



UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA  
DEPARTAMENTO DE FÍSICA  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Katia Slodkowski Clerici

**MEDIDAS DE ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS A PARTIR DE ESPECTROS  
SOMADOS DE GALÁXIAS**

Florianópolis  
2020

Katia Slodkowski Clerici

**MEDIDAS DE ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS A PARTIR DE ESPECTROS  
SOMADOS DE GALÁXIAS**

Dissertação do Programa de Pós-Graduação em Física do Departamento de Física da Universidade Federal de Santa Catarina para a obtenção do título de mestre em Física.  
Orientadora: Profa. Dra. Natalia Vale Asari

Florianópolis  
2020

Ficha de identificação da obra elaborada pelo autor,  
através do Programa de Geração Automática da Biblioteca Universitária da UFSC.

Clerici, Katia Slodkowski

Medidas de abundâncias químicas a partir de espectros  
somados de galáxias / Katia Slodkowski Clerici ;  
orientadora, Natalia Vale Asari, 2020.

93 p.

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa  
Catarina, Centro de Ciências Físicas e Matemáticas,  
Programa de Pós-Graduação em Física, Florianópolis, 2020.

Inclui referências.

1. Física. 2. Astrofísica extragaláctica. 3. Galáxias com  
formação estelar ativa. 4. Abundância química. I. Asari,  
Natalia Vale. II. Universidade Federal de Santa Catarina.  
Programa de Pós-Graduação em Física. III. Título.

Katia Slodkowski Clerici

**MEDIDAS DE ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS A PARTIR DE ESPECTROS  
SOMADOS DE GALÁXIAS**

O presente trabalho em nível de mestrado foi avaliado e aprovado por banca  
examinadora composta pelos seguintes membros:

Prof. Dr. Tiago Vecchi Ricci  
Universidade Federal da Fronteira Sul (UFFS)

Prof. Dr. Daniel Ruschel Dutra  
Universidade Federal de Santa Catarina (UFSC)

Certificamos que esta é a **versão original e final** do trabalho de conclusão que foi  
julgado adequado para obtenção do título de mestre em Física.

---

Coordenação do Programa de  
Pós-Graduação

---

Profa. Dra. Natalia Vale Asari  
Orientadora

Florianópolis, 2020.

Este trabalho é dedicado à minha família.

## AGRADECIMENTOS

- Agradeço à minha orientadora Natalia Vale Asari pelas constantes ajudas e discussões aos longo desse trabalho;
- À Grażyna Stasińska pelas orientações e pela ideia do projeto de pesquisa;
- Aos professores Roberto Cid Fernandes Jr. e André Luiz de Amorim por todas as dicas e sugestões durante o mestrado;
- Aos colegas do Grupo de Astrofísica da UFSC e do departamento de Física;
- Ao Antônio Machado pela disposição em responder minhas dúvidas sobre a pós-graduação da UFSC;
- À Fundação de Amparo à Pesquisa e Inovação de Santa Catarina (FAPESC) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq);
- A minha mãe Alice, meu pai Antônio e minha irmã Adenise pelo constante apoio nesta etapa;
- Aos meus amigos, em especial Débora e Sabrina por todos os momentos compartilhados e pela amizade ter prevalecido apesar da distância;
- À banca, professor Tiago Vecchi Ricci e professor Daniel Ruschel Dutra, pela avaliação deste trabalho.

## RESUMO

Conhecer a abundância química do oxigênio é fundamental para a construção de modelos que descrevem a evolução química de galáxias. Na literatura, apresentam-se duas maneiras de calcular a abundância: métodos indiretos e o método direto. Métodos indiretos podem ser aplicados a uma grande faixa de abundâncias, porém divergem entre si. O método direto é mais robusto, mas exige espectros de alta qualidade para galáxias com alta abundância química. Isto porque, para usar o método direto, é necessário medir a intensidade das linhas aurorais (como  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ ). Entretanto, no regime de alta abundância, tais linhas são suprimidas pelo ruído do espectro das galáxias. Para detectá-las, precisamos aumentar a razão sinal-ruído do espectro. Uma maneira de fazer isso é somando espectros de galáxias com propriedades físicas similares. Neste trabalho, somamos cerca de 110 000 espectros de galáxias com formação estelar ativa do Sloan Digital Sky Survey de acordo com dois conjuntos de propriedades: um baseado em razões de linhas fortes:  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $[\text{O II}]/\text{H}\beta$ , e outro na massa estelar e taxa de formação estelar. Aplicamos o método direto a esses espectros somados para obter medidas mais robustas da abundância química do oxigênio. Testamos diferentes formas de normalizações da soma de espectros, e concluímos que elas não afetam significativamente nossos resultados. Reanalisamos a relação empírica entre massa estelar, taxa de formação estelar e abundância química do oxigênio. As relações que obtivemos concordam com trabalhos anteriores: existe uma anti-correlação entre a abundância do oxigênio e a taxa de formação estelar, essa anti-correlação é mais íngreme no regime de baixa massa. No entanto, não conseguimos afirmar se existe um valor de saturação da abundância do oxigênio para altas massas.

**Palavras-chave:** Galáxias com formação estelar ativa. Abundância química. Relação massa-metalicidade-taxa de formação estelar.

## ABSTRACT

An accurate measurement of the oxygen abundance is fundamental for modelling the chemical evolution of galaxies. In the literature, there are two ways to determine the oxygen abundance: indirect methods and the direct method. Indirect methods can be used at a wide range of oxygen abundances, but they differ from one another. The direct method is more robust, but it requires high-quality spectra for metal-rich galaxies. That is due to its reliance on weak emission lines, such as  $[\text{O III}]\lambda 4363$  and  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , which can be lost in the spectral noise at the high-abundance regime. In order to detect such lines, we must increase the spectral signal-to-noise ratio. One way to do so is by stacking spectra of galaxies with similar physical properties. In this work, we stacked about 110,000 star-forming galaxy spectra from the Sloan Digital Sky Survey according to two sets of properties: one based on strong line ratios, and the other based on the stellar mass and the star formation rate. We applied the direct method to these stacked spectra to obtain more robust measurements of oxygen abundances. We tested different forms of spectral normalization prior to stacking, and find they do not significantly affect our results. We reexamine the empirical relation between stellar mass, star formation rate and oxygen abundance. The relation we obtain agrees with previous works: there is an anti-correlation between the oxygen abundance and the star formation rate, and this anti-correlation is steeper at the low-mass regime. However, our results do not allow us to verify whether there is a saturation value for the oxygen abundance at high stellar masses.

**Keywords:** Star-forming galaxies. Chemical abundances. Mass-metallicity-star formation rate relation.



## LISTA DE FIGURAS

- Figura 1 – Comparação entre as relações  $M_\star-Z$  feitas com diferentes tipos de calibrações para medir a metalicidade. Cada curva é resultado de uma calibração diferente. O comportamento qualitativo das curvas é similar. No entanto, a inclinação, a forma, o valor de saturação da metalicidade e o valor de  $\log M_\star$  em que esse valor de saturação é atingido são diferentes. As calibrações indicadas de 1 a 10 são respectivamente de Tremonti *et al.* (2004), Zaritsky, Kennicutt Robert e Huchra (1994), Kobulnicky e Kewley (2004), Kewley e Dopita (2002), McGaugh (1991), Denicoló, Terlevich e Terlevich (2002), Pettini e Pagel (2004), Pilyugin (2001) (O3N2 e N2), Pilyugin e Thuan (2005). Mais informações sobre essas calibrações também podem ser encontradas em Kewley e Ellison (2008). . . . . 21
- Figura 2 – Relação entre  $M_\star$ , SFR e  $Z$ . À esquerda, a dependência do espalhamento de  $M_\star-Z$  com a SFR. Definem-se bins de  $\log$  SFR e são construídas curvas de  $12 + \log(O/H)$  versus  $\log M_\star$ . À direita, a dependência de  $12 + \log(O/H)$  com  $\log$  SFR em bins de  $\log M_\star$ . No painel da esquerda observa-se que a relação  $M_\star-Z$  depende da SFR: a relação sofre um deslocamento para a direita conforme  $\log$  SFR aumenta. Para analisar melhor o efeito desse comportamento, o painel da direita mostra, para diferentes bins de  $\log M_\star$ , que existe uma anti-correlação entre  $12 + \log(O/H)$  e  $\log$  SFR. Esta anti-correlação é mais íngreme para baixas massas. No regime de altas massas a anti-correlação passa a não existir. Mannucci *et al.* (2010) sugerem *infall* e *outflow* de gás como fenômenos responsáveis por esse comportamento dentro das galáxias. . . . . 23
- Figura 3 – Espectro de duas galáxias do SDSS da amostra que será estudada no presente trabalho, a qual será descrita no Capítulo 3. O espectro superior corresponde a uma galáxia de baixa metalicidade, enquanto o espectro inferior indica uma galáxia de alta metalicidade. Em cada quadro das galáxias são indicados os números de identificação das galáxias de acordo com o catálogo do SDSS (os primeiros quatro dígitos correspondem ao *plate*, os próximos cinco dígitos correspondem ao *MJD* e os três últimos dígitos são a *fiber*). A linha tracejada vermelha indica a posição da linha  $[O\ III]\lambda 4363$ . Note que no espectro correspondente ao gás de alta metalicidade, a linha de  $[O\ III]\lambda 4363$  não é observada, a linha está suprimida no ruído do espectro. A linha apresenta baixa intensidade devido à baixa temperatura nebular. . . . . 25

- Figura 4 – Comparação da relação  $M_\star$ - $Z$ -SFR usando diferentes indicadores indiretos de metalicidade. No painel superior é usado o indicador  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731$  com a calibração de Dopita *et al.* (2016) e no inferior os indicadores  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\beta$  e  $([\text{O II}]\lambda 3727 + [\text{O III}]\lambda 5007)/\text{H}\beta$  com as calibrações de Mannucci *et al.* (2010). As retas tracejadas indicam o valor de  $M_\star$  adotada por bin para construir a curva de abundância de oxigênio por log SFR. Seguindo o mesmo caminho da relação  $M_\star$ - $Z$ , discutida anteriormente, a relação  $M_\star$ - $Z$ -SFR também sofre alterações de acordo o uso de indicador de metalicidade. Isso é um problema porque não podemos afirmar qual método indireto é mais acurado. Logo, não podemos afirmar qual a relação  $M_\star$ - $Z$  é mais correta. . . . . 27
- Figura 5 – Distribuição de galáxias em bins de dimensões 0.1 dex em log  $M_\star$  e 0.5 dex log SFR coloridos pela metalicidade calculada a partir da soma dos espectros de galáxias. Em cada bin está escrito o número de espectros que foram somados. A cor dos bins indica o comportamento da abundância do oxigênio em função de log  $M_\star$  e log SFR. O/H aumenta com  $M_\star$ , e no regime de  $\log M_\star/M_\odot \leq 10.1$  nota-se claramente a anti-correlação entre O/H e SFR. . . . . 29
- Figura 6 – Relação  $M_\star$ - $Z$  em bins de SFR com medidas de metalicidade a partir do método direto. Os pontos coloridos pela SFR representam os resultados da soma dos espectros nos bins de  $M_\star$ -SFR. As curvas coloridas representam os melhores ajustes para  $M_\star$ - $Z$  fixando a SFR. O ajuste em preto representa a relação  $M_\star$ - $Z$  obtida pelos mesmos autores. As curvas pontilhadas, tracejadas e contínua cinza representam respectivamente 95%, 68% da distribuição, e o ajuste feito por Tremonti *et al.* (2004). Destaque para a maior faixa de  $M_\star$  que é abrangida pelo método direto em comparação aos métodos indiretos, como o de Tremonti *et al.* (2004). . . . . 30
- Figura 7 – Fração de ionização para diferentes íons tipicamente encontrados em nebulosas em função da distância nebular relativa do interior da nebulosa. As linhas tracejadas em vermelho representam os íons de oxigênio, em azul os íons de enxofre e em verde os íons de nitrogênio. A estrutura de ionização depende da diluição geométrica descrita pelo parâmetro de ionização. Isto é, o campo de radiação é inversamente proporcional ao quadrado da distância da fonte de ionização, o que diminui o fluxo de fótons ao longo da nebulosa. Esta figura foi calculada a partir de modelos de fotoionização com o código MAPPINGS III assumindo  $Z = 0.05 Z_\odot$ ,  $P = 10^7$  e  $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ . . . . . 33

Figura 8 – Espectro de duas galáxias do SDSS da nossa amostra, que será descrita no Capítulo 3, com algumas linhas de emissão indicadas. O número de identificação da galáxia é destacado. . . . .	34
Figura 9 – Diagrama Grotrian de [O III]. O diagrama apresenta os níveis de energia para o átomo de oxigênio e em que níveis são formadas as linhas de emissão. As cores das linhas indicam em que níveis ou subníveis as linhas são formadas. Destaque para as linhas [O III] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 e [O III] $\lambda$ 4363, que são produzidas em diferentes níveis de energia e, portanto, podem ser usadas para calcular a $T_e$ . . . . .	36
Figura 10 – Diagrama Grotrian de [S II]. O diagrama apresenta os níveis de energia para o átomo de enxofre e em que níveis são formadas as linhas de emissão. Destaque para as linhas [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6730, que apresentam quase a mesma energia de excitação e, portanto, podem ser usadas para calcular a $n_e$ . . . . .	38
Figura 11 – O painel superior mostra o espectro observado de uma das galáxias do SDSS da nossa amostra (em preto), e o espectro sintético obtido pelo ajuste STARLIGHT (em vermelho). O nome da galáxia está indicado na legenda. O painel inferior mostra o resultado da subtração do espectro sintético do espectro observado, isto é, o espectro residual (em azul). A subtração do contínuo estelar é especialmente importante para as linhas de Balmer. . . . .	41
Figura 12 – Amostra de 110 087 galáxias com formação estelar ativa usadas neste estudo. . . . .	43
Figura 13 – Galáxias com formação estelar ativa distribuídas no diagrama $\log M_\star - \log \text{SFR}$ com dimensões de 0.1 dex e 0.5 dex, respectivamente. Em cada bin está explícito o número de galáxias. . . . .	44
Figura 14 – Galáxias com formação estelar ativa distribuídas no diagrama $\log[\text{O III}]/\text{H}\beta - \log[\text{O II}]/\text{H}\beta$ com dimensões de 0.1 dex <sup>2</sup> . Em cada bin está explícito o número de galáxias. . . . .	45
Figura 15 – Plano [O III]/[O II] versus $R_{23}$ . As linhas verticais mostram a dependência com $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ e as linhas horizontais com o parâmetro de ionização. A parte contínua das linhas representa os valores de alta metalicidade e as linhas tracejadas representam baixa metalicidade. As curvas plotadas são referentes a modelos de fotoionização de regiões H II com limite superior de massa de 60 $M_\odot$ . Destaque para o efeito de degenerescência que ocorre nos valores de metalicidade: para os mesmos valores de [O III]/[O II] e $R_{23}$ , existem dois valores possíveis para abundância do oxigênio. . . . .	46

- Figura 16 – Soma de galáxias em um bin do diagrama  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ . Destaque para as janelas 4300–4440 Å e 5705–5830 Å, onde estão presentes as linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  (cujos centros estão indicados com linhas vermelhas tracejadas). Nos dois painéis superiores apresentamos apenas uma galáxia desse bin. Nos seguintes painéis apresentamos a soma de dez galáxias, depois a soma de 100 galáxias e, por fim, a soma de todas (1221) as galáxias presentes no bin. Para todos os painéis, mostramos o espectro residual. No painel inferior esquerdo está presente também a linha  $[\text{F II}]\lambda 4356$ . Esta figura mostra a importância da soma de galáxias para aumentar a SNR do espectro. Note que as linhas apenas se destacam sobre o ruído após a soma de mais de 1000 galáxias. Quanto mais galáxias forem adicionadas na soma, maior é o SNR. . . . . 50
- Figura 17 – Comparação dos resultados da síntese espectral realizada pelo STARLIGHT para o espectro inteiro (quadro superior) e separado em três faixas de comprimento de onda (quadro inferior). Quando separamos os espectros em janelas, o ajuste fica melhor na região em torno de  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , uma das linhas de emissão de interesse. A possível causa do desvio apresentado entre o espectro observado e sintético quando consideramos o espectro inteiro é a emenda no SDSS que está situada aproximadamente em 5900 Å no espectro observado. . . . . 51
- Figura 18 – No quadro superior mostramos o espectro da dispersão instrumental ( $\sigma$ ) para uma galáxia individual. O quadro inferior é o mesmo, mas para um determinado bin (mais detalhes de como somamos os espectros de dispersão podem ser obtidos no Apêndice A deste trabalho). Destaque para a região em torno de  $[\text{N III}]\lambda 5755$ , onde ocorre a emenda nos dados do SDSS. . . . . 52
- Figura 19 – Espectro somado de um bin do diagrama  $M_\star$ –SFR. A posição do bin é  $10^{9,6} \leq M_\star \leq 10^{9,7} M_\odot$  e  $10^{0,0} \leq \text{SFR} \leq 10^{0,5} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Destacamos em ambos os quadros o espectro observado (em preto) e o espectro sintético (em vermelho). No quadro da esquerda a linha  $[\text{O III}]\lambda 4363$  é marcada por uma linha tracejada em vermelho. No quadro da direita a linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$  também está destacada com uma linha tracejada em vermelho. Note que é possível visualizar as linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  mesmo sem a remoção do espectro sintético. . . . . 53

- Figura 20 – Cada painel apresenta o resultado do espectro somado de determinados bins com destaque para a janela 4330–4390 Å, onde estão presentes as linhas [O III]λ 4363 (ajuste em vermelho), [Fe II]λ4360 e [Fe II]λ4356 (ajustes em verde claro). Também é possível visualizar parte da linha de Hγ. Todos os espectros são de bins no mesmo intervalo para  $\log [\text{O II}] \lambda 3727/\text{H}\beta = 0.4\text{--}0.5$ , mas com valores diferentes de  $\log [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ , que são dispostos de forma decrescente da esquerda para direita, cuja faixa é indicada acima de cada painel. Note que, conforme a razão  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  diminui, a intensidade de [O III]λ4363 também diminui, enquanto a intensidade de [Fe II]λ4360 e [Fe II]λ4356 aumenta. . . . . 54
- Figura 21 – Comparação entre as temperaturas da zona de alta e baixa ionização. Pontos pretos com suas respectivas barras de erro indicam medidas de temperatura realizadas apenas com as informações das linhas de emissão. Mostramos apenas resultados dos bins em que conseguimos medir com confiança as linhas [O III]λ4363 e [N II]λ5755. As barras de erro correspondem à incerteza na temperatura a partir de 1000 realizações de Monte Carlo considerando uma distribuição normal com dispersão  $\sigma_F$ . As curvas tracejadas vermelha laranja representam a relação de Arellano-Córdova e Rodriguez (2020) para  $U < 0.5$  e  $U \geq 0.5$ , respectivamente. Os resultados apresentados correspondem aos bins de  $M_\star$ -SFR com normalização pela mediana do fluxo na faixa de 7200–7230 Å. . . . . 57
- Figura 22 – Resultados da abundância do oxigênio para os bins de  $M_\star$ -SFR. Cada quadro apresenta os resultados para uma normalização diferente. Neste caso não podemos comparar os resultados de normalização: note que existem mais resultados para as normalizações pela mediana do fluxo de faixas do contínuo do que para o caso da normalização pelo fluxo de Hβ e pela luminosidade. Isso acontece especialmente por causa do critério de qualidade do ajuste das linhas feito pelo DOBBY; em alguns bins o ajuste não é satisfatório para os casos das normalizações em fluxo de Hβ e luminosidade. Ainda, em outros casos, simplesmente não são detectadas as linhas [N II]λ5755 ou [O III]λ4363. . . . . 59
- Figura 23 – Figura similar à Figura 22. Aqui selecionamos apenas os bins que usam as mesmas informações de linhas, a fim de comparar os diferentes resultados gerados pelas diferentes normalizações. As diferenças dos resultados são pequenas e estão concentradas especialmente no regime de alta metalicidade, onde as linhas de emissão são menos intensas (SNR menor). . . . . 60

- Figura 24 – Comparação dos resultados da abundância do oxigênio para os diferentes tipos de normalização para o grupo de bins do diagrama  $M_{\star}$ -SFR. Os resultados da abundância são indicados com os pontos vermelhos e a reta preta indica onde os valores de abundância são iguais. Note que os resultados medidos estão concentrados sobre essa reta, e para poucos pontos é maior do que um sigma. Portanto, podemos afirmar que não existem diferenças significativas entre os diferentes valores de metalicidade para as diferentes normalizações, e que discrepâncias ficam um pouco mais evidentes no regime de alta metalicidade. . . . . 61
- Figura 25 – Resultados da abundância do oxigênio para os bins do diagrama  $[O\ II]\lambda 3727/H\beta$ - $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$ . Estes resultados são comparáveis, ou seja, mostramos somente bins nos quais a abundância do oxigênio foi calculada utilizando as mesmas linhas dos outros painéis. . . . . 62
- Figura 26 – Comparação dos resultados da abundância do oxigênio para os diferentes tipos de normalização para o grupo de bins do diagrama  $[O\ II]\lambda 3727/H\beta$ - $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$ . Da mesma forma que foi apresentada na Figura 24, os pontos em vermelho indicam os resultados de metalicidade para cada normalização e a reta preta indica os valores iguais de metalicidade. Mais uma vez, não é possível apontar diferenças significativas entre os resultados. . . . . 63
- Figura 27 – Resultados da relação  $M_{\star}$ -Z-SFR para o conjunto de bins de  $[O\ II]\lambda 3727/H\beta$  e  $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$ . Para esse conjunto de bins, não conseguimos resultados completos para a relação  $M_{\star}$ -Z-SFR justamente pela falta de medidas confiáveis de  $[N\ II]\lambda 5755$ . Em ambos os painéis os pontos representam os resultados dos bins. No painel da esquerda apresentamos a abundância do oxigênio em função da  $M_{\star}$ , e os pontos são coloridos pela SFR. As retas coloridas representam ajustes lineares para os mesmos valores de SFR (a cor da reta de ajuste é a mesma do valor de SFR). No painel da direita apresentamos a abundância do oxigênio em função de SFR, e os pontos são coloridos pela  $M_{\star}$ . . . . . 64
- Figura 28 – Como a Figura 27, mas para o conjunto de bins  $M_{\star}$ -SFR. No painel da esquerda, duas retas verticais indicam o regime de baixa  $M_{\star}$  (linha preta) e de alta  $M_{\star}$  (linha cinza). . . . . 65

Figura 29 – Diagrama $\log [\text{O II}] \lambda 3727/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ com os bins que possuem mais de 10 galáxias, e bins com menos de 10 galáxias no regime de baixa metalicidade. Dentro de cada bin mostramos o percentil de 5%, mediana e percentil de 95% da massa estelar das galáxias que estão dentro de cada bin. No canto direito inferior, em destaque, mostramos a faixa de massas em cada bin. . . . .	70
Figura 30 – Como a Figura 29, mas para variações da SFR. . . . .	71
Figura 31 – Como a Figura 29, mas para variações da razão $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ em bins de $M_\star$ – $\log$ SFR. . . . .	72
Figura 32 – Como a Figura 29, mas para variações da razão $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ em bins de $M_\star$ – $\log$ SFR. . . . .	73
Figura 33 – Como a Figura 29, mas para variações de $\text{EW}_{\text{H}\alpha}$ . . . . .	76
Figura 34 – Como a Figura 29, mas para variações de $\text{EW}_{\text{H}\alpha}$ em bins de $M_\star$ – $\log$ SFR. . . . .	77
Figura 36 – Abundância do nitrogênio, expressa como $\log \text{N}/\text{H}$ em função da abundância do oxigênio. $\log \text{N}/\text{H}$ parece aumentar para valores de $12 + \log \text{O}/\text{H} \geq 8.6$ . As barras de erro indicam a mediana dos erros da abundância do oxigênio e do nitrogênio para este trabalho. O aumento da $\log \text{N}/\text{H}$ para valores mais altos de abundância do oxigênio ocorre porque o nitrogênio é um produto secundário e depende da quantidade de oxigênio. . . . .	81
Figura 37 – Pseudo espectro construído com o fluxo de $\text{H}\alpha$ e a dispersão instrumental correspondente. . . . .	88
Figura 38 – Dispersão instrumental do espectro somado determinada pelo DOBBY e por diferentes médias. Nas dispersões instrumentais determinadas pela média, pelo fluxo e pela amplitude as barras de erro representam o desvio percentual $\Delta$ em relação às medidas do DOBBY. . . . .	90
Figura 39 – Janela de 4330–4390 Å para os espectros residuais (em preto) resultantes da soma de galáxias normalizados pela mediana do fluxo na faixa 7200–7230 Å do contínuo. Nesta janela estão destacados as linhas $[\text{O III}]\lambda 4363$ (ajuste em vermelho), $[\text{Fe II}]\lambda 4360$ e $[\text{Fe II}]\lambda 4356$ (ajustes em verde). . . . .	91
Figura 40 – Como a Figura 39, mas para a janela de 5725–5785 Å. Nesta janela está destacada a linha $[\text{N II}]\lambda 5755$ (ajuste em vermelho). A linha cinza mostra o pseudocontínuo nesta região. . . . .	92
Figura 41 – Ajustes ruins (ajuste em vermelho) da linha $[\text{N II}]\lambda 5755$ (normalizado pela luminosidade) que foram descartados da análise. . . . .	93

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1 – Dados atômicos utilizados no PYNEB baseados em Arellano-Córdova <i>et al.</i> (2020). . . . .	55
Tabela 2 – Número de bins utilizados em cada normalização para os bins $M_{\star}$ -SFR. (1) indica medidas com [O III] $\lambda$ 4363 e [N II] $\lambda$ 5755; (2) medidas com [O III] $\lambda$ 4363 e relação $T_e$ [O III]- $T_e$ [N II] e (3) [N II] $\lambda$ 5755 e $T_e$ [O III]- $T_e$ [N II]. . . . .	57
Tabela 3 – Resultado da dispersão instrumental para o espectro somado ( $\sigma_{\text{inst}}$ ) e comparação com diversas estatísticas dentro dos bins. Todas as dispersões de velocidades ( $\sigma$ ) estão em km/s. . . . .	89



## LISTA DE SIGLAS

$M_{\star}$	Massa estelar
$M_{\odot}$	Massa solar
SFR	Taxa de formação estelar
sSFR	Taxa de formação estelar específica
$Z$	Metalicidade
$12 + \log(O/H)$	Abundância do oxigênio
ISM	Meio Interestelar
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SNR	Razão Sinal Ruído
$T_e$	Temperatura Eletrônica
$L_{H\alpha}$	Luminosidade de $H\alpha$
$L_{\odot}$	Luminosidade Solar
DIG	Gás ionizado difuso
IMF	Função de massa inicial
UV	Ultravioleta
FIR	Infravermelho distante
$U$	Parâmetro de ionização

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>19</b>
1.1	RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE	20
1.2	RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE–TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR	20
1.3	MÉTODOS PARA MEDIR A ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO	22
<b>1.3.1</b>	<b>Medida de abundância do oxigênio: método direto</b>	<b>23</b>
<b>1.3.2</b>	<b>Medida da abundância do oxigênio: métodos indiretos</b>	<b>24</b>
<b>1.3.3</b>	<b>Alternativas para o uso do método direto</b>	<b>28</b>
<b>1.3.4</b>	<b>Trabalhos Anteriores</b>	<b>28</b>
1.4	ESTE TRABALHO	31
<b>2</b>	<b>GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA</b>	<b>32</b>
2.1	ESPECTROS DE GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA	32
2.2	PROPRIEDADES FÍSICAS: TEMPERATURA ELETRÔNICA $T_e$ E DENSIDADE ELETRÔNICA $n_e$	35
2.3	ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS	37
<b>3</b>	<b>PROCESSOS PARA SOMAR GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA</b>	<b>40</b>
3.1	SLOAN DIGITAL SKY SURVEY	40
3.2	SUBTRAÇÃO DO CONTÍNUO ESTELAR PARA AS GALÁXIAS INDIVIDUAIS	40
3.3	MASSA ESTELAR E TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR	41
3.4	MEDIDAS DE LINHAS DE EMISSÃO	42
3.5	SELEÇÃO DA AMOSTRA	42
3.6	CORREÇÕES NECESSÁRIAS ANTES DA SOMA	43
3.7	BINS DE GALÁXIAS	44
3.8	SOMA DE GALÁXIAS	45
3.9	DOBBY PARA LINHAS AURORAIS FRACAS	47
3.10	CRITÉRIOS DE QUALIDADE PARA A SELEÇÃO DAS LINHAS DE EMISSÃO	48
3.11	LINHAS DE FERRO	48
<b>4</b>	<b>ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO PELO MÉTODO DIRETO</b>	<b>55</b>
4.1	MEDIDAS DE DENSIDADE E TEMPERATURA ELETRÔNICA	55
4.2	RELAÇÃO ENTRE TEMPERATURAS	56
4.3	RESULTADOS PARA ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO	56
<b>5</b>	<b>RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE–TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR</b>	<b>64</b>

<b>6</b>	<b>VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES DENTRO DOS BINS DE GALÁXIAS . . . . .</b>	<b>68</b>
6.1	PROPRIEDADES FÍSICAS DENTRO DOS BINS DE $\log [O III]/H\beta$ E $\log [O II]/H\beta$ E BINS DE $\log M_*$ E $\log SFR$ . . . . .	68
6.2	GÁS DIFUSO IONIZADO - DIG . . . . .	74
6.3	$[N II]\lambda 6584/[O II]\lambda 3727$ EM BINS DE $[O II] \lambda 3727/H\beta - [O III]\lambda 5007/H\beta$ . . . . .	78
<b>7</b>	<b>CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS . . . . .</b>	<b>79</b>
7.1	TRABALHOS FUTUROS . . . . .	80
	<b>REFERÊNCIAS . . . . .</b>	<b>82</b>
	<b>APÊNDICE A – VELOCIDADE INSTRUMENTAL PARA ESPECTROS SOMADOS . . . . .</b>	<b>88</b>
	<b>APÊNDICE B – AJUSTE DE LINHAS DOBBY . . . . .</b>	<b>91</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Dentro de galáxias encontramos poeira, matéria escura, gás e estrelas. As estrelas são formadas a partir do gás presente no meio interestelar (*interstellar medium* – ISM) e são responsáveis por produzir elementos químicos mais pesados que hélio a partir de fusões nucleares. Esses elementos químicos, por convenção, são chamados de metais na Astrofísica. Nos estágios finais da evolução estelar, os metais são ejetados para o ISM através de envoltórios de massa e por eventos mais violentos, como explosões de supernovas. Esses processos enriquecem quimicamente o gás. No entanto, existem outros fenômenos que podem alterar a quantidade de metais no ISM, como a entrada (*inflow*) de gás pobre em metais oriundo do halo das galáxias e a saída (*outflow*) de gás metálico devido a eventos violentos que podem fornecer energia cinética suficiente para superar a energia potencial gravitacional das galáxias. O resultado de todos esses processos define a abundância química dos elementos pesados no gás do ISM, que é comumente chamada de metalicidade nebular.

Esses processos também são governados por outras propriedades físicas das galáxias, como a massa estelar ( $M_*$ ) e a taxa de formação estelar (*star formation rate* – SFR). A  $M_*$  representa a soma da massa de todas as estrelas presentes em uma galáxia, enquanto a SFR representa a taxa com que a massa do gás no ISM foi transformada em novas estrelas em um passado recente (a escala de tempo depende do indicador usado para medir a SFR). O gás que está entrando, saindo e interagindo dentro das galáxias pode impactar diretamente na taxa de formação e na massa das estrelas. Por sua vez, a massa em estrelas e a taxa de formação influenciam em quanto gás pode entrar ou sair da galáxia. Portanto, relações empíricas construídas a partir das informações da metalicidade e das propriedades físicas das galáxias podem fornecer informações cruciais sobre os principais mecanismos de evolução química de galáxias.

Algumas relações empíricas entre parâmetros físicos de galáxias foram apresentadas na literatura, como a relação entre massa estelar–metalicidade ( $M_*-Z$ ) (LEQUEUX *et al.*, 1979; TREMONTI *et al.*, 2004; KEWLEY; ELLISON, 2008) e entre massa estelar–metalicidade–taxa de formação estelar ( $M_*-Z-SFR$ ) (MANNUCCI *et al.*, 2010; LARA-LÓPEZ *et al.*, 2010; ANDREWS; MARTINI, 2013; CURTI *et al.*, 2020). Para obter relações empíricas são necessários levantamentos estatísticos de grandes números de galáxias com informações de alta qualidade para incluir objetos com diferentes propriedades físicas e tornar as relações mais completas. Um dos principais banco de dados de objetos astronômicos é o Sloan Digital Sky Survey (SDSS) (YORK *et al.*, 2000), um projeto audacioso que mapeou um quarto do céu com excelente qualidade<sup>1</sup>, permitindo estudos estatísticos sofisticados que contribuem para o entendimento da evolução de galáxias.

<sup>1</sup> Para mais informações sobre o SDSS acesse <http://www.sdss.org/>.

## 1.1 RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE

A relação  $M_{\star}$ – $Z$  descreve a correlação entre a  $M_{\star}$  e a metalicidade nebular. Usualmente a metalicidade é suficientemente representada pela abundância química do oxigênio porque é o metal mais abundante do gás interestelar, além de apresentar linhas espectrais que podem ser detectadas no óptico e ser um excelente indicador da metalicidade total. A abundância do oxigênio é geralmente apresentada na literatura, relativamente à abundância do hidrogênio, como  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ .

A relação  $M_{\star}$ – $Z$  foi apresentada primeiramente por Lequeux *et al.* (1979) em um estudo sobre galáxias irregulares e compactas azuis. Posteriormente, com o surgimento das grandes bases de dados, Tremonti *et al.* (2004) construíram a relação para uma amostra de  $\sim 53\,000$  galáxias com formação estelar ativa do *Data Release 2* do SDSS. Em seus resultados, Tremonti *et al.* (2004) apresentam uma correlação entre  $\log M_{\star}$  e  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ . No regime de  $\log M_{\star}/M_{\odot} = 8.5$  a  $10.5$ , a correlação é praticamente linear. Para  $\log M_{\star}/M_{\odot} > 10.5$ , a inclinação da curva começa a diminuir, fazendo com que a  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  alcance um valor de saturação, como é possível observar na Figura 1, onde a curva de Tremonti *et al.* (2004) é representada pela cor preta e denominada T04. Para explicar o comportamento da relação  $M_{\star}$ – $Z$ , Tremonti *et al.* (2004) sugeriram que em galáxias de baixa massa ocorrem maiores perdas de gás metálico para o meio intergalático, uma vez que o potencial gravitacional de galáxias de baixa massa é mais fraco e não consegue reter o gás, que pode atingir velocidades muito altas devido a eventos violentos (como, por exemplo, explosões de supernovas). Para galáxias mais massivas a perda de metais é menor.

Trabalhos similares ao de Tremonti *et al.* (2004) investigaram a  $M_{\star}$ – $Z$  para diferentes grupos de galáxias de formação estelar. As principais diferenças encontradas são os métodos utilizados para medir a abundância do oxigênio. As diferentes medidas de abundância se propagam para a relação  $M_{\star}$ – $Z$ , modificando a normalização, a inclinação e as incertezas da relação, como discutido por Kewley e Ellison (2008), o que sugere pouca acurácia nos resultados de abundância do oxigênio. A Figura 1 mostra os resultados de Kewley e Ellison (2008), onde é possível observar algumas relações de  $M_{\star}$ – $Z$  feitas com diferentes métodos de medidas de abundâncias.

## 1.2 RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE–TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

A relação  $M_{\star}$ – $Z$ –SFR é um passo além da relação  $M_{\star}$ – $Z$  e busca correlacionar a massa estelar e a metalicidade com a taxa de formação estelar. Os primeiros a propor a relação  $M_{\star}$ – $Z$ –SFR foram Ellison *et al.* (2008). Os autores analisaram a dependência de  $M_{\star}$ – $Z$  com a taxa específica de formação estelar (*specific Star Formation Rate* – sSFR), que é definida como a razão entre a SFR e a  $M_{\star}$ , ou seja, sSFR relaciona a formação estelar recente com toda a história de formação estelar das galáxias. Neste trabalho, os autores

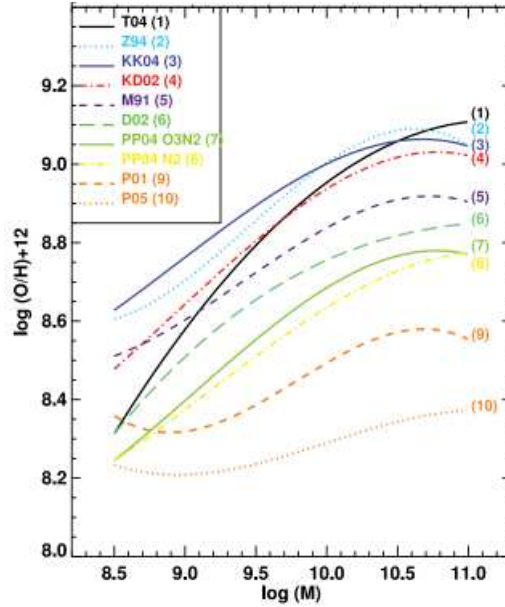


Figura 1 – Comparação entre as relações  $M_{\star}$ - $Z$  feitas com diferentes tipos de calibrações para medir a metalicidade. Cada curva é resultado de uma calibração diferente. O comportamento qualitativo das curvas é similar. No entanto, a inclinação, a forma, o valor de saturação da metalicidade e o valor de  $\log M_{\star}$  em que esse valor de saturação é atingido são diferentes. As calibrações indicadas de 1 a 10 são respectivamente de Tremonti *et al.* (2004), Zaritsky, Kennicutt Robert e Huchra (1994), Kobulnicky e Kewley (2004), Kewley e Dopita (2002), McGaugh (1991), Denicoló, Terlevich e Terlevich (2002), Pettini e Pagel (2004), Pilyugin (2001) (O3N2 e N2), Pilyugin e Thuan (2005). Mais informações sobre essas calibrações também podem ser encontradas em Kewley e Ellison (2008).

Fonte – Kewley e Ellison (2008).

usaram 43 690 galáxias do SDSS para analisar as correlações entre os diferentes parâmetros físicos destes objetos. Para galáxias com  $\log M_{\star}/M_{\odot} \leq 10$ , foi verificado que a metalicidade nebular é menor no regime de alta sSFR quando comparada ao regime de baixa sSFR para uma mesma massa estelar. Para valores maiores de massa, este comportamento já não é significativo.

Para explicar a existência da relação  $M_{\star}$ - $Z$ -sSFR, Ellison *et al.* (2008) sugerem algumas explicações. Dentre elas estão gradientes de abundância, *infall*, *outflow* e a eficiência da formação estelar. Os autores destacam o papel da eficiência da formação estelar, que está relacionada à maior densidade superficial do gás presente no passado, o que implicaria maior sSFR devido à maior disponibilidade de gás no ISM. Por sua vez, as estrelas que foram formadas pelo aumento de sSFR estão hoje nos seus estágios finais de vida e enriquecem o ISM com elementos químicos pesados. No entanto, neste estágio a sSFR torna-se menor porque o gás existente no passado já foi usado para a formação das estrelas e não ocorreram reposições de gás pobre em metais suficientes para manter a

mesma eficiência de formação estelar. Ou seja, no passado a sSFR era maior, mas o gás presente no ISM era pouco metálico. Por sua vez, no presente a sSFR é menor, enquanto o gás é mais rico em metais.

Logo após esse estudo, Lara-López *et al.* (2010) e Mannucci *et al.* (2010) apresentaram uma ‘relação fundamental’ entre  $M_\star$ - $Z$ -SFR. A relação é considerada fundamental porque não apresenta alterações significativas para altos *redshifts* ( $z$ ). Mannucci *et al.* (2010) investigaram a  $M_\star$ - $Z$ -SFR para a faixa de  $0 \leq z < 3.3$  e não encontraram mudanças na relação. A Figura 2 mostra a relação fundamental de Mannucci *et al.* (2010) para galáxias do SDSS ( $z < 0.30$ ). No painel da esquerda são apresentadas as relações  $M_\star$ - $Z$  para bins de SFR. No painel da direita, as curvas mostram a relação entre  $12 + \log(O/H)$  e SFR para bins de  $M_\star$ . Observa-se nesse painel uma anti-correlação mais íngreme entre a metalicidade e a SFR no regime de baixa  $M_\star$ . A relação torna-se menos inclinada conforme a  $M_\star$  aumenta. Para altas massas a relação entre metalicidade e SFR é inconclusiva devido à alta dispersão entre os dados, mas ainda assim as curvas mostram um achatamento no regime de alta massa. Para a explicação desse efeito, Mannucci *et al.* (2010) propuseram que o principal responsável é o *outflow* de material enriquecido das galáxias. Por sua vez, Lara-López *et al.* (2010) sugerem o efeito de *downsizing*: galáxias menos massivas produzem mais estrelas no presente, ou seja, sua sSFR é maior, enquanto sua metalicidade é mais baixa porque no passado as galáxias menos massivas tinham uma formação estelar menos eficiente do que as de galáxias mais massivas.

### 1.3 MÉTODOS PARA MEDIR A ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO

Para construir as relações  $M_\star$ - $Z$  e  $M_\star$ - $Z$ -SFR é preciso utilizar dados confiáveis para os três parâmetros. As medidas de massa estelar são bastante robustas. Para determinar a  $M_\star$  é suficiente conhecer a luminosidade ( $L$ ) na banda  $z$  e a razão  $M_\star/L$  (TAYLOR *et al.*, 2011). As grandezas  $L$  e  $M_\star/L$  são resultados de modelos construídos para explicar as componentes estelares dos espectros observados. Tais modelos necessitam de informações sobre a função de massa inicial (*Initial Mass Function* – IMF), ou seja, a função que descreve o quanto da massa do gás no ISM é utilizada para o nascimento de novas estrelas. Portanto, as medidas de  $M_\star$  são fortemente dependentes da IMF, por exemplo.

Por sua vez, os dados de SFR não são tão bem determinados, mas parecem razoavelmente consistentes entre os diferentes métodos. Os métodos usuais são construídos a partir da luminosidade de  $H\alpha$ , de  $[O\ II]\lambda 3727$ , do contínuo no ultravioleta (*ultraviolet* – UV) e do infravermelho distante (*far infrared* – FIR). Alguns trabalhos comparam os resultados de SFR para cada método, como o caso de Bell e Kennicutt R. C. (2001), que comparam resultados de SFR medidos a partir da luminosidade de  $H\alpha$  ( $SFR_{H\alpha}$ ) e da luminosidade do contínuo no ultravioleta ( $SFR_{UV}$ ) para 50 galáxias com formação estelar ativa próximas, mostrando que os resultados para os dois métodos são qualitativamente

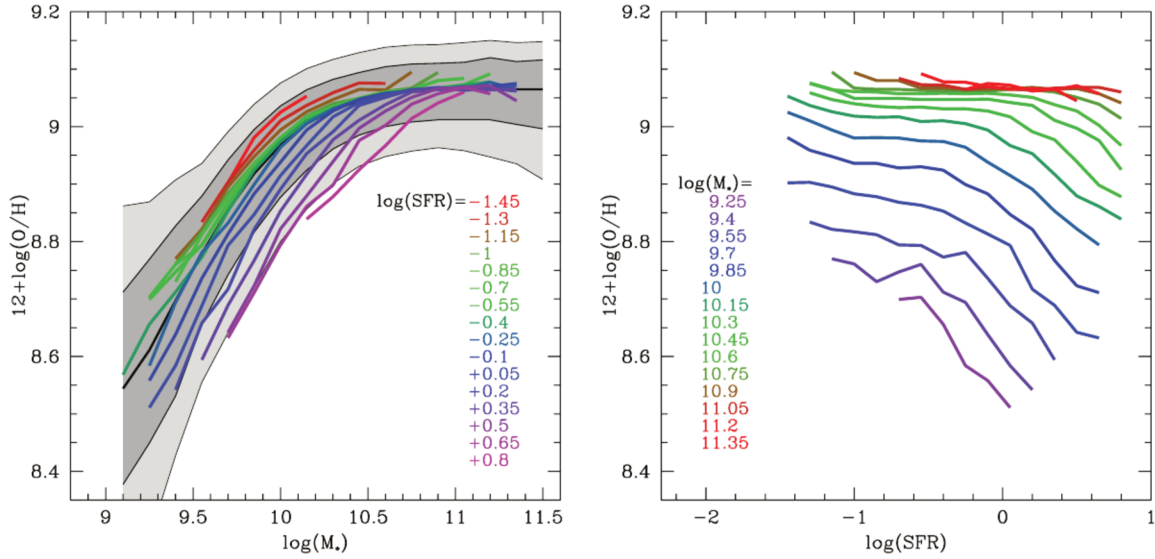


Figura 2 – Relação entre  $M_*$ , SFR e  $Z$ . À esquerda, a dependência do espalhamento de  $M_*-Z$  com a SFR. Definem-se bins de  $\log SFR$  e são construídas curvas de  $12 + \log(O/H)$  versus  $\log M_*$ . À direita, a dependência de  $12 + \log(O/H)$  com  $\log SFR$  em bins de  $\log M_*$ . No painel da esquerda observa-se que a relação  $M_*-Z$  depende da SFR: a relação sofre um deslocamento para a direita conforme  $\log SFR$  aumenta. Para analisar melhor o efeito desse comportamento, o painel da direita mostra, para diferentes bins de  $\log M_*$ , que existe uma anti-correlação entre  $12 + \log(O/H)$  e  $\log SFR$ . Esta anti-correlação é mais íngreme para baixas massas. No regime de altas massas a anti-correlação passa a não existir. Mannucci *et al.* (2010) sugerem *infall* e *outflow* de gás como fenômenos responsáveis por esse comportamento dentro das galáxias.

Fonte – Mannucci *et al.* (2010).

consistentes mesmo antes das correções pela extinção estelar. No entanto, ainda assim é importante manter alguns cuidados relacionados à medida de luminosidade de  $H\alpha$  para obter a SFR, como alertam Vale Asari *et al.* (2019) sobre a contribuição do gás difuso para a luminosidade de  $H\alpha$ .

Apesar das incertezas e vieses destacados acima, as medidas de massa e SFR não são tão problemáticas quanto as medidas de abundâncias químicas. As abundâncias não são consistentes entre os diferentes métodos aplicados e apresentam grandes dispersões, como é possível observar na Figura 1 reproduzida de Kewley e Ellison (2008), especialmente no regime de alta abundância química, onde estão concentradas as maiores incertezas nas relações  $M_*-Z$  e  $M_*-Z-SFR$ .

### 1.3.1 Medida de abundância do oxigênio: método direto

O método mais robusto para determinar a abundância química do oxigênio é o método direto, que consiste em medir a temperatura eletrônica do gás (isto é, a temperatura



associada à energia cinética média dos elétrons livres do gás) no ISM. Em galáxias de formação estelar, parte do ISM está em regiões H II ionizadas por estrelas jovens massivas. Nessas nebulosas, elétrons livres colidem com íons e átomos, excitando elétrons ligados; esses elétrons, ao serem desexcitados, emitem fótons em determinados comprimentos de onda. Isso implica que a temperatura eletrônica pode ser determinada por razões de linhas do mesmo íon e que apresentam diferentes potenciais de excitação<sup>2</sup>, como, por exemplo,  $[\text{O III}]\lambda 4363/[\text{O III}]\lambda 5007$  para o íon  $\text{O}^{++}$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755/[\text{N II}]\lambda 6584$  para o íon  $\text{N}^+$ .

No entanto, linhas como  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , conhecidas como linhas de emissão aurorais, são muito fracas no espectro e podem ser detectadas apenas em espectros de razão sinal-ruído (*signal-to-noise ratio* – SNR) alta. Altos valores de SNR são obtidos quando é possível observar galáxias com telescópios grandes por um longo tempo de exposição, ou no regime de baixa abundância, isto é, quando a temperatura eletrônica é alta, pois a formação das linhas aurorais necessita de elétrons mais energéticos para excitar elétrons para níveis maiores de energia. A dificuldade em observar linhas aurorais no regime de alta abundância deve-se ao fato de que os metais (especialmente o oxigênio) são os principais responsáveis pelo resfriamento do gás. Logo, quanto mais oxigênio, menor a temperatura eletrônica, e quanto mais baixa a temperatura eletrônica, menor a energia cinética dos elétrons livres, o que provoca menos colisões e colisões menos energéticas. Por conseguinte, poucos dos elétrons ligados, após as colisões, conseguem subir para níveis maiores de energia, como os níveis associados à formação de  $[\text{O III}]\lambda 4363$ . Ou seja, no regime de mais altas abundâncias, quanto mais oxigênio na nebulosa, menos intensas as linhas espectrais do oxigênio.

Em resumo, quando a temperatura eletrônica é alta não existem problemas para determinar a abundância química diretamente, porque em geral conseguem-se observar linhas aurorais. No entanto, no regime de alta metalicidade, como a temperatura eletrônica é baixa, não é possível determinar a abundância química, pois é comum que as linhas aurorais necessárias estejam suprimidas pelo ruído do espectro. Não sendo possível determinar a temperatura eletrônica, não pode-se aplicar o método direto, o que é um limitante ao tentar aplicar o método para galáxias de formação estelar ricas em metais. Na Figura 3 comparamos o espectro de uma galáxia no regime de baixa metalicidade e uma de alta metalicidade, onde destacamos a intensidade da linha  $[\text{O III}]\lambda 4363$  em ambos os espectros. No regime de alta metalicidade a linha está suprimida no ruído.

### 1.3.2 Medida da abundância do oxigênio: métodos indiretos

Como alternativa ao método direto, existem indicadores indiretos de metalicidade que procuram contornar o problema das linhas aurorais fracas utilizando apenas linhas de emissão fortes do espectro. As linhas de emissão fortes utilizadas apresentam dependência (indireta) com a metalicidade. Para utilizá-las é necessário usar calibrações. No regime

<sup>2</sup> Mais detalhes da física de nebulosas e regiões H II são discutidos no Capítulo 2.

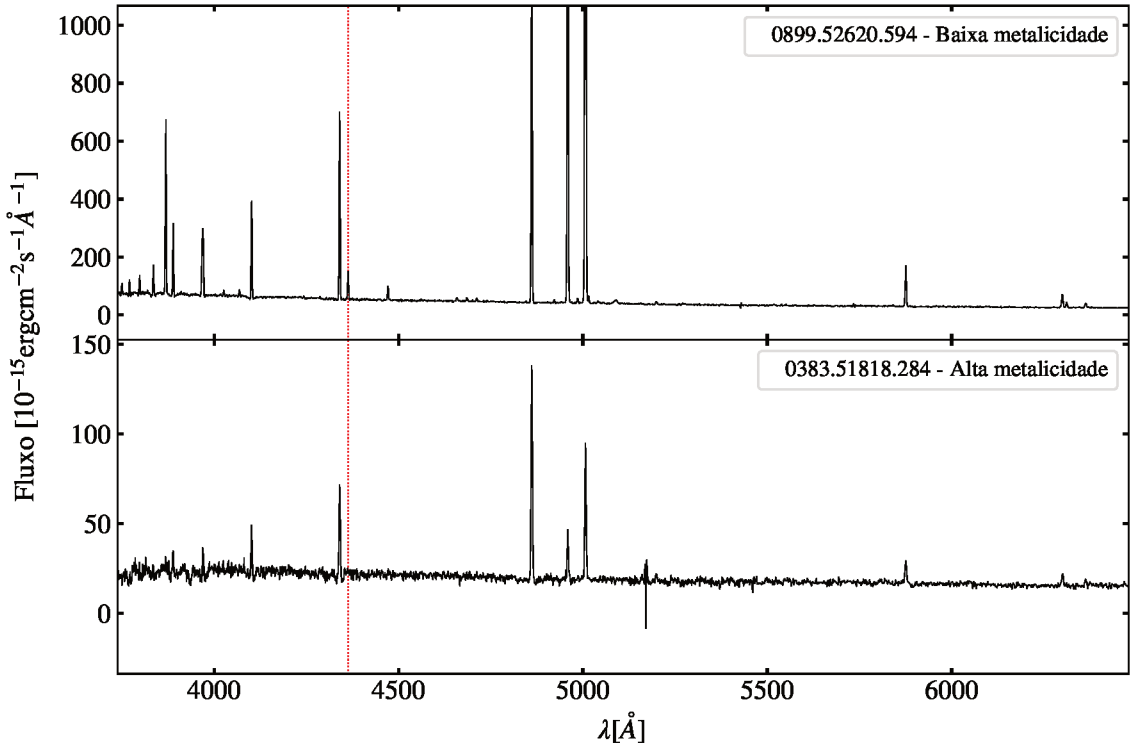


Figura 3 – Espectro de duas galáxias do SDSS da amostra que será estudada no presente trabalho, a qual será descrita no Capítulo 3. O espectro superior corresponde a uma galáxia de baixa metalicidade, enquanto o espectro inferior indica uma galáxia de alta metalicidade. Em cada quadro das galáxias são indicados os números de identificação das galáxias de acordo com o catálogo do SDSS (os primeiros quatro dígitos correspondem ao *plate*, os próximos cinco dígitos correspondem ao *MJD* e os três últimos dígitos são a *fiber*). A linha tracejada vermelha indica a posição da linha  $[O\ III]\lambda 4363$ . Note que no espectro correspondente ao gás de alta metalicidade, a linha de  $[O\ III]\lambda 4363$  não é observada, a linha está suprimida no ruído do espectro. A linha apresenta baixa intensidade devido à baixa temperatura nebulosa.

de baixa metalicidade podem ser usadas calibrações empíricas construídas a partir das medidas do método direto. Já para o regime de alta metalicidade são comumente utilizadas calibrações teóricas realizadas a partir de modelos de fotoionização. Tais modelos descrevem teoricamente os parâmetros que governam as regiões H II dentro das galáxias com formação estelar ativa para prever o fluxo das linhas de emissão.

Exemplos de indicadores indiretos calibrados de forma empírica são  $R_{23} = ([O\ II]\lambda 3727 + [O\ III]\lambda\lambda 4959, 5007)/H\beta$  (PAGEL *et al.*, 1979), que foi recebendo atualizações, como em Pilyugin (2001) e Pilyugin e Thuan (2005) com a introdução do parâmetro de ionização  $U$ ;  $N2 = \log ([N\ II]\lambda 6584/H\alpha)$  (RAIMANN *et al.*, 2000;

DENICOLÓ; TERLEVICH; TERLEVICH, 2002; PETTINI; PAGEL, 2004); e  $O3N2 = \log ([O\ III]\lambda 5007 / H\beta) / ([N\ II]\lambda 6584 / H\alpha)$  (ALLOIN *et al.*, 1979). Exemplos de indicadores indiretos calibrados teoricamente com o uso de modelos de fotoionização são Kewley e Dopita (2002) (N2O2), Kobulnicky e Kewley (2004), Tremonti *et al.* (2004). Por fim, existem indicadores que usam os dois tipos de calibrações, como o caso de Denicoló, Terlevich e Terlevich (2002)<sup>3</sup>.

Os métodos indiretos funcionam porque correlacionam vários parâmetros que descrevem as nebulosas e regiões H II com a abundância do oxigênio, como o parâmetro de ionização, a temperatura efetiva média das estrelas, a pressão de radiação, a densidade eletrônica e a abundância química do nitrogênio (STASIŃSKA, G., 2008). No entanto, existem limitações nas suas aplicações, visto que a medida da abundância de oxigênio depende criticamente das calibrações adotadas. No caso de calibrações baseadas em modelos de fotoionização, é possível incluir todos os objetos, como diferentes tipos de regiões H II e galáxias com formação estelar ativa. No entanto, por mais sofisticados que sejam os modelos de fotoionização, eles não são capazes de descrever de forma precisa todos os parâmetros associados às regiões reais. Por sua vez, com o uso de calibrações empíricas para a construção dos indicadores indiretos é possível utilizar objetos reais, o que evita a preocupação com simplificações de modelos de fotoionização. Porém, as calibrações empíricas são altamente dependentes das amostras de galáxias de formação estelar (ou regiões H II) usadas na calibração. Logo, não são ideais para análise de objetos distintos dos objetos usados para calibrar os indicadores.

Ao aplicar tais calibrações em amostras com propriedades distintas, os resultados da metalicidade podem ser *sistematicamente* subestimados ou superestimados, como discutido por G. Stasińska (2010), onde a autora mostra que para amostras que apresentam diferentes histórias de formação química, diferentes histórias de formação estelar e diferentes *redshifts* obtêm-se diferentes resultados de metalicidade para o uso dos mesmos indicadores indiretos. Ela argumenta que as diferenças que estão sendo colocadas na conta da metalicidade podem ser explicadas somente pelas diferenças de histórias evolutivas da amostra analisada.

Os problemas encontrados nas calibrações podem refletir diretamente na construção das relações  $M_{\star}-Z$  e  $M_{\star}-Z-SFR$ , como sugerido por Kashino *et al.* (2016). Os métodos indiretos podem enfraquecer e até mesmo fazer com que as relações não existam. Na Figura 4 são mostradas duas relações  $M_{\star}-Z-SFR$  construídas com métodos indiretos de duas calibrações distintas. O quadro superior da Figura 4 usa a calibração de Dopita *et al.* (2016) e o quadro inferior usa a calibração de Mannucci *et al.* (2010). É possível notar que existem diferenças significativas entre as duas relações. Com o uso da calibração da Dopita *et al.* (2016) com o indicador  $[N\ II]\lambda 6584 / [S\ II]\lambda\lambda 6717, 6731$  a anti-correlação entre a metalicidade e SFR desaparece; além disso, no regime de alta  $M_{\star}$ , a relação torna-se crescente e não parece existir um valor de saturação para a metalicidade. Ao usar a calibração de Mannucci

<sup>3</sup> Em Kewley e Ellison (2008) são apresentados mais detalhes sobre as calibrações empíricas e teóricas.

*et al.* (2010) com os indicadores  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\alpha$  e  $([\text{O II}]\lambda 3727 + [\text{O III}]\lambda 5007)/\text{H}\beta$ , a anticorrelação para baixa  $M_*$  entre a metalicidade e SFR é encontrada; além disso, para alta  $M_*$  existe um valor de saturação para a metalicidade ( $12 + \log(\text{O}/\text{H}) \approx 9.2$ ). Existem outros trabalhos na literatura que comparam a relação  $M_*\text{-Z-SFR}$  para diferentes indicadores indiretos de metalicidade, como o caso de Yates, Kauffmann e Guo (2012).

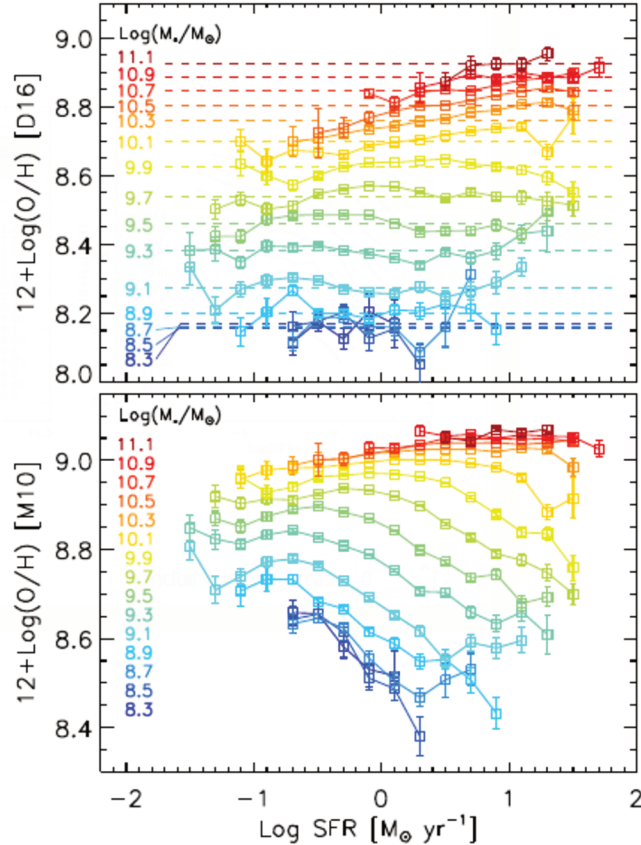


Figura 4 – Comparação da relação  $M_*\text{-Z-SFR}$  usando diferentes indicadores indiretos de metalicidade. No painel superior é usado o indicador  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731$  com a calibração de Dopita *et al.* (2016) e no inferior os indicadores  $[\text{N II}]\lambda 6584/\text{H}\beta$  e  $([\text{O II}]\lambda 3727 + [\text{O III}]\lambda 5007)/\text{H}\beta$  com as calibrações de Mannucci *et al.* (2010). As retas tracejadas indicam o valor de  $M_*$  adotada por bin para construir a curva de abundância de oxigênio por  $\log \text{SFR}$ . Seguindo o mesmo caminho da relação  $M_*\text{-Z}$ , discutida anteriormente, a relação  $M_*\text{-Z-SFR}$  também sofre alterações de acordo o uso de indicador de metalicidade. Isso é um problema porque não podemos afirmar qual método indireto é mais acurado. Logo, não podemos afirmar qual a relação  $M_*\text{-Z}$  é mais correta.

### 1.3.3 Alternativas para o uso do método direto

Expostos os problemas dos métodos indiretos, é necessário discutir formas mais robustas de medidas da abundância do oxigênio. Como argumentado anteriormente, o método direto é a forma mais robusta, mas apresenta limitações para as medidas de abundâncias em galáxias com alta metalicidade devido à dificuldade de detecção de linhas aurorais, que são suprimidas pelo ruído contido no espectro. Para contornar esse problema, é necessário aumentar a SNR desses espectros.

Uma alternativa é a soma de espectros de galáxias que apresentam propriedades similares. Isto é, as galáxias são separadas em caixas (ou bins) de certas propriedades físicas, partindo-se da hipótese de que todas as galáxias dentro de um bin apresentam abundâncias químicas similares. Ao somar o espectro dessas galáxias, o resultado é um espectro que descreve as propriedades médias de todas as galáxias dentro do bin. O espectro resultante tem uma SNR maior porque na soma o sinal das linhas é amplificado, enquanto o ruído, por ter comportamento aleatório, diminui. Para aplicação dessa estratégia, mais uma vez, grandes bancos de dados como o SDSS ganham importância, pois são necessárias grandes quantidades de galáxias similares para a soma ser eficaz e as linhas de emissão fracas necessárias se destacarem no meio do ruído do espectro.

### 1.3.4 Trabalhos Anteriores

Os trabalhos de Liang *et al.* (2007), Andrews e Martini (2013), Brown, Martini e Andrews (2016), Curti *et al.* (2017) e Curti *et al.* (2020) baseiam-se na proposta de aplicar o método direto após somar o espectro de galáxias similares. Vamos destacar a seguir os trabalhos de Andrews e Martini (2013), Brown, Martini e Andrews (2016), Curti *et al.* (2017) e Curti *et al.* (2020), que usaram o método direto para estudar a relação  $M_{\star}$ - $Z$ -SFR.

Andrews e Martini (2013) estudaram aproximadamente 200 000 galáxias com formação estelar ativa do SDSS DR7, que são somadas de duas formas: somente em bins de  $M_{\star}$ , e em bins de  $M_{\star}$  e SFR (esses últimos são mostrados na Figura 5). O objetivo da soma é detectar as linhas aurorais [O III] $\lambda$ 4363, [O II] $\lambda\lambda$ 7320, 7330, necessárias para medir  $T_e$  e a abundância do oxigênio de cada bin. A soma é eficaz para todas as linhas até  $\log M_{\star}/M_{\odot} = 9.5$ ; para massas maiores a linha [O III] $\lambda$ 4363 não é mais detectada (mas [O II] $\lambda\lambda$ 7320, 7330 ainda o são); nesse regime e os autores utilizam relações entre as temperaturas  $T_{[\text{O III}]}$ - $T_{[\text{O II}]}$  (CAMPBELL; TERLEVICH; MELNICK, 1986) para determinar  $T_{[\text{O III}]}$  e aplicar o método direto.

Com as abundâncias medidas a partir do método direto em espectros somados de galáxias, Andrews e Martini (2013) investigam as relações  $M_{\star}$ - $Z$  e  $M_{\star}$ - $Z$ -SFR. Comparando com trabalhos que realizaram medidas de abundância de forma indireta, em  $M_{\star}$ - $Z$  os autores chamam a atenção para a ampla faixa que os resultados alcançam: cobrindo

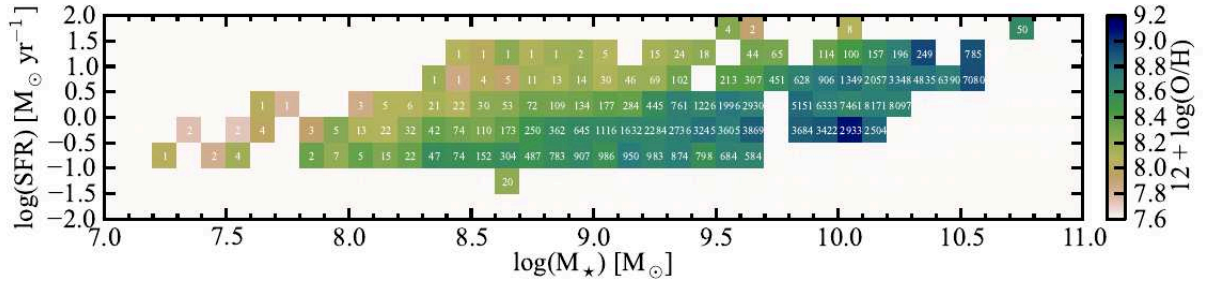


Figura 5 – Distribuição de galáxias em bins de dimensões 0.1 dex em  $\log M_*$  e 0.5 dex  $\log \text{SFR}$  coloridos pela metalicidade calculada a partir da soma dos espectros de galáxias. Em cada bin está escrito o número de espectros que foram somados. A cor dos bins indica o comportamento da abundância do oxigênio em função de  $\log M_*$  e  $\log \text{SFR}$ .  $\text{O}/\text{H}$  aumenta com  $M_*$ , e no regime de  $\log M_*/M_\odot \leq 10.1$  nota-se claramente a anti-correlação entre  $\text{O}/\text{H}$  e  $\text{SFR}$ .

Fonte – Andrews e Martini (2013).

uma década a mais em  $M_*$  e meia década a mais em metalicidade em comparação com relações construídas a partir de métodos indiretos. Eles concluem que para baixas massas ( $\log M_*/M_\odot < 8.9$ ) a metalicidade é proporcional a  $M_\odot^{1/2}$  e em altas massas a  $M_\odot^{1/3}$ . Finalmente, para a relação  $M_*-Z-\text{SFR}$  (Figura 6) os autores apresentam resultados diferentes da literatura. O comportamento qualitativo continua similar: fixando  $M_*$ , a abundância do oxigênio continua diminuindo conforme a  $\text{SFR}$  aumenta. No entanto, a tendência de saturação para a abundância inicia-se para valores menores de massa ( $\log M_*/M_\odot \approx 9.5$ ) do que em outros trabalhos. Os autores concluem que as relações  $M_*-Z$  construídas com métodos diretos ficam mais fortes que as  $M_*-Z$  construídas com resultados dos métodos indiretos.

Brown, Martini e Andrews (2016) seguem uma metodologia similar à de Andrews e Martini (2013) para determinar a abundância do oxigênio com o método direto. No entanto, as galáxias com formação estelar ativa são divididas em bins de  $M_*-\Delta \log \text{sSFR}$ , onde  $\Delta \log \text{sSFR} = \log \text{sSFR} - \langle \log \text{sSFR} \rangle_{M_*}$ . Com os resultados do método direto, os autores apresentam novas calibrações construídas a partir das calibrações de linhas fortes N2, O3N2 e N2O2 e dos resultados obtidos de  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$  e de  $\Delta \log \text{sSFR}$ . Em seguida os autores usam as novas calibrações para investigar a relação  $M_*-Z-\text{SFR}$ . O comportamento qualitativo da relação  $M_*-Z-\text{SFR}$  é similar ao apresentado por Andrews e Martini (2013) para  $\log M_*/M_\odot > 8.5$ . Para baixas massas, as curvas  $M_*-Z$  definidas para diferentes valores de  $\text{sSFR}$  de Brown, Martini e Andrews (2016) mudam de inclinação e ficam próximas de um valor constante de metalicidade, concordando com a relação  $M_*-Z$  de Kewley e Ellison (2008). Além disso, as relações  $M_*-Z-\text{SFR}$  apresentam algumas diferenças de acordo com as novas calibrações adotadas, especialmente em relação à normalização das curvas. Com as calibrações N2 e O3N2 a normalização das curvas é

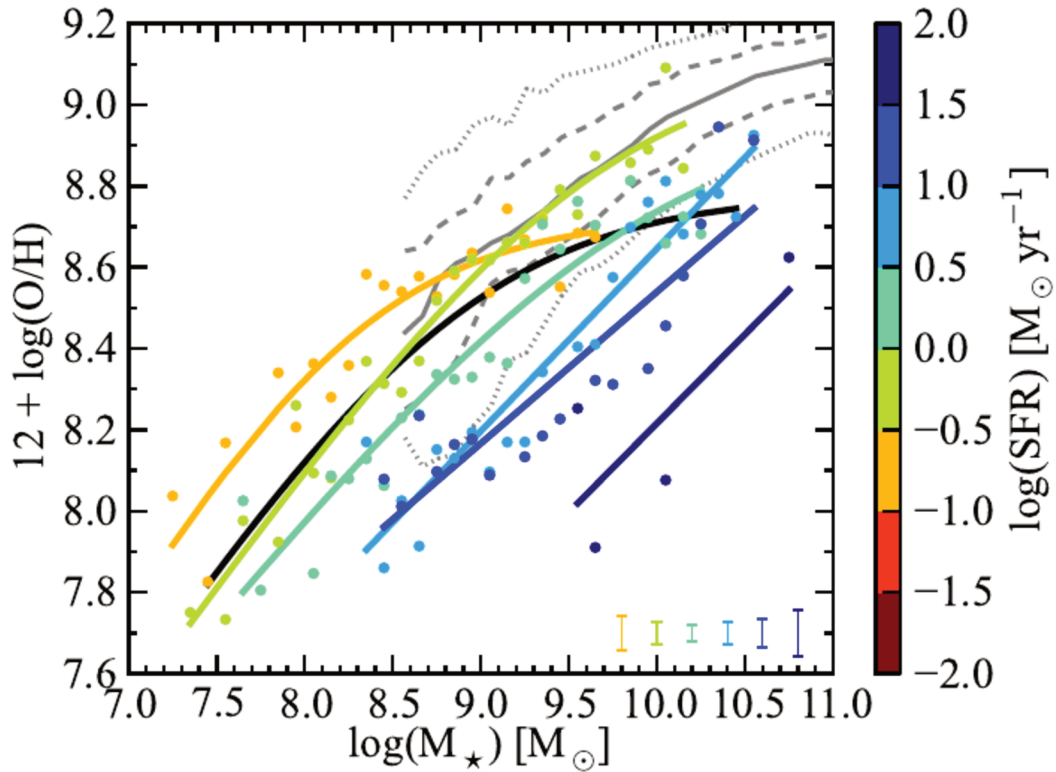


Figura 6 – Relação  $M_*$ - $Z$  em bins de SFR com medidas de metalicidade a partir do método direto. Os pontos coloridos pela SFR representam os resultados da soma dos espectros nos bins de  $M_*$ -SFR. As curvas coloridas representam os melhores ajustes para  $M_*$ - $Z$  fixando a SFR. O ajuste em preto representa a relação  $M_*$ - $Z$  obtida pelos mesmos autores. As curvas pontilhadas, tracejadas e contínua cinza representam respectivamente 95%, 68% da distribuição, e o ajuste feito por Tremonti *et al.* (2004). Destaque para a maior faixa de  $M_*$  que é abrangida pelo método direto em comparação aos métodos indiretos, como o de Tremonti *et al.* (2004).

Fonte – Andrews e Martini (2013)

maior do que a relação  $M_*$ - $Z$  de Kewley e Ellison (2008). Esse efeito não é significativo nos resultados com a nova calibração de N2O2.

Curti *et al.* (2017) e Curti *et al.* (2020) somaram aproximadamente 110 000 galáxias em bins de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Eles justificam essa escolha porque as linhas nebulares do oxigênio são indicadores de metalicidade e dependem do parâmetro de ionização do oxigênio. Esses autores medem a abundância do oxigênio diretamente em parte dos bins. Para bins de alta abundância, eles julgaram os resultados não confiáveis devido à alta contaminação de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  por linhas do  $[\text{Fe II}]$  ( $[\text{F II}]\lambda 4356$ ,  $[\text{F II}]\lambda 4360$ ), que são mais intensas em galáxias mais metálicas. Eles optam, nesses casos, por utilizar uma relação empírica, partindo das duas linhas fortes do oxigênio para inferir o fluxo de  $[\text{O III}]\lambda 4363$ . Além disso, eles complementam os dados dos bins de espectros somados com dados de

espectros individuais, selecionando galáxias do SDSS de baixa metalicidade que apresentam SNR de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  maior que 10 e determinando a abundância individualmente. Com as medidas em mãos, os autores constroem calibrações a partir do ajuste de um polinômio.

Em Curti *et al.* (2020), os autores fazem uma combinação entre as calibrações calculadas no trabalho anterior para determinar a abundância do oxigênio em uma nova amostra de aproximadamente 150 000 galáxias com formação estelar ativa do SDSS DR7 com o objetivo de reanalisar as relações  $M_{\star}-Z$  e  $M_{\star}-Z-\text{SFR}$ . Para  $M_{\star}-Z$ , no regime de baixa massa, a abundância encontrada é maior que em outras relações sugeridas como Tremonti *et al.* (2004) e Kewley e Dopita (2002). A inclinação e normalização da curva são um pouco diferentes, especialmente no regime de alta massa, onde ocorre a saturação da metalicidade. Este comportamento é justificado pela baixa dispersão encontrada nos dados em relação aos trabalhos anteriores. Além disso, a curva mais próxima a de Curti *et al.* (2020) é a determinada por Andrews e Martini (2013). As curvas diferem apenas no regime de baixa metalicidade.

Para a relação  $M_{\star}-Z-\text{SFR}$ , os autores constroem bins em massa estelar e taxa de formação estelar e determinam a média da abundância do oxigênio em cada bin. A partir desses resultados, eles reanalisam a relação e concluem que estão em concordância com o trabalho de Mannucci *et al.* (2010), ou seja, no regime de baixa massa existe uma anti-correlação entre metalicidade e SFR que é muito enfraquecida no regime de alta massa, sugerindo que a dependência desaparece nesse regime.

## 1.4 ESTE TRABALHO

Ao longo deste trabalho, usamos o método direto para medir a abundância do oxigênio para galáxias com formação estelar ativa seguindo os passos de Curti *et al.* (2017) e Andrews e Martini (2013). Com os resultados do método direto, reanalisamos a relação  $M_{\star}-Z-\text{SFR}$  sem o uso de calibrações. Além disso, investigamos a existência de variações em diferentes formas de normalizações das galáxias e a variação de algumas propriedades físicas dentro dos grupos de galáxias somadas.

A dissertação está organizada da seguinte forma: no Capítulo 2 apresentamos a física de galáxias com formação estelar ativa e as principais propriedades físicas nebulares, como a temperatura eletrônica, densidade eletrônica e abundância química. O Capítulo 3 detalha a metodologia do trabalho: seleção da amostra, correções necessárias, uso dos códigos STARLIGHT e DOBBY e procedimentos aplicados durante a soma das galáxias. O Capítulo 4 traz nossos resultados para as medidas diretas de abundância química do oxigênio de acordo com as diferentes formas de normalização. No Capítulo 5 apresentamos os resultados para a relação  $M_{\star}-Z-\text{SFR}$ . O Capítulo 6 é um breve estudo sobre as variações das propriedades físicas dentro dos grupos de galáxias somadas. E, no Capítulo 7, trazemos as considerações finais e perspectivas futuras para a continuação do trabalho.



## 2 GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA

### 2.1 ESPECTROS DE GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA

A maior parte da formação estelar no Universo local acontece em galáxias espirais, caracterizadas pela alta taxa de formação estelar recente. Dentro dessas galáxias, diversas estrelas jovens do tipo O e B são rapidamente formadas devido à grande fração de gás no ISM. No entanto, a formação estelar não ocorre em todo disco da galáxia e sim em estruturas chamadas de regiões H II. Como uma primeira aproximação, as galáxias com formação estelar ativa são muito bem descritas pelas propriedades de suas regiões H II.

Regiões H II são ionizadas por estrelas jovens com temperaturas superficiais (temperatura efetiva) na faixa de  $3$  a  $5 \times 10^4$  K. Estas estrelas irradiam nos comprimentos de onda do ultravioleta e ionizam o gás presente na região, constituído principalmente por hidrogênio (aproximadamente 90% em número de átomos), hélio (menos de 10% em número de átomos) e pequenas quantidades de elementos químicos mais pesados como oxigênio, nitrogênio, enxofre, neônio, que se apresentam em vários graus de ionização dependendo da fonte central. A Figura 7 mostra a estrutura de ionização de uma nebulosa de formação estelar, obtida a partir de um modelo teórico de fotoionização. Para ionizar o hidrogênio, por exemplo, são necessários fótons com energia maior do que 13.6 eV. O excesso dessa energia vinculada a fótons mais energéticos é convertida em energia cinética para os elétrons livres do gás. A temperatura eletrônica das regiões H II está na faixa de 5000 K a 20 000 K. Para um modelo de região H II composta puramente de hidrogênio e com densidade constante, a região onde o hidrogênio é praticamente todo ionizado é chamada de esfera de Strömgren (STRÖMGREN, 1939). Fora do limite da esfera, todos os átomos de hidrogênio são neutros.

Para compreender as propriedades das regiões H II, analisamos seus espectros eletromagnéticos. Os espectros apresentam um contínuo muito fraco formado pelos processos que ocorrem no interior das estrelas, pela própria luz das estrelas, pelo espalhamento da luz devido à poeira do meio interestelar, pela emissão ligado-livre (radiação de recombinação), livre-livre (também chamada de *bremstrahlung*; é a emissão provocada pela colisão de um elétron livre e um íon no gás) e emissão de dois fótons (um elétron da camada 1s é excitado para a camada 2s devido à colisão com um elétron livre e decai para o estado fundamental, emitindo dois fótons; este processo é especialmente importante para íons como hidrogênio e hélio). Os espectros contêm linhas de emissão permitidas formadas pelo processo de recombinação, ou seja, quando elétrons livres no gás são capturados por íons e decaem a níveis mais baixos de energia emitindo fótons, e por linhas proibidas formadas pela excitação colisional, que ocorre quando elétrons ligados a íons são excitados colisionamente por elétrons livres e decaem por transições radiativas. Algumas dessas linhas são chamadas de proibidas por não respeitarem as regras de seleção de paridade da mecânica quântica ( $\Delta L = \pm 1$ ) e só acontecem devido à baixa densidade das regiões

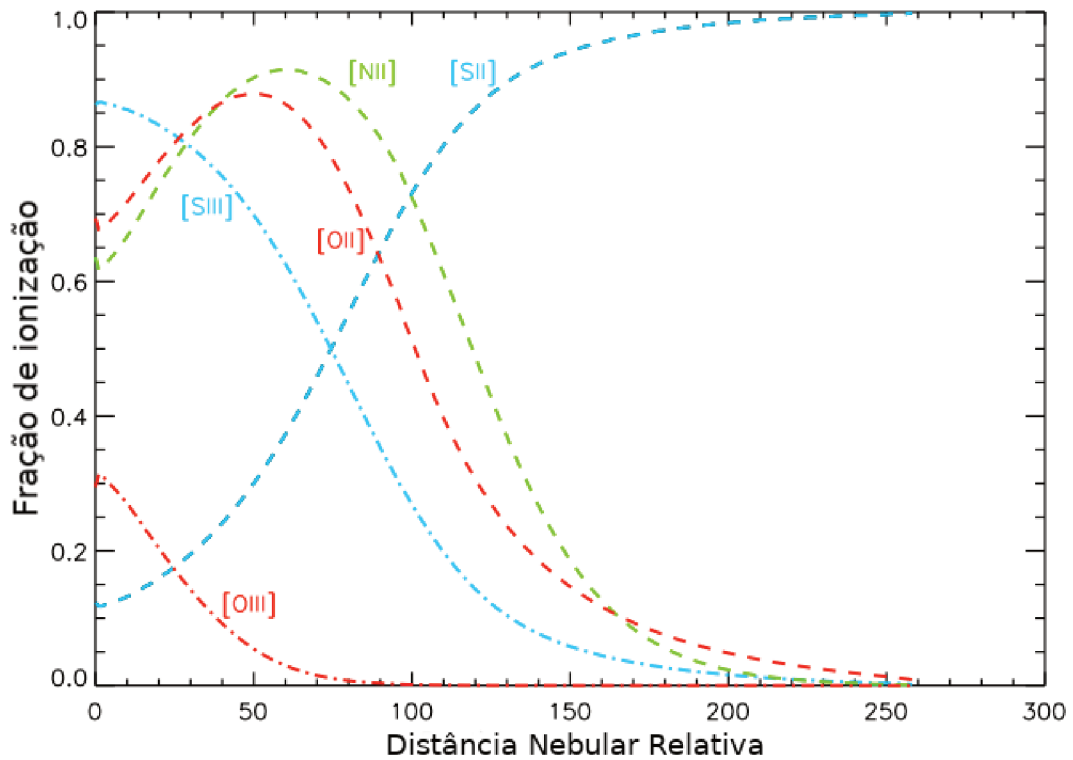


Figura 7 – Fração de ionização para diferentes íons tipicamente encontrados em nebulosas em função da distância nebular relativa do interior da nebulosa. As linhas tracejadas em vermelho representam os íons de oxigênio, em azul os íons de enxofre e em verde os íons de nitrogênio. A estrutura de ionização depende da diluição geométrica descrita pelo parâmetro de ionização. Isto é, o campo de radiação é inversamente proporcional ao quadrado da distância da fonte de ionização, o que diminui o fluxo de fótons ao longo da nebulosa. Esta figura foi calculada a partir de modelos de fotoionização com o código MAPPINGS III assumindo  $Z = 0.05 Z_{\odot}$ ,  $P = 10^7$  e  $n_e = 100 \text{ cm}^{-3}$ .

Fonte – Imagem modificada de Levesque, Kewley e Larson (2010). Na figura original os nomes dos eixos estão em inglês, para este trabalho nós os traduzimos.

H II. Usualmente, o processo de recombinação domina a formação das linhas de hidrogênio e hélio e o processo de excitação colisional domina a formação de linhas de elementos pesados como oxigênio duas vezes ionizado, [O III], nitrogênio uma vez ionizado, [N II], e enxofre uma vez ionizado, [S II]. Os colchetes indicam que a linha é proibida, e os numerais romanos I, II, III indicam respectivamente um átomo neutro, uma vez ionizado, duas vezes ionizado, etc. Na Figura 8 apresentamos o espectro de uma galáxia com formação estelar ativa do SDSS presente na amostra deste trabalho, com suas respectivas linhas de emissão destacadas.

Os principais processos físicos que governam as regiões H II e as nebulosas são o equilíbrio de ionização (igualdade entre fotoionização e recombinação) e o equilíbrio térmico (igualdade entre aquecimento e resfriamento). No primeiro caso, existe equilíbrio

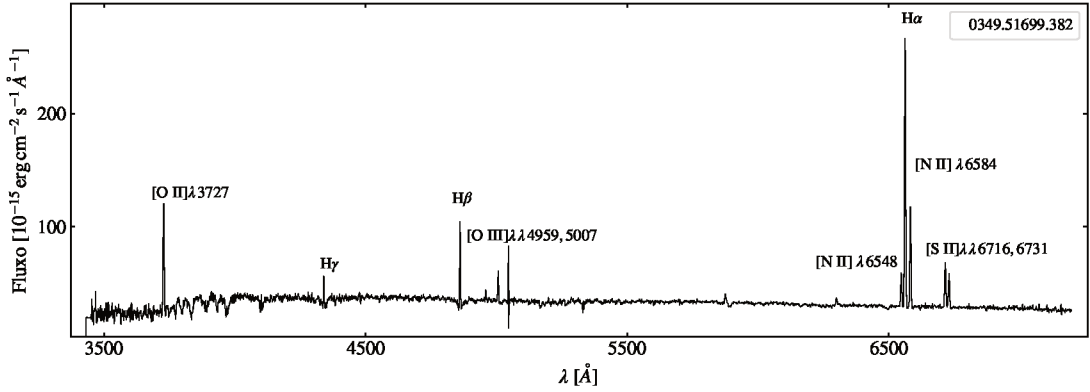


Figura 8 – Espectro de duas galáxias do SDSS da nossa amostra, que será descrita no Capítulo 3, com algumas linhas de emissão indicadas. O número de identificação da galáxia é destacado.

entre os elétrons arrancados e os elétrons capturados dos íons. Ou seja, na fotoionização fótons colidem com os átomos ou íons e, dependendo das suas energias, conseguem arrancar elétrons ligados. Então, os elétrons liberados passam a compartilhar sua energia com o gás de elétrons livres. Por sua vez, a recombinação acontece quando íons capturam elétrons livres, que decaem para níveis mais baixos de energia e emitem fótons que escapam da nebulosa (o processo de recombinação é inverso ao processo de fotoionização). Desta forma, numa primeira aproximação, considerando que a nebulosa é apenas composta de hidrogênio (o que é razoável, pois a nebulosa é composta por aproximadamente 90% de hidrogênio em número de átomos), o equilíbrio de ionização pode ser representado por

$$n_e n_p \alpha_A(H^0, T_e) = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu d\nu, \quad (1)$$

onde  $n_e$ ,  $n_p$  são a densidade de elétrons e de prótons,  $\alpha(H^0, T_e)$  o coeficiente de recombinação para uma dada temperatura,  $n(H^0)$  a densidade de hidrogênio neutro,  $h\nu_0$  a energia mínima necessária para ionizar o hidrogênio,  $J_\nu$  é a intensidade média de radiação emitida pela fonte e  $a_\nu$  é a seção transversal de ionização para um dado fóton. Para modelos mais sofisticados é considerada a contribuição de hélio e de elementos mais pesados<sup>1</sup>.

O equilíbrio de ionização descreve a estrutura da região H II indicada na Figura 7. Perto da fonte de ionização o fluxo de fótons ionizantes é maior e diminui para grandes distâncias da fonte devido à absorção de fótons por átomos e íons que ocorrem ao longo do caminho e pelo efeito da diluição geométrica, isto é, o campo de radiação é inversamente proporcional ao quadrado da distância da fonte de ionização. A diluição geométrica é caracterizada pelo parâmetro de ionização ( $U$ ), que é definido como o quociente entre a

<sup>1</sup> Para mais detalhes sobre o equilíbrio de ionização e a física de regiões H II, ver Osterbrock e Ferland (2006).

taxa de fótons emitidos pela fonte ( $Q$ ) ao longo de uma superfície dentro da nebulosa e o produto entre a densidade eletrônica e a distância da fonte de ionização ao quadrado. Para o caso de uma região H II esférica, apenas composta por hidrogênio e com densidade eletrônica constante,  $U = Q/(4\pi R^2 nc)$ , onde  $c$  é a velocidade da luz,  $n$  é a densidade do gás e  $R$  é o raio limite entre a região ionizada e região neutra (também conhecido por raio de Strömgen). Este efeito no campo de radiação reflete-se no comportamento da fração de ionização ao longo da distância do gás em relação à fonte de ionização: a presença de um número maior de fótons ionizantes na região mais próxima da fonte aumenta a probabilidade de ionização e aumenta o grau de ionização dos átomos; para partes mais distantes a probabilidade e o grau de ionização diminuem. Entender a estrutura de ionização é importante para modelar as regiões H II.

No caso do equilíbrio térmico, a fotoionização é responsável por adicionar energia à região H II ( $gain - G$ ). Para manter o equilíbrio, o resfriamento ocorre pelos processos de recombinação ( $loss - L_R$ ), radiação livre-livre ( $L_{FF}$  vinculada à interação que ocorre entre elétrons livres dentro das regiões H II) e pela formação de linhas excitadas colisionalmente (CEL,  $L_C$ ). Por isso, o equilíbrio térmico é descrito pela equação  $G = L_R + L_{FF} + L_C$ . O processo de resfriamento dominante é por CEL, uma vez que o potencial de excitação entre os níveis de energia dos íons é da ordem de  $kT_e$ , ou seja, de poucos eV, o que permite que os níveis de energias desses íons sejam facilmente povoados por excitação colisional. Devido à baixa densidade das regiões H II, a probabilidade da desexcitação colisional acontecer é muita baixa. Logo, a excitação colisional é quase sempre seguida da emissão de um fóton que escapa da região, o que permite seu resfriamento (OSTERBROCK; FERLAND, 2006; PEIMBERT; PEIMBERT; DELGADO-INGLADA, 2017).

## 2.2 PROPRIEDADES FÍSICAS: TEMPERATURA ELETRÔNICA $T_e$ E DENSIDADE ELETRÔNICA $n_e$

Considerando os processos de equilíbrio, é possível determinar a temperatura eletrônica do gás ( $T_e$ ). Os elétrons livres dentro do gás no ISM apresentam uma velocidade que segue a distribuição de Maxwell-Boltzmann e a  $T_e$  é a temperatura associada a essa distribuição. Logo, a  $T_e$  é definida pela velocidade  $v$  dos elétrons livres do gás, de acordo com  $\langle \frac{1}{2}mv^2 \rangle = \frac{3}{2}kT_e$ , onde  $m$  é a massa do elétron livre e  $k$  a constante de Boltzmann. Os fótons das CELs, que resfriam a nebulosa, permitem-nos medir a  $T_e$ . Um bom exemplo é a relação entre as linhas [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$  (ditas nebulares) e [O III] $\lambda 4363$  (chamada de auroral). CELs nebulares e aurorais de um mesmo íon são emitidas por elétrons com diferentes energias de excitação. A linha [O III] $\lambda 4363$  é emitida por um elétron que foi excitado ao nível superior  $^1S$ , enquanto [O III] $\lambda\lambda 4959, 5007$  são emitidas por elétrons que chegaram somente ao nível  $^1D$  (Figura 9). Para excitar mais elétrons ligados a  $^1S$  para formar [O III] $\lambda 4363$ , são necessários elétrons livres mais energéticos. Portanto, quanto maior a razão entre [O III] $\lambda 4363$  e [O III] $\lambda 5007$ , maior a  $T_e$  nebulosa.

A dependência fica mais clara quando analisamos a Eq. 2, que mostra que os coeficientes de emissão  $J_\lambda$  das linhas do [O III] são fortemente dependentes de  $T_e$ :

$$\frac{J_{\lambda 4959} + J_{\lambda 5007}}{J_{\lambda 4363}} = \frac{7.90 \exp(3.29 \cdot 10^4 / T_e)}{1 + 4.5 \cdot 10^{-4} n_e / T_e^{1/2}}, \quad (2)$$

onde  $n_e$  representa a densidade eletrônica do gás e os fatores numéricos são resultados das análises das forças de colisões e probabilidades de transições das linhas.

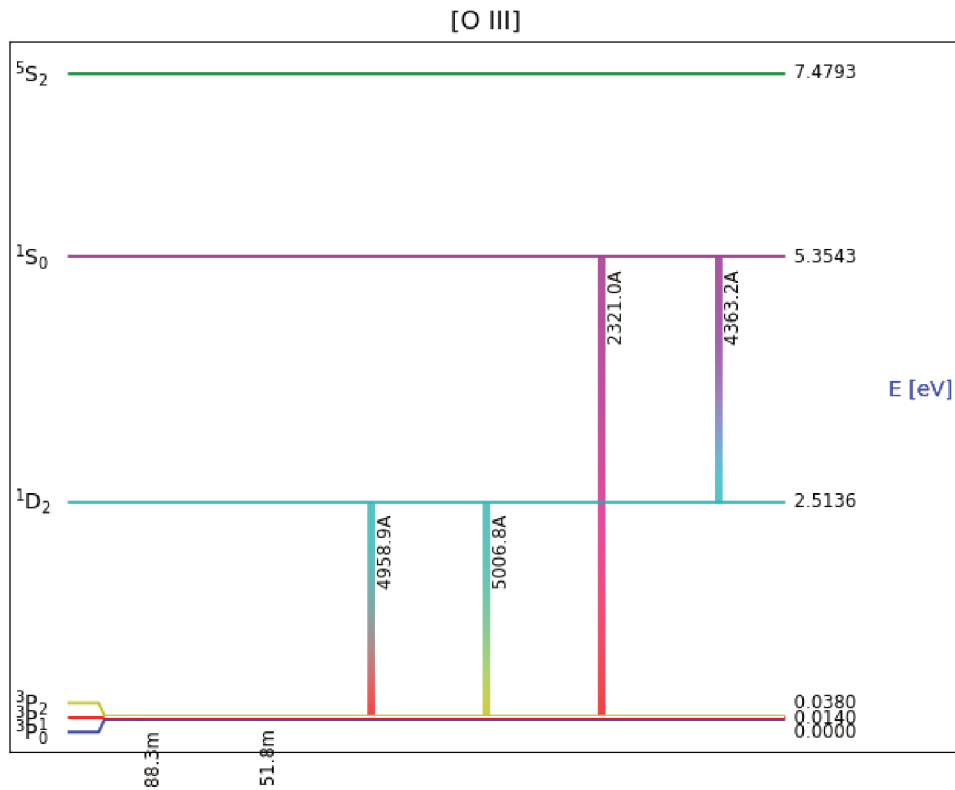


Figura 9 – Diagrama Grotrian de [O III]. O diagrama apresenta os níveis de energia para o átomo de oxigênio e em que níveis são formadas as linhas de emissão. As cores das linhas indicam em que níveis ou subníveis as linhas são formadas. Destaque para as linhas [O III]λλ4959, 5007 e [O III]λ4363, que são produzidas em diferentes níveis de energia e, portanto, podem ser usadas para calcular a  $T_e$ .

Fonte – Figura gerada com o código PYNEB (LURIDIANA; MORISSET; SHAW, 2015).

Existem outros conjuntos de linhas que podem ser usadas para determinar  $T_e$ . Normalmente, consideramos um modelo clássico de região H II com duas zonas de ionização (zona de alta ionização e zona de baixa ionização) e determinamos a  $T_e$  de ambas as zonas (STASIŃSKA, G., 1982). A justificativa desse modelo está na Figura 7 (discutida

anteriormente), que mostra os elementos e seus diferentes graus de ionização. Mais próximo da fonte de ionização é possível ter um grau maior de ionização dos íons (por exemplo, [O III] e [S III]) e, mais distante, numa segunda camada, um grau menor (por exemplo, [O II] e [N II]). Deste modo, a  $T_e$  da alta zona de ionização é obtida a partir da razão de linhas do oxigênio duas vezes ionizado ( $[\text{O III}]\lambda 4363/[\text{O III}]\lambda 5007$ ), e para a zona de baixa ionização a  $T_e$  pode ser determinada pelas seguintes razões de linhas:  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{N II}]\lambda 5755$ ,  $([\text{O II}]\lambda 3726 + [\text{O II}]\lambda 3729)/([\text{O II}]\lambda 7020 + [\text{O II}]\lambda 7030)$  ou  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6731/[\text{S II}]\lambda 4969$ .

Outra propriedade física importante de regiões H II é a densidade eletrônica, que em geral é da ordem de  $100 \text{ cm}^{-3}$ . Para determinar a densidade são necessárias as razões entre duas linhas de um mesmo íon que apresentam quase a mesma energia de excitação, mas com diferentes probabilidades de transição radiativa ou de taxas de desexcitação colisional. Quando isso acontece, a população relativa dos dois níveis depende da densidade. Quanto maior a densidade, menor a probabilidade de transição radiativa, devido à maior presença de elétrons livres no gás, e, portanto, maior probabilidade de colisões, impedindo a ocorrência de transições radiativas. Da mesma forma, quanto menor a densidade, maior a probabilidade de transição radiativa. As linhas que apresentam essas condições são as  $[\text{O II}]\lambda\lambda 3729, 3726$  e  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6716, 6731$ .  $[\text{O II}]\lambda\lambda 3729, 3726$  não são comumente utilizadas devido à alta proximidade no espectro, que dificulta a distinção das linhas (OSTERBROCK; FERLAND, 2006). Na Figura 10 mostramos o diagrama Grotrian para  $[\text{S II}]$  gerado pelo PYNEB, no qual são indicados os níveis de energia e formação das linhas de emissão. Destaque para as linhas  $[\text{S II}]\lambda\lambda 6717, 6730$ , em geral utilizadas para medir a densidade eletrônica nebular.

### 2.3 ABUNDÂNCIAS QUÍMICAS

No gás de nebulosas, a abundância de hidrogênio e hélio contemplam mais de 98% em número de átomos do gás. A outra pequena porcentagem é composta de elementos químicos mais pesados que hélio, como carbono, nitrogênio, neônio, argônio e oxigênio, que são chamados de metais. O termo metal representa todos os elementos químicos diferentes de hidrogênio e hélio. Por sua vez, a abundância química refere-se à densidade numérica de qualquer metal X, geralmente expressa em comparação com a densidade numérica H do hidrogênio como  $12 + \log(X/H)$ . O elemento químico pesado mais abundante em nebulosas é o oxigênio e sozinho é um bom indicador da metalicidade do gás. Além disso, é fácil medir o oxigênio porque suas linhas de emissão estão na faixa do óptico e ele é o elemento mais importante para o resfriamento das nebulosas<sup>2</sup>. No entanto, vale ressaltar que essa é apenas uma aproximação satisfatória da metalicidade real.

Para determinar a abundância química dos elementos, analisamos as linhas de emissão colisionais, porque o fluxo das CEL depende da abundância química e da emissividade.

<sup>2</sup> Note que, na astrofísica estelar, a metalicidade é expressa em termos das informações das linhas de ferro devido à facilidade da medidas de linhas de ferro no espectro estelar na faixa do óptico.

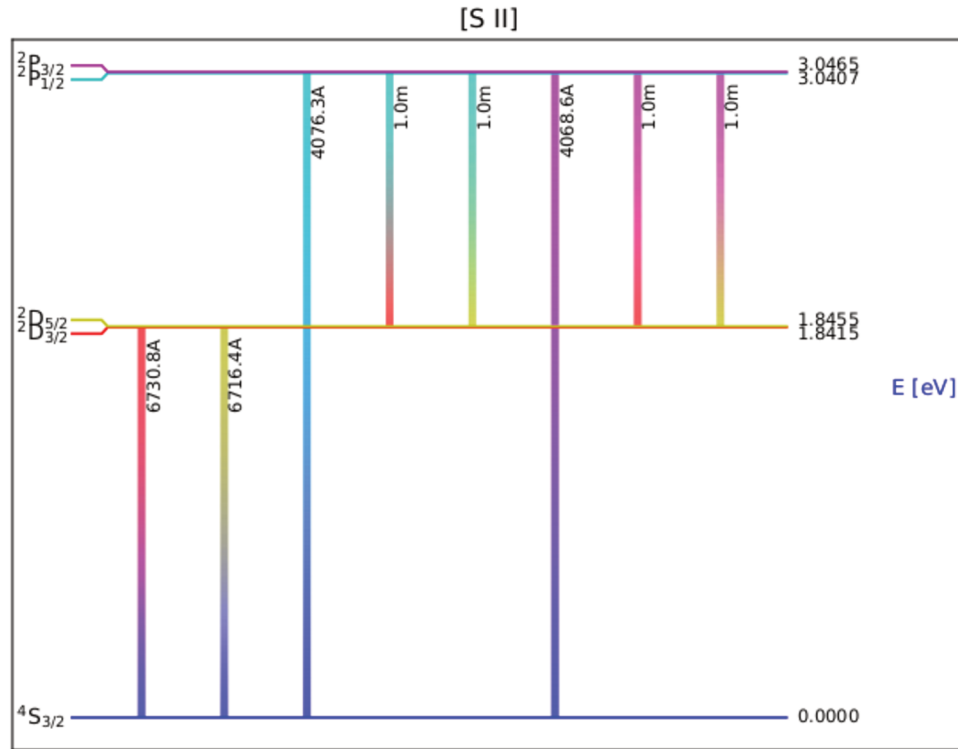


Figura 10 – Diagrama Grotrian de [S II]. O diagrama apresenta os níveis de energia para o átomo de enxofre e em que níveis são formadas as linhas de emissão. Destaque para as linhas [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6730, que apresentam quase a mesma energia de excitação e, portanto, podem ser usadas para calcular a  $n_e$ .

Fonte – Figura gerada com o código PYNEB (LURIDIANA; MORISSET; SHAW, 2015).

Geralmente em regiões H II as CEL são linhas com íons ionizados uma, duas ou três vezes. Neste cenário, existem dois tipos de abundância química: a iônica e a total. A abundância química iônica caracteriza um íon específico, por exemplo,  $O^{++}/H^+$ , que é a abundância de oxigênio na região onde são formadas as linhas de emissão de [O III]. Para determinar esta abundância, usamos a equação

$$\frac{n(X^i)}{H^+} = \frac{I_\lambda}{I_{H\beta}} \frac{\epsilon_{H\beta}}{\epsilon_\lambda}, \quad (3)$$

que leva em consideração a dependência com o parâmetro de emissividade  $\epsilon$ , onde  $n(X^i)$  é a densidade do íon que emite a linha e  $I$  é a intensidade da linha. Devido à dependência com  $\epsilon$ , podemos afirmar que a abundância é fortemente dependente da  $T_e$  porque o  $\epsilon$  depende exponencialmente desse parâmetro ( $\epsilon_{ij} \propto T_e^{-0.5} e^{-h\nu_{ij}/kT_e}$ ) para as CEL. Deste modo, para determinar valores confiáveis de abundância precisamos de boas medidas de

$T_e$ , ou seja, ajustes confiáveis das linhas de emissão fortes e aurorais (PÉREZ-MONTERO, 2017).

Ao calcular todas as abundâncias iônicas de um determinado elemento dentro da nebulosa, podemos obter a abundância química total, dada pela soma de todas as abundâncias iônicas relevantes ( $X/H = X^+/H^+ + X^{++}/H^+ + X^{+++}/H^+ + X^{++++}/H^+ + \dots$ ). Por exemplo, para o oxigênio existem duas espécies de íons relevantes em regiões H II,  $O^+$  e  $O^{++}$ . Portanto, a abundância química total do oxigênio é  $O/H = O^+/H^+ + O^{++}/H^+$ , em geral expressa como  $12 + \log(O/H)$ .

No decorrer desse capítulo, abordamos os principais processos físicos que ocorrem em nebulosas, e destacamos as propriedades físicas nebulares fundamentais para o desenvolvimento do trabalho. A partir do próximo capítulo, aplicaremos esse arcabouço teórico a galáxias com formação estelar ativa.



### 3 PROCESSOS PARA SOMAR GALÁXIAS COM FORMAÇÃO ESTELAR ATIVA

#### 3.1 SLOAN DIGITAL SKY SURVEY

Considerado um dos maiores banco de dados da Astronomia, o *Sloan Digital Sky Survey*<sup>1</sup> (SDSS) é um projeto grandioso que mapeou 1/4 do céu para obter informações sobre objetos astronômicos, como galáxias. Seu telescópio está situado no *Apache Point Observatory* (APO), no Sul do Novo México e possui dois instrumentos: o primeiro forma uma imagem de  $2048 \times 2048$  CCDs com pixels de 0,396 arcsec, e o segundo obtém espectros abrangendo o intervalo de 3800Å–9200Å com resolução de  $\lambda/\Delta\lambda \approx 2000$ .

Os dados de SDSS são públicos e são disponibilizados a partir de *data releases*. Neste trabalho usamos espectros referentes ao *data release* 7, ou DR7 (ABAZAJIAN *et al.*, 2009), que podem ser acessados em <https://classic.sdss.org/dr7/>. No SDSS DR7 estão disponibilizados cerca de um milhão de espectros observados de galáxias em uma área de 8423 graus quadrados do céu.

#### 3.2 SUBTRAÇÃO DO CONTÍNUO ESTELAR PARA AS GALÁXIAS INDIVIDUAIS

Usamos as 926 246 galáxias do banco de dados do código STARLIGHT<sup>2</sup> (CID FERNANDES, Roberto *et al.*, 2005). O STARLIGHT é um programa em FORTRAN que realiza uma síntese espectral para modelar as componentes estelares das galáxias com combinações de modelos de espectros de populações estelares simples de diferentes idades e composições químicas. O melhor ajuste é um espectro sintético, que representa as informações estelares das galáxias. Quando estamos interessados em analisar apenas as informações do gás interestelar, subtraímos o espectro sintético do espectro observado. O resultado final é o espectro residual que apresenta apenas as linhas de emissão do gás interestelar (Figura 11).

Para a nossa amostra de galáxias, o intervalo de comprimento de onda dos espectros ajustados foi de 3400–8900 Å com  $\Delta\lambda = 1$ . Utilizamos os espectros atualizados<sup>3</sup> de Bruzual e Charlot (2003) com idades entre 1 milhão de anos e 14 bilhões de anos e metalicidades estelares na faixa de 0.0001–0.05, com uma base total de 96 populações estelares com formação estelar constante como em N. Vale Asari *et al.* (2020). Aplicamos o STARLIGHT às galáxias individuais para subtrair o espectro sintético, detectar as linhas de emissão fortes no espectro residual e calcular as razões de linhas importantes para dividir a amostra em grupos de galáxias. Ao final do processo da soma dos espectros observados das galáxias voltamos a aplicar o STARLIGHT para obter o espectro sintético da soma e o espectro residual.

<sup>1</sup> <http://www.sdss.org/>

<sup>2</sup> <http://www.starlight.ufsc.br/>

<sup>3</sup> [http://www.bruzual.org/~gbruzual/cb07/Updated\\_version\\_2016/](http://www.bruzual.org/~gbruzual/cb07/Updated_version_2016/)

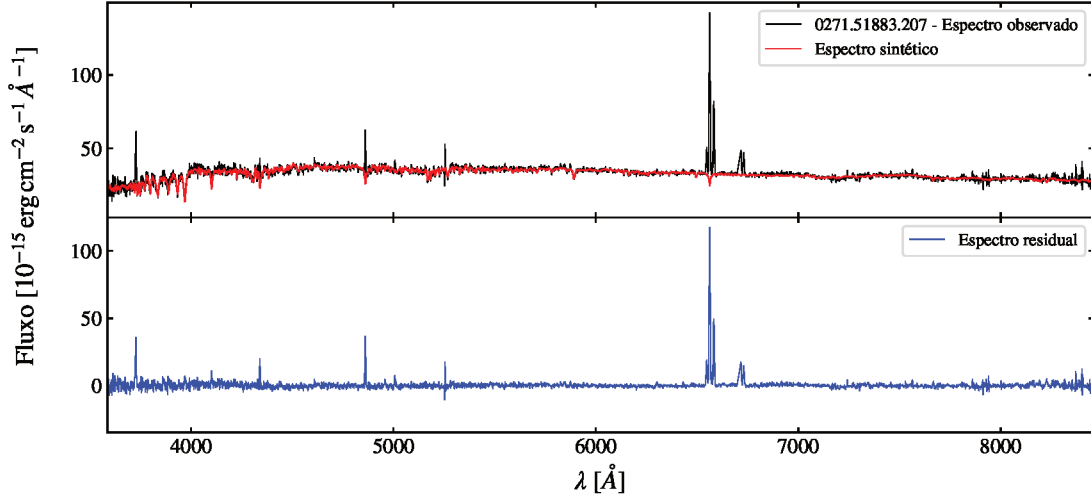


Figura 11 – O painel superior mostra o espectro observado de uma das galáxias do SDSS da nossa amostra (em preto), e o espectro sintético obtido pelo ajuste STARLIGHT (em vermelho). O nome da galáxia está indicado na legenda. O painel inferior mostra o resultado da subtração do espectro sintético do espectro observado, isto é, o espectro residual (em azul). A subtração do contínuo estelar é especialmente importante para as linhas de Balmer.

### 3.3 MASSA ESTELAR E TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

Determinamos a massa estelar das galáxias a partir dos espectros ajustados no STARLIGHT (CID FERNANDES, Roberto *et al.*, 2005). O espectro do SDSS compreende uma abertura de 3 segundos de arco, e não à galáxia inteira. Para obter a massa estelar total, multiplicamos a massa obtida com o STARLIGHT por  $(1/f)$ , onde  $f$  é a fração da luz total na banda  $z$  dentro da fibra do SDSS.

A taxa de formação estelar foi obtida a partir da luminosidade de  $\text{H}\alpha$  ( $L_{\text{H}\alpha}$ ) utilizando a relação calibrada por N. V. Asari *et al.* (2007):

$$\text{SFR}_{\text{H}\alpha} = \frac{2.226 L_{\text{H}\alpha}}{\mathcal{N}_{\text{H}\alpha} h \nu_{\text{H}\alpha}} = 2 M_{\odot} \text{yr}^{-1} \left( \frac{L_{\text{H}\alpha}}{10^8 L_{\odot}} \right), \quad (4)$$

onde  $\mathcal{N}_{\text{H}\alpha}$  representa o número de fótons produzido pela fonte de radiação e  $h\nu_{\text{H}\alpha}$  a energia de um fóton emitido no comprimento de onda de  $\text{H}\alpha$ . Essa equação supõe que a SFR é constante no decorrer da vida das estrelas massivas ionizantes ( $t_{\text{ion}} \approx 10 \text{ Myr}$ ).

### 3.4 MEDIDAS DE LINHAS DE EMISSÃO

Medimos as linhas de emissão com o código DOBBY<sup>4</sup> (FLÓRIDO, 2018). O DOBBY utiliza curvas gaussianas para ajustar as linhas de emissão. Os modelos de curvas gaussianas apresentam vínculos cinemáticos entre mesmos íons e de razões teóricas de linhas para realizar o melhor ajuste. O pseudocontínuo ao redor das linhas é ajustado com um polinômio de Legendre cujo grau pode ser facilmente alterado no input do código.

Para utilizar o código precisamos do espectro residual, espectro sintético, espectro de erro, o tipo de modelo gaussiano, a velocidade instrumental da galáxia (mais informações no Apêndice A) e também possibilita ativar/desativar os vínculos cinemáticos. Os resultados do DOBBY são os fluxos das linhas de emissão, a largura equivalente das linhas, as velocidades sistemáticas, as dispersões de velocidades e pseudocontínuos oriundos dos ajustes com o polinômio. Exemplos de ajustes estão na Figura 20 e nas figuras apresentadas no Apêndice B. O DOBBY é usado em dois momentos. Primeiro medimos especialmente o fluxo das linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $[\text{O III}]\lambda 5007$ ,  $[\text{O III}]\lambda 3727$  e  $[\text{N II}]\lambda 6584$  em espectros individuais para realizar a seleção da amostra e organizar as galáxias em bins. Segundo, medimos as linhas de emissão (fortes e fracas) dos espectros residuais obtidos depois da soma de espectros.

### 3.5 SELEÇÃO DA AMOSTRA

Após os primeiros procedimentos aplicados a todas as galáxias do SDSS DR7, realizamos a seleção da amostra seguindo os critérios propostos por Curti *et al.* (2017): intervalo de *redshift*  $0.027 < z < 0.205$  para assegurar que as linhas  $[\text{O II}]\lambda 3727$  e  $[\text{O II}]\lambda 3720, 3730$  estejam presentes no espectro; razão sinal-ruído (*Signal Noise Ratio* – SNR) superior a 5 para as linhas  $H\alpha$ ,  $H\beta$ ,  $[\text{O III}]\lambda 5007$  e  $[\text{O II}]\lambda 3727$ , e apenas galáxias com formação estelar ativa, que foram selecionadas a partir da curva de Kauffmann *et al.* (2003):

$$\log([\text{O III}]\lambda 5007/H\beta) > 0.61[\log([\text{N II}]\lambda 6584/H\alpha) - 0.05]^{-1} + 1.3. \quad (5)$$

Excluimos assim galáxias com uma grande contribuição de núcleos ativos (*Active galactic nuclei* – AGNs) às linhas de emissão, uma vez que elas são consideravelmente diferentes das galáxias com formação estelar ativa, isto é, os AGNs são capazes de emitir fótons mais energéticos do que os fótons emitidos por estrelas jovens e massivas e, portanto, podem ionizar íons a maiores graus de ionização, como, por exemplo,  $[\text{O IV}]$ . Ao todo foram selecionadas 110 087 galáxias, que estão apresentadas em um diagrama  $[\text{N II}]\lambda 6584/H\alpha$  versus  $[\text{O III}]\lambda 5007/H\beta$ , proposto por Baldwin, Phillips e Terlevich (1981) para distinguir diferentes mecanismos de ionização do gás.

<sup>4</sup> <https://bitbucket.org/streeto/pycasso2>

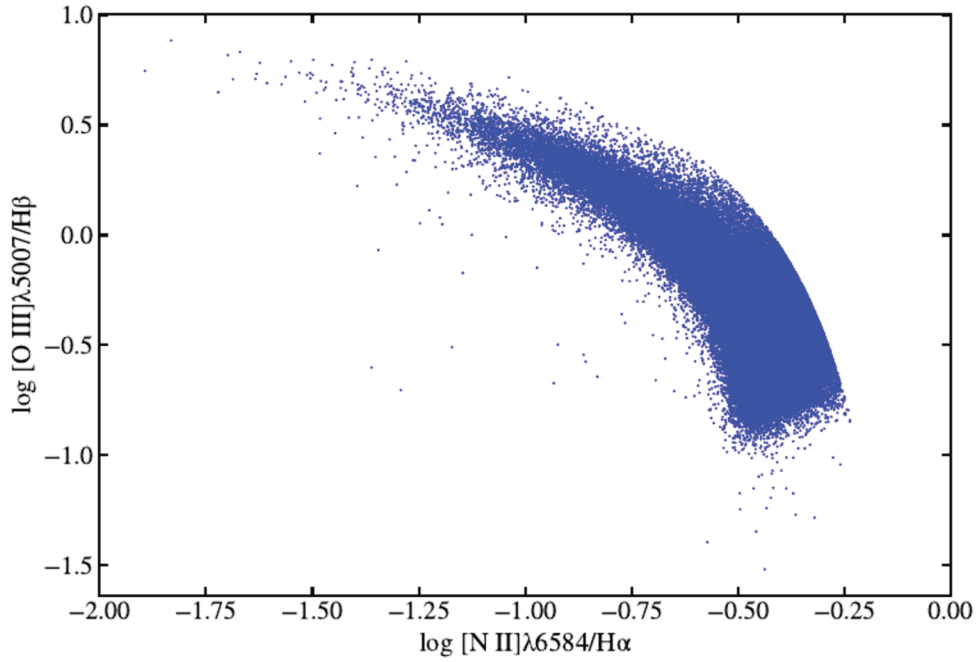


Figura 12 – Amostra de 110 087 galáxias com formação estelar ativa usadas neste estudo.

### 3.6 CORREÇÕES NECESSÁRIAS ANTES DA SOMA

Após a seleção da amostra, os espectros das galáxias são colocados em *rest frame* no referencial de repouso, ou seja, corrigidos pelo efeito Doppler devido à expansão do Universo e a movimentos próprios de galáxias. Neste trabalho, corrigimos os espectros a partir da velocidade sistemática de [O III]λ5007.

Também desavermelhamos as linhas de emissão [O II]λ3727, Hβ e [O III]λ5007 para separar as galáxias em caixas/bins. O fluxo intrínseco  $F_0(\lambda)$  de uma linha de emissão centrada em  $\lambda$  é calculado a partir do fluxo observado  $F_{\text{obs}}(\lambda)$  com a equação

$$F_0(\lambda) = F_{\text{obs}}(\lambda) e^{-\tau_\lambda} = F_{\text{obs}}(\lambda) e^{-\tau_V q_\lambda}, \quad (6)$$

onde  $\tau_V$  é a profundidade óptica na banda V ( $\lambda = 5500 \text{ \AA}$ ) e  $q_\lambda$  representa a lei de extinção por poeira. Usamos aqui a lei de extinção de Cardelli, Clayton e Mathis (1989) com  $R_V = 3.1$ . Obtemos  $\tau_V$  a partir do decremento de Balmer:

$$\tau_V = \frac{1}{q_{\text{H}\beta} - q_{\text{H}\alpha}} \log \frac{F_{\text{H}\alpha}/F_{\text{H}\beta}}{2,86}, \quad (7)$$

onde usamos a razão intrínseca  $\text{H}\alpha/\text{H}\beta = 2.86$ , que corresponde ao caso B de recombinação do hidrogênio para uma nebulosa de baixa densidade com temperatura eletrônica de 10 000 K (OSTERBROCK; FERLAND, 2006).

### 3.7 BINS DE GALÁXIAS

Após a correção ao *rest frame* no referencial de repouso e ao desavermelhamento das linhas, separamos as galáxias em dois conjuntos de bins. O primeiro conjunto são bins de 0.1 dex em  $\log M_*$  e 0.5 dex em  $\log \text{SFR}$ , como proposto por Andrews e Martini (2013). Na Figura 13 apresentamos a distribuição das galáxias neste conjunto de bins.

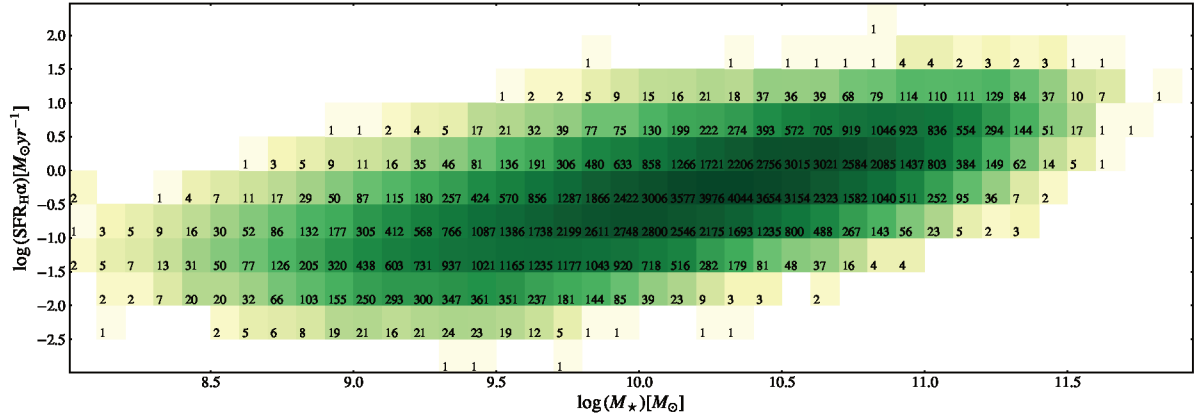


Figura 13 – Galáxias com formação estelar ativa distribuídas no diagrama  $\log M_*$ – $\log \text{SFR}$  com dimensões de 0.1 dex e 0.5 dex, respectivamente. Em cada bin está explícito o número de galáxias.

O segundo conjunto de bins considera as razões de linhas  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  medidas com o DOBBY, corrigidas pelo avermelhamento. Os tamanhos dos bins são de 0.1 dex em  $\log [\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e 0.1 dex em  $\log [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ , como apresentado na Figura 14. O número em cada caixa é a quantidade de galáxias presentes em cada bin. Neste caso, os bins apenas dependem das mesmas razões de linhas de emissão do oxigênio que, por sua vez, apresentam dependência com a abundância química do gás e com o parâmetro de ionização, como é possível observar na Figura 15 (MCGAUGH, 1991). Na Figura 15 a abundância do oxigênio é representada pela calibração  $R_{23}$  (um dos índices mais usados para medir a metalicidade), as linhas horizontais são valores referentes ao parâmetro de ionização, enquanto as linhas verticais representam valores constantes de  $12 + \log(\text{O}/\text{H})$ .

Note que na Figura 15, para um determinado valor de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta + [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ , existem dois resultados possíveis para a abundância química, um de alta abundância representado pelas linhas contínuas e outro de baixa abundância representado pelas linhas tracejadas, ou seja, existe uma degenerescência nos valores de metalicidade. Uma forma de quebrar a degenerescência dos valores de abundância é usando a razão de linha:  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$ . Esta razão de linhas é proporcional à abundância do nitrogênio (geralmente expressa em termos da abundância do oxigênio:  $\text{N}/\text{O}$ ) e é mais

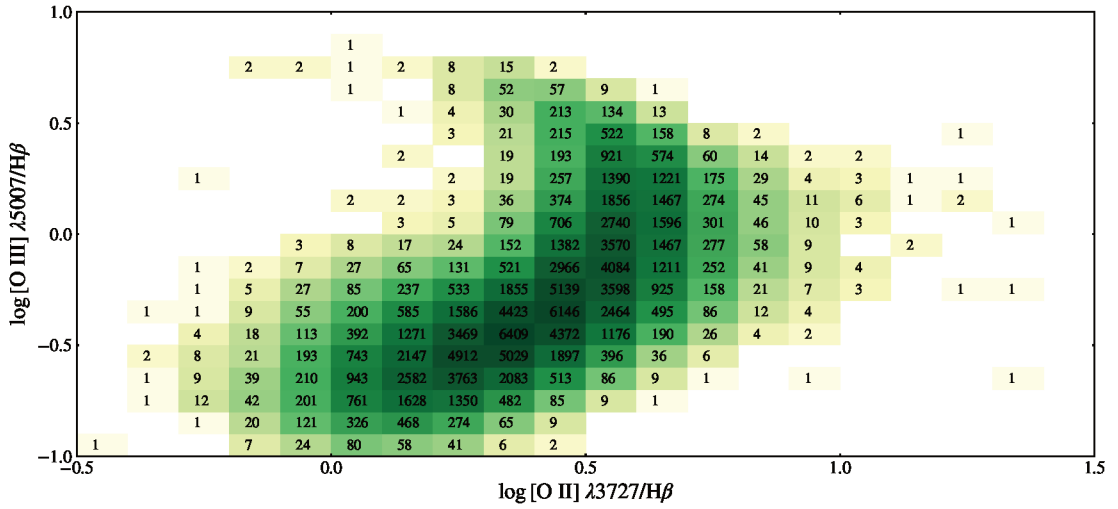


Figura 14 – Galáxias com formação estelar ativa distribuídas no diagrama  $\log[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ – $\log[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  com dimensões de  $0.1 \text{ dex}^2$ . Em cada bin está explícito o número de galáxias.

alta quando a abundância do oxigênio é maior, porque a produção de de nitrogênio é tanto primária quanto secundária (MOLLÁ; GAVILÁN, 2010). Mais informações sobre o comportamento de  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  no diagrama  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  são encontradas no Capítulo 7.

### 3.8 SOMA DE GALÁXIAS

Para os dois conjuntos de bins, a soma é feita sobre os espectros observados da amostra, enquanto somamos os espectros de erro em quadratura. Usualmente, para a soma das galáxias, os espectros são normalizados por alguma propriedade das galáxias. Em Curti *et al.* (2017), os espectros são normalizados pelo fluxo  $\text{H}\beta$  desavermelhado, por sua vez, em Andrews e Martini (2013), os espectros são normalizando pela mediana do fluxo do contínuo na faixa de 4400–4450 Å.

A fim de comparar diferentes formas de normalização, realizamos a soma das galáxias para ambos os conjuntos de bins em quatro tipos de normalizações diferentes: (1) Mediana do fluxo na faixa de 4730–4780 Å; (2) Mediana do fluxo na faixa de 7200–7230 Å; (3) Fluxo de  $\text{H}\beta$  sem desavermelhamento, uma vez que a normalização foi aplicada antes do desavermelhamento do espectro, e (4) Luminosidade ( $L$ ), isto é, apenas convertendo o fluxo dos espectros para a luminosidade ( $L = 4\pi d_L^2 F_{obs}$ , onde  $d_L$  é a distância de luminosidade da galáxia).

Diante das diferentes formas de normalização, para cada bin somamos as galáxias para conseguir aplicar o método direto, uma vez que as linhas aurais  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e

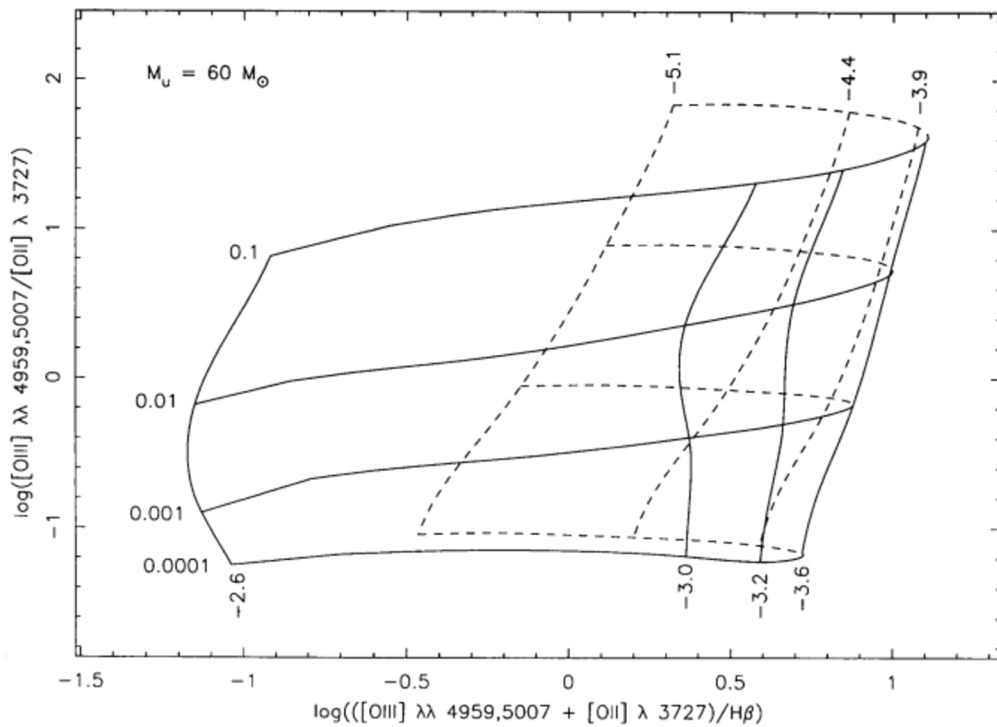


Figura 15 – Plano  $[O\ III]/[O\ II]$  versus  $R_{23}$ . As linhas verticais mostram a dependência com  $12 + \log(O/H)$  e as linhas horizontais com o parâmetro de ionização. A parte contínua das linhas representa os valores de alta metalicidade e as linhas tracejadas representam baixa metalicidade. As curvas plotadas são referentes a modelos de fotoionização de regiões H II com limite superior de massa de  $60 M_{\odot}$ . Destaque para o efeito de degenerescência que ocorre nos valores de metalicidade: para os mesmos valores de  $[O\ III]/[O\ II]$  e  $R_{23}$ , existem dois valores possíveis para abundância do oxigênio.

Fonte – McGaugh (1991).

$[N\ II]\lambda 5755$  estão em geral perdidas no ruído. Como explicado anteriormente, ao fazer a soma aumentamos a SNR: o ruído é aleatório e, ao fazer a soma dos ruídos de um conjunto de espectros, o ruído pode se cancelar; o sinal, por sua vez, apresenta uma direção preferencial e é amplificado. Optamos por fazer a soma para bins que apresentam mais de 100 galáxias, exceto nos casos de galáxias de baixa metalicidade, em que todos os bins foram considerados, uma vez que, neste regime, as galáxias apresentam linhas auroras mais intensas.

Para o conjunto de bins no diagrama  $[O\ II]\lambda 3727/H\beta$ – $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$ , obtemos 94 espectros somados, e, para  $M_{\star}$ –SFR, 166. Os espectros somados representam uma média das propriedades das galáxias presentes no bin. Para obter o espectro residual aplicamos novamente o STARLIGHT nos espectros observados somados para obter os espectros sintéticos da soma. A Figura 16 mostra como a quantidade de galáxias em um bin é relevante para detectar as linhas de emissão auroras: quanto mais galáxias são somadas, mais o

sinal das linhas aumenta e o ruído diminui. Não convém, contudo, aumentar demais o tamanho dos bins para aumentar o número de galáxias na soma, para não somar galáxias com metalicidades muito diferentes.

Para aplicar o STARLIGHT ao espectro somado e obter o melhor resultado para o espectro sintético foi necessário separar os espectros em três faixas: (1) 3400–5649 Å; (2) 5650–5850 Å e (3) 5851–7360 Å. Isso foi crucial na região em torno da linha de [N II]λ5755, como mostra a Figura 17. No quadro superior, mostramos o resultado do STARLIGHT considerando todo o espectro, isto é, sem separar o espectro em janelas. Note que existe um desvio entre o resultado do espectro sintético em relação ao espectro observado, o que impossibilita analisar a presença (ou não) da linha [N II]λ5755. No quadro inferior é indicado o resultado do espectro sintético com a separação do espectro em janelas, que diminui o desvio entre os espectros e possibilita analisar se o SNR aumentou o suficiente para detectar [N II]λ5755. Uma possível explicação para esse efeito de desvio que ocorre quando aplicamos o STARLIGHT ao espectro observado inteiro pode ser a emenda dos espectros do SDSS. A emenda ocorre aproximadamente em 5900 Å no espectro observado. Com a correção pelo *rest frame* a emenda é deslocada para a região em torno de 5755 Å. Para observar a quebra no espectro nesta região podemos verificar o espectro da dispersão instrumental para um espectro individual e para um espectro somado na Figura 18. Cada patamar da dispersão instrumental é devido a um espectrógrafo diferente, e a descontinuidade (ou emenda) está realmente ao redor da linha 5755 Å (no *rest frame*).

### 3.9 DOBBY PARA LINHAS AURORAIS FRACAS

Com o resultados dos espectros residuais para cada bin de galáxias, podemos analisar a presença das linhas aurorais fracas. Novamente medimos os fluxos com o DOBBY, mas para usar o código nós o atualizamos, adicionando vínculos para medir as linhas de emissão fracas. Além disso, como o código exige informações sobre a velocidade instrumental das galáxias, que individualmente podem ser obtidas em [http://das.sdss.org/spectro/1d\\_26/](http://das.sdss.org/spectro/1d_26/), precisamos determinar qual velocidade instrumental adotar para o espectro somado. No Apêndice A demonstramos o método que usamos para somar os espectros de dispersão instrumental. Com os espectros somados e suas respectivas velocidades instrumentais usamos o DOBBY para medir as seguintes linhas de emissão: [O II]λ3727, [O III]λ5007, Hβ, Hγ, [O III]λ4363, [N II]λ5755, [N II]λ6584, [Fe II]λ4288, [Fe II]λ4356, [Fe II]λ5460. A incerteza nos fluxos das linhas de emissão foi determinada considerando a equação  $\sigma_F = \sigma_N \sqrt{6\sigma_\lambda \Delta\lambda}$ , onde  $\sigma_N$  é o rms do contínuo ao redor da linha,  $\sigma_\lambda$  é a dispersão da gaussiana em Å e  $\Delta\lambda = 1 \text{ Å}$  é a amostragem espectral (ROLA; PELAT, 1994; VALE ASARI *et al.*, 2019).



### 3.10 CRITÉRIOS DE QUALIDADE PARA A SELEÇÃO DAS LINHAS DE EMISSÃO

Antes de medir abundâncias, adotamos três critérios para averiguar a qualidade das medidas de linhas, especialmente importantes para as linhas fracas. Primeiro, consideramos bins em que os fluxos das linhas de emissão tenham  $\text{SNR} > 3$ . Para calcular SNR das linhas, usamos simulações de Monte Carlo, criando  $n = 10$  realizações para cada espectro residual somado, usando uma distribuição normal considerando o espectro de erro propagado para cada soma. Para cada realização, medimos as linhas de emissão com o DOBBY. Ao final, calculamos a SNR de cada linha como a média do fluxo da linha  $\bar{F}$  dividido pelo rms da linha dado por  $\text{rms} = \sqrt{\sum_{i=1}^{10} \frac{(F_i - \bar{F})^2}{n}}$ , onde  $F_i$  é o fluxo da linha para a realização  $i$ .

Verificamos também a qualidade do ajuste com o DOBBY para o espectro residual de cada bin. Para cada linha, especialmente para as linhas aurorais fracas, julgamos se as gaussianas não subestimavam ou superestimavam o fluxo medido, ou ainda se o ajuste não estava deslocado em relação aos picos das linhas. O Apêndice B traz alguns exemplos de ajustes que consideramos bons ou não.

Além da medida do SNR do fluxo das linhas e da verificação dos ajustes gaussianos aos espectros residuais, por último, verificamos a qualidade da linha nos espectros observados somados. Verificamos um a um todos os espectros somados, e julgamos se as linhas estão destacadas sobre o ruído dos espectros observados antes da subtração dos espectros sintéticos, como indicado na Figura 19. Nesta figura, mostramos o espectro observado e sintético de um mesmo espectro somado num bin de  $M_\star$ -SFR, destacando as janelas ao redor de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ . Essas duas linhas são consideradas detecções confiáveis.

### 3.11 LINHAS DE FERRO

Ao fazer a soma de espectros, além das linhas de oxigênio e nitrogênio de nosso interesse, começam a aparecer outras linhas fracas. Esse é o caso das linhas de ferro uma vez ionizadas:  $[\text{Fe II}]\lambda 4288$ ,  $[\text{Fe II}]\lambda 4356$  e  $[\text{Fe II}]\lambda 4360$  (ZHANG *et al.*, 2005). Essas linhas também foram adicionadas ao DOBBY com vínculos cinemáticos. As linhas  $[\text{Fe II}]\lambda 4360$  e  $[\text{Fe II}]\lambda 4356$  estão muito próximas de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e, conforme a metalicidade aumenta, maior é a intensidade das linhas de ferro. Esse comportamento também é detectado por Andrews e Martini (2013) e Curti *et al.* (2017).

Na Figura 20 comparamos as intensidades das linhas do ferro para bins no diagrama  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ - $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Todos os bins apresentam a mesma razão  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ , mas diferem em  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  para facilitar a visualização do comportamento da intensidade das linhas no diagrama. Os valores iniciais e finais da razão  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  para cada bin estão indicados na parte superior de cada painel. Quanto menor  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  e maior a abundância do oxigênio, mais intensas são as linhas do ferro. Para os bins no diagrama  $M_\star$ -SFR também detectamos a presença das linhas de ferro. A intensidade das linhas de ferro aumenta para maiores valores de  $M_\star$  e menores

valores de SFR, enquanto a intensidade da linha de oxigênio diminui.

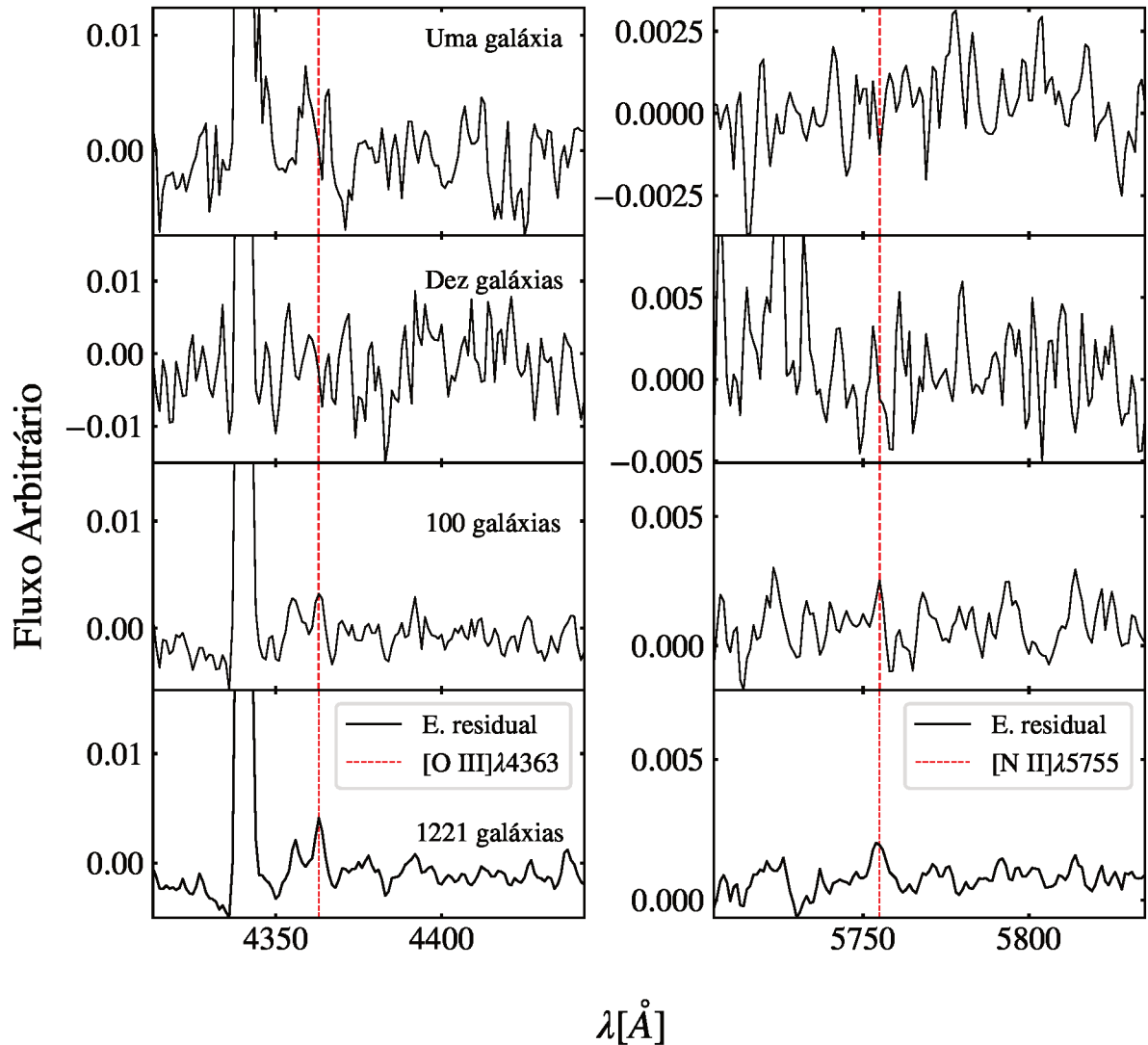


Figura 16 – Soma de galáxias em um bin do diagrama  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta - \log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ . Destaque para as janelas 4300–4440 Å e 5705–5830 Å, onde estão presentes as linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  (cujos centros estão indicados com linhas vermelhas tracejadas). Nos dois painéis superiores apresentamos apenas uma galáxia desse bin. Nos seguintes painéis apresentamos a soma de dez galáxias, depois a soma de 100 galáxias e, por fim, a soma de todas (1221) as galáxias presentes no bin. Para todos os painéis, mostramos o espectro residual. No painel inferior esquerdo está presente também a linha  $[\text{F II}]\lambda 4356$ . Esta figura mostra a importância da soma de galáxias para aumentar a SNR do espectro. Note que as linhas apenas se destacam sobre o ruído após a soma de mais de 1000 galáxias. Quanto mais galáxias forem adicionadas na soma, maior é o SNR.

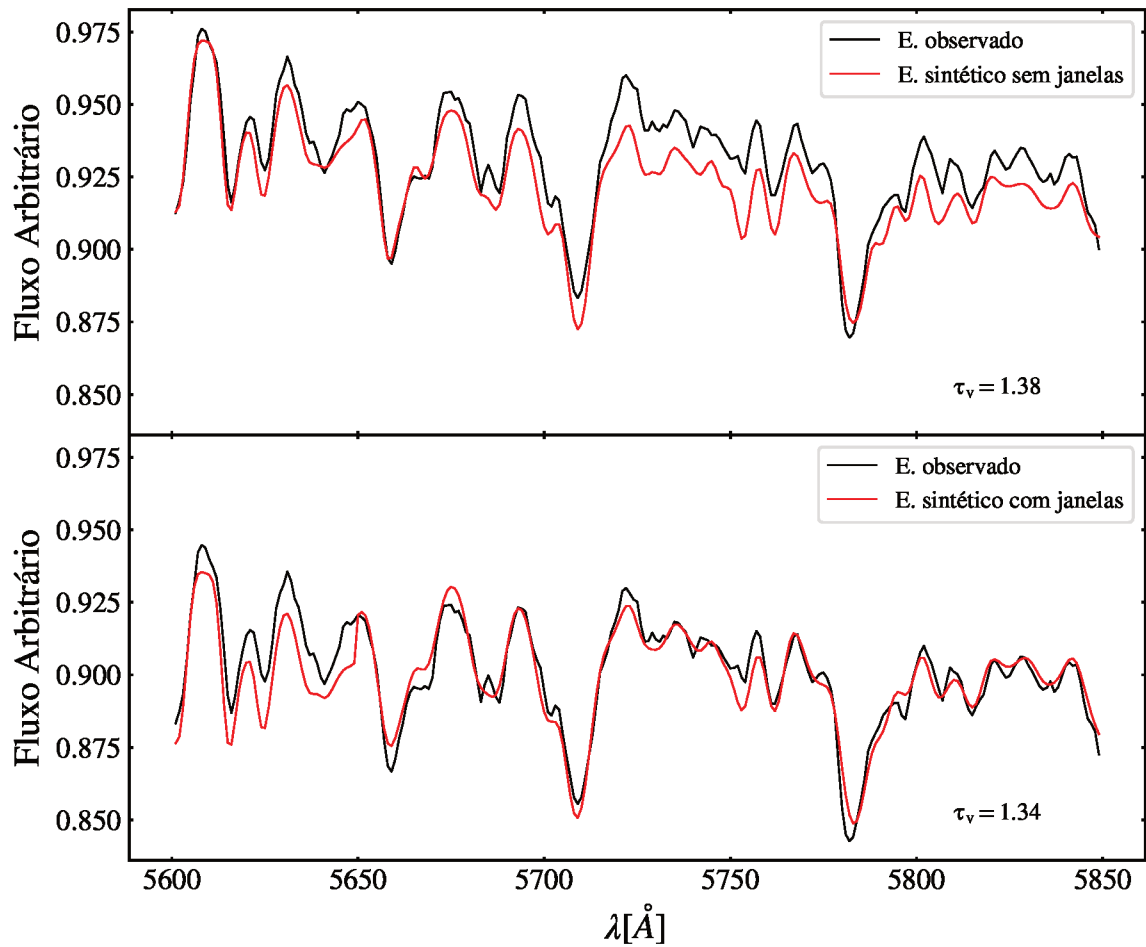


Figura 17 – Comparação dos resultados da síntese espectral realizada pelo STARLIGHT para o espectro inteiro (quadro superior) e separado em três faixas de comprimento de onda (quadro inferior). Quando separamos os espectros em janelas, o ajuste fica melhor na região em torno de  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , uma das linhas de emissão de interesse. A possível causa do desvio apresentado entre o espectro observado e sintético quando consideramos o espectro inteiro é a emenda no SDSS que está situada aproximadamente em  $5900 \text{ \AA}$  no espectro observado.

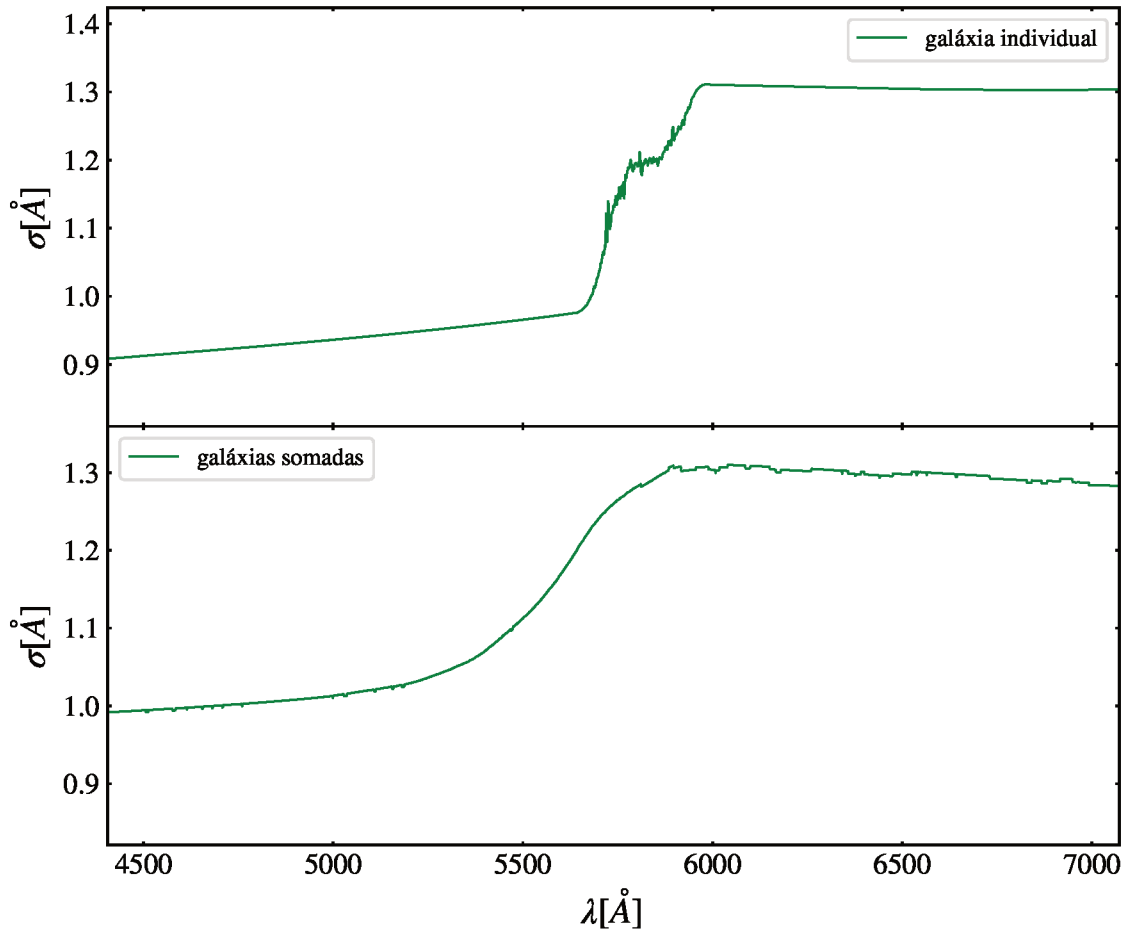


Figura 18 – No quadro superior mostramos o espectro da dispersão instrumental ( $\sigma$ ) para uma galáxia individual. O quadro inferior é o mesmo, mas para um determinado bin (mais detalhes de como somamos os espectros de dispersão podem ser obtidos no Apêndice A deste trabalho). Destaque para a região em torno de  $[\text{N III}]\lambda 5755$ , onde ocorre a emenda nos dados do SDSS.

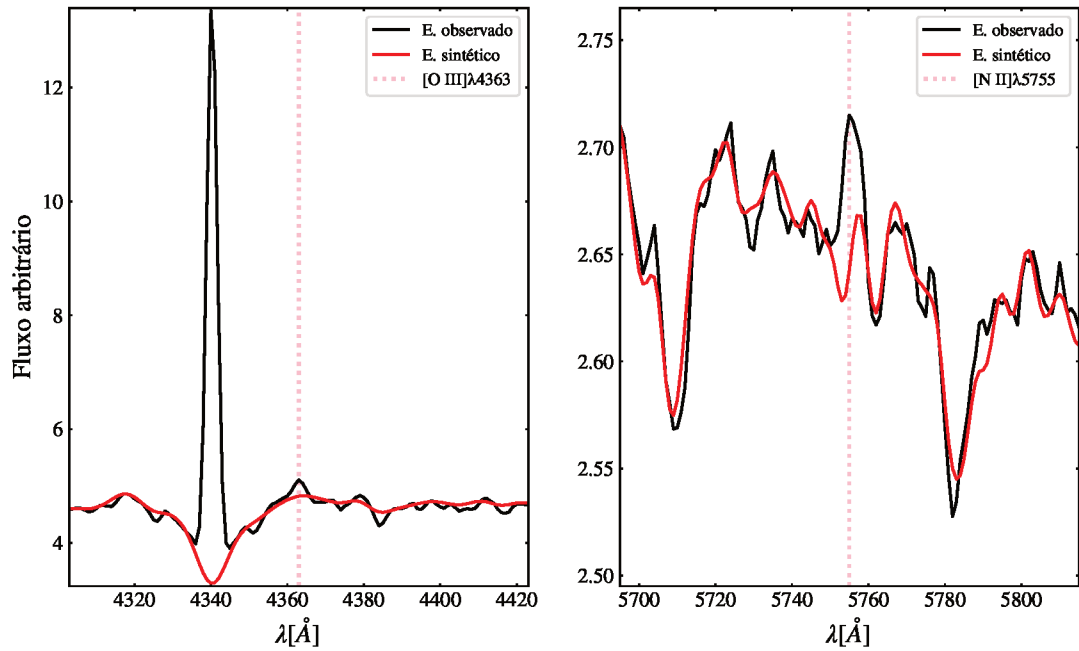


Figura 19 – Espectro somado de um bin do diagrama  $M_{\star}$ -SFR. A posição do bin é  $10^{9,6} \leq M_{\star} \leq 10^{9,7} M_{\odot}$  e  $10^{0,0} \leq \text{SFR} \leq 10^{0,5} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ . Destacamos em ambos os quadros o espectro observado (em preto) e o espectro sintético (em vermelho). No quadro da esquerda a linha [O III] $\lambda$ 4363 é marcada por uma linha tracejada em vermelho. No quadro da direita a linha [N II] $\lambda$ 5755 também está destacada com uma linha tracejada em vermelho. Note que é possível visualizar as linhas [O III] $\lambda$ 4363 e [N II] $\lambda$ 5755 mesmo sem a remoção do espectro sintético.

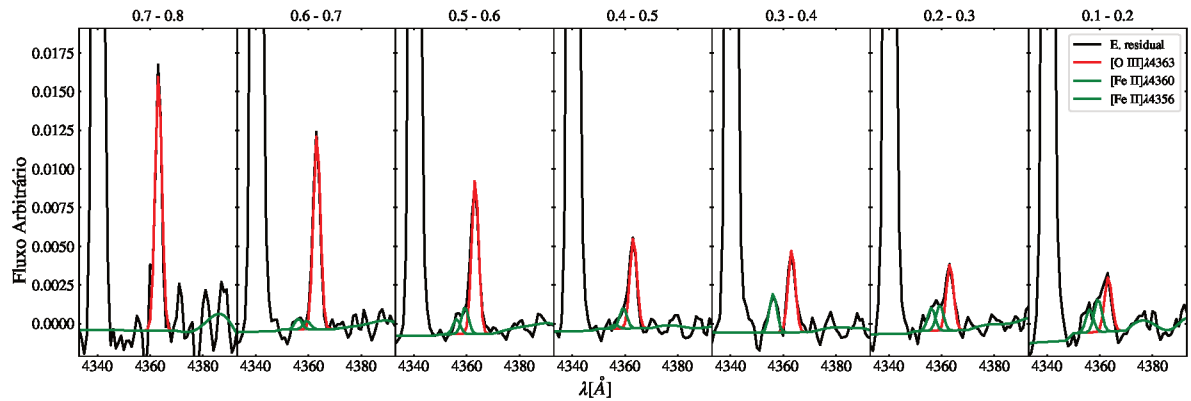


Figura 20 – Cada painel apresenta o resultado do espectro somado de determinados bins com destaque para a janela 4330–4390 Å, onde estão presentes as linhas [O III]λ 4363 (ajuste em vermelho), [Fe II]λ4360 e [Fe II]λ4356 (ajustes em verde claro). Também é possível visualizar parte da linha de Hγ. Todos os espectros são de bins no mesmo intervalo para  $\log [\text{O II}] \lambda 3727 / \text{H}\beta = 0.4\text{--}0.5$ , mas com valores diferentes de  $\log [\text{O III}] \lambda 5007 / \text{H}\beta$ , que são dispostos de forma decrescente da esquerda para direita, cuja faixa é indicada acima de cada painel. Note que, conforme a razão  $[\text{O III}] \lambda 5007 / \text{H}\beta$  diminui, a intensidade de [O III]λ4363 também diminui, enquanto a intensidade de [Fe II]λ4360 e [Fe II]λ4356 aumenta.

## 4 ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO PELO MÉTODO DIRETO

### 4.1 MEDIDAS DE DENSIDADE E TEMPERATURA ELETRÔNICA

Para determinar as propriedades físicas dos espectros somados, usamos o código PYNEB (LURIDIANA; MORISSET; SHAW, 2015)<sup>1</sup>, criado para análise de linhas de emissão. O código, escrito em PYTHON, utiliza razões de linhas para determinar temperatura eletrônica e densidade eletrônica, e métodos diretos para obter a abundância química iônica e total de vários elementos presentes na nebulosa. Para obter incertezas nas abundâncias, usamos simulações de Monte Carlo, rodando 1000 realizações para o fluxo das linhas [S II] $\lambda\lambda$ 6716, 6731, [O III] $\lambda$ 4363, [O III] $\lambda$ 5007, [O II] $\lambda$ 3727, [N II] $\lambda$ 5755, [N II] $\lambda$ 6584 e H $\beta$  com distribuição normal considerando a incerteza  $\sigma_F$  de cada fluxo de linha ( $\sigma_F$  é definido na Seção 3.9). A Tabela 1 mostra os dados atômicos que escolhemos para cada íon dentro do PYNEB.

Íon	Probabilidade de transição	Força Colisional
O <sup>+</sup>	Froese Fischer e Tachiev (2004)	Kisielius <i>et al.</i> (2009)
O <sup>++</sup>	Wiese, Fuhr e Deters (1996) e Storey e Zeippen (2000)	Storey, Sochi e Badnell (2014)
S <sup>+</sup>	Storey e Zeippen (2000)	Tayal e Zatsarinny (2010)
N <sup>+</sup>	Froese Fischer e Tachiev (2004)	Tayal (2011)

Tabela 1 – Dados atômicos utilizados no PYNEB baseados em Arellano-Córdova *et al.* (2020).

Para determinar a densidade eletrônica, usamos a razão [S II] $\lambda$ 6716/[S II] $\lambda$ 6731. No entanto, dentre as 1000 realizações de Monte Carlo feitas para cada espectro residual somado, foram gerados alguns valores de densidade não físicos. Para esses casos, adotamos o valor de 100 cm<sup>-3</sup>, considerada a densidade típica para regiões H II (OSTERBROCK; FERLAND, 2006).

Para calcular a temperatura eletrônica nebular, consideramos o modelo de duas zonas de ionização para as regiões H II (ver Seção 2.2). Para a zona de baixa ionização usamos a razão de linhas do nitrogênio [N II] $\lambda$ 5755/[N II] $\lambda$ 6584. Não usamos as linhas do oxigênio [O II] $\lambda\lambda$ 7320, 7330, porque essas linhas apresentam forte dependência com a densidade eletrônica, podem estar contaminadas por linhas telúricas e são mais afetadas pelos processos de recombinações que as linhas do nitrogênio (STASIŃSKA, G., 2005; ARELLANO-CÓRDOVA; RODRIGUEZ, 2020). Para a zona de alta ionização usamos a razão [O III] $\lambda$ 4363/[O III] $\lambda$ 5007.

<sup>1</sup> <http://www.iac.es/proyecto/PyNeb>



## 4.2 RELAÇÃO ENTRE TEMPERATURAS

Nem todas as linhas de emissão medidas apresentam informações confiáveis: para alguns espectros, temos apenas informações somente para a zona de baixa ionização; para outros, para a de alta ionização. Para contornar esse problema, usamos relações entre as temperaturas das zonas de ionização para calcular a metalicidade com o método direto.

A relação que usamos foi proposta por Arellano-Córdova e Rodriguez (2020). Para construir a relação, as autoras usaram observações de 125 regiões H II com medidas confiáveis de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ . A relação apresenta dependência com o parâmetro de ionização ( $U$ ). Para  $U < 0.5$ :

$$\frac{1}{t_2} = 0.54(\pm 0.07)\frac{1}{t_3} + 0.52(\pm 0.08); \quad (8)$$

para  $U \geq 0.5$ :

$$\frac{1}{t_2} = 0.61(\pm 0.04)\frac{1}{t_3} + 0.36(\pm 0.04), \quad (9)$$

onde  $t_2 = T_{[\text{N II}]} / 10^4$  K e  $t_3 = T_{[\text{O III}]} / 10^4$  K.

Essa relação pode ser comparada com nossos resultados para espectros em que podemos medir a temperatura nas duas zonas, como mostra a Figura 21. As curvas tracejadas indicam a relação de Arellano-Córdova e Rodriguez (2020) para cada valor de  $U$ . As medidas de temperaturas não estão exatamente sobre as curvas. Para o nosso caso, a relação parece superestimar a temperatura eletrônica na zona de baixa ionização ( $T_e[\text{N II}]$ ). Este efeito pode ser propagado para os resultados da abundância química. Arellano-Córdova e Rodriguez (2020) concluíram que a relação pode adicionar um viés de 0.2 dex nos resultados de metalicidade.

## 4.3 RESULTADOS PARA ABUNDÂNCIA DO OXIGÊNIO

Para alguns bins conseguimos calcular as propriedades físicas utilizando puramente as informações das linhas de emissão, isto é, usando as medidas de  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  simultaneamente. Para outra parcela de bins utilizamos apenas as informações de uma das linhas de emissão fraca e calculamos a temperatura iônica restante com a relação de temperaturas. Ainda, descartamos alguns bins porque não atenderam a nenhum dos critérios de qualidade<sup>2</sup> (ver Seção 3.10). Na tabela 2 destacamos o número de bins selecionados para cada normalização (resultado apresentado na Figura 22) e os bins em comum para comparar os efeitos da normalização (Figura 23) no caso de bins  $M_\star$ -SFR. Para o conjunto de bins  $[\text{O III}]-[\text{O II}]$  as normalizações possuem o mesmo número de bins, para medidas simultâneas das linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  são 5 bins, para medidas de

<sup>2</sup> Enfatizamos sempre as linhas de emissão fracas porque as linhas de emissão fortes são sempre bem ajustadas e atendem perfeitamente aos critérios de qualidade. Nosso maior cuidado é com as linhas fracas devido às dificuldades de medida e qualidade de ajuste.

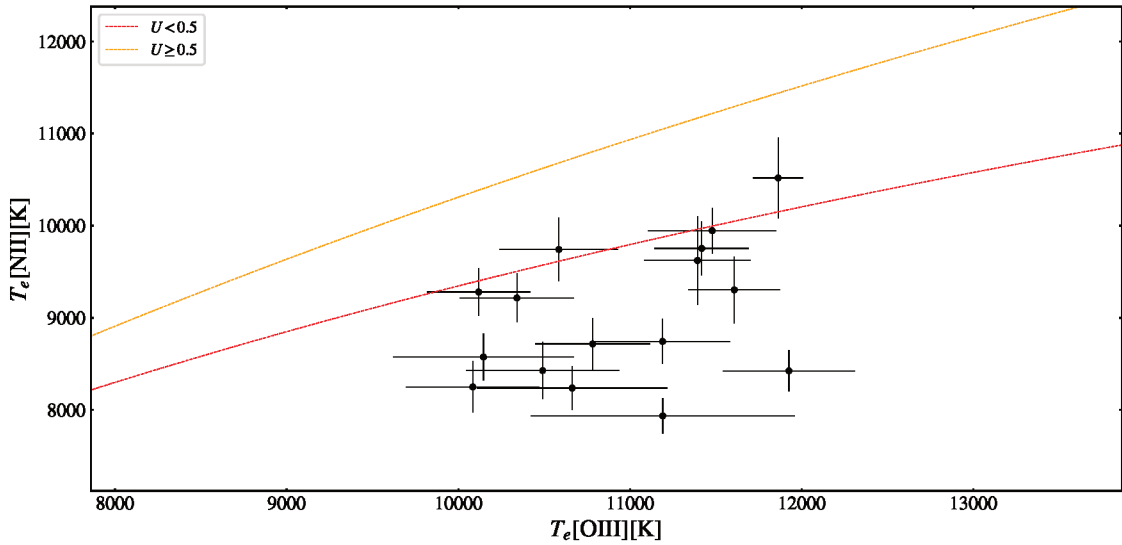


Figura 21 – Comparação entre as temperaturas da zona de alta e baixa ionização. Pontos pretos com suas respectivas barras de erro indicam medidas de temperatura realizadas apenas com as informações das linhas de emissão. Mostramos apenas resultados dos bins em que conseguimos medir com confiança as linhas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ . As barras de erro correspondem à incerteza na temperatura a partir de 1000 realizações de Monte Carlo considerando uma distribuição normal com dispersão  $\sigma_F$ . As curvas tracejadas vermelha laranja representam a relação de Arellano-Córdova e Rodriguez (2020) para  $U < 0.5$  e  $U \geq 0.5$ , respectivamente. Os resultados apresentados correspondem aos bins de  $M_\star$ -SFR com normalização pela mediana do fluxo na faixa de 7200–7230 Å.

$[\text{O III}]\lambda 4363$  e uso da relação  $T_e[\text{O III}] - T_e[\text{N II}]$  são 23 bins e nenhum bin para o caso de medida de  $[\text{N II}]\lambda 5755$  e relação  $T_e[\text{O III}] - T_e[\text{N II}]$ .

	Fluxo $\text{H}\beta$	Luminosidade	Contínuo	Em comum
(1)	13	9	16	9
(2)	42	46	43	42
(3)	8	8	16	7

Tabela 2 – Número de bins utilizados em cada normalização para os bins  $M_\star$ -SFR. (1) indica medidas com  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$ ; (2) medidas com  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e relação  $T_e[\text{O III}] - T_e[\text{N II}]$  e (3)  $[\text{N II}]\lambda 5755$  e  $T_e[\text{O III}] - T_e[\text{N II}]$ .

Após esta seleção dos bins, apresentamos os resultados para a abundância total do oxigênio. Isto é, com o PYNEB usamos as informações de densidade eletrônica e temperaturas eletrônicas das zonas de baixa e alta ionização e calculamos a abundância de  $\text{O}^+$  com  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e a abundância de  $\text{O}^{++}$  com  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . A abundância apresenta fraca dependência com a densidade eletrônica, mas é fortemente dependente da temperatura eletrônica. Logo, medidas confiáveis de temperatura retornam medidas

confiáveis de abundâncias, ou seja, as incertezas associadas às abundâncias são oriundas das incertezas das temperaturas eletrônicas, que por sua vez têm origem no SNR das linhas de emissão utilizadas, o que reforça a importância dos critérios de seleção adotados.

Na Figura 22 mostramos nossos resultados para os bins  $M_{\star}$ -SFR coloridos pela abundância do oxigênio calculada com o PYNEB. Cada painel representa os resultados para uma normalização diferente. Consideramos apenas bins com mais de 100 galáxias e alguns bins com menos de 100 galáxias no regime de baixa metalicidade onde a linha [O III] $\lambda$ 4363 se destaca sobre o ruído do espectro e pode até ser detectada em espectros individuais. O comportamento da abundância no diagrama  $M_{\star}$ -SFR é compatível com os resultados apresentados por Andrews e Martini (2013): a abundância do oxigênio aumenta conforme a  $M_{\star}$  aumenta. É difícil afirmar algo sobre o comportamento da abundância em relação à SFR apenas analisando a Figura 22 devido à baixa quantidade de bins.

Ainda sobre a Figura 22, destacando as normalizações, note que existem mais resultados nos casos em que os espectros foram normalizados pela mediana do fluxo de faixas do contínuo. Isso acontece por duas razões. A primeira (e menos frequente) é a detecção das linhas de [N II] $\lambda$ 5755 que ocorrem nos bins normalizados pela mediana do fluxo de faixas do contínuo e não ocorrem nos bins normalizados pelo fluxo de H $\beta$  e pela luminosidade. A segunda razão (e mais frequente) é a qualidade do ajuste das linhas realizado pelo DOBBY: as linhas são melhor ajustadas nos bins normalizados pela mediana do fluxo de faixas do contínuo, especialmente linhas fracas como [N II] $\lambda$ 5755.

Devido às diferenças no número de bins e nas linhas utilizadas, não podemos comparar os resultados apresentados na Figura 22 e analisar os efeitos das diferentes tipos de normalizações para os resultados de abundância do oxigênio. Para isso, selecionamos bins que são compatíveis em todas as normalizações: mantemos apenas os bins que usaram as mesmas informações de linhas. Esses bins comparáveis entre si são apresentados na Figura 23.

Na Figura 23 comparamos os resultados dos diferentes painéis de acordo com a normalização aplicada. As diferenças encontradas são pequenas e estão mais evidentes no regime de alta abundância de oxigênio. Para verificar se as diferenças apresentadas são significativas, comparamos os resultados das abundâncias medidas com suas respectivas barras de erro para cada normalização na Figura 24. As medidas são destacadas por pontos vermelhos e a reta em preto indica quando os valores de abundância são iguais. Note que as medidas de abundância estão concentradas sobre a reta, o que indica que não existem diferenças significativas nas medidas de abundância para os diferentes tipos de normalização. A principal diferença entre os tipos de normalizações está na qualidade do ajuste das linhas fracas no espectro, que é ligeiramente melhor nos casos de bins normalizados pela mediana do fluxo de faixas do contínuo.

As mesmas análises são realizadas nos bins de [O II] $\lambda$ 3727/H $\beta$ -[O III] $\lambda$ 5007/H $\beta$ . Os resultados para a abundância do oxigênio nos diferentes tipos de normalizações são

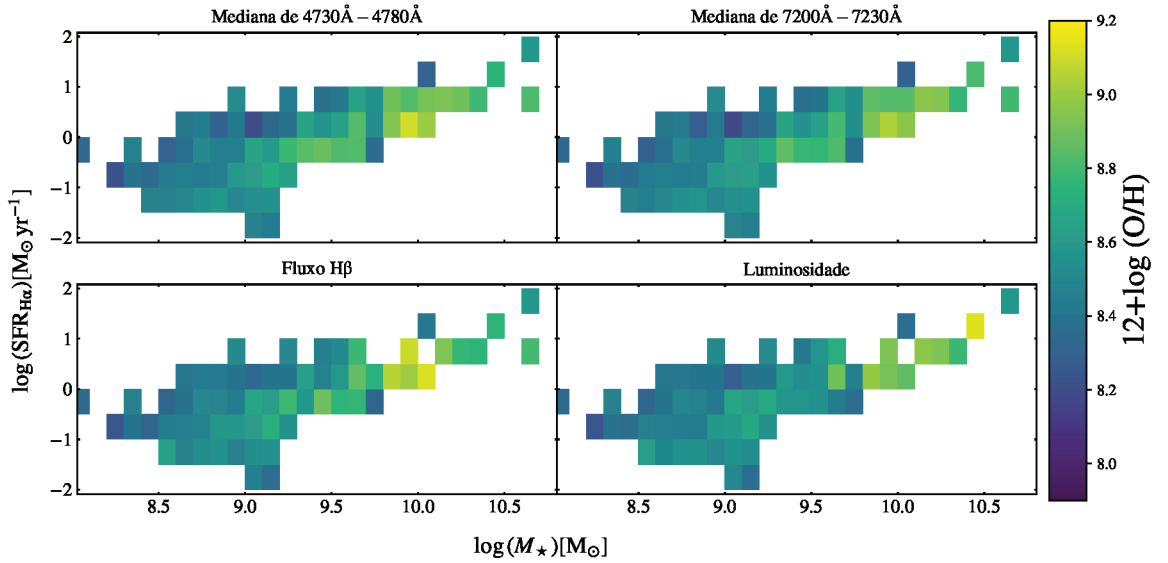


Figura 22 – Resultados da abundância do oxigênio para os bins de  $M_*$ -SFR. Cada quadro apresenta os resultados para uma normalização diferente. Neste caso não podemos comparar os resultados de normalização: note que existem mais resultados para as normalizações pela mediana do fluxo de faixas do contínuo do que para o caso da normalização pelo fluxo de  $H\beta$  e pela luminosidade. Isso acontece especialmente por causa do critério de qualidade do ajuste das linhas feito pelo DOBBY; em alguns bins o ajuste não é satisfatório para os casos das normalizações em fluxo de  $H\beta$  e luminosidade. Ainda, em outros casos, simplesmente não são detectadas as linhas  $[N\ II]\lambda 5755$  ou  $[O\ III]\lambda 4363$ .

apresentadas na Figura 25. Esses resultados são comparáveis, ou seja, mostramos apenas bins em que as medidas da metalicidade usaram as mesmas linhas de emissão, como no caso da Figura 23. Apresentamos menos resultados do que Curti *et al.* (2017) porque usamos as informações da linha  $[N\ II]\lambda 5755$  no lugar das linhas  $[O\ II]\lambda\lambda 7320, 7330$ . A linha  $[N\ II]\lambda 5755$  foi mais difícil de ser detectada nos espectros somados do que as linhas  $[O\ II]\lambda\lambda 7320, 7330$  (o mesmo efeito pode ser verificado nos bins de  $M_*$ -SFR, porém com menos intensidade). Na Figura 26, comparamos os resultados de acordo com a normalização adotada. Mais uma vez, não encontramos diferenças significativas entre os resultados.

Nossos resultados também são compatíveis com os resultados apresentados por Curti *et al.* (2017), ou seja, a abundância do oxigênio aumenta conforme a razão  $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$  diminui. Esse comportamento pode ser explicado pelo fato de que  $[O\ III]\lambda 5007/H\beta$  é dependente da temperatura eletrônica e no regime de alta abundância do oxigênio a temperatura é baixa devido ao processo de resfriamento que ocorre principalmente a partir da linha de emissão do oxigênio no infravermelho:  $[O\ III]\lambda 88\mu m$  (STASIŃSKA, 2002).

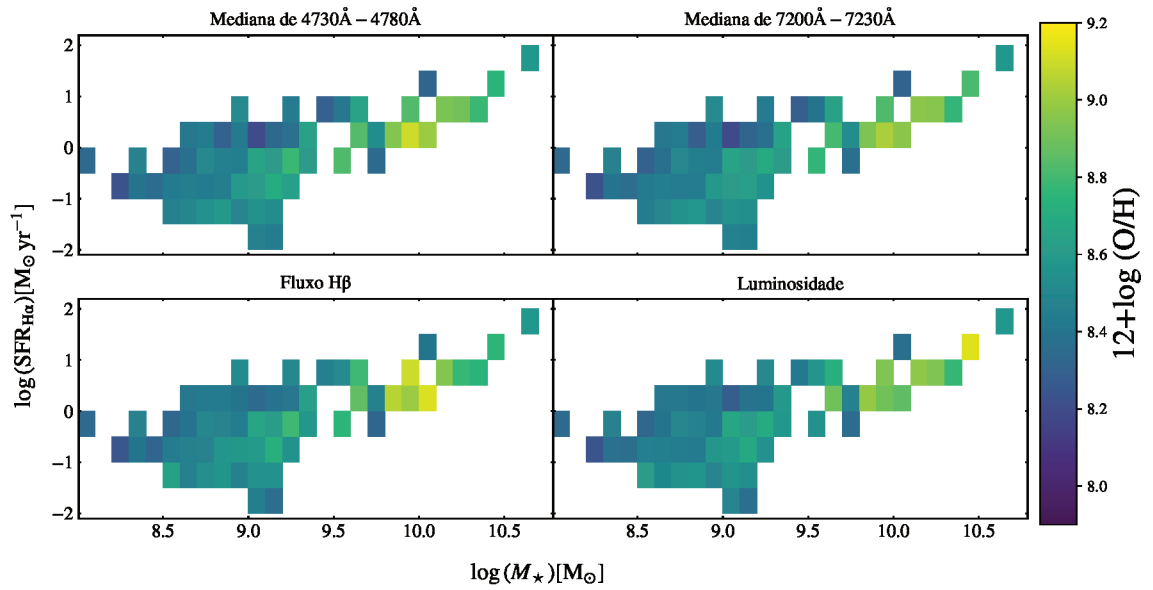


Figura 23 – Figura similar à Figura 22. Aqui selecionamos apenas os bins que usam as mesmas informações de linhas, a fim de comparar os diferentes resultados gerados pelas diferentes normalizações. As diferenças dos resultados são pequenas e estão concentradas especialmente no regime de alta metalicidade, onde as linhas de emissão são menos intensas (SNR menor).

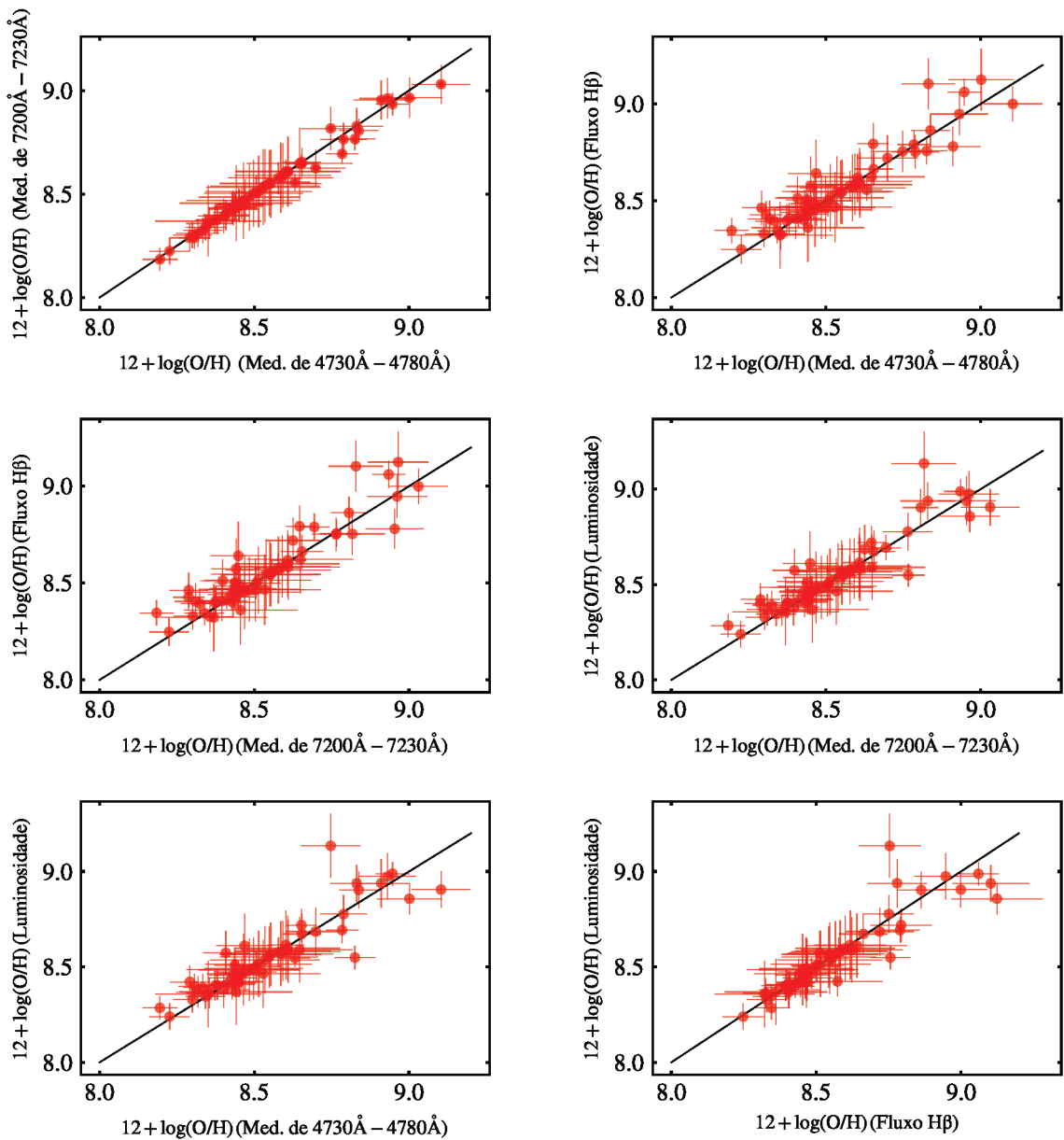


Figura 24 – Comparação dos resultados da abundância do oxigênio para os diferentes tipos de normalização para o grupo de bins do diagrama  $M_{\star}$ -SFR. Os resultados da abundância são indicados com os pontos vermelhos e a reta preta indica onde os valores de abundância são iguais. Note que os resultados medidos estão concentrados sobre essa reta, e para poucos pontos é maior do que um sigma. Portanto, podemos afirmar que não existem diferenças significativas entre os diferentes valores de metalicidade para as diferentes normalizações, e que discrepâncias ficam um pouco mais evidentes no regime de alta metalicidade.

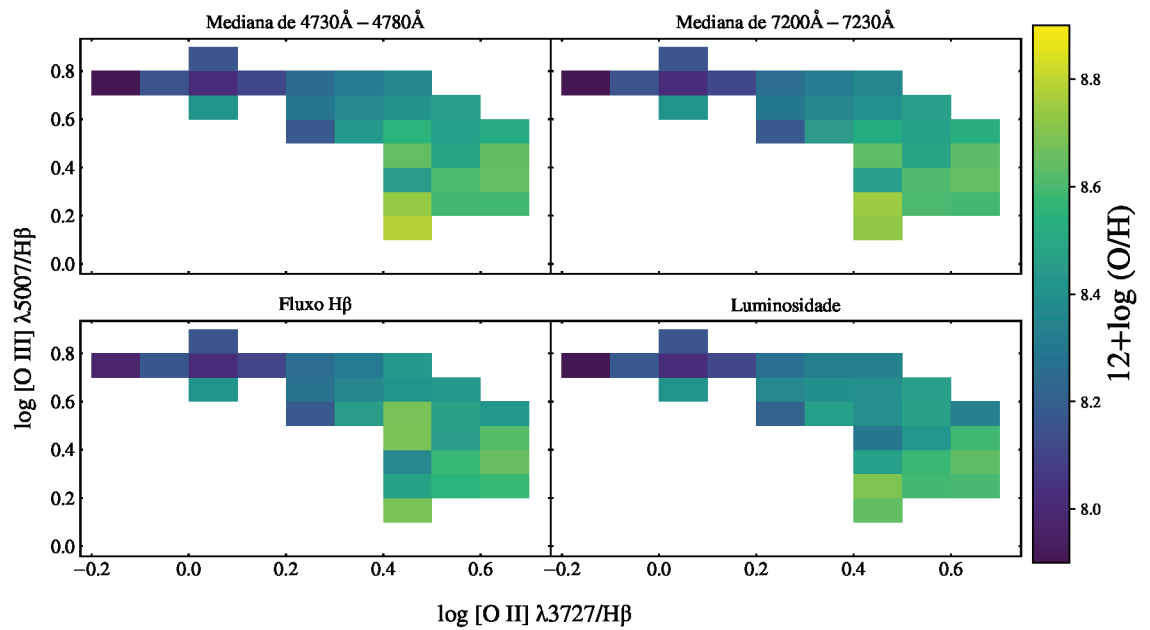


Figura 25 – Resultados da abundância do oxigênio para os bins do diagrama  $[O II] \lambda 3727/H\beta$ – $[O III] \lambda 5007/H\beta$ . Estes resultados são comparáveis, ou seja, mostramos somente bins nos quais a abundância do oxigênio foi calculada utilizando as mesmas linhas dos outros painéis.

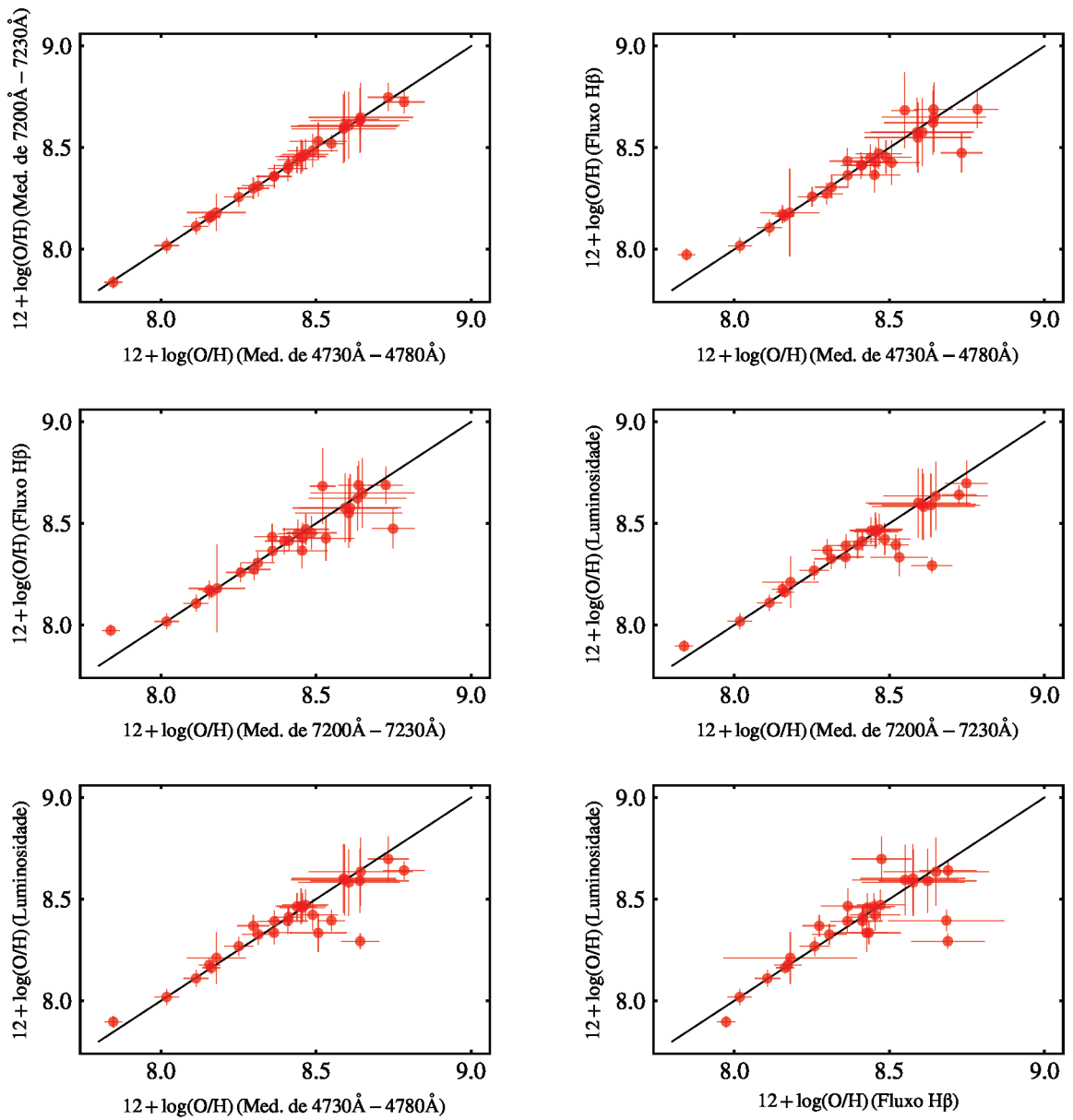


Figura 26 – Comparação dos resultados da abundância do oxigênio para os diferentes tipos de normalização para o grupo de bins do diagrama  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Da mesma forma que foi apresentada na Figura 24, os pontos em vermelho indicam os resultados de metalicidade para cada normalização e a reta preta indica os valores iguais de metalicidade. Mais uma vez, não é possível apontar diferenças significativas entre os resultados.



## 5 RELAÇÃO MASSA ESTELAR–METALICIDADE–TAXA DE FORMAÇÃO ESTELAR

No Capítulo 1 mencionamos a importância da relação  $M_\star$ – $Z$ –SFR para modelos de evolução química de galáxias com formação estelar ativa. Porém,  $M_\star$ – $Z$ –SFR ainda é uma relação em construção, especialmente pelas diferentes medidas de metalicidades obtidas com diferentes calibrações e métodos. Tais diferenças são propagadas para  $M_\star$ – $Z$ –SFR e geram resultados muito diferentes, como discutido por Kashino *et al.* (2016) e Yates, Kauffmann e Guo (2012). Também não podemos afirmar qual método indireto para medir a metalicidade é mais acurado e logo não conhecemos qual a relação que melhor descreve a realidade das galáxias.

Diante disso, buscamos métodos mais robustos para medir a metalicidade, como o método direto, cujos resultados foram apresentados no capítulo anterior. Logo, com resultados obtidos exclusivamente com o método direto, construímos a relação  $M_\star$ – $Z$ –SFR de forma similar ao trabalho de Andrews e Martini (2013) para ambos os conjuntos de bins:  $M_\star$ –SFR e  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ .

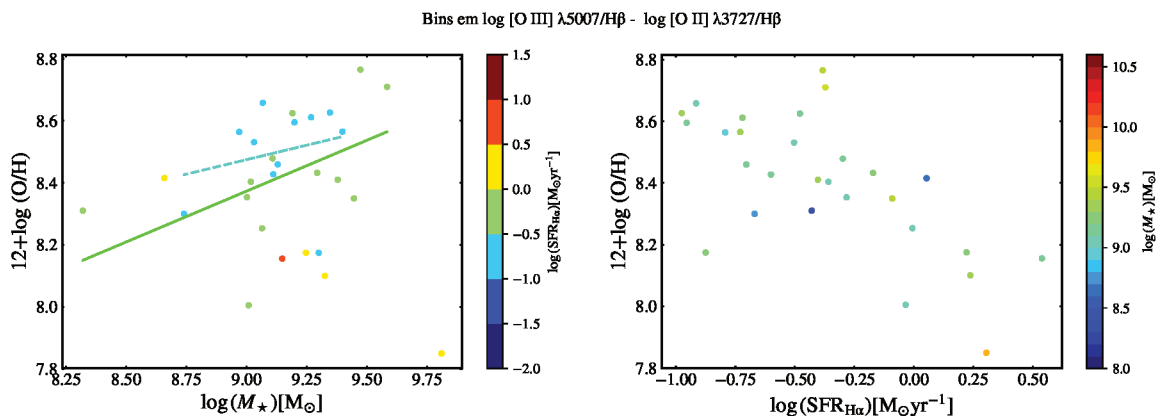


Figura 27 – Resultados da relação  $M_\star$ – $Z$ –SFR para o conjunto de bins de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Para esse conjunto de bins, não conseguimos resultados completos para a relação  $M_\star$ – $Z$ –SFR justamente pela falta de medidas confiáveis de  $[\text{N II}]\lambda 5755$ . Em ambos os painéis os pontos representam os resultados dos bins. No painel da esquerda apresentamos a abundância do oxigênio em função da  $M_\star$ , e os pontos são coloridos pela SFR. As retas coloridas representam ajustes lineares para os mesmos valores de SFR (a cor da reta de ajuste é a mesma do valor de SFR). No painel da direita apresentamos a abundância do oxigênio em função de SFR, e os pontos são coloridos pela  $M_\star$ .

Para os bins de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  não tivemos um resultado conclusivo porque detectamos poucas linhas de  $[\text{N II}]\lambda 5755$  confiáveis (Curti *et al.* (2017) utilizam as informações das linhas  $[\text{O II}]\lambda 7320$  e  $[\text{O II}]\lambda 7330$  para determinar a temperatura eletrônica na zona de baixa ionização, que são mais facilmente detectadas nos espectros somados). Esses resultados são apresentados na Figura 27. Os pontos indicam

os resultados dos bins. Isto é, para cada bin  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  em que conseguimos calcular o resultado da abundância do oxigênio, calculamos também a média de  $M_*$  e SFR das galáxias dentro do bin. No painel da esquerda, apresentamos a relação entre a abundância do oxigênio e a  $M_*$ , e os pontos são coloridos pela SFR. As retas coloridas indicam ajustes lineares para os mesmos valores de SFR. No painel da direita apresentamos a abundância do oxigênio em função da SFR; neste caso, os pontos são coloridos pelos valores de  $M_*$ . Note que nossos resultados compreendem somente uma pequena faixa da  $M_*$ . Ainda assim, para essa pequena faixa conseguimos visualizar uma anti-correlação de SFR e abundância do oxigênio. No entanto, não conseguimos estender essa análise para várias faixas de  $M_*$ .

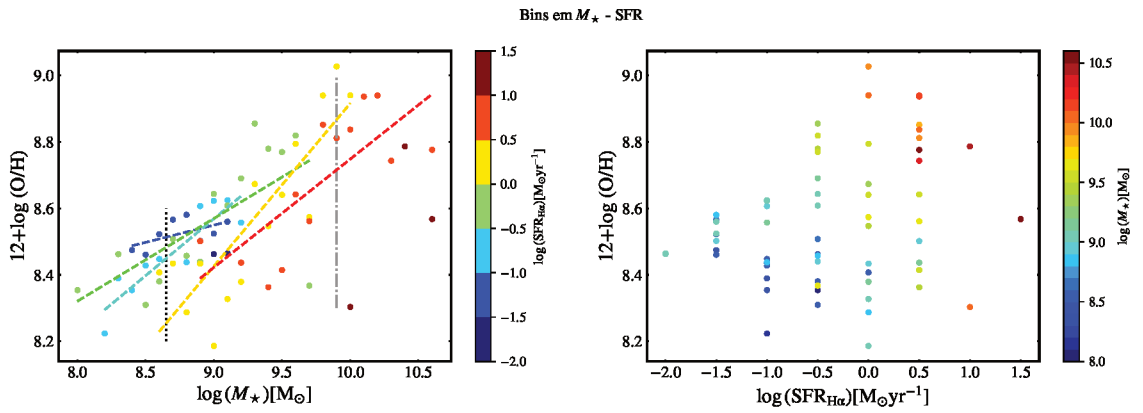


Figura 28 – Como a Figura 27, mas para o conjunto de bins  $M_*$ –SFR. No painel da esquerda, duas retas verticais indicam o regime de baixa  $M_*$  (linha preta) e de alta  $M_*$  (linha cinza).

Para o conjunto de bins  $M_*$ –SFR conseguimos obter a relação  $M_*$ – $Z$ –SFR para uma faixa maior de massas. A relação é apresentada na Figura 28, que é análoga à Figura 27. No painel da esquerda, acrescentamos retas preta e cinza para destacar uma regiões de baixa e outra de alta  $M_*$ . Comparando diretamente com os resultados de Andrews e Martini (2013) apresentados na Figura 6 do Capítulo 1, é possível notar que o limite inferior de  $M_*$  é menor para Andrews e Martini (2013) (o limite inferior desses autores é próximo de  $\log 7.0 \text{ M}_\odot$ ). Isso acontece porque a seleção da amostra desse trabalho é similar ao de Curti *et al.* (2017), que não seleciona galáxias com valores tão baixos de  $M_*$ .

Na relação  $M_*$ – $Z$ –SFR, vemos uma anti-correlação entre SFR e a abundância do oxigênio. Para visualizar se a anti-correlação é mais íngreme no regime de baixa  $M_*$ , podemos analisar as retas verticais destacadas nas cores preta e cinza na Figura 28. Note que a reta no regime de baixa  $M_*$  cruza as retas de SFR média de  $-1.25 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$  e  $0.25 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ , enquanto que para a reta no regime de alta  $M_*$  a SFR média aumenta apenas de  $0.25 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$  para  $0.75 \text{ M}_\odot \text{ yr}^{-1}$ . Isso é, a variação de SFR com a abundância do oxigênio no regime de baixa  $M_*$  é maior que para o regime de alta  $M_*$ , o que indica

que a anti-correlação é mais íngreme no regime de baixa  $M_*$  e diminui para alta  $M_*$ . No entanto, os resultados são bem ruidosos e há poucos bins no regime de alta abundância do oxigênio, portanto é difícil quantificar a robustez desses resultados. Também não é possível afirmar se existe ou não um valor de saturação da abundância do oxigênio.

Para explicar esses efeitos, Mannucci *et al.* (2010) sugeriram *infall* e *outflow* do gás. Supõe-se que o gás intergaláctico e o gás presente no halo são mais pobres em metais do que o gás da galáxia de disco. Ao entrar no disco das galáxias, o *infall* desse gás pobre não altera significativamente a  $M_*$  das galáxias, mas é capaz de diluir os metais do ISM e aumentar a SFR. Após um longo tempo, as estrelas formadas por este gás chegam aos seus estágios finais e enriquecem o ISM com mais metais, que vai ser novamente diluído por um novo *infall* de gás, e todo o processo começa novamente. Logo, para a mesma  $M_*$ , o *infall* de gás diminui a metalicidade e aumenta a SFR.

No entanto, a anti-correlação entre a metalicidade e SFR não ocorre com a mesma inclinação para todas as faixas de  $M_*$ . Conforme a  $M_*$  aumenta, menor é a anti-correlação entre SFR e  $12 + \log(O/H)$ . Esse efeito é explicado pelo *outflow* do gás metálico. As explosões de supernovas são violentas e podem injetar grandes quantidades de energia cinética ao gás do ISM. A energia cinética permite que o gás atinja altíssimas velocidades, que podem superar a velocidade de escape das galáxias. Logo, é possível que o gás seja jogado para fora da galáxia. Esse cenário ocorre com mais frequência em galáxias de baixa  $M_*$  porque a energia potencial gravitacional é mais baixa e menos eficaz em reter o gás. Quanto maior  $M_*$ , maior é a energia potencial gravitacional e maior deve ser a velocidade de escape do gás para conseguir sair das galáxias. Logo, menos gás metálico é liberado para o meio intergaláctico.

Após a proposta de Mannucci *et al.* (2010), muitos trabalhos buscaram modelar o comportamento da relação  $M_*-Z$ -SFR a fim de compreender melhor a física envolvida na evolução química de galáxias e na própria evolução de galáxias. Na literatura existem inúmeros modelos de simulações de galáxias, como Davé, Finlator e Oppenheimer (2011), Yates, Kauffmann e Guo (2012) e De Rossi *et al.* (2015), e modelos analíticos, como o de Davé, Finlator e Oppenheimer (2012), Lilly *et al.* (2013) e Dayal, Ferrara e Dunlop (2013) para explicar os processos físicos por trás das relações  $M_*-Z$ -SFR empíricas. Por exemplo, Dayal, Ferrara e Dunlop (2013) apresentam um modelo simples que independe do *redshift* para descrever a relação fundamental de metalicidade de Mannucci *et al.* (2010). O modelo é um conjunto de equações diferenciais ordinárias que relacionam  $M_*$ , SFR, abundância do oxigênio, parâmetro de acréscimo de gás para o disco (*infall* de gás) e parâmetro de ejeção de gás para o meio intergaláctico (*outflow* de gás). Neste modelo, os autores mostram que *infall* é linear com  $M_*$ : galáxias de altas  $M_*$  acretam mais gás para o disco. Por sua vez, o parâmetro que modela o *outflow*, como era de se esperar, é menor para  $M_*$  alta e cresce rapidamente no regime de baixas massas, no qual ocorre mais perda de gás para o meio intergaláctico. Também é a taxa de *outflow* que determina a forma e inclinação da relação

entre metalicidade e SFR para a mesma  $M_*$ .

Em trabalhos mais recentes, como Sánchez Almeida e Sánchez-Menguiano (2019), os autores mostram que a existência de uma relação de anti-correlação entre SFR e metalicidade para Universo local implica na existência de uma relação global da metalicidade. Este resultado é importante porque sugere que entender a anti-correlação entre a metalicidade e SFR global corresponde a entender a relação local da metalicidade nas galáxias com formação estelar ativa.

## 6 VARIAÇÃO DAS PROPRIEDADES DENTRO DOS BINS DE GALÁXIAS

Neste ponto, finalizamos os resultados relacionados ao chamado método direto, o protagonista deste trabalho. Este capítulo é dedicado a esmiuçar como as propriedades físicas e razões de linhas variam dentro dos bins escolhidos para realizar a soma das galáxias.

### 6.1 PROPRIEDADES FÍSICAS DENTRO DOS BINS DE $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ E $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ E BINS DE $\log M_\star$ E $\log \text{SFR}$

Consideramos que as galáxias dentro de bins de  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$  com área de  $0.1 \times 0.1 \text{ dex}^2$  e dos bins  $\log M_\star$ – $\log \text{SFR}$  com dimensões de 0.1 dex em  $\log M_\star$  e 0.5 dex em  $\log \text{SFR}$  apresentam abundâncias químicas de oxigênio similares, como sugerido por Curti *et al.* (2017) e Andrews e Martini (2013). No entanto, as propriedades físicas  $M_\star$  e SFR podem variar dentro dos bins  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ , da mesma forma que as razões de linhas podem variar nos bins de  $\log M_\star$ – $\log \text{SFR}$ .

Para verificar essa variação, na Figura 29 mostramos o comportamento da  $M_\star$  nos bins de  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ . Apresentamos os bins que possuem mais de 10 galáxias e bins com menos de 10 no regime de baixa metalicidade. Em cada bin está destacada a mediana, percentil de 5% e percentil de 95% para  $\log M_\star$ . Podemos notar que as maiores variações de  $\log M_\star$  estão concentradas nos maiores valores de  $\log [\text{O II}] \lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $\log [\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$  (no regime de baixa metalicidade), podendo chegar a variações de 2.0 dex. No regime de alta metalicidade,  $\log M_\star$  apresenta uma menor variação, mas ainda sim atinge valores em torno de 1.0 dex. Além disso, para valores superiores de  $\log [\text{O II}] \lambda 3727/\text{H}\beta$  a mediana de  $\log M_\star$  se desloca para valores maiores conforme  $\log [\text{O III}] \lambda 5007/\text{H}\beta$  diminui. Na Figura 30 mostramos a variação de  $\log \text{SFR}$  nos bins de  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ . Da mesma forma que  $M_\star$ ,  $\log \text{SFR}$  varia mais para bins de baixa metalicidade, chegando a variar aproximadamente 2.8 dex. No regime de alta metalicidade as variações, apesar de menores, ainda são significativas e ficam em torno de 1.8 dex.

Também analisamos o inverso, isto é, analisamos o comportamento de  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$  e  $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$  em bins de  $\log M_\star$ – $\log \text{SFR}$ . Na Figura 31 podemos observar o comportamento de  $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$ . Note que a variação de  $\log [\text{O II}]/\text{H}\beta$  cresce com a  $\log M_\star$  e diminui levemente com  $\log \text{SFR}$ . As menores variações são em torno de 0.2 dex e as maiores ficam em torno de 0.6 dex. Também, comparando as medianas dos bins verticais, podemos notar poucas diferenças nos resultados. Por fim, na Figura 32, verificamos o comportamento de  $\log [\text{O III}]/\text{H}\beta$  nos bins de  $\log M_\star$ – $\log \text{SFR}$ . A razão apresenta maior variação nos valores centrais de  $\log M_\star$  e nos valores superiores de  $\log \text{SFR}$ , atingindo variações de até 1.0 dex. A maioria das variações dos valores de  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  dentro de um bin giram em torno de 0.50 dex.

Analisar como essas propriedades variam dentro dos bins é importante para entender as propriedades dos bins que estamos usando para fazer a soma de galáxias e como esse procedimento pode afetar a validade dos resultados obtidos. Ou seja, em cada um dos bins consideramos a mesma metalicidade para todas as galáxias. No entanto, dentro desses mesmos bins as propriedades como  $M_*$ , SFR e razões de linhas apresentam, por vezes, grandes variações, especialmente para as propriedades físicas dentro dos bins  $[\text{O III}]/\text{H}\beta$  –  $[\text{O II}]/\text{H}\beta$ .

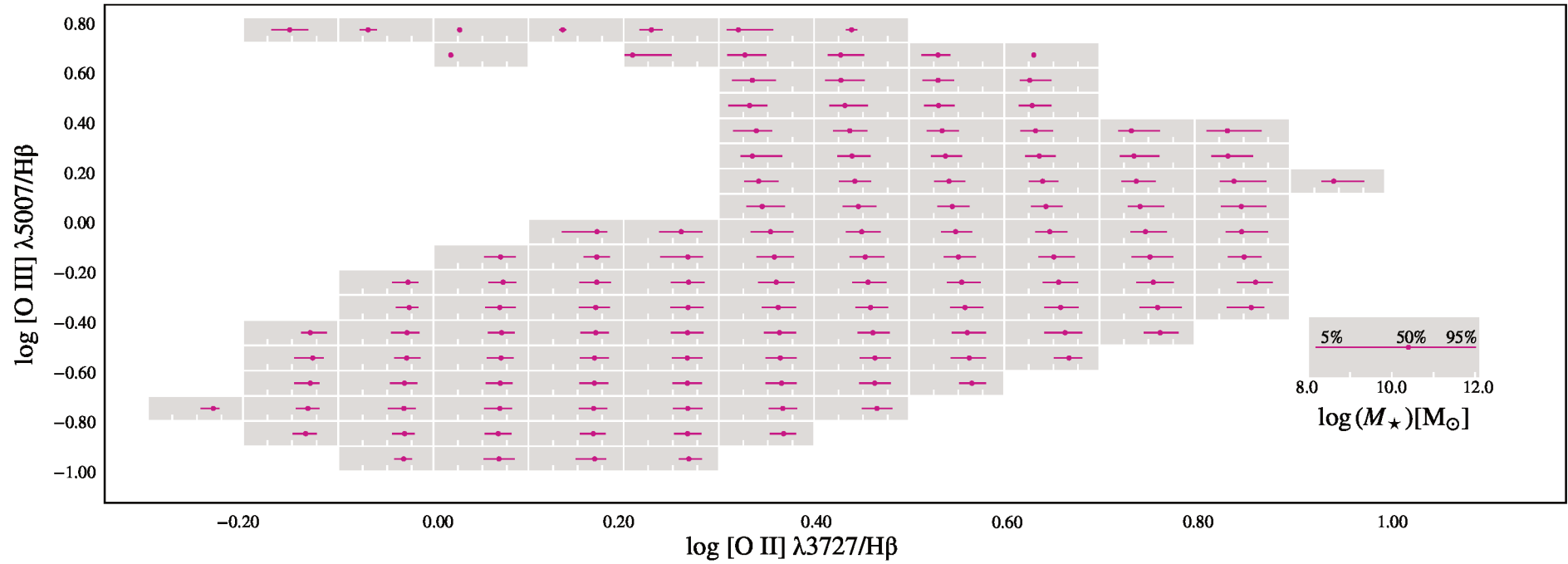


Figura 29 – Diagrama  $\log [O \text{ II}] \lambda 3727/H\beta$ – $\log [O \text{ III}] \lambda 5007/H\beta$  com os bins que possuem mais de 10 galáxias, e bins com menos de 10 galáxias no regime de baixa metalicidade. Dentro de cada bin mostramos o percentil de 5%, mediana e percentil de 95% da massa estelar das galáxias que estão dentro de cada bin. No canto direito inferior, em destaque, mostramos a faixa de massas em cada bin.

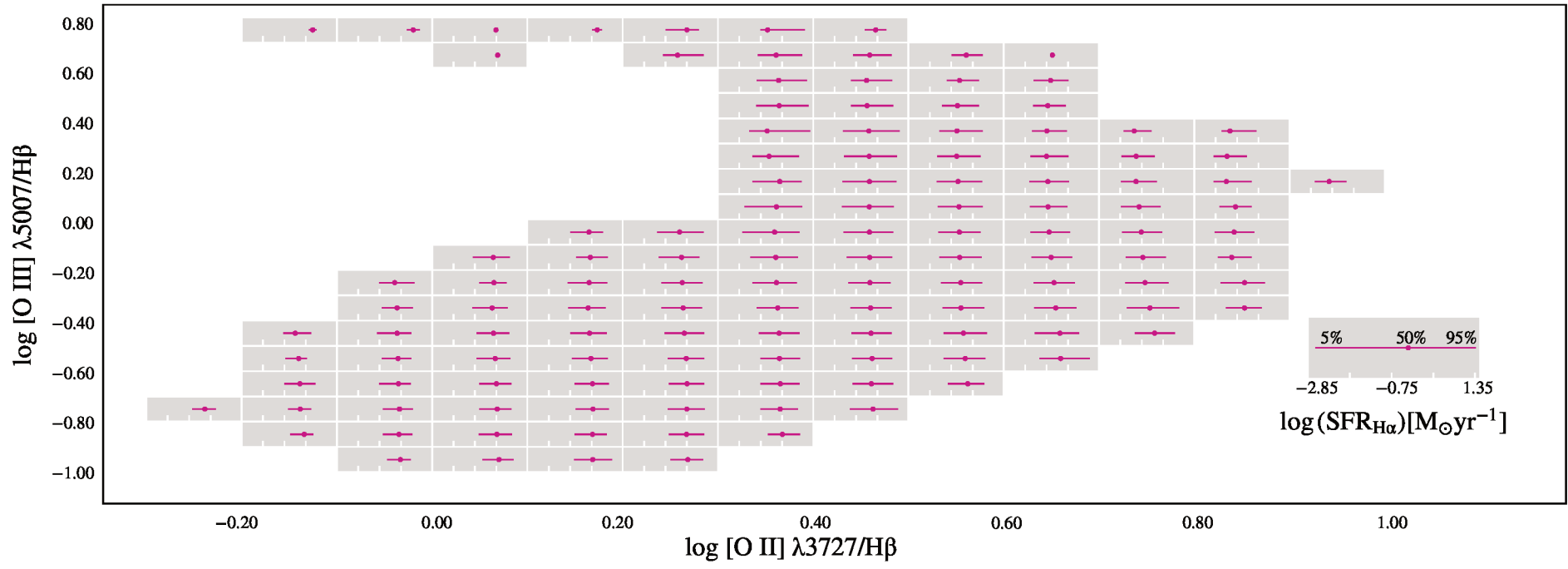


Figura 30 – Como a Figura 29, mas para variações da SFR.



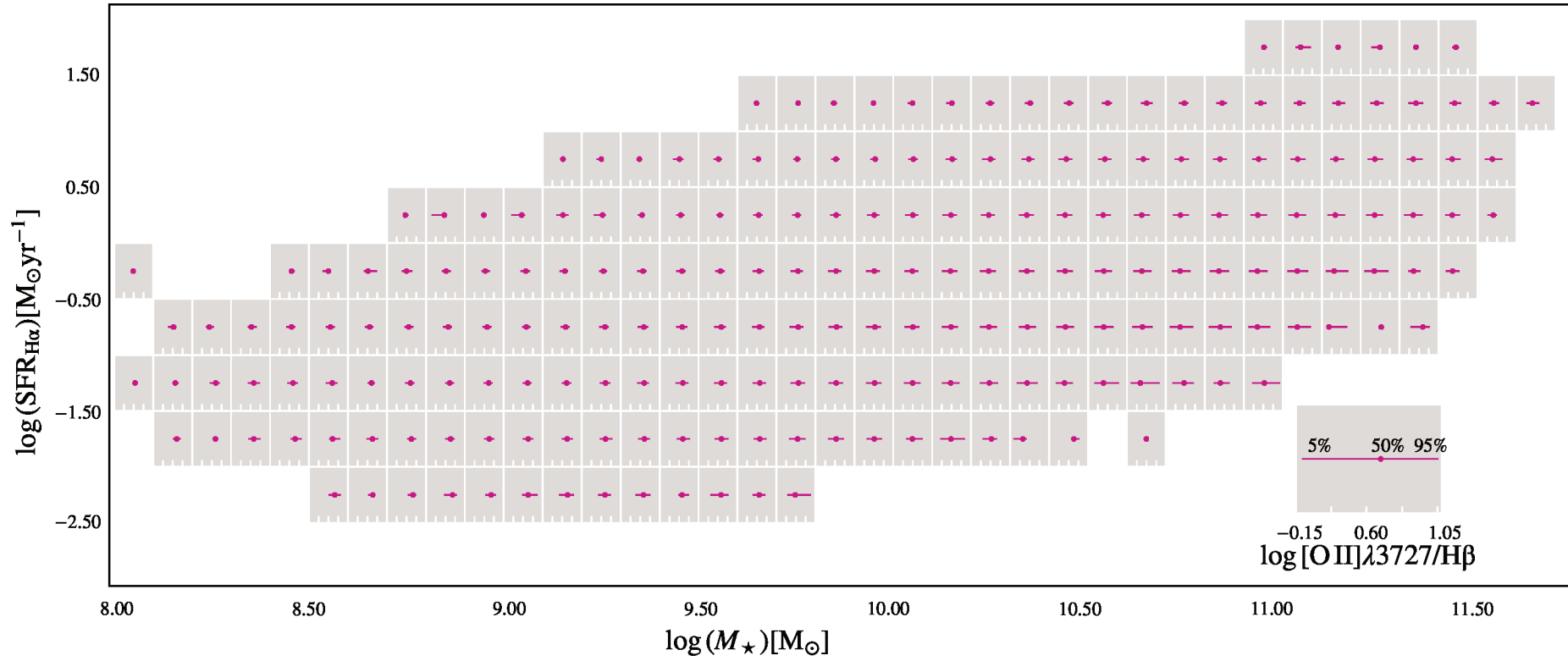


Figura 31 – Como a Figura 29, mas para variações da razão  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  em bins de  $M_\star$ - $\log$  SFR.

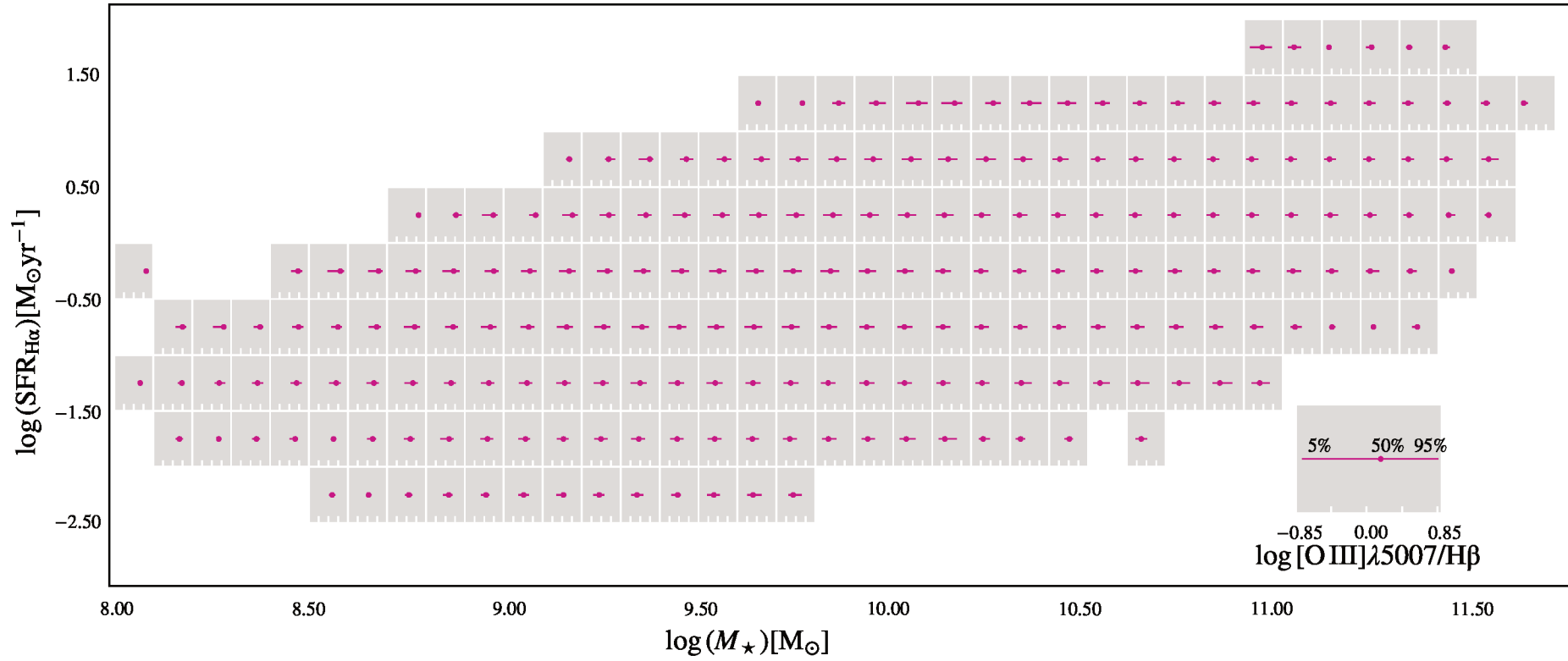


Figura 32 – Como a Figura 29, mas para variações da razão  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  em bins de  $M_{\star}$ - $\log \text{SFR}$ .

## 6.2 GÁS DIFUSO IONIZADO - DIG

Até esse momento sempre consideramos o gás em regiões H II, responsável por formar novas estrelas. No entanto, existe outra parcela do gás que está presente no meio interestelar chamada de gás difuso ionizado (*diffuse ionized gas* - DIG). Este é um gás muito menos denso que o gás responsável por formar estrelas nas regiões H II. O DIG tem uma densidade próxima de  $0.01\text{cm}^{-3}$ . Apesar de ser tão rarefeito, esse gás pode ser ionizado e contribuir significativamente para a luminosidade das linhas de emissão de uma galáxia (OEY *et al.*, 2007).

Existem várias propostas para a fonte de ionização do DIG. Uma delas são fótons ionizantes que escapam das regiões H II (DOMGORGEN; MATHIS, 1994). Outra das explicações possíveis para a ionização do DIG é por estrelas velhas e quentes chamadas de HOLMES (*hot low-mass evolved stars*) (BINETTE *et al.*, 1994; STASIŃSKA *et al.*, 2008).

O DIG sempre está presente dentro de galáxias com formação estelar ativa. Segundo R. Cid Fernandes *et al.* (2010) e R. Cid Fernandes *et al.* (2011), uma forma de estimar a contribuição das HOLMES para a ionização do gás de uma galáxia é a partir da largura equivalente de  $H\alpha$  ( $EW_{H\alpha}$ ). De forma geral, a largura equivalente (EW) é representada por um retângulo que possuiu a mesma área da linha de emissão. A altura do retângulo é igual à emissão no contínuo e a largura é tal que a área seja a mesma da linha de emissão. A EW pode ser representada pela Eq. 10, onde  $F_\lambda$  representa o fluxo por unidade de comprimento de onda da linha e  $F_0$  representa o fluxo do contínuo. A relação é integrada dentro de um intervalo de comprimento de onda que compreende a linha de emissão:

$$EW = \int 1 - \frac{F_\lambda}{F_0} d\lambda. \quad (10)$$

De acordo com o valor de  $EW_{H\alpha}$  é possível estimar a importância do DIG no regime nebular. Em estudos de spaxels do Mapping Nearby Galaxies at Apache Point Observatory (MaNGA) e Calar Alto Legacy Integral Field Area survey (CALIFA), de resolução espacial de  $\sim 1$  kpc, Lacerda *et al.* (2018) e Vale Asari *et al.* (2019) propuseram que regiões com  $EW_{H\alpha} < 3 \text{ \AA}$  são classificadas como gás difuso ionizado por HOLMES; no intervalo de  $3 \text{ \AA} < EW_{H\alpha} < 14 \text{ \AA}$  são classificados como uma mistura de DIG e estrelas jovens que ionizam regiões H II; e com  $EW_{H\alpha} > 14 \text{ \AA}$  são dominadas por complexos de formação estelar e o papel do DIG não é mais tão importante. No SDSS lidamos com núcleos de galáxias, mas R. Cid Fernandes *et al.* (2010) e R. Cid Fernandes *et al.* (2011) também mostram evidências de que espectros do SDSS em que  $EW_{H\alpha} < 3 \text{ \AA}$  são dominados ionização por HOLMES. Vamos supor a seguir que, quanto menor  $EW_{H\alpha}$ , maior a contribuição do DIG para galáxias com formação estelar ativa do SDSS.

Analizamos a variação de  $EW_{H\alpha}$  dentro dos bins de  $\log [O \text{ II}]\lambda 3727/H\beta - \log [O \text{ III}]\lambda 5007/H\beta$ , como mostra a Figura 33. No regime de alta metalicidade,  $EW_{H\alpha}$  alcança valores menores que  $14 \text{ \AA}$ , isto é, nesse regime o DIG ganha importância. Isso está

de acordo com o encontrado por Vale Asari *et al.* (2019) na relação  $M_\star$ - $Z$ -SFR (Figura 5 do artigo): no regime de alta metalicidade as curvas são mais afetadas pela presença do DIG e necessitam de maiores correções.

Fizemos as mesmas comparações para os bins de  $\log M_\star$  e  $\log \text{SFR}$  na Figura 34. Comparando os bins verticais, a mediana de  $\text{EW}_{\text{H}\alpha}$  diminui conforme  $\log \text{SFR}$  também diminui e, para valores baixos de  $\log \text{SFR}$ ,  $\text{EW}_{\text{H}\alpha} < 10 \text{ \AA}$ , indicando maior contribuição do DIG. Desse modo, podemos ver que o DIG afeta todas as faixas de  $\log M_\star$  e o regime de baixo  $\log \text{SFR}$  que, de acordo a relação  $M_\star$ - $Z$ -SFR, corresponde ao regime de alta metalicidade devido à anti-correlação entre  $Z$  e SFR.

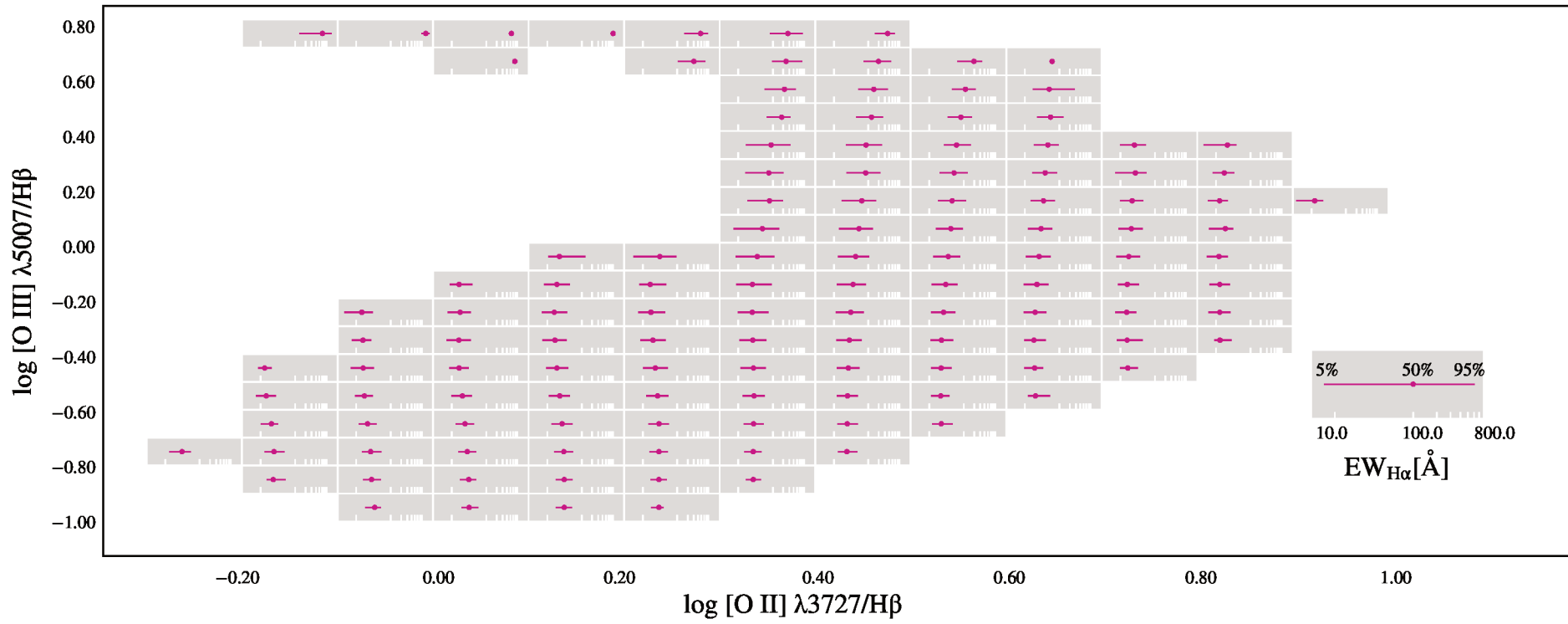


Figura 33 – Como a Figura 29, mas para variações de  $\text{EW}_{\text{H}\alpha}$ .

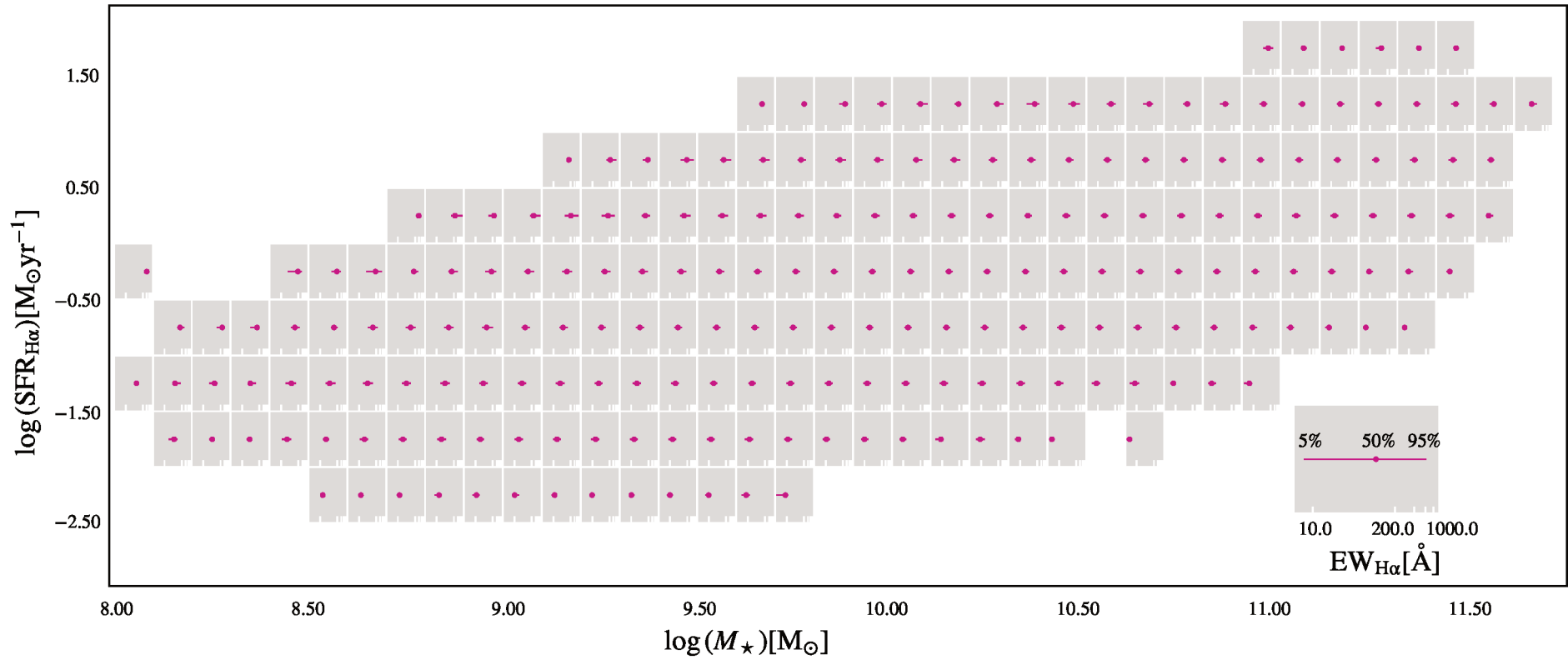


Figura 34 – Como a Figura 29, mas para variações de  $\text{EW}_{\text{H}\alpha}$  em bins de  $M_{\star}$ -log SFR.

6.3  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  EM BINS DE  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ 

Como mencionamos no Capítulo 3, a razão  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  pode ser usada para quebrar a degenerescência dos valores de abundância química. Isto é,  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  é mais alto para maiores valores de abundância do oxigênio. Este efeito pode ser encontrado nos bins de  $\log [\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Para verificar se existe essa degenerescência na nossa amostra, na Figura 35 mostramos comportamento de  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$ . É possível notar que a razão segue o comportamento esperado, apresentando maiores valores de  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  para menores valores de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Isto é, a razão  $[\text{N II}]\lambda 6584/[\text{O II}]\lambda 3727$  aumenta para valores altos de abundância do oxigênio. Logo, não parece haver muitas galáxias com baixa metalicidade na região de baixos valores de  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ .

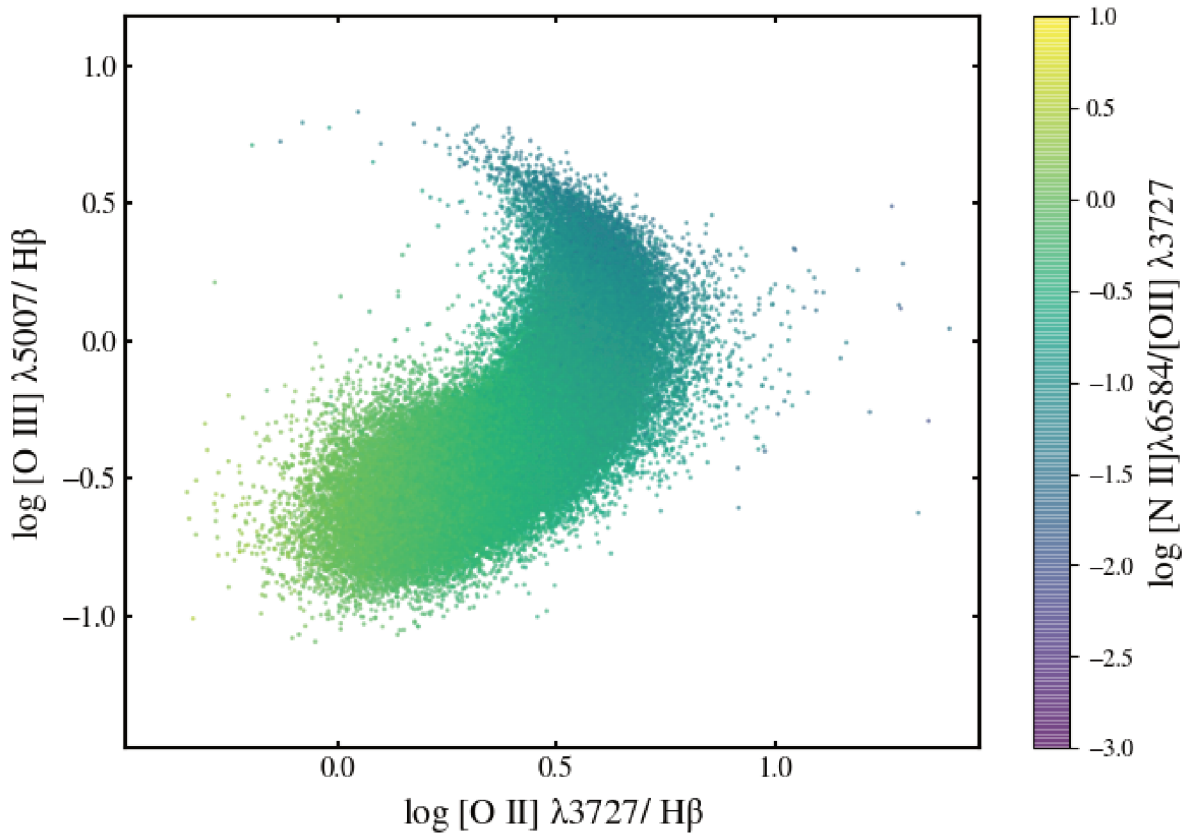


Figura 35 – Diagrama  $\log [\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$ – $\log [\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  colorido por  $[\text{N II}]/[\text{O II}]$ .  $[\text{N II}]/[\text{O II}]$  aumenta quando as razões  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  diminuem.

## 7 CONSIDERAÇÕES FINAIS E PERSPECTIVAS FUTURAS

Determinar a abundância química do oxigênio de forma robusta é fundamental para compreender como ocorre a evolução química de galáxias e como a metalicidade se relaciona com outras propriedades físicas das galáxias, como  $M_*$  e SFR. Ao longo deste trabalho, apresentamos um estudo sobre o método direto em galáxias com formação estelar ativa no Universo local. Contemplamos uma amostra de aproximadamente 110 000 galáxias e aplicamos a técnica de soma de espectros de galáxias com propriedades similares para aumentar a SNR e detectar linhas de emissão aurorais fracas, especialmente no regime de alta metalicidade, para determinar a temperatura eletrônica e, finalmente, a metalicidade. Para o procedimento da seleção e soma seguimos os passos de Curti *et al.* (2017) e Andrews e Martini (2013).

Usamos as linhas aurorais fracas  $[\text{O III}]\lambda 4363$  e  $[\text{N II}]\lambda 5755$  para calcular as temperaturas eletrônicas nebulares e obter a abundância do oxigênio de forma direta. Os resultados do método direto foram apresentados no Capítulo 4 e abordamos a relação  $M_*-Z-\text{SFR}$  no Capítulo 5. Obtivemos medidas de abundâncias para menos bins de galáxias quando comparamos com trabalhos anteriores porque optamos por utilizar as informações da linha  $[\text{N II}]\lambda 5755$ , que é mais difícil de ser detectada com qualidade nos espectros somados. A escolha por  $[\text{N II}]\lambda 5755$  afetou especialmente a análise da relação  $M_*-Z-\text{SFR}$  para o conjunto de bins  $[\text{O II}]\lambda 3727/\text{H}\beta-[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$ . Nos trabalhos como Andrews e Martini (2013) e Curti *et al.* (2017) foram usadas informações das linhas  $[\text{O II}]\lambda 7320$  e  $[\text{O II}]\lambda 7330$ , que são mais facilmente medidas, mas que são mais afetadas por processos de recombinação em altas metalicidades. Ainda sim, os resultados apresentados estão de acordo com os resultados presentes na literatura: a abundância do oxigênio é maior conforme os valores de  $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\beta$  diminuem e a abundância é maior quando a  $M_*$  aumenta e SFR diminui.

A relação  $M_*-Z-\text{SFR}$  construída com os resultados dos bins de  $M_*-\text{SFR}$  nos forneceu mais informações. Apesar de não termos obtido o valor de saturação para abundância do oxigênio para altos valores de  $M_*$ , mostramos que existe uma anti-correlação entre a abundância do oxigênio e a SFR. Além disso, observamos que a anti-correlação é mais íngreme no regime de baixa  $M_*$ .

Por fim, analisamos o efeito de diferentes normalizações na soma de grupo de galáxias e como elas podem afetar as medidas de abundância do oxigênio, e não encontramos diferenças significativas. Também analisamos o comportamento de algumas propriedades físicas e razões de linhas dentro das caixas/bins de galáxias somadas. Isto porque, em todo trabalho, consideramos que a abundância do oxigênio é similar para todas as galáxias dentro de um bin. No entanto, podem existir variações importantes de outros parâmetros, como apresentamos no Capítulo 6. Em particular, verificamos que bins no plano  $[\text{O II}]\lambda 3727$  e  $[\text{O III}]\lambda 5007$  não são análogos a bins no plano  $M_*-\text{SFR}$ .



## 7.1 TRABALHOS FUTUROS

Durante todo o trabalho, consideramos que a abundância do oxigênio representa aproximadamente a metalicidade em galáxias de formação estelar. No entanto, existem outros metais que podem estar presentes com diferentes frações de abundância, como o carbono, nitrogênio e gases nobres. Deste modo, em trabalhos futuros, pretendemos calcular a abundância química desses elementos e relacionar com a abundância química do oxigênio. Os processos são similares aos aplicados para medir a abundância do oxigênio. No entanto, para esses outros elementos não conseguimos observar todas as linhas no intervalo de espectro eletromagnético que adotamos; por exemplo, podem existir espécies ionizadas que não são observadas no óptico. Ou, ainda, as linhas de emissão são muito fracas e continuam perdidas no ruído mesmo após procedimentos como a soma de espectros. Para levar em conta as abundâncias iônicas que não são medidas no espectro óptico usamos fatores de correções iônicas (*ionization correction factors* - ICFs). Uma das formas de construir ICFs é a partir de modelos de fotoionização (DELGADO-INGLADA; MEDINA-AMAYO; STASIŃSKA, 2019).

É interessante investigar outros elementos por uma série de motivos associados às propriedades desses elementos. Por exemplo, o nitrogênio é produto primário e secundário na nucleossíntese estelar. Como o oxigênio e o carbono, o nitrogênio é resultado direto da queima de hidrogênio e hélio. Mas também, o nitrogênio é resultado da nucleossíntese de estrelas formadas por gás mais metálicos, ricos em oxigênio e carbono. Isso é, a produção de nitrogênio secundário depende da quantidade de oxigênio e carbono no ISM. Em resumo, é interessante obter a abundância de N e compará-la com a de O em galáxias. Para calcular a abundância do nitrogênio, precisamos de informações sobre [N II] e [N III]. No entanto, as linhas de [N III] não são observadas no óptico e, portanto é necessário o uso de ICFs para completar o cálculo da abundância total do nitrogênio.

Andrews e Martini (2013) indicam que, no regime de baixa metalicidade ( $12 + \log O/H \leq 8.5$ ) a abundância do nitrogênio é constante. No entanto, para metalicidade maiores que 8.5 a abundância do nitrogênio aumenta linearmente devido à sua produção secundária. Podemos verificar esse efeito em nossos resultados. Na Figura 36 apresentamos resultados preliminares para a relação da abundância do nitrogênio em relação à abundância do oxigênio. Para esta figura, usamos as informações dos bins  $M_{\star}$ -SFR normalizados pela mediana do fluxo na faixa de de 7200–7230 Å do contínuo, e corrigimos  $\log N/H$  com o ICF de Medina-Amayo et al. (2020, in prep.) para obter a abundância completa. É possível notar que  $\log N/H$  aumenta conforme a abundância do oxigênio aumenta, especialmente no regime onde  $12 + \log O/H \geq 8.6$ .

No caso das abundâncias de gases nobres, elas podem nos ajudar a quantificar quanto oxigênio está depletado em poeira interestelar. Neônio e argônio, por exemplo, devido às suas configurações eletrônicas, dificilmente vão interagir com a poeira interestelar. Existem indícios que o neônio e argônio são produzidos pelas mesmas estrelas que produzem



## REFERÊNCIAS

- ABAZAJIAN, Kevork N. *et al.* The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey. **ApJS**, v. 182, n. 2, p. 543–558, jun. 2009.
- ALLOIN, D. *et al.* Nitrogen and oxygen abundances in galaxies. **A&A**, v. 78, p. 200–216, set. 1979.
- ANDREWS; MARTINI, Paul. The Mass-Metallicity Relation with the Direct Method on Stacked Spectra of SDSS Galaxies. **ApJ**, v. 765, n. 2, p. 140, mar. 2013.
- ARELLANO-CÓRDOVA, K. Z.; RODRIGUEZ, M. The Te[N II]-Te[O III] temperature relation in H II regions and the reliability of strong-line methods. **arXiv e-prints**, jun. 2020.
- ARELLANO-CÓRDOVA, K. Z. *et al.* The Galactic radial abundance gradients of C, N, O, Ne, S, Cl and Ar from deep spectra of H II regions. **MNRAS**, v. 496, n. 2, p. 1051–1076, jun. 2020.
- ASARI, N. V. *et al.* The history of star-forming galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. **MNRAS**, v. 381, n. 1, p. 263–279, out. 2007.
- ASARI, N. Vale *et al.* Less than the sum of its parts: the dust-corrected H $\alpha$  luminosity of star-forming galaxies explored at different spatial resolutions with MaNGA and MUSE. **MNRAS**, v. 498, n. 3, p. 4205–4221, ago. 2020.
- BALDWIN, J. A.; PHILLIPS, M. M.; TERLEVICH, R. Classification parameters for the emission-line spectra of extragalactic objects. **PASP**, v. 93, p. 5–19, fev. 1981.
- BELL, Eric F.; KENNICUTT R. C., Jr. A Comparison of Ultraviolet Imaging Telescope Far-Ultraviolet and H $\alpha$  Star Formation Rates. **ApJ**, v. 548, n. 2, p. 681–693, fev. 2001.
- BINETTE, L. *et al.* Photoionization in elliptical galaxies by old stars. **A&A**, v. 292, p. 13–19, dez. 1994.
- BROWN, Jonathan S.; MARTINI, Paul; ANDREWS, Brett H. A recalibration of strong-line oxygen abundance diagnostics via the direct method and implications for the high-redshift universe. **MNRAS**, v. 458, n. 2, p. 1529–1547, mai. 2016.
- BRUZUAL, G.; CHARLOT, S. Stellar population synthesis at the resolution of 2003. **MNRAS**, v. 344, n. 4, p. 1000–1028, out. 2003.
- CAMPBELL, Alison; TERLEVICH, Roberto; MELNICK, Jorge. The stellar populations and evolution of H II galaxies - I. High signal-to-noise optical spectroscopy. **MNRAS**, v. 223, p. 811–825, dez. 1986.

CARDELLI, Jason A.; CLAYTON, Geoffrey C.; MATHIS, John S. The Relationship between Infrared, Optical, and Ultraviolet Extinction. **ApJ**, v. 345, p. 245, out. 1989.

CID FERNANDES, R. *et al.* A comprehensive classification of galaxies in the Sloan Digital Sky Survey: how to tell true from fake AGN? **MNRAS**, v. 413, n. 3, p. 1687–1699, mai. 2011.

CID FERNANDES, R. *et al.* Alternative diagnostic diagrams and the ‘forgotten’ population of weak line galaxies in the SDSS. **MNRAS**, v. 403, n. 2, p. 1036–1053, abr. 2010.

CID FERNANDES, Roberto *et al.* Semi-empirical analysis of Sloan Digital Sky Survey galaxies - I. Spectral synthesis method. **MNRAS**, v. 358, n. 2, p. 363–378, abr. 2005.

CURTI *et al.* New fully empirical calibrations of strong-line metallicity indicators in star-forming galaxies. **MNRAS**, v. 465, n. 2, p. 1384–1400, fev. 2017.

CURTI *et al.* The mass-metallicity and the fundamental metallicity relation revisited on a fully  $T_e$ -based abundance scale for galaxies. **MNRAS**, v. 491, n. 1, p. 944–964, jan. 2020.

DAVÉ, Romeel; FINLATOR, Kristian; OPPENHEIMER, Benjamin D. An analytic model for the evolution of the stellar, gas and metal content of galaxies. **MNRAS**, v. 421, n. 1, p. 98–107, mar. 2012.

\_\_\_\_\_. Galaxy evolution in cosmological simulations with outflows - II. Metallicities and gas fractions. **MNRAS**, v. 416, n. 2, p. 1354–1376, set. 2011.

DAYAL, Pratika; FERRARA, Andrea; DUNLOP, James S. The physics of the fundamental metallicity relation. **MNRAS**, v. 430, n. 4, p. 2891–2895, abr. 2013.

DE ROSSI, M. E. *et al.* The evolution of galaxy metallicity scaling relations in cosmological hydrodynamical simulations. **MNRAS**, v. 452, n. 1, p. 486–501, set. 2015.

DELGADO-INGLADA, Gloria; MEDINA-AMAYO, Alexia; STASIŃSKA, Grażyna. Ionization correction factors for ionized nebulae. **arXiv e-prints**, mai. 2019.

DENICOLÓ, Glenda; TERLEVICH, Roberto; TERLEVICH, Elena. New light on the search for low-metallicity galaxies - I. The N2 calibrator. **MNRAS**, v. 330, n. 1, p. 69–74, fev. 2002.

DOMGORGEN, H.; MATHIS, John S. The Ionization of the Diffuse Ionized Gas. **ApJ**, v. 428, p. 647, jun. 1994.

DOPITA, Michael A. *et al.* Chemical abundances in high-redshift galaxies: a powerful new emission line diagnostic. **Ap&SS**, v. 361, 61, p. 61, fev. 2016.

ELLISON, Sara L. *et al.* Clues to the Origin of the Mass-Metallicity Relation: Dependence on Star Formation Rate and Galaxy Size. **ApJ Letters**, v. 672, n. 2, p. 1107, jan. 2008.

FLÓRIDO, Thomas Zerrenner. **Análise de linhas de emissão em galáxias: o gás difuso ionizado nas galáxias do manga**. [*S.l.: s.n.*], 2018.

FROESE FISCHER, Charlotte; TACHIEV, Georgio. Breit-Pauli energy levels, lifetimes, and transition probabilities for the beryllium-like to neon-like sequences. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, v. 87, n. 1, p. 1–184, mai. 2004.

KASHINO, D. *et al.* Hide-and-peek with the Fundamental Metallicity Relation. **ApJ Letters**, v. 823, n. 2, L24, p. 124, jun. 2016.

KAUFFMANN, Guinevere *et al.* Stellar masses and star formation histories for  $10^5$  galaxies from the Sloan Digital Sky Survey. **MNRAS**, v. 341, n. 1, p. 33–53, mai. 2003.

KEWLEY, L. J.; DOPITA, M. A. Using Strong Lines to Estimate Abundances in Extragalactic H II Regions and Starburst Galaxies. **ApJS**, v. 142, n. 1, p. 35–52, set. 2002.

KEWLEY; ELLISON, Sara L. Metallicity Calibrations and the Mass-Metallicity Relation for Star-forming Galaxies. **ApJ**, v. 681, n. 2, p. 1183–1204, jul. 2008.

KISIELIUS, R. *et al.* Electron-impact excitation of OII fine-structure levels. **MNRAS**, v. 397, n. 2, p. 903–912, ago. 2009.

KOBULNICKY, Henry A.; KEWLEY, Lisa J. Metallicities of  $0.3 < z < 1.0$  Galaxies in the GOODS-North Field. **ApJ**, v. 617, n. 1, p. 240–261, dez. 2004.

LACERDA, E. A. D. *et al.* Diffuse ionized gas in galaxies across the Hubble sequence at the CALIFA resolution. **MNRAS**, v. 474, n. 3, p. 3727–3739, mar. 2018.

LARA-LÓPEZ, M. A. *et al.* A fundamental plane for field star-forming galaxies. **A&A**, v. 521, L53, p. 153, out. 2010.

LEQUEUX, J. *et al.* Reprint of 1979A&A....80..155L. Chemical composition and evolution of irregular and blue compact galaxies. **A&A**, v. 500, p. 145–156, dez. 1979.

LEVESQUE, Emily M.; KEWLEY, Lisa J.; LARSON, Kirsten L. Theoretical Modeling of Star-Forming Galaxies. I. Emission-Line Diagnostic Grids for Local and Low-Metallicity Galaxies. **AJ**, v. 139, n. 2, p. 712–727, fev. 2010.

- LIANG, Y. C. *et al.* The direct oxygen abundances of metal-rich galaxies derived from electron temperature. **A&A**, v. 473, n. 2, p. 411–421, out. 2007.
- LILLY, Simon J. *et al.* Gas Regulation of Galaxies: The Evolution of the Cosmic Specific Star Formation Rate, the Metallicity-Mass-Star-formation Rate Relation, and the Stellar Content of Halos. **ApJ**, v. 772, n. 2, p. 119, ago. 2013.
- LURIDIANA, V.; MORISSET, C.; SHAW, R. A. PyNeb: a new tool for analyzing emission lines. I. Code description and validation of results. **A&A**, v. 573, A42, a42, jan. 2015.
- MANNUCCI, F. *et al.* A fundamental relation between mass, star formation rate and metallicity in local and high-redshift galaxies. **MNRAS**, v. 408, n. 4, p. 2115–2127, nov. 2010.
- MCGAUGH, Stacy S. H II Region Abundances: Model Oxygen Line Ratios. **ApJ**, v. 380, p. 140, out. 1991.
- MOLLÁ, M.; GAVILÁN, M. Some caveats on the evolution of the N/O abundance and the star formation history. **Memorie della Societa Astronomica Italiana**, v. 81, p. 992, jan. 2010.
- OEY, M. S. *et al.* The Survey for Ionization in Neutral Gas Galaxies. III. Diffuse, Warm Ionized Medium and Escape of Ionizing Radiation. **ApJ**, v. 661, n. 2, p. 801–814, jun. 2007.
- OSTERBROCK, Donald E.; FERLAND, Gary J. **Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei**. [*S.l.*: *s.n.*], 2006.
- PAGEL, B. E. J. *et al.* On the composition of H II regions in southern galaxies - I. NGC 300 and 1365. **MNRAS**, v. 189, p. 95–113, out. 1979.
- PEIMBERT, Manuel; PEIMBERT, Antonio; DELGADO-INGLADA, Gloria. Nebular Spectroscopy: A Guide on Hii Regions and Planetary Nebulae. **PASP**, v. 129, n. 978, p. 082001, ago. 2017.
- PÉREZ-MONTERO, Enrique. Ionized Gaseous Nebulae Abundance Determination from the Direct Method. **PASP**, v. 129, n. 974, p. 043001, abr. 2017.
- PETTINI, Max; PAGEL, Bernard E. J. [OIII]/[NII] as an abundance indicator at high redshift. **MNRAS**, v. 348, n. 3, p. 159–163, mar. 2004.
- PILYUGIN, L. S. On the oxygen abundance determination in HII regions. High-metallicity regions. **A&A**, v. 369, p. 594–604, abr. 2001.

- PILYUGIN, L. S.; THUAN. Oxygen Abundance Determination in H II Regions: The Strong Line Intensities-Abundance Calibration Revisited. **ApJ**, v. 631, n. 1, p. 231–243, set. 2005.
- RAIMANN, D. *et al.* Gas properties of Hii and starburst galaxies: relation with the stellar population. **MNRAS**, v. 316, n. 3, p. 559–568, ago. 2000.
- ROLA, C.; PELAT, D. On the estimation of intensity for low S/N ratio narrow emission lines. **A&A**, v. 287, p. 676–684, jul. 1994.
- SÁNCHEZ ALMEIDA, J.; SÁNCHEZ-MENGUIANO, L. The Fundamental Metallicity Relation Emerges from the Local Anti-correlation between Star Formation Rate and Gas-phase Metallicity that Exists in Disk Galaxies. **ApJ Letters**, v. 878, n. 1, L6, p. 16, jun. 2019.
- STASIŃSKA. Abundance determinations in HII regions and planetary nebulae. **arXiv e-prints**, jul. 2002.
- STASIŃSKA, G. A catalogue of model HII regions. **Astronomy & Astrophysics Supplement Series**, v. 48, p. 299–304, mai. 1982.
- \_\_\_\_\_. Biases in abundance derivations for metal-rich nebulae. **A&A**, v. 434, n. 2, p. 507–520, mai. 2005.
- \_\_\_\_\_. Ionized gas in dwarf galaxies: Abundance indicators. *In:* \_\_\_\_\_. **Low-Metallicity Star Formation: From the First Stars to Dwarf Galaxies**. [*S.l.: s.n.*], dez. 2008. (IAU Symposium), p. 375–380.
- \_\_\_\_\_. Nebular abundances in galaxies: Beware of biases. *In:* \_\_\_\_\_. **Stellar Populations - Planning for the Next Decade**. [*S.l.: s.n.*], abr. 2010. (IAU Symposium), p. 93–96.
- STASIŃSKA, G. *et al.* Can retired galaxies mimic active galaxies? Clues from the Sloan Digital Sky Survey. **MNRAS**, v. 391, n. 1, p. 129–133, nov. 2008.
- STOREY, P. J.; SOCHI, Taha; BADNELL, N. R. Collision strengths for nebular [O III] optical and infrared lines. **MNRAS**, v. 441, n. 4, p. 3028–3039, jul. 2014.
- STOREY, P. J.; ZEIPPEN, C. J. Theoretical values for the [OIII] 5007/4959 line-intensity ratio and homologous cases. **MNRAS**, v. 312, n. 4, p. 813–816, mar. 2000.
- STRÖMGREN, Bengt. The Physical State of Interstellar Hydrogen. **ApJ**, v. 89, p. 526, mai. 1939.

TAYAL, S. S. Electron Excitation Collision Strengths for Singly Ionized Nitrogen. **ApJS**, v. 195, n. 2, p. 12, ago. 2011.

TAYAL, S. S.; ZATSARINNY, O. Breit-Pauli Transition Probabilities and Electron Excitation Collision Strengths for Singly Ionized Sulfur. **ApJS**, v. 188, n. 1, p. 32–45, mai. 2010.

TAYLOR, Edward N. *et al.* Galaxy And Mass Assembly (GAMA): stellar mass estimates. **MNRAS**, v. 418, n. 3, p. 1587–1620, dez. 2011.

TREMONTI, Christy A. *et al.* The Origin of the Mass-Metallicity Relation: Insights from 53,000 Star-forming Galaxies in the Sloan Digital Sky Survey. **ApJ**, v. 613, n. 2, p. 898–913, out. 2004.

VALE ASARI, N. *et al.* Diffuse ionized gas and its effects on nebular metallicity estimates of star-forming galaxies. **MNRAS**, v. 489, n. 4, p. 4721–4733, nov. 2019.

WIESE, W. L.; FUHR, J. R.; DETERS, T. M. **Atomic transition probabilities of carbon, nitrogen, and oxygen : a critical data compilation.** [*S.l.: s.n.*], 1996.

YATES, Robert M.; KAUFFMANN, Guinevere; GUO, Qi. The relation between metallicity, stellar mass and star formation in galaxies: an analysis of observational and model data. **MNRAS**, v. 422, n. 1, p. 215–231, mai. 2012.

YORK, Donald G. *et al.* The Sloan Digital Sky Survey: Technical Summary. **AJ**, v. 120, n. 3, p. 1579–1587, set. 2000.

ZARITSKY, Dennis; KENNICUTT ROBERT, Jr.; HUCHRA, John P. H II Regions and the Abundance Properties of Spiral Galaxies. **ApJ**, v. 420, p. 87, jan. 1994.

ZHANG, Y. *et al.* Integrated spectrum of the planetary nebula NGC 7027. **A&A**, v. 442, n. 1, p. 249–262, out. 2005.



## APÊNDICE A – VELOCIDADE INSTRUMENTAL PARA ESPECTROS SOMADOS

Cada linha de emissão presente nos espectros eletromagnéticos das galáxias corresponde a uma energia específica, e portanto a um comprimento de onda específico. No entanto, observamos um alargamento nas linhas devido a fenômenos físicos, como o alargamento natural causado pelo princípio de incerteza de Heisenberg, o efeito Zeeman e o alargamento térmico causado pelo efeito Doppler. Porém, além dos fenômenos físicos, existem também alargamentos instrumentais; por exemplo, o número e a largura das fendas presentes no espectrógrafo contribuem para o alargamento das linhas de emissão. Esse alargamento pode ser quantificado pela dispersão instrumental.

A dispersão instrumental é importante para o DOBBY, pois o código remove a dispersão instrumental para aplicar corretamente os vínculos cinemáticos entre linhas do mesmo íon. Deste modo, para cada espectro somado informamos a dispersão instrumental ‘equivalente’. Como não temos uma dispersão instrumental para o espectro resultante da soma de várias galáxias, precisamos determiná-la. Para isso, analisamos galáxias dentro de um determinado bin e construímos, para cada galáxia, pseudo linhas de emissão de  $H\alpha$  com perfil gaussiano usando o fluxo e a dispersão instrumental de  $H\alpha$  (Figura 37). Feito isso, somamos as pseudo linhas e aplicamos o DOBBY para determinar a dispersão instrumental resultante. Comparamos este valor com diferentes estatísticas para as dispersões

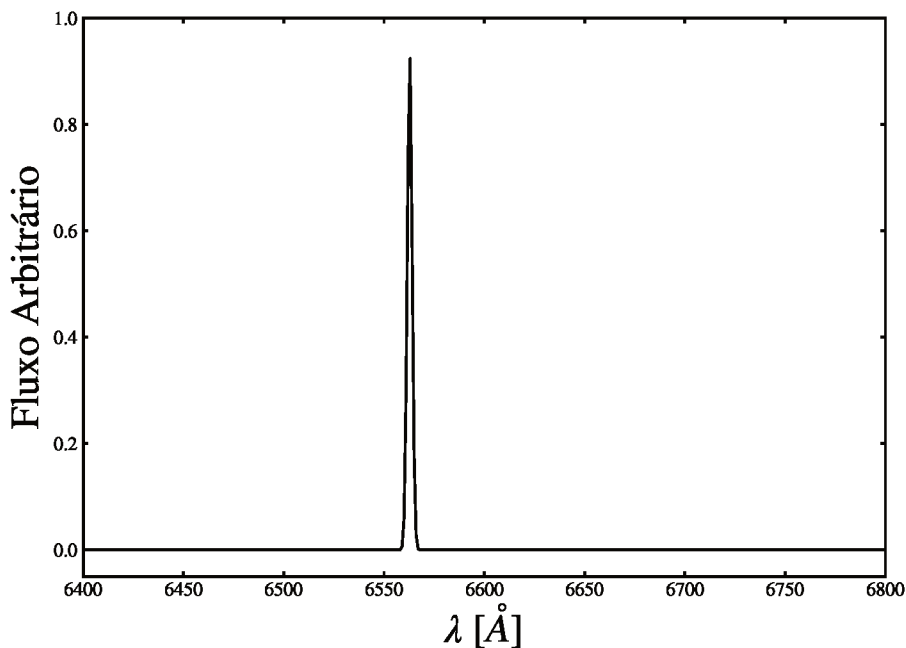


Figura 37 – Pseudo espectro construído com o fluxo de  $H\alpha$  e a dispersão instrumental correspondente.

instrumentais de cada galáxia do bin.

As três médias que usamos foram: (1) a média aritmética  $\langle\sigma\rangle = (\sum\sigma_i)/N_g$ , onde  $\sigma_i$  é a dispersão instrumental de cada galáxia e  $N_g$  é o número de galáxias somadas, (2) a média pesada pelo decremento de Balmer ( $F_{H\alpha i}/F_{H\beta i}$ ),

$$\langle\sigma\rangle_{\text{Balmer}} = \frac{\sum\sigma_i(F_{H\alpha i}/F_{H\beta i})}{\sum(F_{H\alpha i}/F_{H\beta i})}, \quad (11)$$

e (3) a média pesada pela amplitude,

$$\langle\sigma\rangle_{\text{ampl}} = \frac{\sum\sigma_i A_i}{\sum A_i}, \quad (12)$$

onde  $A_i$  é a amplitude de cada pseudo linha:  $(F_{H\alpha i}/F_{H\beta i})/(\sigma_i\sqrt{2\pi})$ . Usamos o índice  $F_{H\alpha i}/F_{H\beta i}$  porque normalizamos o fluxo de  $H\alpha$  pelo fluxo de  $H\beta$  (esta é das normalizações que aplicamos nas galáxias antes da soma).

A Tabela 3 e a Figura 38 mostram as comparações entre a dispersão instrumental do espectro somado medida com o DOBBY ( $\sigma_{\text{dobby}}$ ) e as médias das dispersões descritas no parágrafo anterior. O desvio entre  $\sigma_{\text{dobby}}$  e cada média  $m$  é dado por  $\Delta = (|\sigma_{\text{dobby}} - m|)/\sigma_{\text{dobby}} \times 100\%$ . Todos os desvios são muito baixos e não superam 1% da medida do DOBBY. Devido à simplicidade, optamos pela média aritmética para a dispersão instrumental equivalente em um bin.

Bin	$N_g$	$\sigma_{\text{dobby}}$	$\langle\sigma\rangle$	$\Delta$ (%)	$\langle\sigma\rangle_{\text{Balmer}}$	$\Delta$ (%)	$\langle\sigma\rangle_{\text{ampl}}$	$\Delta$ (%)
01	45	58.07	58.42	0.60	58.29	0.38	58.07	0.00
02	366	58.60	59.04	0.74	58.84	0.40	58.61	0.02
03	639	59.40	59.58	0.30	59.47	0.11	59.40	0.00
04	1088	56.37	56.83	0.80	56.72	0.62	56.13	0.43
05	3078	58.54	58.86	0.54	58.76	0.37	58.54	0.00
06	4346	56.90	57.21	0.54	57.17	0.47	56.91	0.02

Tabela 3 – Resultado da dispersão instrumental para o espectro somado ( $\sigma_{\text{inst}}$ ) e comparação com diversas estatísticas dentro dos bins. Todas as dispersões de velocidades ( $\sigma$ ) estão em km/s.

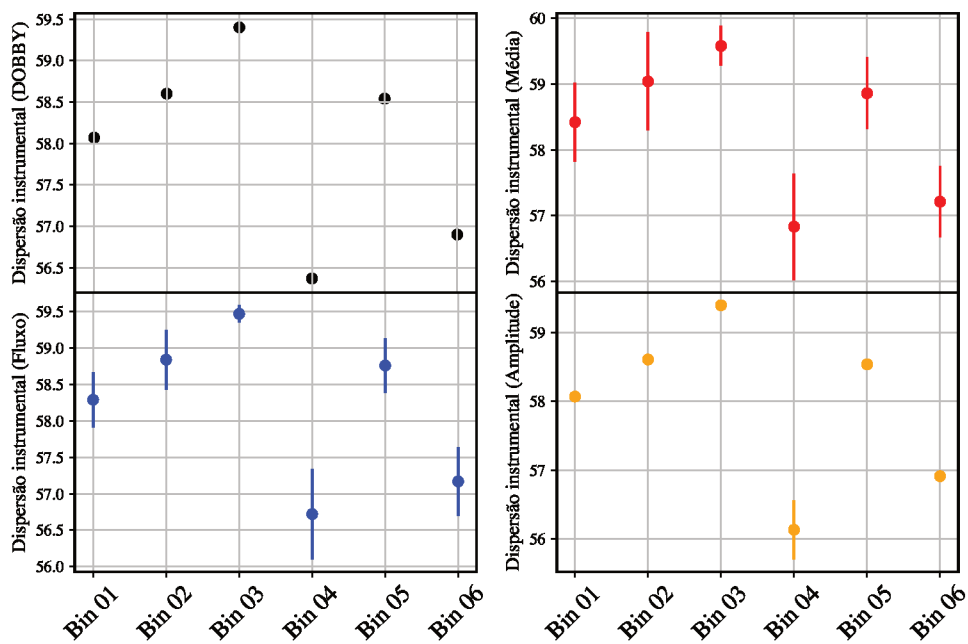


Figura 38 – Dispersão instrumental do espectro somado determinada pelo DOBBY e por diferentes médias. Nas dispersões instrumentais determinadas pela média, pelo fluxo e pela amplitude as barras de erro representam o desvio percentual  $\Delta$  em relação às medidas do DOBBY.

## APÊNDICE B – AJUSTE DE LINHAS DOBBY

O DOBBY utiliza curvas gaussianas para realizar o ajuste das linhas de emissão. Nos critérios de seleção dos bins que usamos para calcular as informações de  $T_e$  e metalicidade consideramos também a qualidade do ajuste realizado pelo DOBBY, especialmente para as linhas de emissão aurorais fracas. Neste apêndice mostramos o ajuste de algumas linhas de emissão que consideramos boas e que foram utilizadas para calcular as propriedades físicas das galáxias com formação estelar ativa.

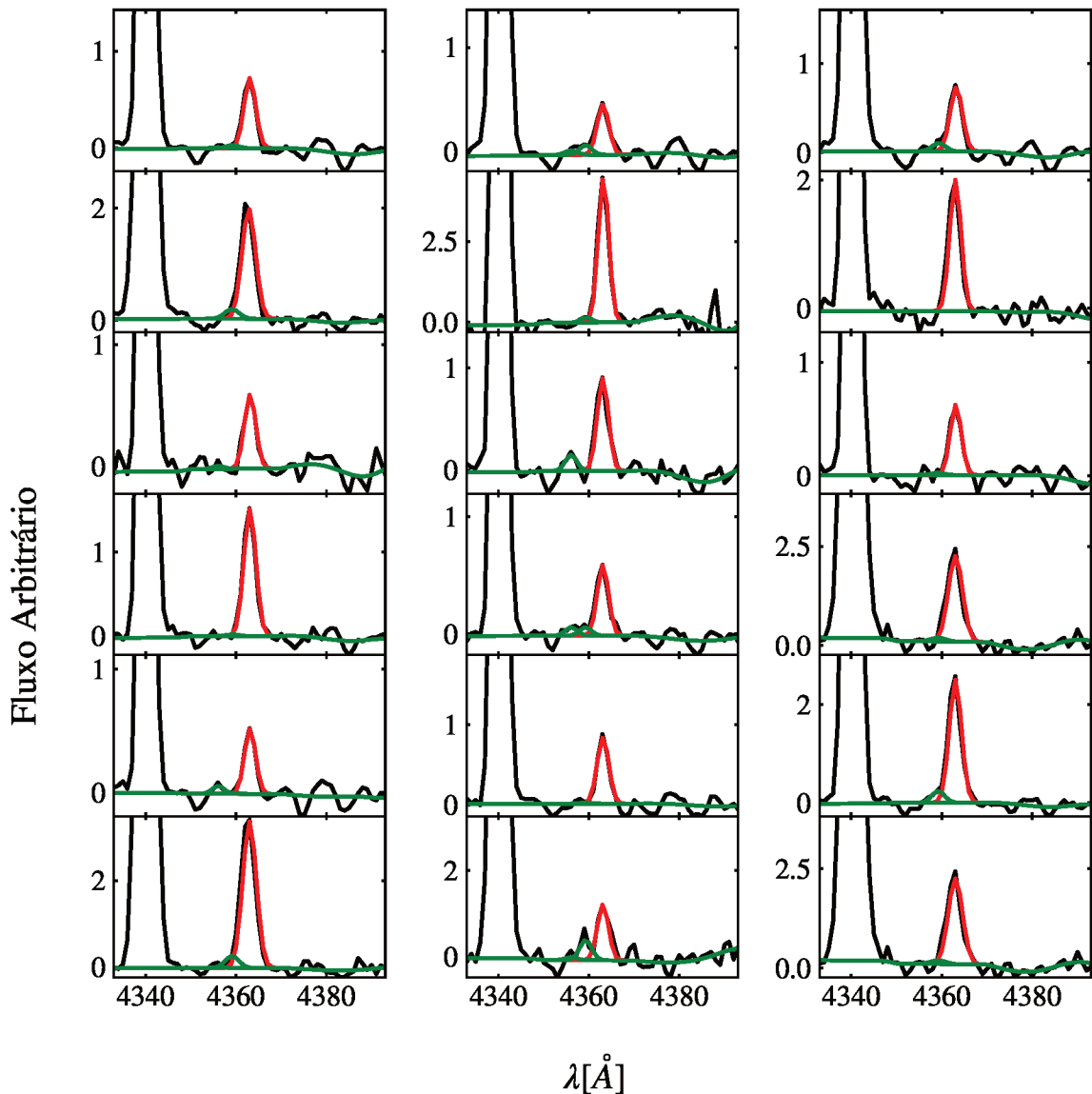


Figura 39 – Janela de 4330–4390 Å para os espectros residuais (em preto) resultantes da soma de galáxias normalizados pela mediana do fluxo na faixa 7200–7230 Å do contínuo. Nesta janela estão destacados a linhas [O III]λ4363 (ajuste em vermelho), [Fe II]λ4360 e [Fe II]λ4356 (ajustes em verde).

Na Figura 39 mostramos alguns ajustes de [O III]λ4363 na janela 4330–4390Å.

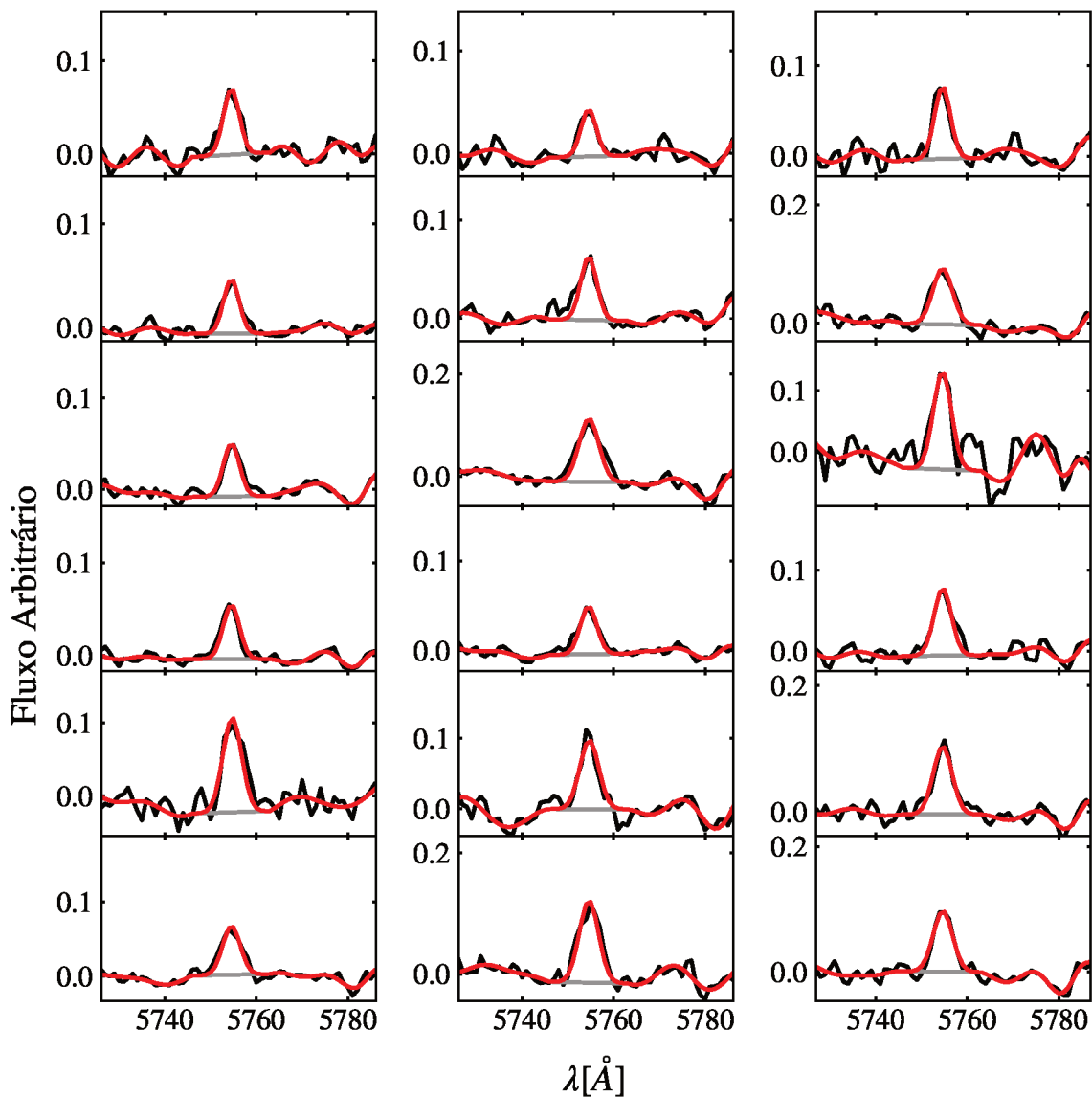


Figura 40 – Como a Figura 39, mas para a janela de 5725–5785 Å. Nesta janela está destacada a linha [N II] $\lambda$ 5755 (ajuste em vermelho). A linha cinza mostra o pseudocontínuo nesta região.

O ajuste da linha [O III] $\lambda$ 4363 é mostrado em vermelho, enquanto as linhas de ferro e contínuo são mostrados em verde. Por sua vez, na Figura 40 são apresentados alguns ajustes para a linha [N II] $\lambda$ 5755 em vermelho na janela 5725–5785 Å. Em geral, para todos os bins que atendem aos critérios de seleção discutidos no Capítulo 3, o DOBBY ajusta muito bem [O III] $\lambda$ 4363. No entanto, para algumas linhas de [N II] $\lambda$ 5755 o DOBBY não consegue fazer um bom ajuste. Isso acontece porque o SNR ainda é muito baixo ou a linha apresenta um formato que dificulta o ajuste gaussiano. Na Figura 41 apresentamos alguns exemplos de [N II] $\lambda$ 5755 que foram descartados devido ao ajuste ruim do DOBBY.

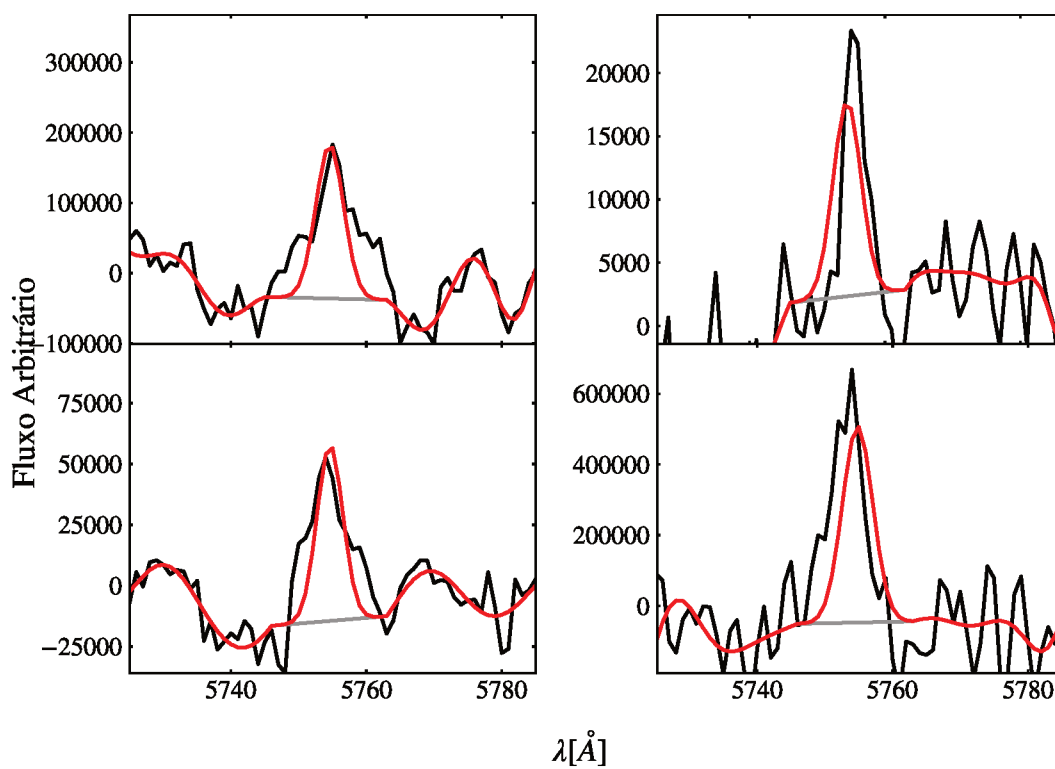


Figura 41 – Ajustes ruins (ajuste em vermelho) da linha [N II] $\lambda$ 5755 (normalizado pela luminosidade) que foram descartados da análise.