolution Through Emission Lines, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 2019, vol. 57, p. 511
- Kim S. J., Jeong W.-S., Goto T., Lee H. M., Shim H., Pearson C., Im M., Matsuhara H., Seo H., Hashimoto T., Kim M., Chiang C.-Y., Barrufet L., Varillas M. d. C. C., Characteristics of mid-infrared PAH emission from star-forming galaxies selected at 250 μ m in the North Ecliptic Pole field, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2018, vol. 71
- Knudsen K. K., Watson D., Frayer D., Christensen L., Gallazzi A., Michalowski M. J., Richard J., Zavala J., A merger in the dusty, $z = 7.5$ galaxy A1689-zD1?, arXiv preprint arXiv:1603.03222, 2016
- Koprowski M. P., Coppin K. E. K., Geach J. E., Hine N. K., Bremer M., Chapman S., Davies L. J. M., Hayashino T., Knudsen K. K., Kubo M., Lehmer B. D., Matsuda Y., Smith D. J. B., van der Werf P. P., Violino G., Yamada T., A RESOLVED MAP OF THE INFRARED EXCESS IN A LYMAN BREAK GALAXY AT $z= 3$, *The Astrophysical Journal*, 2016, vol. 828, p. L21
- Krumholz M. R., McKee C. F., Tumlinson J., The Atomic-to-Molecular Transition in Galaxies. II: H I and H₂ Column Densities, *ApJ*, 2009, vol. 693, p. 216
- Lanfranchi G. A., Clues to the nature of damped Lyman, *MNRAS*, 2003, vol. 504, p. 481
- Laporte N., Ellis R. S., Boone F., Bauer F. E., Quénard D., Roberts-Borsani G. W., Pelló R., Pérez-Fournon I., Streblyanska A., Dust in the reionization era: ALMA observations of $z= 8.38$ gravitationally lensed galaxy, *The Astrophysical Journal Letters*, 2017, vol. 837, p. L21

- Larson R. B., Dynamical models for the formation and evolution of spherical galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1974, vol. 166, p. 585
- Le Borgne J.-F., Bruzual G., Pelló R., Lançon A., Rocca-Volmerange B., Sanahuja B., Schaerer D., Soubiran C., Vílchez-Gómez R., STELIB: A library of stellar spectra at, *Astronomy & Astrophysics*, 2003, vol. 402, p. 433
- Lee J. C., Hwang H. S., Lee G.-H., A Submillimeter Continuum Survey of Local Dust-Obscured Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2016, vol. 833, p. 188
- Leger A., Puget J., Identification of the 'unidentified' IR emission features of interstellar dust?, *Astronomy and Astrophysics*, 1984, vol. 137, p. L5
- Lepp S., Dalgarno A., Heating of interstellar gas by large molecules or small grains, *The Astrophysical Journal*, 1988, vol. 335, p. 769
- Lianou S., Xilouris E., Madden S., Barmby P., The dustier early-type galaxies deviera form late-type galaxies scaling relations, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2016, vol. 461, p. 2856
- Lisenfeld U., Ferrara A., Dust-to-gas ratio and metal abundance in dwarf galaxies, *The Astrophysical Journal*, 1998, vol. 496, p. 145
- Lutz D., Feuchtgruber H., Genzel R. a., Kunze D., Rigopoulou D., Spoon H., Wright C., Egami E., Katterloher R., Sturm E., et al., SWS observations of the Galactic center., *Astronomy and Astrophysics*, 1996, vol. 315, p. L269
- Maciel W. J., *Astrofísica do Meio Interestelar Vol. 41*. Edusp, 2002
- Madden S. C., Rémy-Ruyer A., Galametz M., Cormier D., Lebouteiller V., Galliano F., Hony S., Bendo G. J., Smith M. W. L., Pohlen M., Roussel H., Sauvage e. a., An Overview of the Dwarf Galaxy Survey (PASP, 125, 600, [2013])—Corrigendum, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 2014, vol. 126, p. 1079
- Magdis G. E., Rigopoulou D., Daddi E., Bethermin M., Feruglio C., Sargent M., Dannerbauer H., Dickinson M., Elbaz D., Gujarro C. G., et al., Dust and gas in star-forming galaxies at $z \sim 3$ —Extending galaxy uniformity to 11.5 billion years, *Astronomy & Astrophysics*, 2017, vol. 603, p. A93

- Mannucci F., Cresci G., Maiolino R., Marconi A., Gnerucci A., A fundamental relation between mass, star formation rate and metallicity in local and high-redshift galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2010, vol. 408, p. 2115
- Marcillac D., Elbaz D., Chary R., Dickinson M., Galliano F., Morrison G., Mid infrared properties of distant infrared luminous galaxies, *Astronomy & Astrophysics*, 2006, vol. 451, p. 57
- Marian V., Jahnke K., Mechtley M., Cohen S., Husemann B., Jones V., Koekemoer A., Schulze A., van der Wel A., Villforth C., Windhorst R. A., Major Mergers Are Not the Dominant Trigger for High-accretion AGNs at $z \sim 2$, *ApJ*, 2019, vol. 882, p. 141
- Markelov N., Volga V., Buchnev L., Thermodynamic functions of monocrystal graphite in 0-3000 K temperature interval, *Zhurnal Fizicheskoy Khimii*, 1973
- Materese C. K., Nuevo M., Sandford S. A., N- and O-heterocycles Produced from the Irradiation of Benzene and Naphthalene in H₂O/NH₃-containing Ices, *The Astrophysical Journal*, 2015, vol. 800, p. 116
- Mathis J. S., Interstellar dust and extinction, *ARA&A*, 1990, vol. 28, p. 37
- Mathis J. S., Rumpl W., Nordsieck K. H., The size distribution of interstellar grains, *The Astrophysical Journal*, 1977, vol. 217, p. 425
- Matsuoka K., Toba Y., Shidatsu M., Ueda Y., Iwasawa K., Terashima Y., Imanishi M., Nagao T., Marconi A., Wang W.-H., Ratio of black hole to galaxy mass of an extremely red dust-obscured galaxy at $z = 2.52$, *Astronomy & Astrophysics*, 2018, vol. 620, p. L3
- Matteucci F., The influence of dark matter on the chemical evolution of elliptical galaxies, *The Astrophysical Journal*, 1992, vol. 397, p. 32
- Matteucci F., Tornambe A., Chemical evolution of elliptical galaxies, *Astronomy and Astrophysics*, 1987, vol. 185, p. 51
- Metro-CPTM, 2020 Metro-CPTM Mapa da rede Metropolitana de São Paulo
- Mispelaer F., Theule P., Duvernay F., Roubin P., Chiavassa T., Kinetics of OCN formation from the H₂CO + NH₃ solid-state thermal reaction, *A&A*, 2012, vol. 540, p. A40

- Moutou C., Léger A., d'Hendecourt L., Far-infrared emission of PAH molecules (14-40 μ m): a preparation for ISO spectroscopy., *Astronomy and Astrophysics*, 1996, vol. 310, p. 297
- Moutou C., Verstraete L., Léger A., Sellgren K., Schmidt W., New PAH mode at 16.4 μ m, *Astronomy and Astrophysics*, 2000, vol. 354, p. L17
- Naab T., Ostriker J. P., Theoretical challenges in galaxy formation, *Annual review of astronomy and astrophysics*, 2017, vol. 55, p. 59
- Noboriguchi A., Nagao T., Toba Y., Niida M., Kajisawa M., Onoue M., Matsuoka Y., Yamashita T., Chang Y.-Y., Kawaguchi T., et al., Optical properties of infrared-bright dust-obscured galaxies viewed with Subaru Hyper Suprime-Cam, *The Astrophysical Journal*, 2019, vol. 876, p. 132
- Noll S., Burgarella D., Giovannoli E., Buat V., Marcillac D., Muñoz-Mateos J. C., Analysis of galaxy spectral energy distributions from far-UV to far-IR with CIGALE: studying a SINGS test sample, *A&A*, 2009, vol. 507, p. 1793
- Nozawa T., Maeda K., Kozasa T., Tanaka M., Nomoto K., Umeda H., Formation of dust in the ejecta of type Ia supernovae, *The Astrophysical Journal*, 2011, vol. 736, p. 45
- O'Dowd M. J., Schiminovich D., Johnson B. D., Treyer M. A., Martin C. D., Wyder T. K., Charlot S., Heckman T. M., Martins L. P., Seibert M., et al., Polycyclic Aromatic Hydrocarbons in Galaxies at $z \sim 0.1$: The Effect of Star Formation and Active Galactic Nuclei, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 705, p. 885
- Omont A., Physics and chemistry of interstellar polycyclic aromatic molecules, *Astronomy and Astrophysics*, 1986, vol. 164, p. 159
- Papaderos P., Izotov Y., Thuan T., Noeske K., Fricke K., Guseva N., Green R., The blue compact dwarf galaxy I Zw 18: A comparative study of its low-surface-brightness component, *A&A*, 2002, vol. 393
- Peeters Z., Botta O., Charnley S., Kisiel Z., Kuan Y.-J., Ehrenfreund P., Formation and photostability of N-heterocycles in space-I. The effect of nitrogen on the photostability of small aromatic molecules, *Astronomy & Astrophysics*, 2005, vol. 433, p. 583

- Piovan L., Chiosi C., Merlin E., Grassi T., Tantalò R., Buonomo U., Cassar L. P., Formation and Evolution of the Dust in Galaxies . I . The Condensation Efficiencies, 2011
- Rauch T., Synthetic ionizing spectra for planetary nebulae: a new grid of metal-line blanketed nlte model atmospheres. In *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* , vol. 12, 2002, p. 150
- Rémy-Ruyer A., Madden S., Galliano F., Galametz M., Takeuchi T., Asano R., Zhukovska S., Lebouteiller V., Cormier D., Jones A., et al., Gas-to-dust mass ratios in local galaxies over a 2 dex metallicity range, *Astronomy & Astrophysics*, 2014, vol. 563, p. A31
- Rémy-Ruyer A., Madden S., Galliano F., Lebouteiller V., Baes M., Bendo G., Boselli A., Ciesla L., Cormier D., Cooray A., et al., Linking dust emission to fundamental properties in galaxies: the low-metallicity picture, *Astronomy & Astrophysics*, 2015, vol. 582, p. A121
- Ricci C., Assef R. J., Stern D., Nikutta R., Alexander D. M., Asmus D., Ballantyne D. R., Bauer F. E., Blain A. W., Boggs S., et al., NuSTAR observations of WISE J1036+ 0449, a galaxy at $z \approx 1$ obscured by hot dust, *The Astrophysical Journal*, 2017, vol. 835, p. 105
- Riechers D. A., Pope A., Daddi E., Armus L., Carilli C. L., Walter F., Hodge J., Chary R.-R., Morrison G. E., Dickinson M., et al., Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and Mid-Infrared Continuum Emission in a $z \approx 4$ Submillimeter Galaxy, arXiv preprint arXiv:1306.5235, 2013
- Rieke G., Low F., Infrared photometry of extragalactic sources, *The Astrophysical Journal*, 1972, vol. 176, p. L95
- Riguccini L. A., Treister E., Menéndez-Delmestre K., Cardamone C., Civano F., Gonçalves T. S., Hasinger G., Koekemoer A. M., Lanzuisi G., Le Floch E., et al., The Composite Nature of Dust-obscured Galaxies (DOGs) at $z \approx 2-3$ in the COSMOS Field. II. The AGN Fraction, *The Astronomical Journal*, 2019, vol. 157, p. 233
- Roehlly Y., Burgarella D., Buat V., Boquien M., Ciesla L., Heinis S., Pcgale: Porting Code Investigating Galaxy Emission to Python. In *Astronomical Data Analysis Software and Systems XXIII* , vol. 485 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 2014, p. 347

- Rosa-Gonzalez D., Terlevich R., Terlevich E., Friaca A., Gaztanaga E., On the detectability of the Sunyaev-Zel dovich effect of massive young galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2004, vol. 348, p. 669
- Rosenberg M. J., Berné O., Boersma C., Random mixtures of polycyclic aromatic hydrocarbon spectra match interstellar infrared emission, *Astronomy & Astrophysics*, 2014, vol. 566, p. L4
- Rownd B. K., Young J. S., The Star Formation Efficiency within Galaxies, *AJ*, 1999, vol. 118, p. 670
- Salama F., Bakes E., Allamandola L., Tielens A., Assessment of the Polycyclic Aromatic Hydrocarbon–Diffuse Interstellar Band Proposal, *The Astrophysical Journal*, 1996, vol. 458, p. 621
- Sales D. A., Pastoriza M. G., Riffel R., Polycyclic Aromatic Hydrocarbon and Emission Line Ratios in Active Galactic Nuclei and Starburst Galaxies, *ApJ*, 2010, vol. 725, p. 605
- Sales D. A., Pastoriza M. G., Riffel R., Winge C., Polycyclic aromatic hydrocarbon in the central region of the Seyfert 2 galaxy NGC 1808, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 429, p. 2634
- Sales D. A., Riffel R., Pastoriza M., , 2010 Technical report PAH and Emission Line Ratios in AGN and Starburst Galaxies
- Sanders D., Mirabel I., Luminous infrared galaxies, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 1996, vol. 34, p. 749
- Sanders D. B., Soifer B. T., Elias J. H., Madore B. F., Matthews K., Neugebauer G., Scoville N. Z., Ultraluminous Infrared Galaxies and the Origin of Quasars, *ApJ*, 1988, vol. 325, p. 74
- Sanders D. B., Soifer B. T., Elias J. H., Neugebauer G., Matthews K., Warm Ultraluminous Galaxies in the IRAS Survey: The Transition from Galaxy to Quasar?, *ApJ*, 1988, vol. 328, p. L35

Schmidt M., The Rate of Star Formation., *The Astrophysical Journal*, 1959, vol. 129, p. 243

Schmidt M., The Rate of Star Formation. II. The Rate of Formation of Stars of Different Mass., *The Astrophysical Journal*, 1963, vol. 137, p. 758

Scoville N., Aussel H., Sheth K., Scott K., Sanders D., Ivison R., Pope A., Capak P., Bout P. V., Manohar S., et al., The evolution of interstellar medium mass probed by dust emission: ALMA observations at $z= 0.3-2$, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 783, p. 84

Scoville N., Sheth K., Aussel H., Bout P. V., Capak P., Bongiorno A., Casey C. M., Murchikova L., Koda J., Álvarez-Márquez J., Lee N., Laigle C., McCracken H. J., Ilbert O., Pope A., Sanders D., Chu J., Toft S., Ivison R. J., Manohar S., ISM MASSES AND THE STAR FORMATION LAW AT $z= 1$ TO 6: ALMA OBSERVATIONS OF DUST CONTINUUM IN 145 GALAXIES IN THE COSMOS SURVEY FIELD, *The Astrophysical Journal*, 2016, vol. 820, p. 83

Siana B., Smail I., Swinbank A., Richard J., Teplitz H., Coppin K., Ellis R., Stark D., Kneib J.-P., Edge A., Detection of Far-Infrared and Polycyclic Aromatic Hydrocarbon Emission from the Cosmic Eye: Probing the Dust and Star Formation of Lyman Break Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2009, vol. 698, p. 1273

Siana B., Teplitz H. I., Chary R.-R., Colbert J., Frayer D. T., Spitzer Observations of the $z = 2.73$ Lensed Lyman Break Galaxy: MS 1512-cB58, *ApJ*, 2008, vol. 689, p. 59

Siebenmorgen R., Krügel E., Dust model containing polycyclic aromatic hydrocarbons in various environments, *Astronomy and Astrophysics*, 1992, vol. 259, p. 614

Silva L., Granato G. L., Bressan A., Danese L., Modeling the effects of dust on galactic spectral energy distributions from the ultraviolet to the millimeter band, *The Astrophysical Journal*, 1998a, vol. 509, p. 103

Silva L., Granato G. L., Bressan A., Danese L., Modeling the Effects of Dust on Galactic Spectral Energy Distributions from the Ultraviolet to the Millimeter Band, *The Astrophysical Journal*, 1998b, vol. 509, p. 103

- Smail I., Swinbank A. M., Blain A. W., Lindner C., Chapman S. C., Borys C., Ivison R. J., Lewis G. F., The link between submillimetre galaxies and luminous ellipticals: near-infrared IFU spectroscopy of submillimetre galaxies, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2006, vol. 371, p. 465
- Speagle J. S., Steinhardt C. L., Capak P. L., Silverman J. D., A Highly Consistent Framework for the Evolution of the Star-Forming “Main Sequence” from $z \sim 0-6$, *ApJS*, 2014, vol. 214, p. 15
- Springel V., Di Matteo T., Hernquist L., Black Holes in Galaxy Mergers: The Formation of Red Elliptical Galaxies, *ApJ*, 2005, vol. 620, p. L79
- Steglich M., Jager C., Huisken F., Friedrich M., Plass W., et al., The abundances of hydrocarbon functional groups in the interstellar medium inferred from laboratory spectra of hydrogenated and methylated polycyclic aromatic hydrocarbons, *Astrophys.J.Suppl.*, 2013, vol. 208, p. 26
- Stein S., On the high temperature chemical equilibria of polycyclic aromatic hydrocarbons, *The Journal of Physical Chemistry*, 1978, vol. 82, p. 566
- Stein S., Golden D., Benson S. W., Predictive scheme for thermochemical properties of polycyclic aromatic hydrocarbons, *The Journal of Physical Chemistry*, 1977, vol. 81, p. 314
- Stein S. E., Fahr A., High-temperature stabilities of hydrocarbons, *The Journal of Physical Chemistry*, 1985, vol. 89, p. 3714
- Suppes P., Representation and invariance. College Publications London, 2002
- Talbot Jr. R. J., Arnett W. D., The Evolution of Galaxies. II. Chemical Evolution Coefficients, *apj*, 1973, vol. 186, p. 51
- Tielens A., Interstellar depletions and the life cycle of interstellar dust, *The Astrophysical Journal*, 1998, vol. 499, p. 267
- Tielens A. G., The physics and chemistry of the interstellar medium. Cambridge University Press, 2005

- Tinsley B. M., Evolution of the stars and gas in galaxies, *Fundamentals of cosmic physics*, 1980, vol. 5, p. 287
- Toba Y., Nagao T., Strauss M. A., Aoki K., Goto T., Imanishi M., Kawaguchi T., Terashima Y., Ueda Y., Bosch J., et al., Hyper-luminous dust-obscured galaxies discovered by the Hyper Suprime-Cam on Subaru and WISE, *Publications of the Astronomical Society of Japan*, 2015, vol. 67, p. 86
- Toba Y., Ueda J., Lim C.-F., Wang W.-H., Nagao T., Chang Y.-Y., Saito T., Kawabe R., Discovery of an Extremely Luminous Dust-obscured Galaxy Observed with SDSS, WISE, JCMT, and SMA, *The Astrophysical Journal*, 2018a, vol. 857, p. 31
- Toba Y., Ueda J., Lim C.-F., Wang W.-H., Nagao T., Chang Y.-Y., Saito T., Kawabe R., Discovery of an Extremely Luminous Dust-obscured Galaxy Observed with SDSS, WISE, JCMT, and SMA, *The Astrophysical Journal*, 2018b, vol. 857, p. 31
- Toft S., Smolcic V., Magnelli B., Karim A., Zirm A., Michalowski M., Capak P., Sheth K., Schawinski K., Krogager J.-K., Wuyts S., Sanders D., W. S. Man A., Lutz D., Staguhn J., Berta S., McCracken H., Krpan J., Riechers D., Submillimeter Galaxies as Progenitors of Compact Quiescent Galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2014, vol. 782
- Tremonti C. A., Heckman T. M., Kauffmann G., Brinchmann J., Charlot S., White S. D. M., Seibert M., Peng E. W., Schlegel D. J., Uomoto A., Fukugita M., Brinkmann J., The Origin of the Mass-Metallicity Relation: Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey, *ApJ*, 2004, vol. 613, p. 898
- Tsai C.-W., Eisenhardt P. R. M., Wu J., Stern D., Assef R. J., Blain A. W., Bridge C. R., Benford D. J., Cutri R. M., Griffith R. L., Jarrett T. H., Lonsdale C. J., Masci F. J., Moustakas L. A., Petty Sara M. and Sayers J., Stanford S. A., Wright E. L., Yan L., The Most Luminous Galaxies Discovered by WISE, *ApJ*, 2015, vol. 805, p. 90
- Tscharnutter W., Winkler K.-H., A method for computing selfgravitating gas flows with radiation, *Computer Physics Communications*, 1979, vol. 18, p. 171
- Van Den Hoek L., Groenewegen M. A., New theoretical yields of intermediate mass stars, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 1997, vol. 123, p. 305

- Van der Zwet G., Allamandola L., Polycyclic aromatic hydrocarbons and the diffuse interstellar bands, *Astronomy and Astrophysics*, 1985, vol. 146, p. 76
- Verstraete L., Leger A., d'Hendecourt L., Defourneau D., Dutuit O., Ionization cross-section measurements for two PAH molecules-Implications for the heating of diffuse interstellar gas, *Astronomy and Astrophysics*, 1990, vol. 237, p. 436
- Villforth C., Hamann F., Rosario D., Santini P., McGrath E., Wel A., Chang Y., Guo Y., Dahlen T., Bell E., et al., Morphologies of $z \sim 0.7$ AGN host galaxies in CANDELS: no trend of merger incidence with AGN luminosity, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2014, vol. 439, p. 3342
- Wang L., Farrah D., Oliver S. J., Amblard A., Béthermin M., Bock J., Conley A., Cooray A., Halpern M., Heinis S., Ibar E., Ilbert O., Ivison R. J., Marsden G., Roseboom I. G., Rowan-Robinson M., Schulz B., Smith A. J., Viero M., Zemcov M., Connecting stellar mass and star-formation rate to dark matter halo mass out to $z \sim 2$, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 2013, vol. 431, p. 648
- Weingartner J. C., Draine B., Dust grain-size distributions and extinction in the milky way, large magellanic cloud, and small magellanic cloud, *The Astrophysical Journal*, 2001, vol. 548, p. 296
- Whelan J., Iben Jr I., Binaries and supernovae of type I, *The Astrophysical Journal*, 1973, vol. 186, p. 1007
- Whitaker K. E., Pope A., Cybulski R., Casey C. M., Popping G., Yun M. S., The Constant Average Relationship between Dust-obscured Star Formation and Stellar Mass from $z=0$ to $z=2.5$, *The Astrophysical Journal*, 2017, vol. 850, p. 208
- Whitworth A., Boffin H., Francis N., Gas cooling by dust during dynamical fragmentation, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 1998, vol. 299, p. 554
- Wong T., Blitz L., The Relationship between Gas Content and Star Formation in Molecule-rich Spiral Galaxies, *ApJ*, 2002, vol. 569, p. 157
- Woolley S., Weaver T. A., The evolution and explosion of massive stars. II. Explosive hydrodynamics and nucleosynthesis, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 1995, vol. 101, p. 181

- Yan L., Chary R., Armus L., Teplitz H., Helou G., Frayer D., Fadda D., Surace J., Choi P., Spitzer detection of polycyclic aromatic hydrocarbon and silicate dust features in the mid-infrared spectra of $z \sim 2$ ultraluminous infrared galaxies, *The Astrophysical Journal*, 2005, vol. 628, p. 604
- Yan L., Sajina A., Fadda D., Choi P., Armus L., Helou G., Teplitz H., Frayer D., Surace J., Spitzer Mid-Infrared Spectroscopy of Infrared Luminous Galaxies at $z \sim 2$. I. The Spectra, *The Astrophysical Journal*, 2007, vol. 658, p. 778
- Zari E., Lombardi, Marco Alves, João Lada, Charles J. Bouy, Hervé Herschel-Planck dust optical depth and column density maps - II. Perseus, *A&A*, 2016, vol. 587, p. A106
- Zubko V., Dwek E., Arendt R. G., Interstellar dust models consistent with extinction, emission, and abundance constraints, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 2004, vol. 152, p. 211

Apêndice

Apêndice A

Modelos computados

A.1 Evolução bariônica

Os valores da massa bariônica inicial computados para este trabalho estão disponíveis na Tab. A.1, a eficiência da produção de poeira adotada é descrita na Tab. A.2 e a eficiência da produção de poeira na Tab. A.3. Estes modelos se baseiam em Barbosa-Santos et al. (2020).

Tabela A.1 - Massas Iniciais ($M_{G,0}$), com seus respectivos raios (r_h), adotados nos modelos de evolução galáctica simulados neste trabalho. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

$M_{G,0}/M_\odot$	5×10^7	10^9	10^{10}	2×10^{11}	2×10^{12}
r_h (kpc)	0.4	1.0	2.5	3.5	10.0

Tabela A.2 - Eficiências de formação estelar, ν_0 , adotadas neste trabalho. Cada valor de ν_0 foi combinado com cada valor de $M_{G,0}$ na tabela 3.1, resultando em vinte diferentes modelos de evolução galáctica. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

ν_0 (Gyr^{-1})	0.1	1.0	5.0	10.0
-------------------------------	-----	-----	-----	------

Tabela A.3 - Eficiências de condensação da poeira adotadas neste trabalho. Cada Δ_A adotado foi combinado com cada modelo particular de evolução galáctica, totalizando quarenta modelos rodados para este trabalho. Tabela adaptada de Barbosa-Santos et al. (2020).

	Eficiência de condensação		
Case A (D98)	$\delta^w(A)$	$\delta^{\text{Ia}}(A)$	$\delta^{\text{CC}}(A)$
Δ_C	1.0	0.5	0.5
Δ_{Si}	1.0	0.8	0.8
Case B	$\delta^w(A)$	$\delta^{\text{Ia}}(A)$	$\delta^{\text{CC}}(A)$
Δ_C	0.1	0.0	0.1
Δ_{Si}	0.1	0.0	0.1

A.2 Modelos de SED

As SEDs foram computadas adotando os seguintes parâmetros:

- $M_{G,0} = 1 \times 10^{10} M_{\odot}$
- $\nu_0 = 0.01 \text{ Gyr}^{-1}$ e $\nu_0 = 10.0 \text{ Gyr}^{-1}$
- Casos A e B
- PAHs neutros e ionizados

Modelos e seu papel na ciência

Publicada originalmente em 1958, a obra *A condição humana* (Arendt, 1998), esmiúça a situação em que humanidade se encontra na época de sua publicação. Ainda na introdução do texto, a autora tece uma breve análise sobre a condição das ciências, em especial sobre as ciências físicas, e sobre os efeitos que a mesma causa na condição humana. Arendt diz:

“Embora tais possibilidades pertençam ainda a um futuro muito remoto, os primeiros efeitos colaterais dos grandes triunfos da ciência já se fizeram sentir sob a forma de uma crise dentro das próprias ciências naturais. O problema tem a ver com o fato de que as “verdades” da moderna visão científica do mundo, embora possam ser demonstradas em fórmulas matemáticas e comprovadas pela tecnologia, já não se prestam à expressão normal da fala e do raciocínio. Quem quer que procure falar conceitual e coerentemente dessas “verdades”, emitirá frases que serão “talvez não tão desprovidas de significado como um ‘círculo triângulo’, mas muito mais absurdas que ‘um leão alado’” (Erwin Schrödinger). Ainda não sabemos se esta situação é definitiva; mas pode vir a suceder que nós, criaturas humanas que nos pusemos a agir como habitantes do universo, jamais cheguemos a compreender, isto é, a pensar e a falar sobre aquilo que, no entanto, somos capazes de fazer. Neste caso seria como se o nosso cérebro, condição material e física do pensamento, não pudesse acompanhar o que fazemos, de modo que, de agora em diante, necessitaríamos realmente de máquinas que pensassem e falassem por nós. Se realmente for comprovado esse divórcio definitivo entre o conhecimento (no sentido moderno do *know-how*) e o pensamento, então passaremos, sem dúvida, à condição de escravos indefesos, não tanto de nossas máquinas quanto de nosso *know-how*, criaturas desprovidas

de raciocínio, à mercê de qualquer engenhoca tecnicamente possível, por mais mortífera que seja.”

Embora a análise de Arendt (1998) fosse mais direcionada à Mecânica Quântica, ela se dirige a uma compreensão de ciência em que o significado das equações, seja quanto sua forma ou ao seu conteúdo, perdem valor epistemológico, pois, ao perder sua tradução na “linguagem comum”, acaba por impedir ou dificultar a formulação de um claro conceito pelo sujeito, sendo esta a própria condição do entendimento humano.

Esta mesma limitação ocorre com os modelos numéricos, que tomou cada vez mais espaço no fazer científico desde a publicação de Arendt (1998), tornando-se também mais sofisticados e complexos conforme os computadores se tornaram mais potentes.

De fato, o desenvolvimento e uso de computadores impulsionou claro salto científico nas última décadas ao permitir a resolução de sistemas complexos e não lineares, o desenvolvimento de técnicas como redes neurais, *machine learning* e, mais recentemente, *big data*. Técnicas computacionais deste porte são amplamente utilizados em ciências naturais, como em bioquímica, física atômica e molecular, astrofísica, entre outras.

Uma clara desvantagem do crescimento da complexidade é a dificuldade em interpretar tanto o algoritmo (e sua confiabilidade) quanto seus resultados (e seus significados), o que é mais crítico em técnicas como *machine learning* e inteligência artificial. Outro problema concerne à comparação entre modelos e observações.

De fato, Naab e Ostriker (2017) discutindo sobre a implementação de receitas de *feedback* e outros efeitos *subgrid* em algoritmos *N*-corpos em simulações de fusão de galáxias, dizem (em tradução livre):

O que se assume é majoritariamente simples e os efeitos físicos são condensados ou escondidos em parâmetros ou fatores de escala, o que são frequentemente ajustados para reproduzir um conjunto de observações. Desta forma a validade das implicações astrofísicas sempre permanecem de algum modo incertas.

Temos, portanto, física não plenamente conhecida implícita no modelo e também ajustável a fim de reproduzir observações. Embora essa seja uma característica de modelos em geral, o crescimento da complexidade amplia drasticamente o problema citado por Naab e Ostriker (2017), pois além de dificultar a identificação dos fenômenos implícitos,

também o agrava visto que o resultado gerado por cada algoritmo influi no resultado dos demais.

Devido às já citadas limitações experimentais da astrofísica e da cosmologia, estas ciências são especialmente dependentes de modelos, inclusive para a interpretar os fenômenos observados¹. Por tanto, a discussão sobre a natureza dos modelos científicos é particularmente importante na astrofísica e cosmologia.

Suppes (2002) considera que cada modelo é uma possível configuração de uma teoria. Por exemplo, considerando um sistema massa-mola centrado na origem, o conjunto de modelos, $P(m, k)$, possíveis é dado pela combinação de todos os possíveis valores de massa, m , com os todos possíveis valores constante elástica k . A abordagem de Suppes (2002) é dita *conjuntista*, visto que um modelo é tido como uma possível realização de uma teoria. Nesta abordagem os modelos matemáticos e lógicos puros possuem o mesmo *status* epistemológicos dos modelos científicos.

A limitação desta abordagem é dupla. Por um lado, ela não abarca o fundamento da questão, pois, um triângulo *ideal* não é, em essência, o mesmo tipo de objeto que um triângulo *real* (importante lembrar que, a rigor, triângulos reais não existem). Desta forma perde-se o ponto chave: a conexão entre os *objetos ideais* do modelo e os *objetos reais*. Pelo outro lado esta abordagem é frequentemente anacrônica por analisar teorias e modelos a posteriori, pois, os modelos frequentemente violam as teorias a que pertencem (um exemplo clássico é o modelo atômico de Bohr, visto que, quando proposto, o modelo violava as duas teorias melhores estabelecidas, a mecânica clássica e o eletromagnetismo, ao adotar a incipiente e hipótese quântica).

Quando comparamos as limitações da abordagem de Suppes (2002) com as peculiaridades epistemológicas da astrofísica e cosmologia, nota-se que tal abordagem falha justamente nos pontos mais sensíveis a estas teorias, pois, esta abordagem tanto não abarca a complexidade destas teorias (com suas frequentes flexibilizações das teorias auxiliares) quanto não garante um significado para os dados teóricos ou empíricos.

Por tanto, a impossibilidade do acesso direto ao objeto estudado, assim como dos processos físicos que governam sua evolução, leva a necessidade de formular modelos enquanto

¹ O que se destaca aqui é que, muito embora não haja observação ou experiência livre de teoria, as observações são particularmente impregnadas de teoria nas ciências citadas (ver Naab e Ostriker, 2017, para maiores detalhes).



Figura B.1: Mapa da linha de transporte metropolitana de São Paulo enquanto exemplo de modelo representacional. Figura retirada de Metro-CPTM (2020, www.metrocptm.com.br/veja-o-mapa-de-estacoes-do-metro-e-cptm/).

representações do objeto estudado. De fato, esta abordagem é a que mais se aproxima da natureza dos modelos, visto que, no momento em que são formulados, eles buscam representar determinada coisa, ou melhor, determinadas características de determinada coisa, segundo determinado fim.

Adaptando o exemplo de Giere (1999), considere o mapa da rede metroviária da cidade de São Paulo (Fig. B.1). Ele é um modelo representacional da rede, de forma que deve conter algumas características ou similaridades com a rede em si. É bastante claro que ao representarmos no mapa *todas* as características da rede, obteremos não um mapa que guarda certas similaridades, mas sim outra rede igual a primeira. Portanto, a representação da rede metroviária deve manter semelhanças com a rede em si de modo a refletir a finalidade da representação (do mapa).

Na figura B.1, nota-se que as distâncias entre as estação não estão em escala com a rede real e que tudo ao redor das estações foi ignorado (com exceção da própria rede metropolitana). Porém, a *posição relativa* entre as linhas e as estações foi preservada, assim como os pontos de baldeação. Tal escolha é justificada pois a *finalidade* deste mapa é que o usuário se oriente ou no interior da rede ou em relação a ela, pois esse é o jeito mais fácil de se orientar nessa via.

De fato, incluir informações que não agregam ao que o modelo foi proposto a representar

(como escala de distância física e representação dos arredores na Fig. B.1) frequentemente dificulta sua utilização e propicia possíveis confusões por parte dos usuários.

No caso de modelos teóricos, a partir do exemplo da mecânica newtoniana, Giere (1999) diz (em tradução livre):

(...) os corpos [na mecânica de] Newton são ditos “pontos materiais”. Nenhum objeto real pode ser uma massa em um ponto. Qualquer coisa real precisa ser extensa de algum modo. Ao aplicar os modelos newtonianos aos objetos reais é necessário tratar a massa dos objetos concentrada em seu “centro de massa”, o que é um ponto ideal. Isto suporta a interpretação das leis de Newton como definindo mais objetos abstratos idealizados do que descrevendo objetos reais.

Para Giere (1999), o sentido primário das leis de Newton está mais em definir objetos idealizados que *represente* objetos reais do que de fato explicar os objetos reais. Portanto, segundo Giere (1999), as leis são representações ideais de objetos que devem ser reais. Neste sentido, as próprias teorias possuem caráter representacional.

O mesmo raciocínio se aplica a modelos, ainda que nestes últimos ele seja ainda mais livre. De fato, durante sua construção, modelos geralmente apresentam maior compromisso com o fenômeno do que com as teorias em que se baseiam (como o modelo atômico de Bohr) podendo, não raramente, flexionar a teoria em pontos específicos.²

Por exemplo, mesmo em complexas simulações cosmológicas, a formação de galáxias de alta massa tendia ao super resfriamento, gerando objetos mais compactos do que o observado. Uma saída foi a implementação artificial de um atraso na formação estelar. Outra foi diminuir o total de matéria ordinária abrigado em halos massivos (Naab e Ostriker, 2017).

Pelos motivos citados defendemos, neste trabalho, uma estratégia epistemológica plural no desenvolvimento das ciências em geral e, em especial, da astrofísica extragaláctica. Modelos complexos são tão importantes quanto modelos simples, tendo cada um sua importância específica.

Se por um lado modelos complexos permitem simulações mais *realistas* no sentido de representar tantas características do fenômeno quanto possível, eles perdem quanto à clareza

² O entendimento do caráter fundamentalmente representacional do conhecimento científico moderno é também visto em Ernst Cassirer, Thomas Kuhn e Paul Feyerabend. Segundo Immanuel Kant esta é condição necessária para que uma área do conhecimento se torne *ciência*.

do resultado e ao controle de quanto os parâmetros e receitas inclusas no modelo podem afetar a simulação como um todo. Por outro lado, modelos simples são claramente mais limitados e simplificados, com uso e validade também mais restrito, porém seu resultado é mais claro, assim como a relevância de cada suposição e parâmetro adotado. Logo, o uso de estratégias epistemológicas variadas é uma atitude frutífera na condução das atividades científicas, auxiliando, inclusive, a evitar erros sistemáticos.