

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA MARIA  
CENTRO DE CIÊNCIAS NATURAIS E EXATAS  
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

Thallis de Lourenço Pessi

**UM PIPELINE DE REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS  
PARA EVENTOS DE QUILONOVA**

Santa Maria, RS  
2020

**Thallis de Lourenço Pessi**

**UM PIPELINE DE REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS PARA EVENTOS  
DE QUILONOVA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Astronomia, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física**.

**ORIENTADOR:** Prof. Sandro Barboza Rembold

Santa Maria, RS  
2020

This study was financed in part by the Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Finance Code 001

Pessi, Thallis

Um pipeline de redução de dados espectroscópicos para eventos de quilonova / Thallis Pessi.- 2020.

106 p.; 30 cm

Orientador: Sandro Barboza Rembold

Dissertação (mestrado) - Universidade Federal de Santa Maria, Centro de Ciências Naturais e Exatas, Programa de Pós-Graduação em Física, RS, 2020

1. Quilonovas 2. Ondas gravitacionais 3. Espectroscopia 4. Estrelas de nêutrons I. Barboza Rembold, Sandro II. Título.

Sistema de geração automática de ficha catalográfica da UFSM. Dados fornecidos pelo autor(a). Sob supervisão da Direção da Divisão de Processos Técnicos da Biblioteca Central. Bibliotecária responsável Paula Schoenfeldt Patta CRB 10/1728.

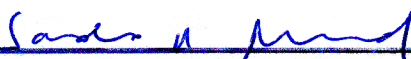
Declaro, THALLIS PESSI, para os devidos fins e sob as penas da lei, que a pesquisa constante neste trabalho de conclusão de curso (Dissertação) foi por mim elaborada e que as informações necessárias objeto de consulta em literatura e outras fontes estão devidamente referenciadas. Declaro, ainda, que este trabalho ou parte dele não foi apresentado anteriormente para obtenção de qualquer outro grau acadêmico, estando ciente de que a inveracidade da presente declaração poderá resultar na anulação da titulação pela Universidade, entre outras consequências legais.

**Thallis de Lourenço Pessi**

**UMA PIPELINE DE REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS PARA  
EVENTOS DE QUILONOVA**

Dissertação de Mestrado apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física, Área de Concentração em Astronomia, da Universidade Federal de Santa Maria (UFSM, RS), como requisito parcial para obtenção do grau de **Mestre em Física**.

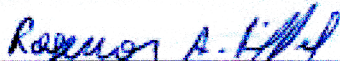
**Aprovado em 9 de novembro de 2020:**



**Sandro Barboza Rembold, Dr. (UFSM)**  
(Presidente/Orientador)



**Reinaldo Ramos de Carvalho, Dr. (Universidade Cruzeiro do Sul/UNICID)**



**Rogemar André Riffel, Dr. (UFSM)**

## AGRADECIMENTOS

*Primeiramente, agradeço à minha família pelo apoio incondicional às minhas decisões e à carreira que decidi seguir. Agradeço aos amigos por todos os bons momentos durante este período em Santa Maria. Agradeço aos colegas do curso de Física e, em especial, aos colegas do Grupo de Astrofísica. Agradeço aos professores, técnicos e funcionários da UFSM, cujo esforço e empenho permitem que universidades públicas continuem a produzir trabalhos como este. Agradeço aos ensinamentos do Professor Sandro; suas aulas e momentos de orientação foram fundamentais para minha escolha da Astronomia como profissão. Agradeço à disposição dos membros da banca em avaliar este trabalho. Muitos foram os responsáveis pela conclusão deste trabalho e por eu ter logrado chegar ao fim do mestrado; sou grato a todos.*

## RESUMO

# UM PIPELINE DE REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS PARA EVENTOS DE QUILONOVA

AUTOR: Thallis de Lourenço Pessi  
ORIENTADOR: Sandro Barboza Rembold

Neste trabalho, é apresentada a construção de um *pipeline* para a redução de dados espectroscópicos no modo fenda longa, obtidos com o instrumento GMOS do Observatório Gemini durante o acompanhamento ótico de candidatos a sinais gerados por eventos de quilonova. Estes dados foram obtidos como parte de um esforço internacional para a observação da contraparte eletromagnética de eventos de colisão entre objetos compactos, detectados durante o terceiro ciclo de operações dos detectores LIGO e Virgo. Estas observações buscam responder as perguntas em aberto sobre a natureza de eventos deste tipo, sendo a rápida redução dos dados obtidos extremamente importante para uma ágil classificação e observação dos momentos iniciais após a colisão. O *pipeline* apresentado neste trabalho foi construído em um ambiente *Pyraf*, unindo funções em linguagem *Python* com comandos de redução de dados do pacote GEMINI IRAF, com o objetivo de estabelecer um processo de redução automatizado e, assim, diminuir o tempo total da operação. Para garantir a qualidade dos processos automáticos, figuras intermediárias de diagnóstico são produzidas, permitindo a identificação e correção de eventuais problemas. O *pipeline* atuou na redução dos dados obtidos pelo GMOS durante a observação de quatro candidatos à contraparte ótica do evento S200115j, detectado em ondas gravitacionais no dia 15 de Janeiro de 2020. Os métodos apresentados neste trabalho foram capazes de estabelecer uma redução homogênea deste conjunto de dados, diminuindo de maneira considerável o tempo total para a análise dos candidatos observados. Os transientes observados não apresentaram as características espectrais esperadas em quilonovas, sendo relacionados à emissões de supernovas. Embora os transientes observados não tenham sido confirmados como a contrapartida ótica do evento detectado em ondas gravitacionais, o excelente desempenho do pipeline a torna uma ferramenta promissora para redução de futuros dados espectroscópicos oriundos de programas de acompanhamento óticos de quilonovas com o Gemini/GMOS.

**Palavras-chave:** Quilonovas, Ondas gravitacionais, Espectroscopia, Estrelas de nêutrons

## ABSTRACT

### A SPECTROSCOPIC DATA REDUCTION PIPELINE FOR OPTICAL OBSERVATIONS OF KILONOVAE

AUTHOR: Thallis de Lourenço Pessi

ADVISOR: Sandro Barboza Rembold

This work presents the process of making a pipeline for the reduction of longslit spectroscopic data, acquired with the GMOS instrument of the Gemini Observatory as part of the optical follow-up of kilonovae candidates. The data was acquired as part of an international effort for the detection of the electromagnetic counterpart signal from mergers between compact objects, detected over the third cycle of operations of the LIGO and Virgo observatories. The observations aim to answer some of the open questions on the nature of this kind of event. A fast reduction of the acquired data is extremely important for a quick classification and observation of the early moments after the merger. The pipeline presented here was built on a Pyraf environment, joining Python functions with data reduction commands from the GEMINI IRAF package, to establish an automated reduction process, therefore decreasing the total amount of time for the operation. To guarantee the good quality of the automatic processes, diagnostic figures are made, allowing the identification and correction of eventual problems. The pipeline operated in the reduction of the data acquired by the GMOS during the observation of four candidates to the optical counterpart of the event S200115j, detected in gravitational waves on January 15, 2020. The methods presented in this work were able to establish a homogeneous reduction of this data set, substantially decreasing the total amount of time for the analysis of the observed candidates. The transients did not present the expected spectral features of kilonovae, being related to supernova emissions. Although the observed transients were not confirmed as the optical counterpart of the gravitational wave event, the excellent performance of the pipeline places it as a promising tool for the reduction of forthcoming spectroscopic data from optical follow-up programs with the Gemini/GMOS.

**Keywords:** Kilonovae, Gravitational waves, Spectroscopy, Neutron stars

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1 – Transiente AT2017gfo detectado pela DECam. ....	12
Figura 1.2 – Componentes da ejeção de uma colisão entre objetos compactos. ....	17
Figura 1.3 – Curvas de luz para quilonova “vermelha” e “azul”. ....	21
Figura 1.4 – Curvas de luz para quilonovas contendo ejeção de nêutrons livres. ....	22
Figura 1.5 – Curvas de luz para quilonovas contendo aquecimento produzido pela acreção de matéria em um objeto remanescente. ....	23
Figura 1.6 – Curvas de luz para quilonovas contendo aquecimento produzido por um magnetar. ....	25
Figura 1.7 – Diversidade de sinais emitidos na colisão de objetos compactos. ....	26
Figura 1.8 – Mapa das estimativas da localização no céu de GW170817, calculadas por detectores de ondas gravitacionais e raios gama. ....	26
Figura 1.9 – Curvas de luz do transiente AT2017gf. ....	27
Figura 1.10 – Espectros em ultravioleta e na banda ótica do transiente AT2017gf. ....	28
Figura 1.11 – Espectros no infravermelho próximo do transiente AT2017gf. ....	29
Figura 1.12 – Localização no céu e curvas de luz do evento GW170817, observado pela DECam ....	31
Figura 2.1 – Espectro do céu na banda ótica e no infravermelho próximo. ....	36
Figura 2.2 – Diagrama do caminho percorrido por feixes de luz no telescópio Keck. ....	37
Figura 2.3 – Exemplo de um CCD individual e de um conjunto de CCDs. ....	39
Figura 2.4 – Representação de pixels em um CCD e do caminho percorrido por fotoelétrons. ....	40
Figura 2.5 – Detalhe do processo de transferência de carga dentro de um pixel em um CCD. ....	41
Figura 2.6 – Imagem de <i>bias</i> produzida pelo GMOS-S. ....	43
Figura 2.7 – Imagem de <i>flat field</i> produzida pelo GMOS-S. ....	44
Figura 2.8 – Esquema de um espectrógrafo. ....	46
Figura 2.9 – Padrão de interferência produzido por uma rede de difração. ....	47
Figura 2.10 – Mapa de linhas espectrais da lâmpada de calibração de cobre e argônio utilizada pelo instrumento GMOS. ....	49
Figura 2.11 – Espectro registrado pelo instrumento GMOS no modo fenda longa. ....	52
Figura 3.1 – Cúpula do telescópio Gemini. ....	54
Figura 3.2 – Esquema do plano focal do GMOS. ....	57
Figura 3.3 – Eficiência quântica dos detectores Hamamatsu. ....	58
Figura 3.4 – Configuração básica de uma imagem espectroscópica produzida pelo GMOS. ....	59
Figura 3.5 – Variação da eficiência de difração das redes de difração presentes no GMOS ....	60
Figura 3.6 – Resolução das redes de difração do GMOS ....	60
Figura 3.7 – Imagem do <i>Master Bias</i> produzido pelo comando <i>gbias</i> ....	63
Figura 3.8 – Contagem de pixels sobre três linhas da imagem de <i>Master Bias</i> . ....	63
Figura 3.9 – Diagrama produzido nas funções <i>obj_wavelength_arc</i> e <i>std_wavelength_arc</i> do <i>pipeline</i> . ....	64
Figura 3.10 – Imagem do <i>Master Flat</i> produzido pelo comando <i>gsflat</i> ....	65
Figura 3.11 – Contagem de pixels sobre três linhas da imagem de <i>Master Flat</i> . ....	66
Figura 3.12 – Imagem de comparação produzida após os comandos <i>gsreduce</i> e <i>gemfix</i> . ..	67
Figura 3.13 – Correções aplicadas à uma extensão do espectro de ciência pelos comandos <i>gsreduce</i> e <i>gemfix</i> . ....	68



Figura 3.14 – Identificação de colunas ruins pelo <i>pipeline</i> . . . . .	69
Figura 3.15 – Exposição do espectro observado antes e depois da subtração do céu. . . . .	70
Figura 3.16 – Posição do espectro extraído pelo comando <i>gsextract</i> . . . . .	70
Figura 3.17 – Espectro não calibrado extraído pelo <i>gsextract</i> . . . . .	71
Figura 3.18 – Curva de sensibilidade produzida pelo pacote <i>gsstandard</i> . . . . .	72
Figura 3.19 – Espectro calibrado da estrela de referência HZ44 . . . . .	73
Figura 3.20 – Valores de <i>z-score</i> ao longo do espectro do objeto de ciência. . . . .	74
Figura 3.21 – Espectro calibrado do objeto de ciência. . . . .	74
Figura 4.1 – Mapas de probabilidade da localização no céu dos sinais candidatos S190425z e S200115j. . . . .	79
Figura 4.2 – Imagem do <i>Master Bias</i> utilizado na redução. . . . .	80
Figura 4.3 – Contagem de pixels do <i>Master Bias</i> utilizado na redução. . . . .	80
Figura 4.4 – Diagrama produzido nas funções <i>obj_wavelength_arc</i> e <i>std_wavelength_arc</i> do <i>pipeline</i> . . . . .	81
Figura 4.5 – Imagem do <i>Master Flat</i> utilizado na redução. . . . .	81
Figura 4.6 – Contagem de pixels do <i>Master Flat</i> utilizado na redução. . . . .	82
Figura 4.7 – Correção da exposição espectral do transiente AT 2020vz por <i>bias</i> , <i>overscan</i> e raios cósmicos. . . . .	83
Figura 4.8 – Análise das colunas ruins presentes na exposição espectral do transiente AT2020vz. . . . .	83
Figura 4.9 – Correção das linhas de céu para a exposição espectral do transiente AT2020vz. . . . .	84
Figura 4.10 – Posição do espectro extraído na exposição do transiente AT2020vz. . . . .	84
Figura 4.11 – Posição do espectro extraído na exposição do transiente AT2020vw. . . . .	85
Figura 4.12 – Espectro extraído e não calibrado do transiente AT2020vz. . . . .	85
Figura 4.13 – Coeficientes de calibração e curva de sensibilidade calculados para a estrela padrão LTT3218. . . . .	86
Figura 4.14 – Espectro calibrado da estrela padrão LTT3218. . . . .	87
Figura 4.15 – Espectro calibrado do transiente AT2020vz, com comprimento de onda central de 500 nm. . . . .	87
Figura 4.16 – Valores de <i>z-score</i> para os pontos ao longo do espectro do transiente AT2020vz. . . . .	88
Figura 4.17 – Espectros reduzidos com comprimento de onda central em 500 nm. . . . .	89
Figura 4.17 – <i>Continuação</i> . . . . .	90
Figura 4.18 – Espectros reduzidos com comprimento de onda central em 850 nm. . . . .	91
Figura 4.18 – <i>Continuação</i> . . . . .	92
Figura 4.19 – Espectros completos dos transientes observados. . . . .	93
Figura 4.19 – <i>Continuação</i> . . . . .	94
Figura 4.20 – Ajuste espectral realizado pelo <i>software</i> DASH. . . . .	97
Figura 4.20 – <i>Continuação</i> . . . . .	98

## LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1 – Propriedades das redes de difração utilizadas pelo GMOS.....	58
Tabela 4.1 – Resultados da análise dos transientes com o <i>software</i> DASH. ....	95

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

CCD	<i>Charge Coupled Device</i> ou Dispositivo de Carga Acoplada
DECam	<i>Dark Energy Camera</i>
DLT40	<i>Distance Less Than 40 Mpc</i>
ESO	<i>European Southern Observatory</i>
GMOS	<i>Gemini Multi-Object Spectrographs</i>
GRB	<i>Gamma-Ray Burst</i> ou Surto de Raios Gama
HST	<i>Hubble Space Telescope</i>
HMNS	<i>Hyper Massive Neutron Star</i> ou Estrela de Nêutrons Hipermassiva
IRAF	<i>Image Reduction and Analysis Facility</i>
ISCO	<i>Innermost Stable Circular Orbit</i> ou Órbita Circular Estável Mais Interna
LCO	<i>Las Cumbres Observatory</i>
LIGO	<i>Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory</i>
NOAO	<i>Natiaonal Optical Astronomy Observatory</i>
SMNS	<i>Supra Massive Neutron Star</i> ou Estrela de Nêutrons Supramassiva
SSS	<i>Swope Supernova Survey</i>
VLT	<i>Very Large Telescope</i>

## LISTA DE SÍMBOLOS

Mpc	$10^6$ parsec (1 pc = $3,086 \times 10^{16}$ m)
Gpc	$10^9$ parsec
$M_{\odot}$	Massa solar ( $1,9891 \times 10^{30}$ kg)
c	Velocidade da luz no vácuo ( $2,9979 \times 10^8$ m/s)

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b> .....	<b>11</b>
1.1	ESTRELAS DE NÊUTRONS E BURACOS NEGROS .....	12
1.2	QUILONOVAS: PROPRIEDADES GERAIS .....	14
1.3	PROPRIEDADES FÍSICAS DE QUILONOVAS .....	18
1.4	GW170817/AT2017GF .....	24
1.5	ESTRATÉGIAS DE OBSERVAÇÃO .....	29
1.6	OBJETIVOS .....	32
<b>2</b>	<b>REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS</b> .....	<b>34</b>
2.1	NOÇÕES BÁSICAS .....	34
<b>2.1.1</b>	<b>Efeitos Atmosféricos</b> .....	<b>34</b>
<b>2.1.2</b>	<b>Telescópios Óticos</b> .....	<b>37</b>
2.2	CAPTURA DE IMAGENS POR CCDS .....	38
2.3	ESPECTROSCOPIA .....	45
2.4	CALIBRAÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS .....	48
2.5	PROCESSOS DE REDUÇÃO .....	50
<b>3</b>	<b>CONFECÇÃO DO PIPELINE</b> .....	<b>54</b>
3.1	GMOS: <i>GEMINI MULTI-OBJECT SPECTROGRAPH</i> .....	56
3.2	O <i>PIPELINE</i> .....	59
3.3	PROCESSOS DO <i>PIPELINE</i> .....	73
<b>4</b>	<b>APLICAÇÃO A TRANSIENTES ÓTICOS E DESEMPENHO DO PIPE- LINE</b> .....	<b>77</b>
4.1	REDUÇÃO ESPECTRAL DE CANDIDATOS ÓTICOS .....	78
4.2	CLASSIFICAÇÃO ESPECTRAL DOS TRANSIENTES .....	95
4.3	DESEMPENHO DO <i>PIPELINE</i> .....	99
<b>5</b>	<b>CONCLUSÃO</b> .....	<b>100</b>
5.1	PERSPECTIVAS .....	100

# 1 INTRODUÇÃO

A formulação teórica da existência de estrelas de nêutrons, como o resultado final da vida de estrelas massivas que passam pelo processo de supernova (SN), se deu logo após a descoberta do nêutron, na década de 30 (Baade e Zwicky 1934). Na década de 60, a observação destes objetos, improváveis até então, foi feita através de sinais periódicos em rádio, cujas fontes desconhecidas foram chamadas de pulsares. A origem destes sinais, com períodos da ordem de frações de segundo, deveria se dar em um objeto extremamente compacto, sendo sua causa mais plausível as estrelas previstas por Baade e Zwicky três décadas antes (Hewish e Okoye 1965; Hewish, Bell et al. 1968).

A descoberta do primeiro sistema binário de pulsares em 1974 (Taylor e Weisberg 1989) colocou as estrelas de nêutrons como agentes de destaque na formação dos elementos químicos: o grande fluxo de nêutrons e as altas energias envolvidas na colisão entre duas estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, seriam ideais para a ocorrência do processo de captura rápida de nêutrons, ou processo-*r*, responsável pela síntese de parte dos elementos mais pesados que o ferro (Lattimer e Schramm 1974; Thielemann et al. 2017). O calor gerado pelo decaimento radioativo destes elementos, produzidos na ejeção de matéria rica em nêutrons, deve ser a fonte energética de uma emissão visível no ótico e no infravermelho próximo, como prevista por Li e Paczyński (1998) e que, mais tarde, foi intitulada *quilonova* (Metzger, Martínez-Pinedo et al. 2010).

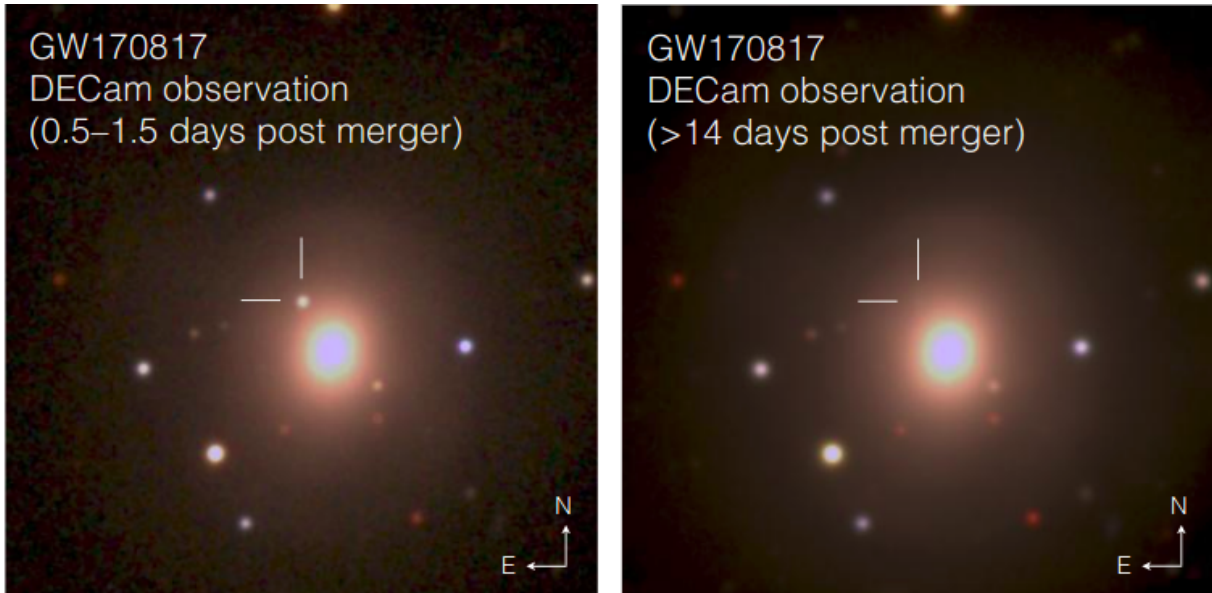
Após décadas de desenvolvimento teórico (Metzger 2020) e detecções elusivas (Berger, Fong e Chornock 2013), o primeiro sinal indubitável da colisão entre duas estrelas de nêutrons foi observado pelos detectores de ondas gravitacionais LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) e Virgo, no dia 17 de Agosto de 2017 (Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017a). O sinal em ondas gravitacionais, intitulado GW170817, foi sucedido em 11 horas pela detecção de sua contrapartida ótica por diversos telescópios ao redor do mundo, designado como o transiente astronômico AT2017gfo (Coulter et al. 2017; Soares-Santos et al. 2017, ver Figura 1.1, ). Além da quilonova associada a este evento, também foram observados outros fenômenos ligados às diferentes faixas do espectro eletromagnético, como em ultravioleta, raios X, rádio e raios gama. GW170817/AT2017gfo não se tornou apenas um dos eventos mais estudados da história da astronomia, como também o primeiro a ser estudado por uma via multi-mensageira, combinando a detecção de radiação eletromagnética e gravitacional (Nicholl et al. 2017; Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017b).

O enorme volume de dados obtido em 2017 permitiu esclarecer uma série de perguntas fundamentais, como a relação entre estrelas de nêutrons e surtos rápidos de raios gama (sGRB)<sup>1</sup> e o papel crucial que estes objetos exercem na criação de elementos do processo-*r*. A geometria da ejeção, o possível remanescente da colisão e os detalhes dos elementos produzidos no processo são algumas das questões que permanecem sem respostas precisas e são alvos de grande debate. Nesta seção, é apresentado um breve resumo sobre as principais características de estrelas de nêutrons, buracos negros, do processo de quilonova e como podemos prever diversos aspectos de suas emissões a partir de um modelo simplificado. Após uma discussão sobre o evento GW170817/AT2017gfo, são expostas as estratégias de observação e acompanhamento da contraparte eletromagnética de eventos detectados em ondas gravitacionais, e a importância de um rápido tratamento dos dados obtidos, cujo processo é o foco deste trabalho.

---

<sup>1</sup>Do inglês *short Gamma-Ray Burst*.

Figura 1.1 – Transiente AT2017gfo, associado com o evento de ondas gravitacionais GW170817, detectado pela *Dark Energy Camera*, ou *DECam*, na galáxia NGC4993. A imagem da esquerda mostra o momento da detecção,  $\sim 1$  dia após a colisão entre as estrelas de nêutrons, enquanto a imagem da direita mostra a mesma região 14 dias depois. Imagens compostas de exposições nas bandas  $g$ ,  $r$  e  $z$ .



Fonte: Soares-Santos et al. 2017

## 1.1 ESTRELAS DE NÊUTRONS E BURACOS NEGROS

Junto com as estrelas anãs brancas, estrelas de nêutrons e buracos negros fazem parte do conjunto astrofísico de objetos compactos. Estes objetos têm em comum a sua origem no fim da vida das estrelas, sendo as anãs brancas os núcleos degenerados de estrelas de baixa massa ( $M \leq 8 M_{\odot}$ ) que passam por processos de ejeção de suas camadas externas, enquanto que estrelas de nêutrons e buracos negros são o resultado do colapso de estrelas de alta massa que explodem em uma SN. Em estrelas com massa  $8 M_{\odot} \leq M \leq 25 M_{\odot}$ , o colapso das suas camadas externas comprime o núcleo, com massa  $\leq 3 M_{\odot}$ , para um raio de aproximadamente 10 km, gerando um objeto extramente denso que é sustentado pela pressão de degenerescência de nêutrons, uma estrela de nêutrons. As densidades no interior de estrelas de nêutrons chegam a valores próximos aos do núcleo atômico perto de sua crosta, de aproximadamente  $3 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$ , podendo chegar até  $8 \times 10^{17} \text{ kg m}^{-3}$  no seu núcleo. Em estrelas com massa  $M \geq 25 M_{\odot}$  e núcleo com mais que  $3 M_{\odot}$ , a pressão de degenerescência das partículas nucleares não é capaz de suportar as grandes densidades do colapso, gerando um buraco negro.

Baade e Zwicky (1934) propuseram a existência das estrelas de nêutrons em 1934, dois anos após a descoberta destas partículas por Chadwick (1932). Eles argumentaram que as altas densidades envolvidas em um processo de SN deveriam gerar um ambiente propício para a ocorrência do decaimento beta inverso em grande escala, gerando a neutronização da matéria presente no núcleo da estrela em colapso, o que teria como resultado uma estrela de nêutrons. Logo após, Tolman (1939) e Oppenheimer e Volkoff (1939) derivaram as equações que descrevem a estrutura de estrelas de nêutrons na relatividade geral, encontrando um limite possível de massa de aproximadamente  $0.7 M_{\odot}$ . Um limite tão baixo é resultado da primeira suposição que estrelas de nêutrons poderiam ser descritas por um gás composto totalmente por nêutrons

não interagentes. Mais tarde, Cameron (1959) considerou interações nucleônicas no interior de estrelas de nêutrons e obteve um limite de massa de aproximadamente  $2 M_{\odot}$ . A equação de estado, ou como se dão as interações entre as partículas nucleares presentes no seu interior, dita a massa máxima possível para a existência de uma estrela de nêutrons. As equações de estado podem ser classificadas como flexíveis, que possibilitam um raio menor para massas maiores, e rígidas, que permitem raios maiores para massas menores.

Ao nascer, estrelas de nêutrons possuem rotações extremamente altas, devido à transferência de momento angular da estrela progenitora, com várias vezes o raio do Sol, para o seu núcleo, com alguns quilômetros de raio, tendo um período de rotação de frações de segundo. A rápida rotação acaba induzindo um campo magnético também extremo, da ordem de  $10^{12}$  G. A combinação destas duas propriedades gera um pulsar: uma estrela de nêutrons que, devido à alta rotação e intenso campo magnético, produz um feixe de partículas com grandes velocidades em seus polos. Em 1967, a observação destes feixes através de sinais periódicos em rádio marcou a primeira detecção de uma estrela de nêutrons (Hewish, Bell et al. 1968). Além disso, quando em um sistema binário, pulsares podem fornecer detecções indiretas da emissão de ondas gravitacionais. Segundo a teoria da relatividade geral, objetos massivos acelerados devem emitir energia através de flutuações do espaço-tempo, ou radiação gravitacional. Para objetos compactos em um sistema binário, este efeito deve ser pronunciado e deve ser observado através da diminuição do seu período orbital. Esta hipótese foi confirmada pela descoberta do primeiro sistema binário de pulsares por Hulse e Taylor (1975) e a sua contínua observação pelos próximos anos, que revelou um decréscimo de período orbital de 76.5 micro segundos por ano, com uma concordância de 99.7% do valor previsto teoricamente (Taylor e Weisberg 1989; Weisberg, Nice e Taylor 2010). Com tal taxa de decréscimo da órbita, a estimativa para a colisão dos dois pulsares presentes no sistema de Hulse e Taylor foi de cerca de 300 milhões de anos. Essa informação demonstrou que estrelas de nêutrons podem colidir em uma escala de tempo bastante curta se comparada à idade do Universo, podendo ser uma fonte viável no enriquecimento de elementos pesados em galáxias (Lattimer e Schramm 1974). A observação de pulsares pode também fornecer estimativas para a massa de estrelas de nêutrons, colocando restrições nas equações de estado formuladas teoricamente, sendo que nas últimas duas décadas essas observações encontraram massas variando entre  $1.17 M_{\odot}$  até  $2.0 M_{\odot}$  (Ozel e Freire 2016).

A hipótese da existência de buracos negros é mais antiga do que a de estrelas de nêutrons, datando do século XVIII. A ideia era a de que poderiam existir astros tão compactos que a velocidade de escape na sua superfície seria maior do que a da velocidade da luz, gerando assim um objeto totalmente escuro. A primeira descrição moderna de um buraco negro surgiu logo após a publicação da teoria da relatividade geral por Einstein, quando Schwarzschild encontrou a solução para um buraco negro estático. A descrição de um horizonte de eventos como sendo a região de onde nada escapa, no entanto, foi feita apenas em 1958, por Finkelstein (1958), que definiu o raio dessa região como o raio de Schwarzschild. Em 1963, Kerr (1963) derivou a solução para um buraco negro em rotação, parâmetro que, junto com a massa, descreve totalmente um buraco negro astrofísico. Para este tipo de objeto, chamado de buraco negro de Kerr, é possível definir uma região limite onde uma partícula pode orbitar dada a massa e a rotação do buraco negro, chamada de órbita circular estável mais interna (ISCO)<sup>2</sup>.

Não existem limitações teóricas para a massa de um buraco negro, apesar de que observacionalmente existam duas classes definidas: buracos negros de massa estelar, com massas de até dezenas de vezes a massa do Sol, e buracos negros supermassivos, de milhões a bilhões de vezes a massa solar. Se supõe que buracos negros supermassivos estejam presentes em todas as galáxias, concentrados preferencialmente em seus núcleos, apesar de que ainda existam

---

<sup>2</sup>Do inglês *Innermost Stable Circular Orbit*.



incertezas sobre sua presença nas galáxias de mais baixa massa (Reines et al. 2020). Quando uma grande quantidade de matéria presente no núcleo de uma galáxia é acreta por um buraco negro supermassivo, um forte jato relativístico pode ser formado e essa região passa a ser um núcleo ativo de galáxia (AGN)<sup>3</sup>. As altas energias presentes em um AGN geram uma vasta gama de sinais eletromagnéticos, dando origem a diversos fenômenos observacionais, como os quasares, blazares, LINERs, galáxias do tipo Seyfert e as radiogaláxias. Buracos negros de massa estelar podem ser observados apenas quando fazem parte de um sistema binário, podendo ser detectados de maneira indireta, quando se observa o período da órbita de outro objeto visível no sistema, ou através da emissão de raios X, quando o buraco negro acreta matéria de uma estrela, nas chamadas binárias de raios X. Recentemente, porém, a detecção de pares de buracos negros através das ondas gravitacionais geradas nos últimos momentos antes de sua colisão vem se tornando cada vez mais comum. A primeira detecção foi feita pelo LIGO no dia 14 de Setembro de 2015, sendo gerada pela colisão de dois buracos negros com massas de  $35.6 M_{\odot}$  e  $30.6 M_{\odot}$ . Durante seus dois primeiros ciclos de observações, o LIGO confirmou 10 detecções de ondas gravitacionais originadas por buracos negros, com objetos tendo massas entre  $7.6 M_{\odot}$  e  $50.6 M_{\odot}$  (Abbott, Abbott, Abbott, Abraham et al. 2019). No terceiro ciclo de detecções, em operação entre abril de 2019 e março de 2020, foram detectados cerca de 50 sinais candidatos a serem provenientes da colisão entre buracos negros.

## 1.2 QUILONOVAS: PROPRIEDADES GERAIS

Os elementos do pico do ferro (massa atômica  $A \sim 56$ ) marcam o limite em que é energeticamente viável ser realizada a fusão nuclear no interior de estrelas, de modo que outros processos são necessários para explicar a grande variedade e abundância de elementos químicos mais pesados. Uma destas vias, o processo de captura rápida de nêutrons, ou processo- $r$ , foi primeiro descrito em 1957 (Burbidge et al. 1957; Cameron 1957) e ocorre quando, em um ambiente rico em nêutrons, núcleos pesados absorvem estas partículas com uma velocidade mais rápida do que a do decaimento  $\beta$ . O processo- $r$  é responsável pela síntese de, aproximadamente, metade dos elementos mais pesados que o ferro e é o principal canal de formação dos átomos de Xenônio, Európio, Plutônio e Ouro (Thielemann et al. 2017).

Apesar do processo- $r$  ser bem conhecido desde a década de 50, o ambiente astronômico capaz de o gerar é, ainda, alvo de debates. Logo após a descoberta do primeiro pulsar (Hulse e Taylor 1975), estrelas de nêutrons foram propostas como uma fonte viável do processo- $r$  por Lattimer e Schramm (1974), argumentando que a colisão destes objetos com buracos negros poderia gerar a ejeção de grande quantidade de matéria rica em nêutrons. Após a primeira observação de um sistema binário de pulsares (Hulse e Taylor 1975) e a descoberta de que, graças a perda de energia via emissão gravitacional, a colisão entre duas estrelas de nêutrons em um sistema binário é a consequência natural da sua evolução, Symbalisty e Schramm (1982) propuseram estes eventos como um importante meio da síntese de elementos do processo- $r$ . Na década de 90, as primeiras simulações numéricas de ejeção de matéria mostraram que pelo menos  $\sim 2\%$  da massa total do sistema binário seria ejetada na colisão (Davies et al. 1994) e que os elementos gerados estão de acordo com a abundância de elementos do processo- $r$  observada no sistema solar (Freiburghaus, Rosswog e Thielemann 1994).

Por muito tempo, SNs de colapso de núcleo foram considerados os locais mais favoráveis à ocorrência do processo- $r$ , devido ao ambiente rico em nêutrons gerado durante a formação

---

<sup>3</sup>Do inglês *Active Galactic Nucleus*.

da protoestrela de nêutrons (Duncan, Shapiro e Wasserman 1986). A observação de traços de elementos do processo-*r* em estrelas pobres em metal indicavam que a sua fonte deveria ser um fenômeno que ocorre em uma escala de tempo curta a partir da formação da galáxia, favorecendo o cenário do colapso de estrelas massivas (Mathews, Bazan e Cowan 1992). Mais tarde, porém, simulações demonstraram que o ambiente do colapso de núcleo poderia não ser tão propício ao processo-*r* (Arcones, Janka e Scheck 2007) e novas observações começaram a apontar outros caminhos. Observações de galáxias anãs com populações estelares antigas revelaram que poucos eventos de produção de elementos do processo-*r*, ou apenas um (Ji et al. 2016), foram necessários para o seu enriquecimento (Cohen e Huang 2009). A análise de isótopos radioativos da crosta terrestre também pode ser um indicador significativo da origem destes elementos. Exames do fundo oceânico indicam que a quantidade de  $^{244}\text{Pu}$ , com uma meia vida de  $8.1 \times 10^7$  anos, é duas ordens de magnitude inferior à estimada para esse isótopo se produzido por eventos de SN (Thielemann et al. 2017). Estas duas classes de evidências atestam que a formação de elementos do processo-*r* se dá em eventos raros, não frequentes, e que geram de uma só vez uma grande quantidade destes núcleos, sustentando assim, o cenário da colisão entre objetos compactos como a mais provável fonte.

Li e Paczyński (1998) foram os primeiros a demonstrar que as ejeções geradas pela colisão entre duas estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, deveriam produzir uma emissão transiente observável. O mecanismo por trás desta emissão é uma combinação do calor gerado pelo decaimento  $\beta$ , decaimento  $\alpha$  e a fissão dos isótopos instáveis sintetizados pelo processo-*r* na rápida ejeção de material rico em nêutrons. O modelo de Li e Paczyński ainda prevê que, por conta da baixa quantidade de matéria ejetada na colisão, a emissão visível seja bastante breve, desaparecendo em uma escala de tempo de uma semana. Ainda assim, suas estimativas eram de que a luminosidade destes eventos seria da ordem de  $10^{42} - 10^{44} \text{ erg s}^{-1}$ , comparável ao brilho de SNs. Metzger e seus colaboradores, em 2010, demonstraram que tais estimativas estão superestimadas e que a luminosidade gerada por este processo deveria ser da ordem de  $10^{41} \text{ erg s}^{-1}$  (Metzger, Martínez-Pinedo et al. 2010). Dado que esta luminosidade é cerca de mil vezes maior do que a de um evento típico de nova, os autores se referiram ao transiente como *kilonova*, ou quilonova. Outro termo, macronova, também é usado para se referir ao transiente gerado pela colisão de objetos compactos, mas está ligado a modelos que, no lugar do decaimento de elementos gerados pelo processo-*r*, consideram o decaimento do  $^{56}\text{Ni}$  e de nêutrons livres como a fonte principal de energia (Metzger 2020). M. Bauswein, Goriely e Kasen (2015) argumentam que a produção de  $^{56}\text{Ni}$  é inviável em uma ejeção rica em nêutrons, já que os nêutrons livres são rapidamente capturados durante o processo-*r*.

Além da origem energética da emissão transiente, determinar a fonte de opacidade na ejeção é fundamental para definir em que comprimento de onda e em quanto tempo seu brilho máximo ocorre. As primeiras estimativas foram feitas adotando valores da opacidade de ejeções ricas em ferro, similares ao observado em SNs de tipo Ia (Metzger, Martínez-Pinedo et al. 2010). Kasen, Badnell e Barnes (2013), porém, demonstraram que a opacidade deveria ser mais alta que a do ferro, já que a ejeção é rica em átomos com grande número de linhas de transição e estrutura complexa, principalmente os elementos do grupo dos lantanídeos e actinídeos. Levando isto em consideração, a emissão deveria ter seu pico em uma escala de uma semana e, devido à grande opacidade na banda ótica, o seu máximo deveria ocorrer no infravermelho próximo.

Outras fontes de emissão podem influenciar no brilho observado de um quilonova, sendo sua energia comparável, ou às vezes maior, que a produzida pelo aquecimento devido ao decaimento radioativo dos elementos do processo-*r*. Durante sua expansão, a grande densidade da ejeção faz com que todos os nêutrons livres sejam capturados por núcleos atômicos. No entanto,

simulações demonstram que uma pequena fração desta ejeção pode atingir velocidades tão altas ( $v \geq 0.5 c$ ) que os nêutrons não são capturados por núcleos (Bauswein, Goriely e Janka 2013). Segundo as simulações, estes nêutrons livres são criados na interface de contato entre as duas estrelas de nêutrons e devem estar concentrados nas regiões polares da ejeção. O calor gerado pelo decaimento destas partículas é suficiente para aumentar a luminosidade por uma ordem de magnitude, criando um pico de emissão na região do ultravioleta com duração de algumas horas (Metzger 2020).

O objeto remanescente da colisão pode também ser uma fonte adicional de energia. No caso de uma colisão entre um buraco negro e uma estrela de nêutrons, o resultado é sempre um buraco negro. Porém, quando duas estrelas de nêutrons colidem, o remanescente pode ser tanto um buraco negro como uma estrela de nêutrons, cujo tempo de duração até seu colapso irá depender da massa total do sistema binário (Shibata e Uryū 2000). Hotokezaka, Kyutoku et al. (2011) demonstraram que, para equações de estado flexíveis, a massa crítica para o colapso é  $M_{cri} \sim 2.6 M_{\odot}$ , enquanto que para equações de estado rígidas o valor chega a  $M_{cri} \sim 3.9 M_{\odot}$ . Se o sistema possui uma massa total superior a estes valores, o colapso para um buraco negro se dá em uma escala de milissegundos. O limite de massa de uma estrela de nêutrons pode, no entanto, ser estendida se ela estiver rotacionando rapidamente. Uma estrela de nêutrons massiva e que é sustentada por rotação diferencial é chamada de hipermassiva (HMNS)<sup>4</sup>, enquanto que uma estrela de nêutrons com menos massa e sustentada por rotação de corpo rígido é denominada supramassiva (Duez et al. 2006, SMNS)<sup>5</sup>. Um remanescente hipermassivo possui um tempo de vida de algumas dezenas de milissegundos antes de colapsar, devido à perda de energia por torques hidromagnéticos, enquanto que a variante supramassiva pode durar alguns minutos até perder sua rotação por processos menos eficientes, como a emissão de ondas gravitacionais (Duez et al. 2006). Outros estudos também supõem que, em ocasiões raras em que o sistema binário possui uma massa extremamente baixa, o objeto resultante é uma estrela de nêutrons eternamente estável (Metzger, Thompson e Quataert 2008).

As camadas mais internas da ejeção, as quais continuam ligadas gravitacionalmente ao objeto nuclear, formam um disco de acreção que pode ser influenciado de diversas maneiras pelo remanescente. No caso de uma estrela de nêutrons, os neutrinos originados neste objeto podem, através de interações fracas, diminuir a fração de nêutrons existentes no disco, diminuindo assim a quantidade de núcleos de elementos pesados formados pelo processo- $r$ . A ausência destes elementos desloca a emissão para as bandas azuis do espectro eletromagnético, em contraste com o caso do remanescente ser um buraco negro formado instantaneamente após o colapso, onde a emissão é avermelhada graças à grande quantidade de elementos do processo- $r$  (Fernandez e Metzger 2016). A quantidade de elementos pesados e, por conseguinte, o quão avermelhada é a emissão proveniente do disco de acreção irá depender diretamente do tempo de vida da estrela de nêutrons remanescente. Em ambos os casos, a luminosidade aumenta por um fator significativo, se comparada com a gerada no cenário de decaimento radioativo. A acreção do disco com o remanescente pode, da mesma forma, dar origem a um jato colimado ultrarrelativístico que, provavelmente, está associado aos GRBs curtos observados. Outro cenário possível é a formação de um ‘magnetar’, uma estrela de nêutrons com um período de rotação extremamente curto ( $\sim 1$  ms) e campos magnéticos intensos ( $\geq 10^{14} - 10^{15}$  G), podendo aumentar significativamente a luminosidade do transiente e dando origem a emissões em raios X (Fernandez e Metzger 2016).

É importante notar que os diversos mecanismos de emissão energética podem estar presentes em um mesmo evento de coalescência entre objetos compactos e que quais deles são

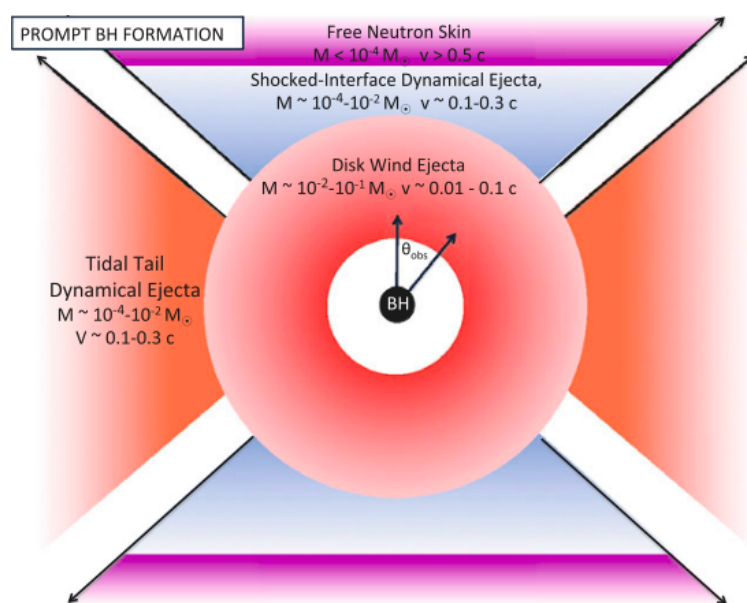
---

<sup>4</sup>Do inglês *Hypermassive Neutron Star*.

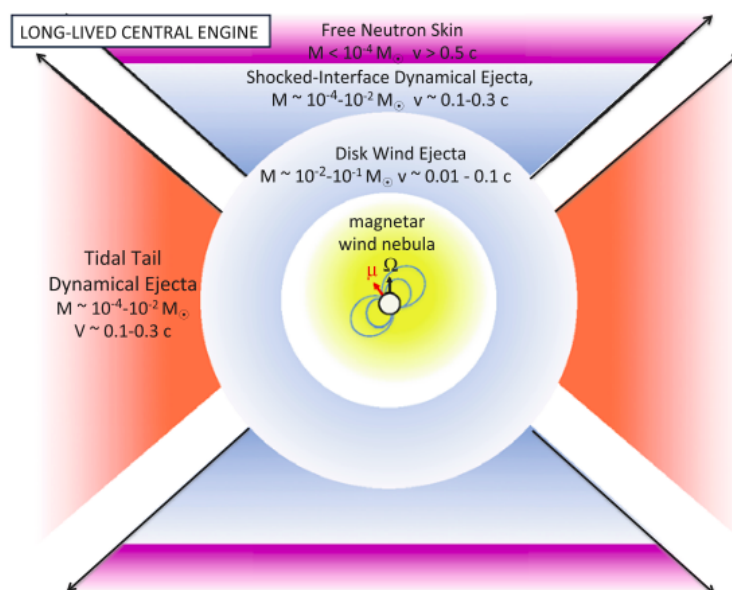
<sup>5</sup>Do inglês *Supramassive Neutron Star*.

Figura 1.2 – Componentes da ejeção de uma colisão entre objetos compactos, dependendo do ângulo de observação em relação ao eixo do sistema binário e do remanescente, podendo ser um buraco negro, mostrado no painel superior, ou uma estrela de nêutrons, no painel inferior. A emissão com um pico no infravermelho próximo será comum em ambos os casos para as ejeções no plano equatorial, assim como as emissões no óptico e ultravioleta produzida nas regiões polares. No caso do remanescente ser um buraco negro, a alta opacidade gerada por elementos sintetizados pelo processo- $r$  irá produzir uma emissão avermelhada. Se o remanescente for uma estrela de nêutrons, este processo não será tão eficiente e a baixa opacidade permitirá uma emissão azulada.

(a)



(b)



Fonte: Metzger 2020

detectados depende fortemente do ângulo de observação em relação ao eixo do sistema binário. A Figura 1.2 (Metzger 2020) sumariza as componentes da ejeção com as emissões esperadas de

acordo com o ângulo de observação e o remanescente, que pode ser um buraco negro ou uma estrela de nêutrons. Em ambos os casos, a ejeção gerada no plano equatorial do sistema binário é extremamente rica em nêutrons, sendo o ambiente ideal para a ocorrência do processo- $r$ , e é onde serão formados os elementos pesados, como os lantanídeos, que serão a fonte da grande opacidade capaz de produzir uma emissão no infravermelho próximo. A ejeção polar, gerada na interface de contato entre os objetos compactos, possui uma velocidade maior e não permite a ocorrência do processo- $r$  com a mesma eficiência que a ejeção equatorial. Como resultado, a sua emissão será azulada, com um pico no ótico, e precedida por uma emissão no ultravioleta, com a duração estimada de algumas horas após a colisão, gerada pelo decaimento de nêutrons livres. Por fim, dependendo do remanescente, a ejeção proveniente do disco de acreção pode ser rica em lantanídeos e, portanto, avermelhada, no caso de um buraco negro, ou pode ter a produção destes elementos diminuída por uma estrela de nêutrons, resultando em uma emissão azulada (Fernandez e Metzger 2016; Metzger 2020).

### 1.3 PROPRIEDADES FÍSICAS DE QUILONOVAS

Apesar de eventos de quilonovas envolverem muitos processos de ainda pouca compreensão, podemos extrair diversas informações fundamentais para sua observação a partir de um modelo analítico simplificado (Li e Paczyński 1998; Fernandez e Metzger 2016; Metzger 2020). Primeiro, consideramos a ejeção como uma esfera homogênea de massa  $M$ , velocidade uniforme  $v$ , volume  $V \approx 4\pi R^3/3$  e que se expande em um tempo  $t_{exp} \approx R/v$ . A sua energia térmica irá evoluir de acordo com

$$\frac{dE}{dt} = \dot{Q} - L - P \frac{dV}{dt} = \dot{Q} - \frac{E}{t_{dif}} - \frac{E}{t_{exp}}, \quad (1.1)$$

onde o primeiro termo do lado direito considera as fontes de aquecimento da ejeção e o segundo as perdas radiativas, ou a luminosidade, sendo o tempo de difusão  $t_{dif} = 3\kappa M/4\pi cv t_{exp}$ , onde  $\kappa$  é a opacidade média. O último termo se refere às perdas adiabáticas devido à expansão da ejeção. A taxa de aquecimento da ejeção pode ser vista como a soma de termos relacionados às fontes energéticas, na forma

$$\dot{Q}(t_{exp}) = \dot{Q}_{rad} + \dot{Q}_{dis} + \dot{Q}_{mag}, \quad (1.2)$$

sendo, respectivamente, a energia gerada pelo decaimento radioativo dos isótopos sintetizados na ejeção ou por nêutrons livres, a energia criada pela interação do remanescente com o disco de matéria e a energia produzida por um possível magnetar.

A ejeção se torna transparente à radiação quando o seu tempo de expansão é igual ao de difusão,  $t_{exp} = t_{dif}$ , momento em que ocorre o pico da emissão, dado por

$$t_{pic} = \left( \frac{3\kappa M}{4\pi cv} \right)^{1/2}. \quad (1.3)$$

Neste momento, segundo a regra Arnett (1982), o pico da luminosidade observada se iguala à taxa de aquecimento,

$$L_{pic} \approx \dot{Q}(t_{pic}). \quad (1.4)$$

O comprimento de onda máximo no momento do pico da emissão pode ser obtido da

relação com a temperatura efetiva,  $\lambda_{max} = 0.0028976/T_{pic}$ , dada por

$$T_{pic} = \left( \frac{L_{pic}}{4\pi\sigma R_{pic}^2} \right)^{1/4}. \quad (1.5)$$

Percebemos aqui que, para obtermos grandezas observacionais essenciais, como a luminosidade e o comprimento de onda em que ocorre a emissão no seu pico, precisamos compreender algumas variáveis chave, como a opacidade do material ejetado, a sua velocidade e a quantidade de massa ejetada. Na banda ótica e no infravermelho próximo, a principal fonte de opacidade na ejeção é do tipo ligado-ligado sendo, portanto, dependente da complexidade das camadas eletrônicas dos átomos presentes. Se o processo- $r$  ocorre com grande eficiência, elementos do grupo dos lantanídeos e actinídeos (massas atômicas  $A \geq 145$ ) são sintetizados e a opacidade terá valores relativamente altos. A eficiência do processo- $r$  em produzir tais elementos, por sua vez, está ligada à quantidade de nêutrons disponíveis na ejeção. Uma grandeza útil para definir esta quantidade é a fração eletrônica, uma relação entre a densidade de prótons e nêutrons presentes na ejeção, definida como

$$Y_e \equiv \frac{n_p}{n_n + n_p}, \quad (1.6)$$

onde  $n_n$  e  $n_p$  são, respectivamente, as densidades de nêutrons e de prótons. Para que ocorra o processo- $r$ , é necessário que a matéria seja rica em nêutrons, com  $Y_e < 0.5$  (Metzger 2020). Essa condição, porém, não é suficiente para a síntese de todos os elementos do processo- $r$ . Para a produção dos elementos mais pesados, como os lantanídeos, é necessário que a fração eletrônica seja muito mais baixa, com valores  $0.1 \leq Y_e \leq 0.3$ . A opacidade neste caso terá valores relativamente altos, com  $\kappa \geq 10 - 100 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , se comparados aos valores no caso dos lantanídeos não estarem presentes, onde  $\kappa \geq 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  (Fernandez e Metzger 2016).

A ejeção de matéria durante a colisão de duas estrelas de nêutrons pode ser dividida em duas fases distintas: a fase dinâmica e a de acreção (Fernandez e Metzger 2016). Na fase dinâmica, a matéria é ejetada pela interface de colisão entre as duas estrelas, gerando uma corrente de nêutrons livres nas regiões polares do sistema binário, e por interações de maré, que origina a ejeção na região equatorial do sistema. A matéria retida em um disco acaba por interagir com o objeto remanescente, dando origem às ejeções da fase de acreção (Fernandez e Metzger 2016). A quantidade de massa ejetada nas duas fases depende, principalmente, da massa total do sistema binário, da razão entre as massas de suas componentes e da equação de estado que descreve a estrutura das estrelas de nêutrons. A massa total do sistema é diretamente ligada ao tempo de formação de um buraco negro remanescente, sendo que para massas maiores a escala de tempo do colapso é menor e menos matéria pode ser ejetada. Em um sistema em que as duas estrelas de nêutrons possuem massas com valores muito distintos, a massa total ejetada pode ser até duas vezes maior do que se a razão entre as massas dos dois objetos for próxima de 1 (Bauswein, Goriely e Janka 2013). A equação de estado, por sua vez, irá ditar se a estrela de nêutrons possui uma configuração mais ou menos compacta, sendo que o primeiro caso dá origem à uma maior quantidade de matéria ejetada (Bauswein, Goriely e Janka 2013). Assim, se espera que um sistema de estrelas de nêutrons com quantidades de massa muito distintas, baixa massa total e equação de estado compacta gere a maior quantidade possível de ejeção. Simulações demonstram que, na fase dinâmica, para duas estrelas de nêutrons com valores de massa iguais e massa total de  $2.7 M_{\odot}$ , a quantidade ejetada na colisão varia entre  $10^{-4} - 10^{-2} M_{\odot}$ , com velocidades entre  $0.1 - 0.3 c$ , dependendo da equação de estado (Hotokezaka, Kiuchi et al. 2013). A quantidade de matéria retida no disco, por sua vez, pode ser bem maior,

variando entre  $10^{-4} - 0.3 M_{\odot}$  (Fernandez e Metzger 2016), e a quantidade ejetada na acreção irá depender do mecanismo de interação com o objeto remanescente.

Para um sistema binário contendo um buraco negro, a ejeção de matéria se dá por interações de maré que podem desfazer por completo a estrela de nêutrons, formando uma ejeção ao longo do plano equatorial do sistema e um disco que interage com o buraco negro remanescente (Fernandez e Metzger 2016). A quantidade de matéria ejetada irá depender, em geral, da razão das massas dos objetos, da rotação do buraco negro e da equação de estado da estrela de nêutrons, podendo chegar até  $\sim 0.1 M_{\odot}$ , com velocidades entre  $0.2 - 0.3 c$  (Kyutoku et al. 2015). Neste tipo de sistema, porém, há um limite no qual a estrela de nêutrons pode ser engolida completamente antes de ser destruída por interações de maré. Neste caso, não há ejeção de massa e, conseqüentemente, não há produção de luminosidade. Isso se dá quando o raio de maré da estrela de nêutrons excede a ISCO do buraco negro, o que irá depender das massas dos dois objetos e da rotação do buraco negro (Metzger 2020). Por exemplo, para uma estrela de nêutrons com massa de  $1.4 M_{\odot}$ , a estrela será totalmente absorvida pelo buraco negro, sem ejeção alguma de matéria, se o buraco negro possuir massa de  $4 M_{\odot}$  e um parâmetro de Kerr de 0.7, parâmetro este que descreve a rapidez relativa de rotação, estando relacionado ao momento angular do buraco negro (Metzger 2020).

Tendo em consideração as estimativas de massa, velocidade e opacidade da ejeção, podemos usar as Equações 1.1 - 1.5 para obter algumas propriedades observacionais básicas presentes em um evento de quilonova. No caso da fonte de energia ser apenas o decaimento radioativo dos átomos produzidos pelo processo- $r$ , a taxa de aquecimento pode ser aproximada por

$$\dot{Q}_{rad}(t_{pic}) \approx M \dot{\epsilon}_{nuc}(t_{pic}), \quad (1.7)$$

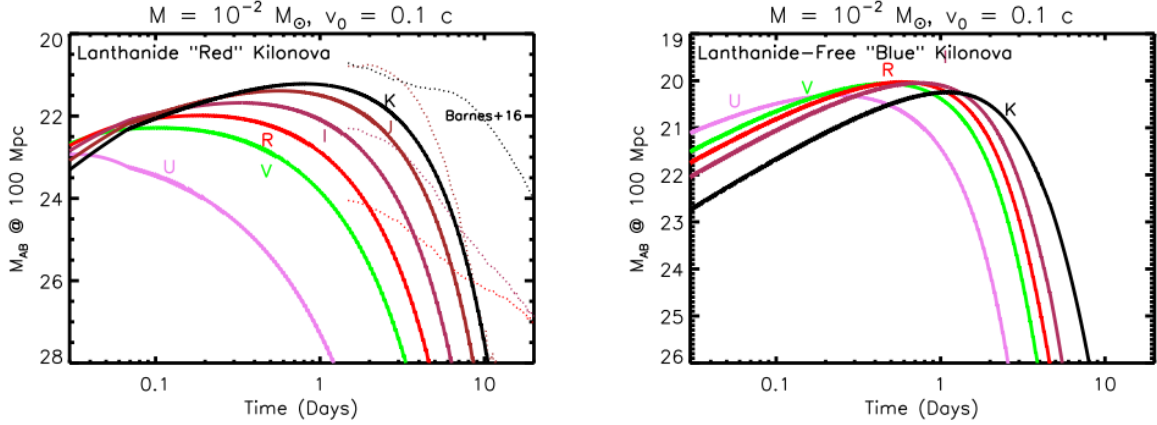
onde  $\dot{\epsilon}_{nuc}$  é a taxa específica de aquecimento radioativo. Esse aquecimento tem como origem a energia cinética de fragmentos e partículas resultantes de fissão, decaimento  $\beta$  e decaimento  $\alpha$ . Fernandez e Metzger (2016) parametrizam essa grandeza como

$$\dot{\epsilon}_{nuc} \approx \epsilon_{ter} 10^{10} (t_{exp}/\text{dia})^{-1.3} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}, \quad (1.8)$$

onde  $0 < \epsilon_{ter} < 1$  é a eficiência de termalização.

Usando as equações 1.3, 1.4, 1.5 e 1.7, considerando a eficiência de termalização como  $\epsilon_{ter} = 1$ ,  $M = 10^{-2} M_{\odot}$ , velocidade de  $v = 0.1 c$  e opacidade média que considera a presença de lantanídeos, de  $\kappa = 10 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , obtemos uma escala de tempo para o pico de luminosidade de  $t_{pic} \approx 8$  dias, com uma temperatura de  $T_{pic} \approx 1400 \text{ K}$ , gerando uma emissão no infravermelho, em  $\lambda_{max} \approx 2.00 \mu \text{ m}$ . Podemos ainda integrar a equação 1.1, junto com as equações 1.2 - 1.5, para obter curvas de luz da emissão em diferentes bandas fotométricas, ou como a luminosidade nessas bandas evolui com o tempo. Metzger (2020) usa relações análogas às aqui descritas para gerar curvas de luz das diversas emissões e mecanismos presentes em uma quilonova (Figuras 1.3, 1.4, 1.5 e 1.6). A Figura 1.3 compara curvas de luz para ejeções contendo lantanídeos, com opacidade  $\kappa = 20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , chamada de “vermelha”, e livre de lantanídeos, com opacidade  $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , chamada de “azul”. É considerado, em ambos os casos, uma massa de  $10^{-2} M_{\odot}$ , velocidade de  $v = 0.1 c$  e o aquecimento radioativo causado pelo decaimento de elementos gerados pelo processo- $r$ . No caso da quilonova “vermelha”, o pico da emissão acontece nas bandas do infravermelho, com magnitude na banda K de  $\sim 21$  e em uma escala de tempo de  $\sim 10$  dias, enquanto que a quilonova “azul” possui um pico na banda ótica R com magnitude de  $\sim 20$  e em uma mesma escala de tempo. É importante notar que, dependendo do ângulo de observação em relação ao eixo do sistema binário, ambas emissões podem estar presentes.

Figura 1.3 – Curvas de luz para quilonova “vermelha” (esquerda), contendo lantanídeos, com opacidade  $\kappa = 20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$  e “azul” (direita), livre de lantanídeos, com opacidade  $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . As luminosidades são calculadas em magnitudes do sistema AB, considerando uma fonte a 100 Mpc de distância, a partir de relações similares às Equações 1.1 - 1.6. O modelo tem como fonte de energia o decaimento radioativo dos elementos produzidos na ejeção, com massa  $M = 10^{-2} M_{\odot}$  e velocidade  $v = 0.1 c$ . A quilonova “vermelha” apresenta um pico no infravermelho, nas bandas J e K, enquanto que na “azul” o pico se dá nas bandas óticas R, I e V. Em ambos os casos, a escala de tempo para o pico é de  $\sim 10$  dias.



Fonte: Metzger 2020

A componente de nêutrons livres da ejeção irá produzir um aquecimento através do decaimento  $\beta$  destas partículas. A taxa de aquecimento, neste caso, pode ser aproximada por

$$\dot{Q}_{rad,n}(t_{pic}) \approx M_n X_n \dot{\epsilon}_n(t_{pic}), \quad (1.9)$$

onde  $M_n$  é a massa da camada de nêutrons livres ejetada,  $X_n$  é a fração inicial da massa de nêutrons, que depende de  $Y_e$ , e  $\dot{\epsilon}_n$  é a taxa específica de aquecimento pelo decaimento  $\beta$ , parametrizada por Metzger (2020) como

$$\dot{\epsilon}_n = 3.2 \times 10^{14} \exp(-t_{exp}/\tau_n) \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}, \quad (1.10)$$

onde  $\tau_n \approx 900 \text{ s}$  é a meia-vida do nêutron. A Figura 1.4 apresenta as emissões produzidas combinando a energia gerada pelo decaimento radioativo dos elementos produzidos no processo- $r$ , com as mesmas propriedades anteriores, e o aquecimento devido a uma ejeção de nêutrons livres, com massa de  $10^{-4} M_{\odot}$ . Percebemos que, para ambos os casos de lantanídeos estarem ou não presentes, há uma emissão ultravioleta nas primeiras horas após a colisão e uma importante contribuição de emissão nas bandas óticas.

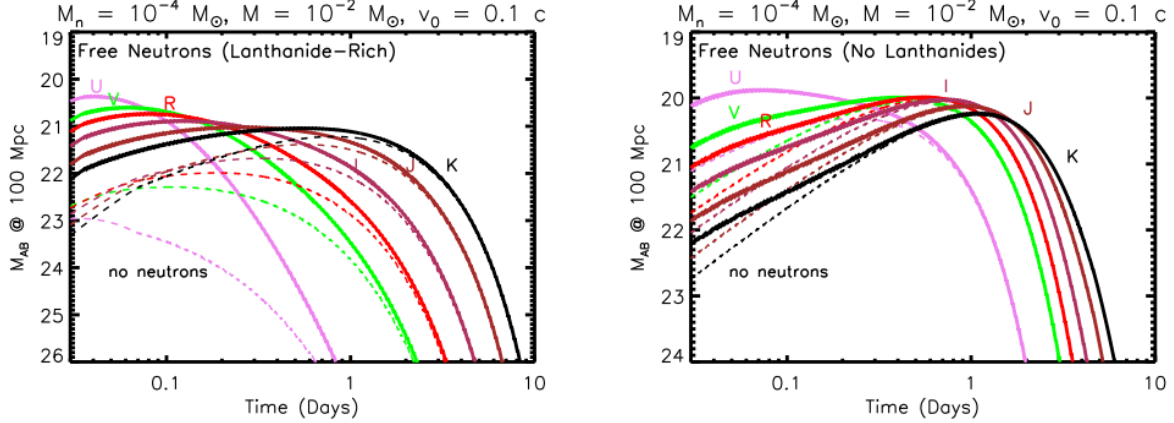
Uma parte considerável da massa do sistema binário não é ejetada e permanece ligada gravitacionalmente ao objeto remanescente, formando um disco. A interação entre o remanescente e a matéria do disco pode dar origem a outra fonte energética em uma quilonova, acrescentando energia à luminosidade observável. A taxa de aquecimento devido à acreção de matéria pode ser aproximada por

$$\dot{Q}_{acr}(t_{pic}) \approx \epsilon_d \dot{M}_{acr} c^2, \quad (1.11)$$

onde  $\epsilon_d$  é o fator de eficiência do disco, com valores entre  $\epsilon_d \sim 0.01 - 0.1$  (Metzger 2020), e



Figura 1.4 – Curvas de luz para quilonovas contendo ou não lantanídeos (painéis da esquerda e da direita, respectivamente), com as mesmas propriedades da Figura 1.3, mais uma componente de nêutrons livres, com massa  $M_n = 10^{-4} M_\odot$ . Em ambos os casos, uma emissão no ultravioleta está presente nas primeiras horas após a colisão e há uma contribuição relevante da emissão nas bandas óticas. As linhas tracejadas comparam estes resultados com o caso de não haver uma componente de nêutrons livres.



Fonte: Metzger 2020

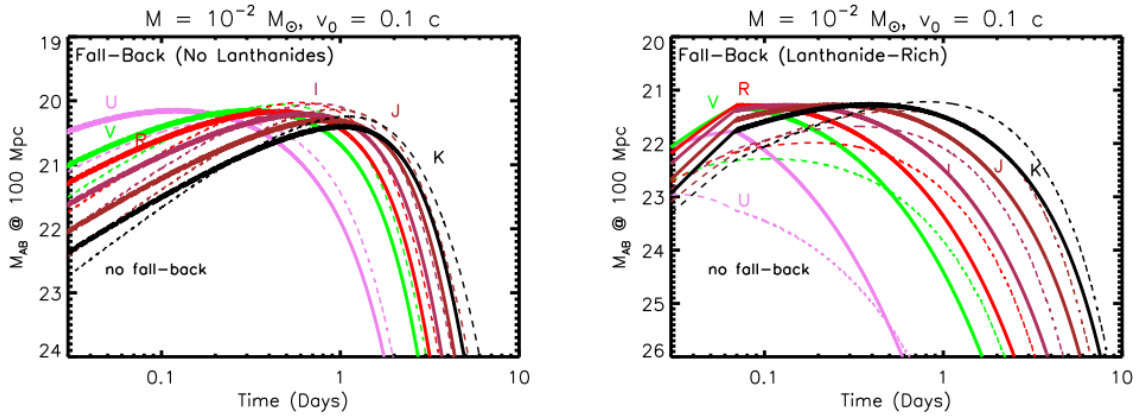
$\dot{M}_{acr}$  é a taxa de acreção de matéria, parametrizada por Metzger como

$$\dot{M}_{acr} \approx \left( \frac{\dot{M}_{acr}(t_{exp} = 0.1s)}{10^{-3} M_\odot s^{-1}} \right) \left( \frac{t_{exp}}{0.1s} \right)^{-5/3}, \quad (1.12)$$

onde  $\dot{M}_{acr}(t_{exp} = 0.1s)$  é uma normalização em um tempo de 0.1 s, podendo ser de  $10^{-3} M_\odot s^{-1}$  para a colisão entre duas estrelas de nêutrons e até uma ordem de magnitude maior para o caso de um sistema com uma estrela de nêutrons e um buraco negro (Rosswog 2007). A Figura 1.5 apresenta as curvas de luz calculadas usando a taxa de aquecimento produzida pela acreção de matéria com o objeto remanescente mais a taxa produzida pelo decaimento radioativo de elementos sintetizados na ejeção. A massa total da ejeção considerada é de  $10^{-2} M_\odot$ , com velocidade de  $0.1 c$ . As opacidades das ejeções contendo lantanídeos, e livre destes elementos, são as mesmas que as consideradas antes, com  $\kappa = 20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$   $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , respectivamente. Além disso, foi adotada uma eficiência constante de  $\epsilon_d \approx 0.1$  e massa normalizada de  $\dot{M}_{acr}(t_{exp} = 0.1s) \approx 10^{-2} M_\odot s^{-1}$  (Metzger 2020). A energia produzida na acreção pode aumentar em até  $\sim 1$  magnitude a luminosidade da emissão produzida nas primeiras horas após a colisão e, no caso da ejeção rica em lantanídeos, produzir um precursor ótico. Além disso, nos primeiros momentos da acreção, a energia gerada pode ser tão alta que pode dar origem a um jato colimado ultrarrelativístico. A interação deste jato com a matéria ejetada na colisão tem capacidade de gerar uma emissão de raios gama, podendo estar relacionada aos GRBs curtos detectados (Berger, Fong e Chornock 2013; Berger 2014). Conforme o jato perde energia, a emissão é deslocada para o comprimento de onda dos raios X, podendo ser a causa de um “platô” observado nesta banda após a detecção de sGRBs (Norris e Bonnell 2006).

No caso de uma colisão entre duas estrelas de nêutrons, o tipo de objeto remanescente após a colisão irá depender da massa total do sistema binário. Dependendo da equação de estado, a massa limite para o colapso quase imediato para um buraco negro varia entre  $2.6 M_\odot$  e  $3.9 M_\odot$  (Hotokozaka, Kyutoku et al. 2011). Se o sistema possui uma massa menor que estes

Figura 1.5 – Curvas de luz para quilonovas contendo aquecimento produzido pela acreção de matéria em um objeto remanescente (Metzger 2020, do original, *fall-back accretion*). No painel da esquerda, é considerada uma ejeção livre de lantanídeos, enquanto que o painel da direita leva estes elementos em conta. Os mesmos valores considerados anteriormente são usados para a massa, velocidade e opacidades da ejeção. A eficiência do disco é considerada constante e com valor de  $\epsilon_d \approx 0.1$  e, para a massa normalizada, é adotado o valor de  $\dot{M}_{acr}(t_{exp} = 0.1s) \approx 10^{-2} M_{\odot} s^{-1}$ . As linhas tracejadas comparam com o caso em que a quilonova é energizada puramente pelo decaimento dos elementos produzidos pelo processo- $r$ . A acreção de matéria pode aumentar a luminosidade nas primeiras horas após a colisão em  $\sim 1$  magnitude. No caso da ejeção contendo lantanídeos, a acreção pode gerar uma emissão precursora nas bandas óticas.



Fonte: Metzger 2020

valores limite, um magnetar pode ser formado como resultado da colisão, podendo ser uma estrela de nêutrons do tipo SMNS, sustentada por rotação de corpo rígido, ou uma HMNS, mais massiva e sustentada por rotação diferencial. O tipo de rotação da estrela remanescente está diretamente ligado ao seu tempo de existência até o colapso e, portanto, relacionado ao tempo de interação entre este objeto e a ejeção. Podemos estimar a quantidade de calor extraído de um magnetar a partir de sua energia de rotação, dada por

$$E_{rot} = \frac{1}{2} I_{mag} \Omega^2, \quad (1.13)$$

onde  $P = 2\pi/\Omega$  é o seu periodo de rotação, podendo ser da ordem de 1 ms, e  $I_{mag}$  é o seu momento de inércia, parametrizado por Metzger (2020) como

$$I_{mag} \approx 1.3 \times 10^{45} (M_{mag}/1.4 M_{\odot})^{3/2} \text{ g cm}^2. \quad (1.14)$$

A energia resultante, da ordem de  $E_{rot} \sim 10^{51}$  erg, pode influenciar significativamente no brilho da quilonova.

A luminosidade gerada pela interação entre o campo magnético de um magnetar e a matéria da ejeção pode ser sintetizada por um termo conhecido como luminosidade de *spin-down*, dada por  $L_{sd} = \mu^2 \Omega^4 / c^3$ . Esta luminosidade considera um dipolo alinhado, onde  $\mu = BR^3$  é o momento de dipolo, com  $R$  sendo o raio da estrela de nêutrons e  $B$  o campo superficial de dipolo equatorial (Metzger 2020). A taxa de aquecimento produzida por um magnetar está relacionada com a luminosidade de *spin-down* na forma

$$\dot{Q}_{mag}(t_{pic}) \approx \varepsilon_{ter} L_{sd}, \quad (1.15)$$

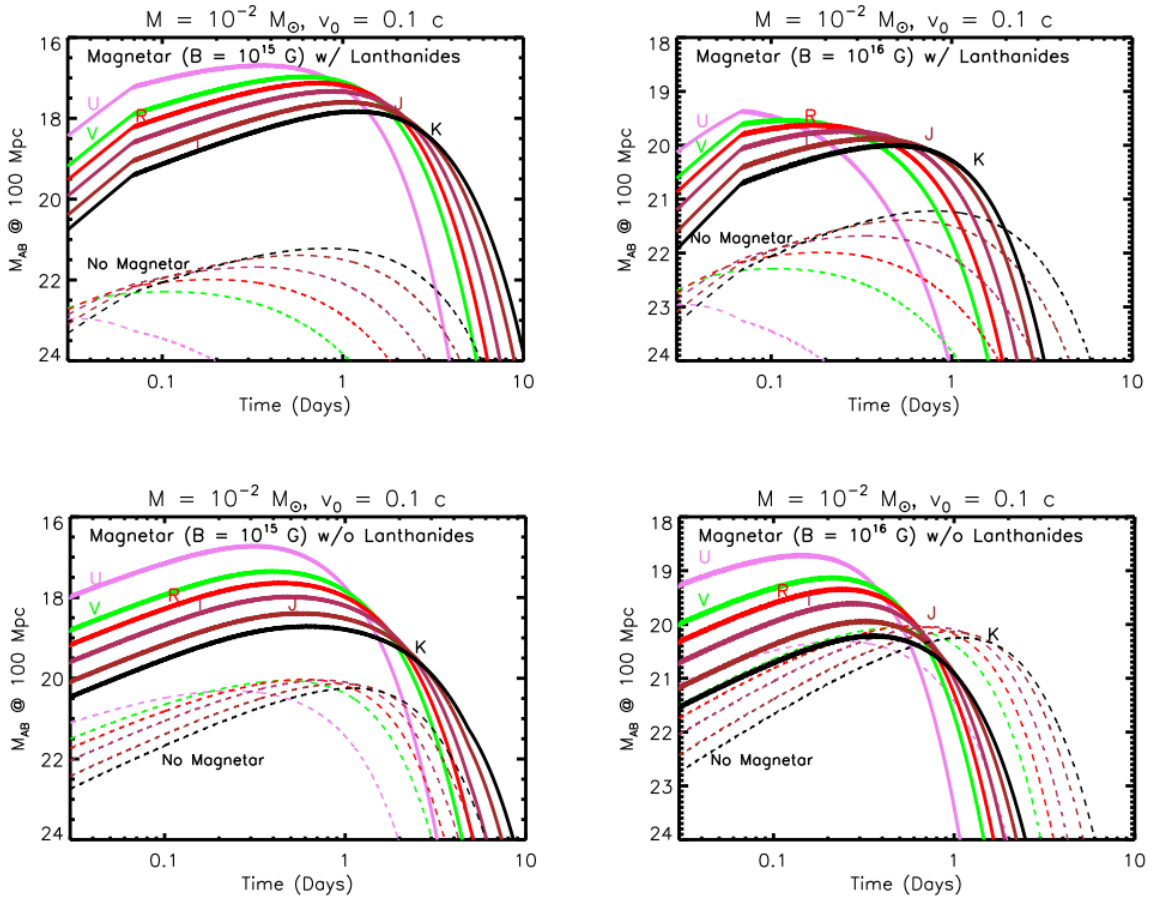
onde  $\varepsilon_{ter}$  é a eficiência de termalização. A figura 1.6 apresenta curvas de luz calculadas levando em conta um magnetar como mecanismo de produção de energia, em uma ejeção contendo lantanídeos, com  $\kappa = 20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , e livre destes elementos, com  $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . O magnetar é considerado como sendo eternamente estável e tendo um período de rotação de  $P = 0.7 \text{ ms}$ , eficiência de termalização de  $\varepsilon_{ter} = 1$  e campos magnéticos de  $B = 10^{15} \text{ G}$  e  $B = 10^{16} \text{ G}$ . É notória a capacidade deste mecanismo de aumentar significativamente a luminosidade da quilonova, se comparado com o caso puramente energizado pelo decaimento radioativo. Notamos também a supressão da luminosidade nas bandas infravermelhas em comparação com as bandas óticas e ultravioleta, apresentando uma emissão precursora mais prolongada nesta última. Este comportamento é acentuado no caso da ejeção não conter lantanídeos, onde se pode perceber um destaque ainda maior da luminosidade na banda ultravioleta (Metzger 2020).

Os diversos processos presentes em uma colisão entre estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, podem gerar múltiplos sinais eletromagnéticos. A Figura 1.7 (Fernandez e Metzger 2016) sintetiza as assinaturas observáveis em cada estágio da colisão, levando também em conta a emissão de ondas gravitacionais. Alguns segundos antes da coalescência, modelos preveem que, se pelo menos uma estrela de nêutrons estiver magnetizada, uma forte corrente elétrica pode acelerar partículas, dando origem à emissões nas bandas de rádio e raios X (Hansen e Lyutikov 2001). Os pulsos em rádio formados por este mecanismo podem estar relacionados aos surtos rápidos de rádio, ou *Fast Radio Bursts*, detectados nos últimos anos (Petroff, Hessels e Lorimer 2019). Após a colisão, a interação do remanescente, um buraco negro ou estrela de nêutrons, com a ejeção pode gerar uma curta emissão em raios gama, seguido de uma emissão estendida em raios X (Norris e Bonnell 2006; Berger 2014). O processo- $r$  irá atuar na ejeção rica em nêutrons, dando origem a muitos dos elementos mais pesados que o ferro, cujo decaimento radioativo será a fonte de energia no processo de quilonova. Esta emissão deve ter uma escala de tempo de dias até semanas, podendo ter um pico no infravermelho ou no ótico, dependendo do ângulo de observação em relação ao eixo do sistema binário. As regiões equatoriais serão responsáveis pela emissão “avermelhada” por conta da alta opacidade, enquanto que as regiões polares serão “azuladas”, podendo conter também uma ejeção de nêutrons livres, o que daria origem à uma emissão precursora no ultravioleta algumas horas após a colisão. A presença de um magnetar pode ampliar a emissão ótica e ultravioleta, e aumentar consideravelmente a luminosidade em todas as bandas (Fernandez e Metzger 2016; Metzger 2020). Após a quilonova, a interação da ejeção com a matéria do meio interestelar irá produzir emissão síncrotron em rádio, podendo durar por uma escala de meses até anos (Nakar e Piran 2011; Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017b).

#### 1.4 GW170817/AT2017GF

No dia 17 de Agosto de 2017, o primeiro sinal de ondas gravitacionais originado pela colisão entre duas estrelas de nêutrons foi detectado pelos observatórios LIGO, nos Estados Unidos, e Virgo, na Itália (Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017a). Este sinal, nomeado GW170817, foi seguido quase simultaneamente pela detecção do transiente em raios gama GRB 170817A, observado pelos detectores Fermi e INTEGRAL (Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017b). Combinando as prováveis localizações no céu calculadas pelos detectores de ondas gravitacionais e raios gama (Figura 1.8), se obteve uma região de aproximadamente 31

Figura 1.6 – Curvas de luz para quilonovas contendo aquecimento produzido por um magnetar, considerando ejeção rica em lantanídeos (painéis superiores), com opacidade  $\kappa = 20 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ , e livre de lantanídeos (painéis inferiores), com  $\kappa = 1 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Para o magnetar, é considerado um período de rotação de  $P = 0.7 \text{ ms}$ , eficiência de termalização de  $\epsilon_{ter} = 1$  e campos magnéticos  $B = 10^{15} \text{ G}$  (painéis da esquerda) e  $B = 10^{16} \text{ G}$  (painéis da direita). A luminosidade pode ser significativamente maior quando este mecanismo está presente, realçando as emissões nas bandas óticas e ultravioleta, se comparado ao caso de uma ejeção energizada apenas pelo decaimento radioativo de elementos produzidos pelo processo- $r$  (linhas tracejadas).



Fonte: Metzger 2020

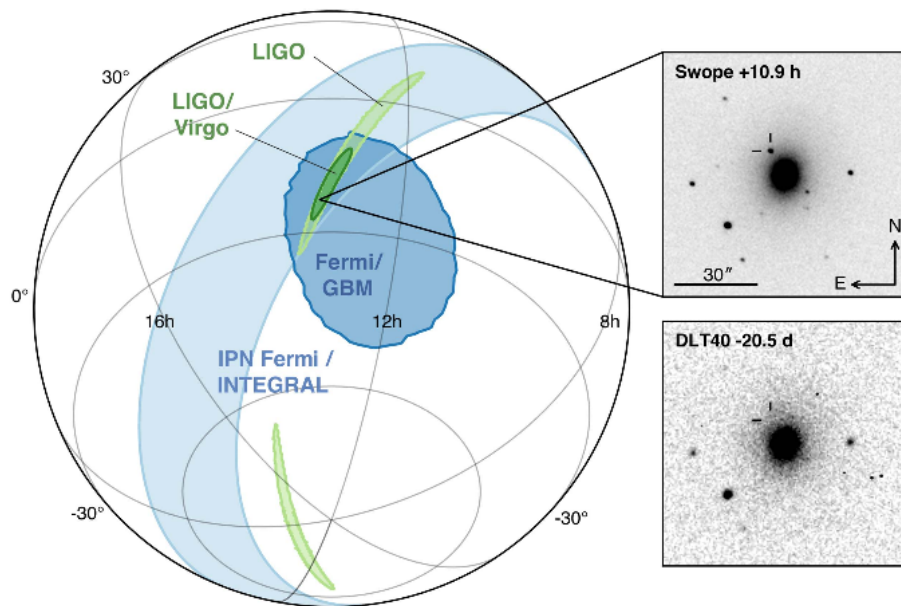
graus quadrados para realizar a busca da fonte destas emissões. Aproximadamente 11 horas depois, o transiente ótico AT2017gf foi primeiro observado pelo telescópio Swope (Coulter et al. 2017), seguido da observação da DECam, com o telescópio Blanco (Soares-Santos et al. 2017). O sinal ótico foi localizado próximo da galáxia NGC 4993, a 40 Mpc de distância, com magnitude de  $i \approx 17.4$ . GW170817/AT2017gf se tornou um dos eventos mais estudados da história da astronomia, sendo a primeira observação direta de uma quilonova e a primeira observação multimensageira de um fenômeno astrofísico, unindo sinais eletromagnéticos e em ondas gravitacionais.

A partir da forma do sinal em ondas gravitacionais, gerado pelo movimento espiral dos dois objetos compactos, é possível estimar alguns parâmetros do sistema binário. Para GW170817, foi determinada uma massa total do sistema de  $M_{tot} \approx 2.74 M_{\odot}$  e massas individu-

Figura 1.7 – Diversidade de emissões presentes na colisão de objetos compactos de um ponto de vista multimessageiro, incluindo sinais em ondas gravitacionais. A interação de campos magnéticos com a ejeção pode gerar sinais eletromagnéticos com altas energias, observados em raios X e raios gama. Estas assinaturas, com escalas de tempo de milissegundos até horas, podem estar relacionadas com detecções de GRBs e FRBs. O decaimento radioativo dos elementos pesados sintetizados pelo processo- $r$  será responsável pelas emissões óticas, infravermelhas e ultravioletas, com uma escala de tempo de dias até semanas, discutidas nesta seção. Por fim, a interação da ejeção com o meio interestelar irá produzir emissão síncrotron em rádio, podendo ser observada de meses até anos após a coalescência.

Fonte: Fernandez e Metzger 2016

Figura 1.8 – Mapa das estimativas da localização no céu de GW170817, calculadas pelos detectores de ondas gravitacionais, LIGO e Virgo, e de raios gama, Fermi e INTEGRAL. A sobreposição destas estimativas resulta em uma área de aproximadamente 31 graus quadrados do céu. O transiente AT2017gf foi detectado pelo telescópio Swope 10.9 horas após a confirmação da sua contraparte em ondas gravitacionais.



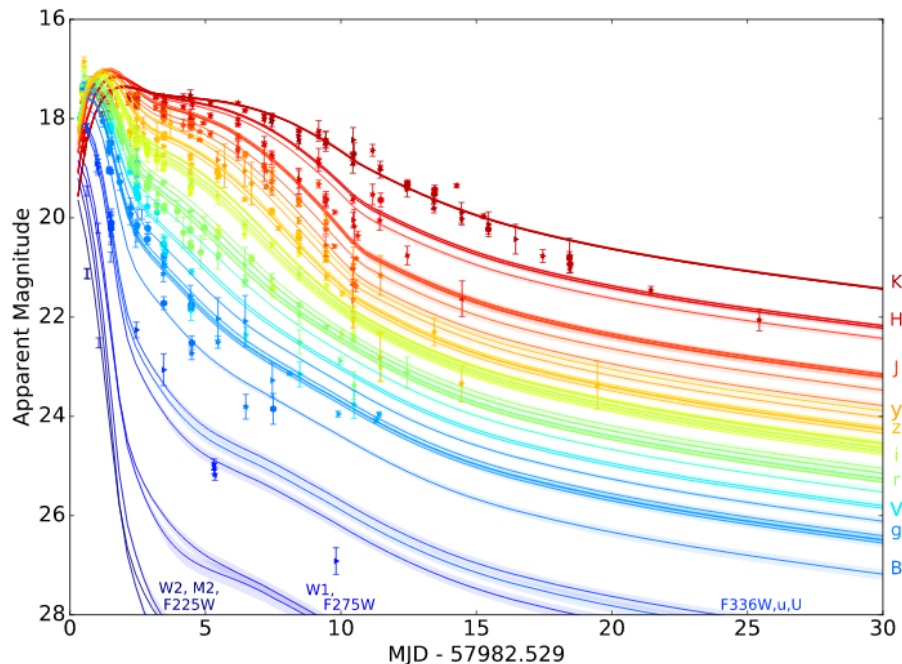
Fonte: Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017b

ais de  $1.36 - 1.60 M_{\odot}$  e  $1.17 - 1.36 M_{\odot}$  para as estrelas de nêutrons, resultando em uma razão entre as massas de  $q \approx 0.7$ . O raio da órbita do sistema binário foi estimado como sendo de  $R \approx 100$  km, com uma inclinação em relação ao detector de  $\theta \approx 56 - 62^{\circ}$ , onde  $\theta = 0^{\circ}$  corresponde à órbita totalmente *edge-on* e  $\theta = 90^{\circ}$  à uma órbita *face-on* (Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2019).

Após a detecção, diversos observatórios conduziram observações fotométricas e espectroscópicas do transiente AT2017gf. A Figura 1.9 apresenta curvas de luz obtidas de um conjunto de dados fotométricos em diversas bandas, junto com o modelo que melhor as descrevem (Villar et al. 2017). A luminosidade do transiente tem grande contribuição das bandas azuis nos primeiros momentos, depois apresenta um pico nas bandas óticas e acaba dominada pela emissão no infravermelho. Os modelos que consideram a luminosidade como sendo produzida pelo decaimento radioativo de  $^{56}\text{Ni}$ , processo comum no caso de SNs, falham em explicar

o comportamento observado, bem como modelos de quilonovas que consideram apenas uma componente vermelha ou azul (Cowperthwaite et al. 2017). O comportamento da curva de luz sugere que a quilonova possui mais de um componente, com valores da taxa de nêutrons diferentes, para produzir ambas as emissões azuis e vermelhas. Villar et al. (2017) calcularam o modelo apresentado na Figura 1.9 considerando uma ejeção com três componentes, contendo valores distintos de opacidade, ligados à abundância de lantanídeos. O modelo que melhor descreve as observações possui componentes com massas  $M \approx (0.02, 0.047, 0.01) M_{\odot}$ , velocidades  $v \approx (0.27, 0.15, 0.14) c$  e opacidades  $\kappa \approx (0.5, 3, 10) \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ . Isso sugere que a maior parte da ejeção possui taxa eletrônica intermediária, entre  $Y_e \approx 0.25 - 0.35$ , necessária para formar os elementos mais leves do processo- $r$ , enquanto que uma parte menor possui  $Y_e \leq 0.25$ , suficiente para produzir os elementos mais pesados, como os do grupo dos lantanídeos e actinídeos. A massa total ejetada, de  $M \approx 0.08 M_{\odot}$ , excede as previsões para este tipo de evento. Se tais valores forem comuns para outras colisões entre estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, isto os colocaria como o local dominante, ou talvez exclusivo, para a ocorrência do processo- $r$  (Villar et al. 2017; Metzger 2020).

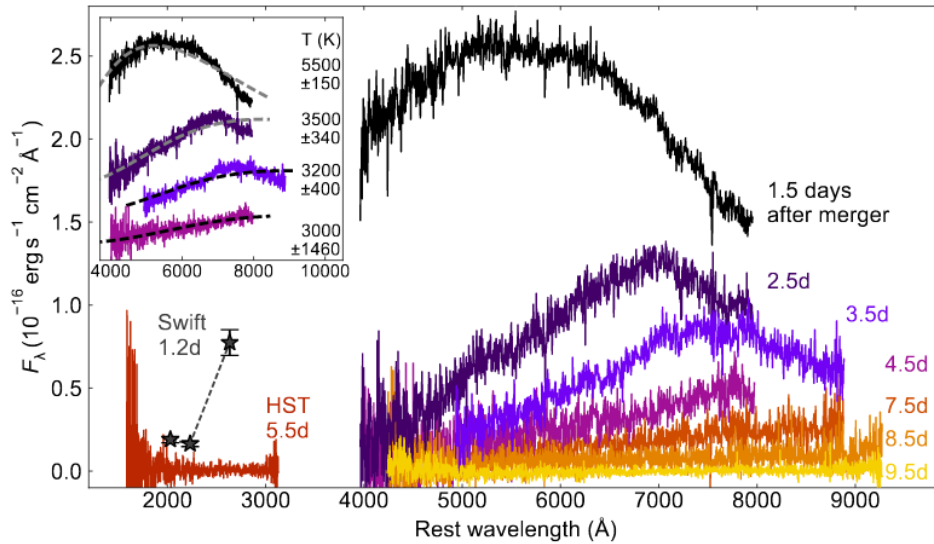
Figura 1.9 – Os pontos indicam as curvas de luz do transiente AT2017gf obtidas com diferentes telescópios em diversas bandas (Tabela 1 de Villar et al. 2017) em até  $\sim 25$  dias após a primeira detecção do evento. O modelo que melhor descreve as observações, mostrado como as linhas contínuas, é o de uma quilonova de três componentes, com massas, velocidades e opacidades diferentes.



Fonte: Villar et al. 2017

Assinaturas de uma ejeção energizada pelo processo- $r$  também são visíveis no espectro do transiente AT2017gf. A Figura 1.10 mostra os espectros obtidos no ultravioleta, observados com o telescópio Hubble, e no óptico, observados pelos telescópios SOAR e Magellan, desde 1.5 até 9.5 dias depois da colisão. O transiente apresenta um pico no ultravioleta em um primeiro momento, com um espectro térmico sem traços de absorção ou emissão, que muda rapidamente para as regiões vermelhas da banda ótica (Nicholl et al. 2017). Apesar de diversos transientes astrofísicos apresentarem emissão térmica no ultravioleta devido a altas temperaturas, a rápida

Figura 1.10 – Espectros em ultravioleta, obtidos com o telescópio Hubble, e na banda ótica, observados pelos telescópios SOAR e Magellan, do transiente AT2017gf, entre 1.5 - 9.5 dias depois da colisão. O primeiro espectro apresenta uma emissão térmica, com  $T \approx 5500$  K, sem traços de absorção ou emissão e com pico no ultravioleta. O transiente logo evolui para um pico nas bandas óticas vermelhas e, depois, no infravermelho próximo. A rápida evolução do ultravioleta para o infravermelho condiz com modelos de quilonovas energizadas pelo decaimento de elementos do processo- $r$ .

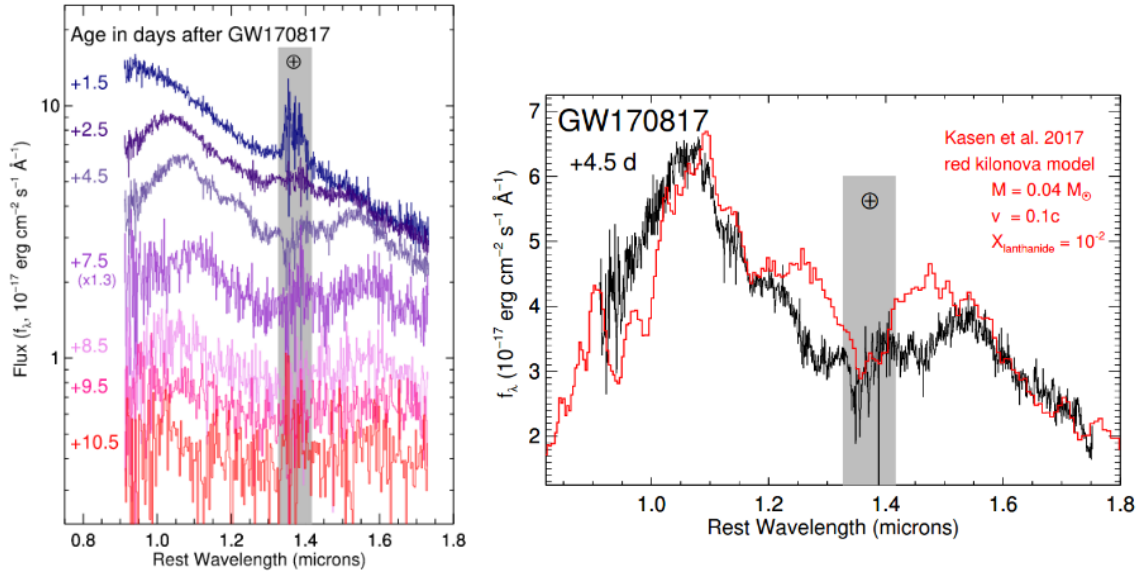


Fonte: Nicholl et al. 2017

evolução em questão de dias de AT2017gf para um pico no infravermelho nunca havia sido observada, sendo explicada apenas pelos modelos de quilonovas energizadas pelo decaimento radioativo de elementos do processo- $r$  (Metzger 2020). Os espectros no infravermelho próximo, obtido com o telescópio Gemini, entre 1.5 e 10.5 dias após a colisão, são mostrados no painel da esquerda da Figura 1.11. Nos momentos iniciais o espectro é dominado por um contínuo azul, sem absorções ou emissões, o que parece mudar nos dias subsequentes, onde é possível distinguir dois picos em  $1.07$  e  $1.55 \mu\text{m}$  (Chornock et al. 2017). O painel da direita da Figura 1.11 mostra o modelo que melhor descreve as emissões nestes comprimentos de onda, considerando uma ejeção com massa de  $0.04 M_{\odot}$ , velocidade de  $0.1 c$  e fração de lantanídeos com relação aos outros elementos de  $10^{-2}$  (Chornock et al. 2017). Smartt et al. (2017) identificaram estas emissões como sendo características de Cs I e Te I, enquanto que Watson et al. (2019) associaram as absorções e emissões do espectro a um isótopo de Sr, todos considerados elementos leves do processo- $r$ .

A natureza do pico no ultravioleta observado nas primeiras horas após a colisão é ainda elusiva. A quantidade de matéria com baixa opacidade ( $Y_e \geq 0.35$ ) necessária para produzir tal emissão foi estimada como sendo de  $M_{\text{azul}} \approx 10^{-2} M_{\odot}$ , com velocidades de  $v_{\text{azul}} \approx 0.2 - 0.3 c$ , valores maiores do que os previstos pela maioria dos modelos (Nicholl et al. 2017). A quantidade da ejeção polar originada da interface de contato entre as duas estrelas de nêutrons depende do raio destas estrelas, sendo maior para objetos mais compactos. Assim, se essa for a origem da ejeção com baixa opacidade, as estrelas de nêutrons envolvidas na colisão devem ter raios  $R \leq 11$  km, para uma massa de  $1.6 M_{\odot}$ . Se um disco de matéria ligado ao objeto remanescente for suficientemente massivo, a ejeção produzida pela acreção deste disco pode também ser a fonte da ejeção azulada. As velocidades dessa ejeção estimadas para AT2017gf, no entanto, são muito baixas para favorecer este cenário (Metzger 2020). Metzger, Thompson

Figura 1.11 – Espectros no infravermelho próximo do transiente AT2017gf, observados com o telescópio Gemini Sul, entre 1.5 e 10.5 dias após a colisão (painel da esquerda). O primeiro espectro apresenta um contínuo azul, sem absorções e emissões, que se tornam presentes a partir de 2.5 dias nos comprimentos de onda de 1.07 e 1.55  $\mu\text{m}$ . A faixa cinza representa emissões e absorções telúricas. O painel da direita apresenta o melhor modelo que descreve as emissões, considerando uma ejeção com massa de  $0.04 M_{\odot}$ , velocidade de  $0.1c$  e fração de lantanídeos com relação aos outros elementos de  $10^{-2}$ .



Fonte: Chornock et al. 2017

e Quataert (2018) sugeriram que a emissão azul pode ter como causa os ventos magnetizados de uma HMNS que durou entre 0.1 – 1 s antes de colapsar em um buraco negro. Neste cenário, um magnetar com campo magnético  $B \approx 1 - 3 \times 10^{14}$  G poderia produzir a mesma quantidade de massa e velocidade observadas para AT2017gf.

## 1.5 ESTRATÉGIAS DE OBSERVAÇÃO

Os sinais produzidos em um processo de quilonova podem ser bastante diversos e não homogêneos. Para uma fonte a 100 Mpc, a magnitude do pico de luminosidade pode variar entre  $\sim 17$  na banda  $U$ , para o caso de haver um magnetar como remanescente, até  $\sim 21$  na banda  $K$ , para o caso de uma quilonova energizada somente pelo decaimento radioativo de elementos do processo- $r$ . A contraparte eletromagnética de GW170817 contou com um dos melhores cenários para a observação deste tipo de evento, já que foi observada em uma galáxia relativamente próxima e, provavelmente, contou com uma estrela de nêutrons remanescente. Outros eventos, porém, são esperados para acontecer a distâncias maiores e apresentarem luminosidades mais baixas. O baixo brilho, combinado com a curta escala de tempo que se espera de um evento de quilonova, exigem estratégias de observação que utilizem da maneira mais eficiente os instrumentos atualmente disponíveis.

Usando a estimativa de taxa volumétrica de  $10^3$  quilonovas por Gpc por ano, Scolnic et al. (2018) calcularam o número de eventos que poderiam ser detectados apenas por seu sinal eletromagnético em *surveys* atuais, como o *All Sky Automated Survey for SuperNovae* (ASAS-SN),



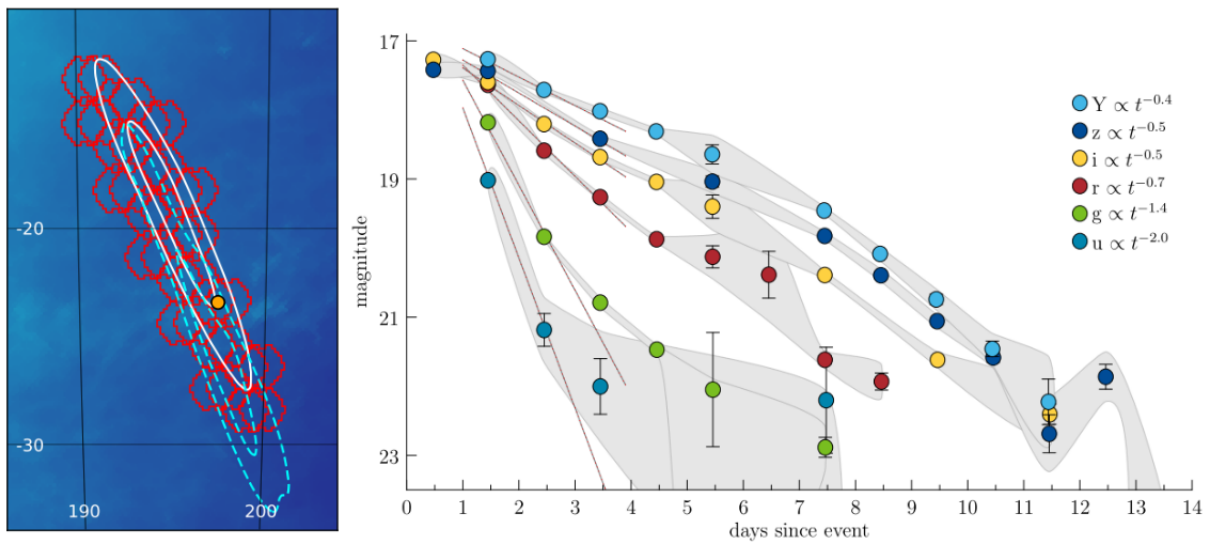
o *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS), o *Dark Energy Survey* (DES), entre outros. A estimativa encontrada foi de entre 0 e 0.3 detecções de quilonovas por ano. Os autores também calcularam a taxa de detecção para *surveys* futuros, encontrando 8.3 detecções por ano pelo *Asteroid Terrestrial-impact Last Alert System* (ATLAS), que planeja começar suas operações em 2020, e entre 5.5 e 69 pelo *Large Synoptic Survey Telescope* (LSST), que possui planos de iniciar suas operações em 2022. Atualmente, a detecção de quilonovas com base apenas no seu transiente é, portanto, bastante difícil. Este cenário pode mudar, no entanto, se telescópios óticos forem usados em conjunto com detectores de ondas gravitacionais, fazendo o *follow-up*, ou o acompanhamento, do sinal eletromagnético da fonte detectada pela via gravitacional. Esta técnica multimessageira pode resultar na observação de quilonovas nas primeiras horas após a colisão, exigindo esforço coletivo e a colaboração de diversos grupos e instrumentos, incluindo os detectores de ondas gravitacionais, telescópios de campo amplo e detectores em outras bandas do espectro eletromagnético, como em raios X e raios gama.

No seu terceiro ciclo de operações, finalizado em Março de 2020, os detectores LIGO e Virgo atingiram uma distância possível de observação de 170 Mpc e 85 Mpc, respectivamente, e eram previstas detecções de entre 0 e 13 sinais originados da colisão entre estrelas de nêutrons (Abbott, Abbott, Abbott, Abernathy et al. 2018). Das mais de 50 detecções de ondas gravitacionais neste ciclo, cinco apresentaram alguma probabilidade de ter como origem a colisão entre estrelas de nêutrons e, dentre essas, apenas a detecção do dia 25 de Abril de 2019 possui mais de 99% de chances de ter essa origem. As áreas estimadas de localização no céu para estes eventos variaram entre 370 até 24 264 graus quadrados. A estimativa da localização de um evento de onda gravitacional é feita pela triangulação dos detectores localizados nos Estados Unidos e na Itália, baseada na diferença do tempo de detecção entre eles e nas diferenças de amplitude dos sinais. As grandes regiões do céu calculadas por estes detectores exigem instrumentos óticos com a capacidade de cobrir um grande campo do céu, ao mesmo tempo que possua o poder de observar fontes de baixa luminosidade e que apresente uma resposta rápida após a detecção do sinal gravitacional.

Diversos *surveys* de eventos astronômicos transientes, que contam com grande parte do céu já catalogada por seus telescópios de campo amplo, se adaptaram e criaram programas específicos para o acompanhamento de sinais eletromagnéticos de eventos detectados em ondas gravitacionais. Neste trabalho, contamos com a identificação das fontes de ondas gravitacionais e suas localizações no céu feitas pelo *Swope Supernova Survey* (SSS, Coulter et al. 2017), pelo *Dark Energy Survey* (DES, Soares-Santos et al. 2017), pelo *Distance Less Than 40 Mpc* (DLT40, Valenti et al. 2017) e pelo *Las Cumbres Observatory* (LCO, Arcavi et al. 2017). O SSS, o DES e o DLT40 operam telescópios localizados no Chile, com diâmetros entre 0.4 e 2.5 m, enquanto que o LCO possui 21 telescópios robóticos, variando entre 0.4 e 2 m de diâmetro, espalhados por diversos países (África do Sul, Austrália, Chile, Espanha e Estados Unidos), o que permite uma grande cobertura do céu em diversas latitudes. Após a divulgação da estimativa de localização no céu calculada pelos detectores de ondas gravitacionais, cada *survey* começa uma varredura das regiões mais prováveis da fonte estar localizada, comparando as novas imagens obtidas neste processo com exposições já catalogadas das mesmas regiões, em uma técnica chamada de imageamento diferencial. Depois de eventos transientes serem localizados nos locais observados, os candidatos devem passar por uma série de análises para confirmar sua natureza. O DES, por exemplo, utiliza três critérios para distinguir candidatos a quilonovas de outros tipos de transientes: o sinal precisa ser detectado nas bandas *i* e *z*; não deve ter natureza instrumental; e deve apresentar uma diminuição rápida no seu brilho entre o intervalo de duas exposições (Soares-Santos et al. 2017). O painel da esquerda da Figura 1.12 mostra as regiões do céu imageadas pela DECcam dentro da região estimada pelos detectores

LIGO e Virgo para o evento GW170817. Para este evento, foram detectados inicialmente 1500 candidatos nas regiões observadas, onde 252 destes passaram pelo primeiro critério, 81 pelo segundo e apenas 1 pelo terceiro (quadro direito da Figura 1.12), que identificou a quilonova associada à colisão de estrelas de nêutrons de 17 de Agosto de 2017.

Figura 1.12 – O painel da esquerda mostra a localização provável da fonte do evento em ondas gravitacionais GW170817 calculada pelos detectores LIGO e Virgo, em branco, e regiões imageadas pela DECam, em vermelho, onde foram detectados 1500 sinais transientes. O ponto laranja indica a localização do candidato à quilonova que passou pelos critérios estabelecidos para a detecção deste tipo de evento. O painel da direita apresenta a fotometria do sinal detectado, observado por 13 dias nas bandas  $Y$ ,  $z$ ,  $i$ ,  $r$ ,  $g$  e  $u$ .



Fonte: Soares-Santos et al. 2017

Após candidatos a sinais de quilonova serem selecionados pelos critérios fotométricos, é necessária a verificação espectroscópica de sua natureza. Mesmo nos casos mais brilhantes, a baixa luminosidade de uma quilonova exige o uso dos maiores telescópios disponíveis para se observar sua evolução espectral. O evento GW170817/AT2017gf contou com observações dos instrumentos mais avançados atualmente em uso, como o VLT, Magellan, Gemini, Keck, ALMA, entre outros (Nicholl et al. 2017; Abbott, Abbott, Abbott e Acernese 2017b; Cowperthwaite et al. 2017; Chornock et al. 2017). Neste trabalho, utilizamos o Observatório Gemini para realizar o acompanhamento eletromagnético dos transientes candidatos a quilonova. Este observatório conta com dois telescópios com espelhos primários de 8.1 m de diâmetro, um localizado em Mauna Kea no Haváí, chamado de *Gemini North* ou Gemini Norte (ou ainda Gemini-N), e outro no Cerro Pachon, Chile, chamado de *Gemini South* ou Gemini Sul (Gemini-S), podendo realizar uma grande cobertura do céu em ambos os hemisférios. Cada telescópio conta com instrumentos de grande cobertura espectral no ótico e infravermelho, como o *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMOS), que cobre comprimentos de onda no ótico e no infravermelho próximo, de 360 até 1030 nm, e o FLAMINGOS-2, usado no infravermelho e que cobre de 10 000 até 24 000 nm. Além disso, o Observatório Gemini conta com um modo de observação que permite a ativação dos telescópios rapidamente após a detecção de candidatos, o chamado *Target of Opportunity* (ToO), possibilitando a observação de um evento de quilonova nos primeiros instantes após a colisão. Estas características fazem do Gemini um dos observatórios mais preparados para o acompanhamento de sinais eletromagnéticos de eventos de ondas

gravitacionais.

A rápida evolução espectral de um evento de quilonova exige a rápida análise e confirmação da natureza dos sinais candidatos observados, o que, por sua parte, requer um rápido tratamento dos dados espectroscópicos obtidos pelo telescópio. Dados astronômicos podem ser reduzidos de maneiras diferentes dependendo do instrumento, do modo de observação e das ferramentas utilizadas no processo. Neste trabalho, apresentamos um *pipeline* construído para a redução rápida de dados espectroscópicos obtidos pelo instrumento GMOS no modo *longslit*, utilizando ferramentas do software IRAF e pacotes de manipulação de dados astronômicos disponíveis para a linguagem *Python*.

Podemos resumir a estratégia de observação de eventos de quilonova usada neste trabalho em cinco passos principais:

1. A detecção de ondas gravitacionais originadas pela colisão entre duas estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, é divulgada pela colaboração LIGO/Virgo, junto com a provável localização da sua fonte, em canais de acesso público;
2. Telescópios de campo amplo começam uma varredura das regiões com maior probabilidade de se encontrar a fonte, buscando sinais eletromagnéticos transientes que condizem com a emissão de quilonovas através de análise fotométrica;
3. Espectros na banda ótica e no infravermelho próximo dos candidatos a quilonova são produzidos pelos telescópios Gemini, através do instrumento GMOS;
4. A redução dos dados espectroscópicos é feita rapidamente utilizando diferentes *pipelines* e métodos de redução de dados astronômicos, para que seja possível a comparação entre os dados e a classificação da natureza do espectro;
5. Se o sinal for confirmado com uma quilonova, novas observações com o GMOS são feitas por, pelo menos, mais duas semanas.

Essa configuração traz o potencial da observação de uma quilonova nos seus estágios mais iniciais, em uma escala de tempo de  $\sim 1$  h após a colisão, podendo revelar informações fundamentais sobre as diferentes componentes da ejeção. O acompanhamento ótico de eventos do terceiro ciclo de observações de ondas gravitacionais também buscou responder questões em aberto após a observação de GW170817/AT2017GF, como o tipo do objeto remanescente, a distinção de linhas de emissão ou absorção individuais, a geometria da ejeção e do jato relativístico, entre outras.

## 1.6 OBJETIVOS

O objetivo deste trabalho é apresentar a construção de um *pipeline* para a redução de dados espectroscópicos obtidos com o instrumento GMOS, presente nos telescópios Gemini-N e Gemini-S, e utilizado no processo de observações óticas do acompanhamento de eventos de ondas gravitacionais, detectadas no terceiro ciclo de operações dos detectores LIGO/Virgo, entre abril de 2019 e março de 2020. No Capítulo 2, são descritos métodos gerais de tratamento de dados obtidos com telescópios, necessários para a correção de imperfeições intrínsecas à observação astronômica. Mais detalhes dos processos aplicados ao instrumento GMOS são mostrados no Capítulo 3, onde é descrita a construção do *pipeline* através de ferramentas de

redução de dados, como o IRAF e pacotes da linguagem *Python*. O Capítulo 4 mostra o funcionamento do *pipeline* para a observação do candidato à quilonova do dia 15 de Janeiro de 2020. Conclusões e considerações finais sobre o trabalho são apresentadas no Capítulo 5.

## 2 REDUÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS

Dados obtidos com telescópios estão sempre sujeitos a assinaturas indesejadas produzidas durante a observação. Além de perturbações causadas pelo ambiente, como más condições meteorológicas e turbulência atmosférica, dados astronômicos também são afetados por defeitos intrínsecos à própria natureza dos instrumentos utilizados. O processo de captura de imagens digitais, por exemplo, através de câmeras CCD (*Charge Coupled Device*), acaba produzindo flutuações na contagem de fótons que se manifestam como artifícios observados nos dados obtidos. Apesar de não parecer significativa, a má contagem de fótons, na ordem de centenas ou milhares de partículas, pode afetar de maneira considerável a análise de objetos pouco luminosos do céu noturno. Além disso, cada dispositivo responde de maneira diferente à luz incidente, exigindo uma calibração fotométrica própria para cada instrumento, além de uma calibração por comprimento de onda para o caso de dados espectroscópicos.

A grande maioria dos observatórios modernos exigem que o tratamento de dados seja feito pelo usuário que, além de obter as imagens do objeto estudado, também deve ter o cuidado de tomar as calibrações necessárias após o processo de observação. Estes dados de calibração são utilizados por *softwares* específicos de redução de dados, ou mesmo por *scripts* criados pelo observador, para o devido tratamento dos dados obtidos. O ESO (*European Southern Observatory*) disponibiliza para sua comunidade o EsoReflex, um *pipeline* desenvolvido para o melhor tratamento dos dados obtidos com seus instrumentos. O IRAF, ou *Image Reduction and Analysis Facility*, desenvolvido pelo NOAO (*National Optical Astronomy Observatory*), é um *software* amplamente utilizado na redução de dados astronômicos, oferecendo também pacotes específicos para certos instrumentos, como o GEMINI IRAF. Diversos pacotes para o tratamento de dados astronômicos estão também disponíveis para a linguagem *Python*, possibilitando uma maior flexibilidade na manipulação destes dados e permitindo a criação de *pipelines* específicos para diferentes planos de observação.

### 2.1 NOÇÕES BÁSICAS

#### 2.1.1 Efeitos Atmosféricos

Para se compreender os métodos de redução de dados astronômicos é preciso, antes de tudo, entender de maneira geral o processo de obtenção destes dados e as particularidades do instrumento utilizado. A grande maioria dos dados astronômicos na banda ótica é obtida por telescópios em terra, em observatórios construídos em lugares onde a interferência atmosférica é minimizada, como no topo de montanhas ou em regiões de clima seco. Um parâmetro comu-

mente utilizado para se definir o nível de distorção causada em uma imagem pelas diferentes camadas da atmosfera é o chamado *seeing*<sup>1</sup> astronômico. Quando um feixe de luz interage com camadas de diferentes temperaturas da atmosfera, a sua direção acaba sendo alterada diversas vezes, causando distorções que, em uma imagem de longa exposição, se acumulam e resultam em um disco aumentado e totalmente preenchido, o chamado disco de *seeing*. O *seeing* de uma determinada localidade e condição atmosférica é, então, medido pela largura à meia altura do disco de *seeing*, geralmente dada em segundos de arco. Além da escolha de um local com pouca turbulência atmosférica para a construção de um observatório, existem outras maneiras de diminuir o *seeing* de uma observação. Uma destas, consiste em deformar o espelho do telescópio para compensar as distorções causadas pela atmosfera, em uma técnica conhecida como ótica ativa.

Além de causar a distorção das imagens de fontes astronômicas, as camadas da atmosfera também reduzem consideravelmente seu brilho. Esta diminuição, ou extinção, da luminosidade é causada principalmente pelo espalhamento Rayleigh de partículas presentes na atmosfera e depende da quantidade de camadas de ar atravessadas pelos fótons incidentes. Assim, para um objeto observado no zênite, diretamente acima da posição do observador, a extinção atmosférica será menor do que para um objeto observado próximo ao horizonte, onde os fótons terão que percorrer uma distância maior dentro da atmosfera terrestre. Esta perda de luminosidade depende, portanto, da altitude do objeto no céu e pode ser expressa por um termo conhecido como *airmass*, geralmente representado por  $X$  e definido como

$$X = \sec z, \quad (2.1)$$

onde  $z$  é a distância zenital (a distância angular do zênite até a posição do objeto observado no céu). Assim, para um ângulo  $z = 0^\circ$ , o *airmass* é dado por  $X = 1$ , enquanto que para um ângulo  $z = 60^\circ$ ,  $X = 2$ . O espalhamento Rayleigh depende fortemente do comprimento de onda, de maneira que fótons com valores menores de comprimentos de onda são mais afetados que fótons com valores maiores. Os valores de extinção em diferentes bandas do espectro, dados geralmente em termos de magnitude por *airmass*, são tabelados e variam para diferentes observatórios.

Durante o dia, a luz do Sol espalhada pela atmosfera bloqueia totalmente a visão ótica do céu profundo. No contexto de uma observação astronômica, o crepúsculo vespertino, ou o momento em que o Sol se põe, é definido como o momento em que o Sol está 12 graus abaixo do horizonte, quando apenas as regiões mais próximas do local onde o Sol se pôs estão iluminadas. O céu é considerado totalmente escuro quando o Sol atinge 18 graus abaixo do horizonte, momento que define o início de uma noite astronômica, onde são realizadas as observações, e que dura até o momento em que o Sol atinge 18 graus abaixo do horizonte na direção oposta, no chamado crepúsculo astronômico matutino. A luz do Sol refletida na Lua é a principal fonte

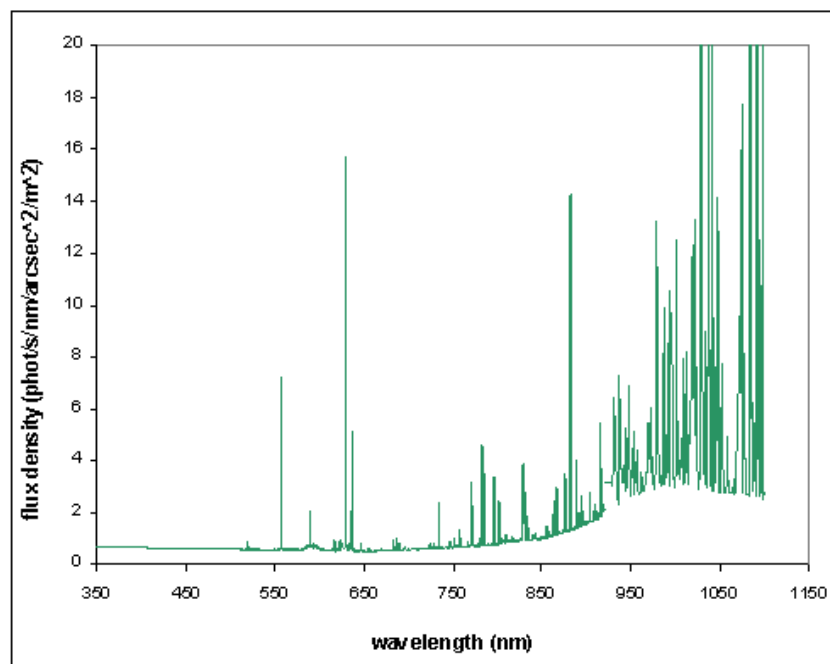
---

<sup>1</sup>De agora em diante, termos em inglês serão utilizados sempre que forem de uso corrente pela comunidade astronômica brasileira ou conveniente para compactar expressões longas.

de luminosidade durante a noite e existem algumas maneiras diferentes de se classificar sua interferência em uma observação astronômica. O Observatório Gemini, por exemplo, divide as noites de observação entre quatro categorias de acordo com a quantidade de dias antes ou depois da Lua Nova: para as noites mais escuras, chamadas pelo observatório de *darkest nights*, a quantidade é de 3 dias; nas noites escuras, ou *dark nights*, a quantidade é de 7 dias; para as noites cinzas, ou *grey nights*, são 11 dias, e as noites claras, ou *bright nights*, são 14 dias.

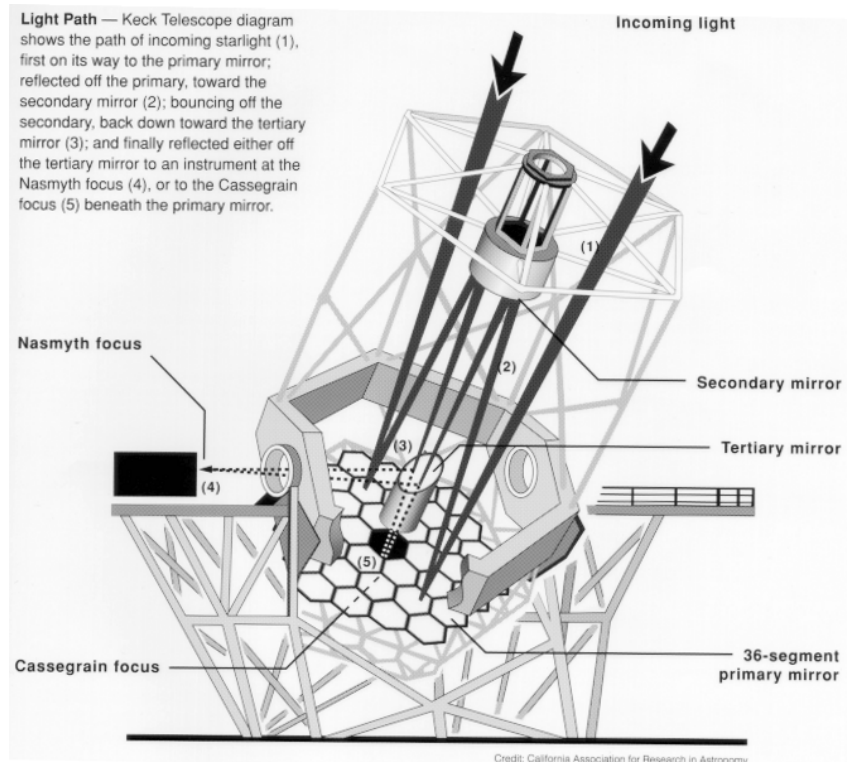
Se a luz da Lua não estiver presente, e qualquer tipo de poluição luminosa artificial não for considerada, a componente de maior interferência em uma observação se torna o brilho natural do céu em camadas altas da atmosfera. Este efeito, conhecido como *airglow*, é causado pela recombinação eletrônica de átomos ionizados pela radiação ultravioleta solar. A emissão de alguns destes átomos gera linhas espectrais bastante proeminentes como, por exemplo, as linhas no verde, em 557.7 nm, e no vermelho, em 630.0 e 636.4 nm do oxigênio, e as linhas duplas do sódio em 589.0 e 589.6 nm. No infravermelho, o céu é ainda mais brilhante por conta das diversas linhas de emissão geradas pelas moléculas de OH presente na atmosfera, mostradas na Figura 2.1 a partir de  $\sim 900$  nm. A luz solar também pode ser refletida e espalhada pela poeira interplanetária presente ao longo do plano do sistema solar, gerando a chamada luz zodiacal. A interferência da luz zodiacal em uma observação astronômica irá depender, principalmente, da época do ano, da posição do observatório e da composição da poeira que reflete a luz.

Figura 2.1 – Espectro do céu na banda ótica e no infravermelho próximo, para uma noite classificada como escura (*dark night*). É possível notar as emissões intensas geradas pelos átomos de oxigênio, em 557.7, 630.0 e 636.4 nm, e as linhas duplas do sódio, em 589.0 e 589.6 nm. O céu é bastante brilhante no infravermelho próximo, com diversas linhas de emissão presentes a partir de  $\sim 900$  nm.



Fonte: <<https://www.gemini.edu/observing/telescopes-and-sites/sites#IRSky>>

Figura 2.2 – Diagrama do caminho percorrido por feixes de luz no telescópio Keck, que conta com um espelho primário de 10 metros de diâmetro, formado por 36 segmentos hexagonais. A luz incide sobre o espelho primário (1), é refletida pelo espelho secundário (2) e, finalmente, é direcionada pelo espelho terciário (3) para um dos focos Nasmyth (4) ou para o foco Cassegrain (5).



Fonte: <<https://www.astronomynotes.com/telescop/s3.htm>>

### 2.1.2 Telescópios Óticos

Telescópios refletor do tipo Cassegrain formam a grande maioria dos telescópios usados na astronomia profissional. Neste tipo, a luz é refletida em um espelho primário, refletida novamente em um espelho secundário e direcionada para o foco Cassegrain, ponto onde o feixe é orientado para um dos instrumentos de medida, como espectrógrafos, montados abaixo do telescópio ou em um dos seus focos Nasmyth. A Figura 2.2 ilustra o caminho trilhado por feixes de luz que incidem sobre o Keck, telescópio do tipo Cassegrain cujo espelho primário, de 10 metros de diâmetro, é formado por 36 segmentos hexagonais. Assim como no Keck, os instrumentos de espectroscopia são comumente posicionados em um dos focos citados, juntos ao telescópio, facilitando a permuta entre diferentes dispositivos em uma mesma noite de observação pelo simples redirecionamento do feixe de luz.

Diferentes tipos de espectrógrafos são usados para diferentes objetivos observacionais, que irão depender, principalmente, da resolução e da cobertura espectral do instrumento. Apesar das diferentes especificações existentes entre estes equipamentos, um espectrógrafo é, em geral, constituído de uma fenda, um colimador, um objeto refrator e um detector de fótons. O tipo de fenda usada para dispersar a luz irá ditar o modo de espectroscopia utilizado na observação. O



modo *longslit* (fenda longa) conta com apenas uma fenda, enquanto que o modo multi-objeto (MOS, do inglês *Multi-Object Spectroscopy*) utiliza diversas fendas com o objetivo de se obter o espectro de mais de um objeto no campo de visão do telescópio. Neste modo, pequenas fendas na posição dos objetos de interesse são feitas em uma placa metálica, que é posicionada antes do elemento refrator da luz, ou então, braços mecânicos posicionam fibras óticas no plano focal do telescópio, nas posições das fontes observadas. Alguns instrumentos de destaque que utilizam o modo de fenda longa ou multi-objeto são o *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMOS), no observatório Gemini, o *Visible Multi-Object Spectrograph* (VIMOS), no VLT, e o *Fibre Multi-Object Spectrograph* (FMOS), no telescópio Subaru. Além disso, é também possível obter o espectro não apenas de objetos dispersos, como de todo o campo observado pelo telescópio, através de uma unidade de campo integral (IFU, do inglês *Integral Field Unit*). O GMOS opera no modo IFU posicionando um conjunto de 1500 elementos de fibra ótica no plano focal do telescópio, produzindo assim um espectro para cada elemento, enquanto o *Multi Unit Spectroscopic Explorer* (MUSE), localizado no VLT, utiliza um sistema de espelhos para “cortar” a imagem em pedaços menores e produzir o espectro de cada elemento do campo de visão.

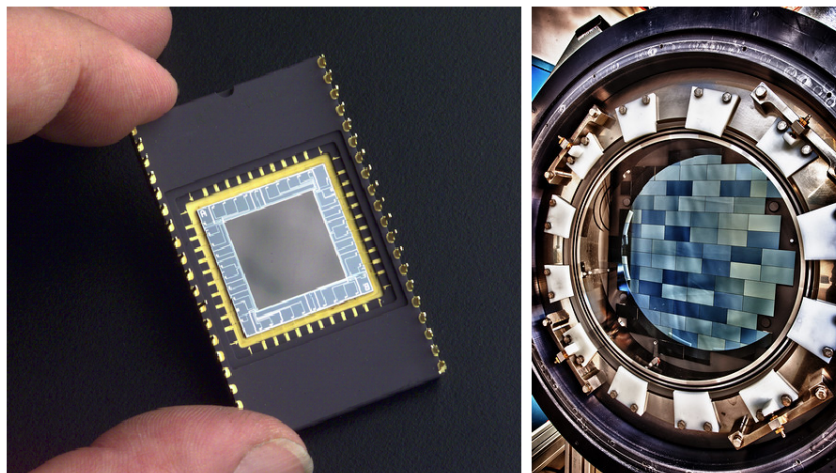
Após os dados serem coletados, eles são armazenados e disponibilizados em arquivos de imagem FITS, do inglês *Flexible Image Transport System*. Este tipo de arquivo, desenvolvido com o objetivo de facilitar o transporte de dados astronômicos, permite o armazenamento de informações em diversas extensões multidimensionais, junto com metadados da observação. Uma imagem FITS de uma observação fotométrica, por exemplo, pode conter dados de diferentes filtros em extensões separadas, cada uma com duas dimensões: uma para as coordenadas espaciais e outra para a contagem de fótons detectados. Dados espectroscópicos, no caso de fenda longa ou MOS, são armazenados em extensões bidimensionais que contém informações da posição do espectro ao longo da fenda e do fluxo em função do comprimento de onda, enquanto que para o modo IFU, as informações são armazenadas nos chamados cubos de dados, extensões contendo além do fluxo em razão do comprimento de onda, as coordenadas espaciais do campo observado. As informações sobre a observação são armazenadas no *header*, ou cabeçalho, de cada extensão de um arquivo FITS, e podem conter dados como as coordenadas e nome do objeto observado, o instrumento de medida, o tipo de arquivo, dados de calibração e informações meteorológicas e de *seeing*.

## 2.2 CAPTURA DE IMAGENS POR CCDS

O método de contagem eletrônica de fótons através de dispositivos CCD foi desenvolvido por Willard Boyle e George Smith no final dos anos 60 (Boyle e Smith 1970), feito que lhes rendeu o Prêmio Nobel de física em 2009. Logo nos anos 70, a nova tecnologia foi amplamente empregada na astronomia, já que possuía uma qualidade de detecção de sinal muito superior às

antigas placas fotográficas, permitindo a detecção de um número maior dos fótons que incidem sobre o dispositivo. A Figura 2.3 mostra um dispositivo CCD individual, no lado esquerdo, e um conjunto de CCDs que formam a DECam, no lado direito, localizada no espelho secundário do telescópio Blanco. O mecanismo por trás da alta eficiência de detecção é a utilização de um material semiconductor, usualmente o silício, para a produção de fotoelétrons, que são armazenados e contados pelo CCD. Em um material condutor, os elétrons da última camada eletrônica de um átomo, chamada de banda de valência, são livres para se mover na banda de condução. Em um material isolante, no entanto, a banda de condução é separada da banda de valência por uma grande diferença de energia, impedindo que cargas sejam transportadas pelo material. Os semicondutores possuem uma propriedade intermediária entre estas: a sua banda de condução é separada da banda de valência por um certo nível de energia que pode ser acessado por elétrons excitados, por exemplo, pela incidência de fótons. A diferença de energia entre as bandas de valência e condução, quantidade também conhecida pelo termo em inglês *band gap*, define a energia que um fóton precisa ter para excitar um elétron para a banda de condução, ou seja, para produzir um fotoelétron. O silício, por exemplo, possui um *band gap* de 1.26 eV, de modo que fótons com energia maior que esta, com comprimento de onda menor que 1100 nm, são detectados com grande eficiência. A eficiência da detecção de fótons por um CCD, ou a fração de fótons que produzem fotoelétrons, pode ser medido pela eficiência quântica do material, do inglês *quantum efficiency* (QE). A eficiência quântica de CCDs modernos é de cerca de 95% para fótons da banda ótica, e diminui conforme se aumenta ou diminui o comprimento de onda.

Figura 2.3 – Exemplo de um CCD individual, mostrado na imagem da esquerda, onde é possível notar a camada de silício, em cinza, em que são gerados os fotoelétrons a partir de fótons incidentes. Na astronomia, CCDs são geralmente utilizados em conjunto de vários dispositivos, aumentando assim a área de detecção. A imagem da direita mostra o conjunto de CCDs que formam a DECam, montada no espelho secundário do telescópio Blanco.



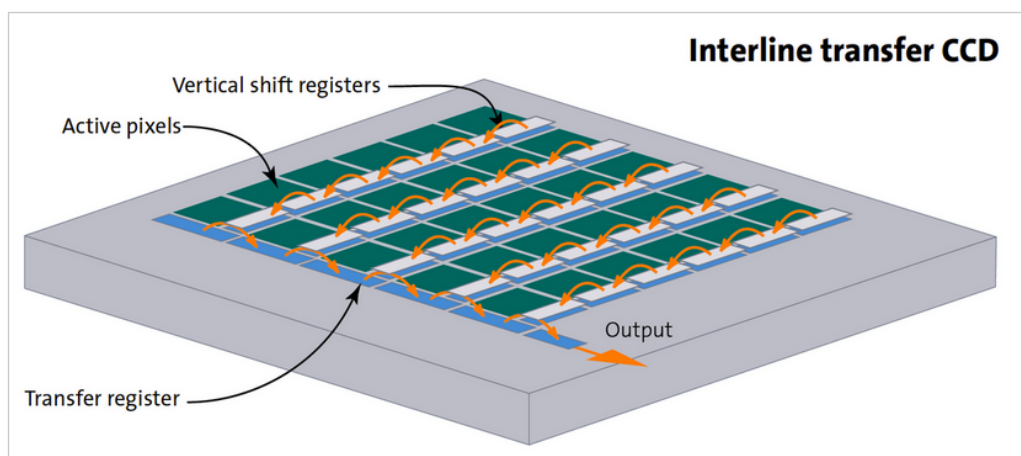
Fonte: <<https://en.wikipedia.org/wiki/Charge-coupled-device#Use-in-astronomy>> e <<https://www.darkenergysurvey.org/instrumento/>>

Além da alta eficiência quântica na produção de fotoelétrons, o CCD também se destaca pela capacidade de armazenar, mover e gerar uma contagem digital de fótons, graças ao método

de carga acoplada, que dá nome ao dispositivo. Abaixo da camada fina de silício, mostrada como a região cinza escuro na imagem da esquerda da Figura 2.3, há pixels capazes de armazenar fotoelétrons, dispostos em colunas ao longo do dispositivo, como mostra a Figura 2.4. Cada pixel é constituído por um conjunto de três eletrodos que, individualmente, geram uma pequena voltagem capaz de atrair as cargas produzidas pela incidência de fótons na camada de silício acima. Pixels também podem ser agrupados para coletar mais fótons, criando um pixel virtual de maior tamanho, de acordo com a binagem do dispositivo. Assim, um CCD com uma binagem  $1 \times 1$  utiliza pixels individuais para coletar fótons, enquanto uma binagem  $2 \times 2$  utiliza grupos de 4 pixels, uma binagem  $4 \times 4$  utiliza 16 pixels e assim por diante.

Depois de serem armazenados durante o tempo necessário para a exposição, os fotoelétrons são então contados, pixel a pixel, através da transferência de carga ao longo das colunas do dispositivo. As cargas armazenadas são movidas ao longo dos registradores verticais, ilustrado pelas setas laranjas na Figura 2.4, até alcançarem a última linha do CCD, chamada de linha de contagem ou de transferência, que move as cargas horizontalmente em direção ao dispositivo de contagem. Desta forma, os pixels são lidos individualmente, linha por linha de cada coluna do CCD. A Figura 2.5 mostra com mais detalhes como os fotoelétrons são movidos dentro de cada pixel: as partículas são armazenadas por um eletrodo que aplica uma determinada voltagem, representada por  $+V$ ; o eletrodo adjacente, até então desligado, aplica uma voltagem e atrai fotoelétrons do eletrodo original; o mesmo processo se repete de eletrodo em eletrodo, movendo as partículas entre os pixels até o dispositivo de leitura.

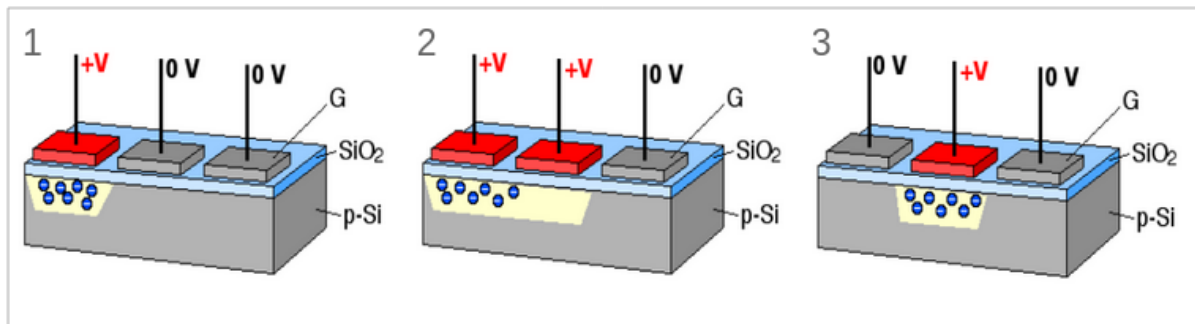
Figura 2.4 – Disposição de pixels em um CCD, representados pelos quadrados em verde, e do caminho percorrido por fotoelétrons no dispositivo, ilustrado pelas setas em laranja. As cargas armazenadas são movidas ao longo dos registradores verticais, ou *vertical shift registers*, até alcançarem a linha de contagem, ou *transfer register*, que move as cargas horizontalmente em direção ao dispositivo de contagem, representado na figura por *output*.



Fonte: <<https://www.stemmer-imaging.com/en-pl/knowledge-base/ccd/>>

O destino final dos fotoelétrons movidos pelo CCD é o dispositivo conversor de sinal analógico para digital (ADC, do inglês *analogue-to-digital converter*), que irá produzir a contagem de partículas dada em unidades de analógico para digital, ou *analogue-to-digital units*

Figura 2.5 – Detalhe do processo de transferência de carga dentro de um pixel em um CCD. Quadro 1: os fotoelétrons produzidos na camada de silício são armazenadas por um eletrodo que aplica uma determinada voltagem, representada por +V. Quadro 2: o eletrodo adjacente aplica uma voltagem e atrai as cargas do eletrodo original. Quadro 3: o segundo eletrodo agora armazena as partículas, que serão atraídas pelo adjacente assim que ele também aplicar uma certa voltagem. O mesmo processo se repete de eletrodo em eletrodo, e de pixel em pixel, movendo as partículas até o dispositivo de leitura.



Fonte: Adaptado de <<http://slittlefair.staff.shef.ac.uk/teaching/phy217/lectures/instruments/L11/index.html>>

(ADUs). Esta medida é feita calculando a diferença de voltagem gerada pela carga  $Q$ , dos fotoelétrons presentes em um determinado pixel, em um capacitor com capacitância  $C$ , dada pela relação básica,  $V = Q/C$ . A voltagem analógica é, então, convertida pelo ADC em ADUs que são lidos pelo computador através de números binários, ou *bits*. A pequena voltagem gerada pelos elétrons, porém, pode ser suscetível a flutuações que serão lidas como partículas existentes, gerando o chamado ruído de leitura (*readout noise*, em inglês). Se o ruído for de 2 elétrons por pixel, por exemplo, isso implicará que, mesmo se todos os pixels tivessem armazenado a mesma quantidade de fotoelétrons, a leitura entre eles irá variar em 2 elétrons, aproximadamente. O ruído de leitura, aparentemente pequeno, pode implicar em erros consideráveis na análise de objetos pouco brilhantes do céu. É importante notar que 1 ADU não necessariamente representa 1 elétron detectado pelo ADC. A relação entre o número de elétrons contados e o seu sinal digital é dada pelo fator de ganho, ou *gain*, do dispositivo, geralmente descrito em unidades de elétrons por ADU. Se o ganho for de 3 elétrons por ADU, por exemplo, os pixels com até 3 fotoelétrons serão medidos como 0 ADU, pixels contendo entre 4 e 6 fotoelétrons serão medidos como 1 ADU, e assim por diante. Definir o ganho correto é importante para impedir a saturação de um determinado pixel. Um ADC de 16-bit, usado na maioria dos CCDs, é capaz de gerar  $2^{16} = 65\,535$  ADUs, ou seja, ele é capaz de produzir este número de contagens digitais em números binários. Se este valor é alcançado em um determinado pixel, ele é impedido de continuar contando os elétrons remanescentes, de modo que o pixel é saturado. No entanto, a capacidade do ADC de contar elétrons pode ser alterada pelo ganho: se o valor deste parâmetro for de 2 elétrons por ADU, por exemplo,  $2 \times 65\,535 = 131\,070$  elétrons poderão ser contados antes do pixel saturar. Aumentar o ganho do dispositivo, porém, também aumenta o erro devido ao arredondamento da quantidade de elétrons existentes em cada pixel, diminuindo

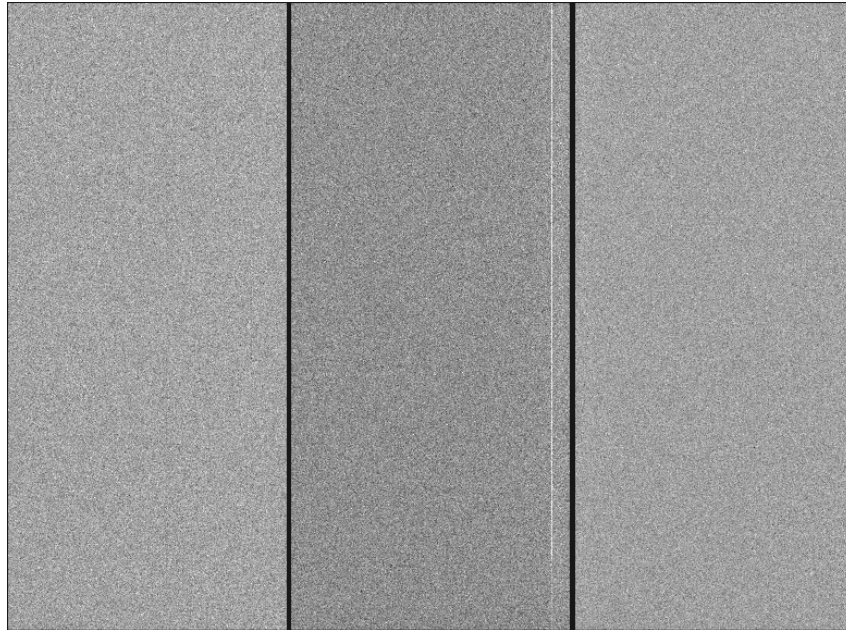
assim a capacidade de distinguir variações tênues entre eles.

O erro de leitura pode afetar a estimativa de brilho de objetos pouco luminosos ou, até mesmo, do próprio céu. Se, por exemplo, para um ganho de 1 elétron por ADU, o ruído de leitura for de 3 contagens em cada pixel e a fonte produzir 2 fotoelétrons, alguns pixels irão apresentar contagens negativas para a região, o que não pode ser medido pelo ADC, já que não produz números menores que zero. Isso resulta em uma contagem de fótons maior do que a que foi realmente produzida pelo brilho da fonte, ou seja, irá gerar uma estimativa maior da sua luminosidade. Uma forma de contornar esse problema é aplicar uma voltagem ao ADC antes da observação, produzindo na ordem de dezenas ou centenas de ADUs em cada pixel, evitando assim a contagem negativa de partículas. Essa voltagem é chamada de viés eletrônico, do inglês *bias voltage* ou, simplesmente, *bias*. A contagem de *bias*, porém, acaba afetando a estimativa do número de fotoelétrons produzidos pela fonte astronômica, sendo necessário subtrair este valor das imagens observadas.

Para estimar o valor da contagem de *bias* de uma observação, é necessário produzir os chamados *frames* de *bias*: imagens com a câmera fechada e tempo de exposição nulo. Já que não existe exposição para produzir fotoelétrons, estes *frames* irão contar apenas a voltagem produzida no ADC. A Figura 2.6 mostra uma imagem de *bias* obtida com o GMOS-S, no observatório Gemini, com uma contagem de *bias* de 599, 579 e 627 ADU por pixel para os três detectores, respectivamente. Flutuações devido ao ruído de leitura podem estar presentes, sendo visíveis na Figura 2.6, e são corrigidas tomando a média de vários *frames* de *bias*, no chamado *master bias*. Como a voltagem de *bias* adiciona contagens à observação astronômica, a correção deste valor é feito subtraindo a imagem de *bias* da imagem do objeto observado. Outra forma de estimar o nível da contagem de *bias* é utilizando colunas do CCD que não são diretamente iluminadas, na chamada região de *overscan*. Como essa região não recebe fótons, a sua contagem reflete a voltagem de *bias* aplicada e seu valor pode ser subtraído da imagem de ciência. A possibilidade de utilizar este método, no entanto, depende do instrumento, podendo ser o método mais ou menos aconselhável ou até ser utilizado em conjunto com a subtração do *frame* de *bias*.

Além da absorção de fótons, elétrons também são excitados para a banda de condução através de energia térmica, de modo que a temperatura do CCD influencia na contagem de fotoelétrons. Em temperatura ambiente, a produção de fotoelétrons apenas por excitação térmica pode ser da ordem de milhares, ou centenas de milhares, de elétrons por pixel por segundo, o suficiente para saturar a imagem em um curto período de tempo. Para diminuir esta contagem térmica, chamada de corrente de escuro ou *dark current*, os instrumentos de detecção são resfriados por métodos criogênicos para temperaturas de até  $-123^{\circ}\text{C}$ . Geralmente, a contagem de *dark* de um CCD resfriado passa a ser de menos de 1 até algumas dezenas de elétrons por pixel por hora. Nos casos em que esta corrente continue relevante para a observação, é necessário subtrair o seu valor da imagem de ciência através de um método similar à correção de *bias*: durante a observação, são produzidos os chamados *frames* de *dark*, imagens feitas com a câmera

Figura 2.6 – Imagem de *bias* produzida pelo GMOS-S, com o CCD E2V, no modo fotométrico. Os três detectores apresentam uma contagem de *bias* de, respectivamente da esquerda para a direita, 599, 579 e 627 ADU por pixel.



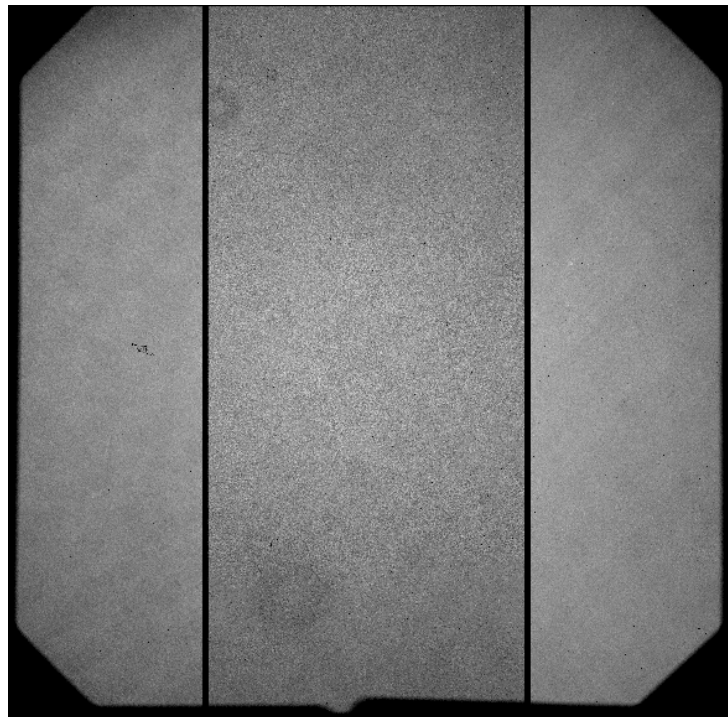
Fonte: <<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/calibrations>>

fechada e tempo de exposição igual à da observação do objeto astronômico. Como a contagem da corrente de escuro depende do tempo de exposição, tomar uma imagem de calibração com o mesmo tempo da imagem de ciência deve retornar uma imagem de corrente de escuro que representa bem sua contribuição à imagem de ciência. As imagens de *dark* também estão sujeitas às flutuações do ruído de leitura e da contagem de *bias*, sendo necessário tomar uma média de diversos *frames* para uma melhor estimativa e subtrair o nível de *bias*, gerando o chamado *master dark*, que é então subtraído da exposição de ciência.

Mesmo se o ruído de leitura não existisse e as excitações térmicas pudessem ser desconsideradas, os pixels de um CCD ainda não detectariam a mesma quantidade de fótons entre si. Isto é, se um CCD for iluminado por uma fonte totalmente uniforme, que produz a mesma quantidade de fótons em toda sua extensão, a imagem resultante não seria plana, apresentando pequenas variações de brilho. Estas variações pixel a pixel são resultado da própria construção dos elementos individuais de um detector que, devido ao seus tamanhos minúsculos, não podem ser reproduzidos de maneira totalmente igual, apresentando variações ao longo do dispositivo. Na prática, isto significa que uma exposição vai apresentar diferentes valores de brilho ao longo da imagem, afetando significativamente a análise do objeto observado. Para corrigir este problema de planicidade ao longo do CCD, é necessário expor o dispositivo a uma fonte de brilho homogêneo, geralmente uma tela iluminada posicionada em frente ao telescópio, ou uma parte do céu durante o crepúsculo vespertino ou matutino. Estas imagens de calibração, chamadas de imagens de campo plano ou de *flat field*, devem ser tomadas utilizando os mesmos filtros da imagem de ciência. A Figura 2.7 mostra uma imagem de *flat field* produzida pelo GMOS-S,

com o CCD E2V e filtro g', apontando o telescópio para o céu durante o crepúsculo. As variações de brilho entre os pixels geram um ruído que é visível como pequenos grãos ao longo da Figura 2.7. Outro efeito que afeta a planicidade de uma imagem capturada por um CCD é causado pelo fato de que, em um telescópio do tipo Cassegrain, nem toda a luz que reflete no espelho primário acaba sendo refletida pelo secundário, afetando principalmente as bordas da imagem que se tornam escurecidas. Este é o chamado vinhetação da imagem, ou *vignetting*, que pode ser visto na Figura 2.7, onde há um maior brilho nas partes centrais da imagem do que nas suas bordas. Um terceiro efeito que afeta a planicidade, também visível na Figura 2.7, é causado pela deposição de pequenos grãos na frente do detector, gerando sombras em forma de círculo ao longo da imagem. Da mesma forma que em outros passos da calibração, também é necessário tomar a média e subtrair o nível de *bias* das imagens de *flat field*, gerando um *master flat*. Os efeitos que alteram a planicidade de uma imagem são de natureza multiplicativa, já que limitam a quantidade de fluxo detectado pelo CCD sendo, portanto, necessário dividir a imagem de ciência pelo *master flat*.

Figura 2.7 – Imagem de *flat field* produzida pelo GMOS-S, com o CCD E2V, no modo fotométrico. É possível visualizar três efeitos que afetam a planicidade de um CCD: variações de leitura pixel a pixel, responsáveis pelas pequenas variações de brilho ao longo da imagem; vinhetação, responsável pelo maior brilho no centro do que nas bordas da imagem; e partículas de poeira depositadas no detector, visíveis como círculos escuros na exposição.



Fonte: <<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/calibrations>>

### 2.3 ESPECTROSCOPIA

Antes de incidir sobre o CCD, a luz captada por um telescópio passa por um sistema de dispositivos que variam de acordo com o modo de observação. Em uma observação fotométrica, a luz atravessa filtros que selecionam um determinado comprimento de onda emitido pelo objeto observado. No caso da espectroscopia, a luz emitida é decomposta nas suas diversas frequências por um sistema constituído de uma fenda, um colimador, um objeto refrator e uma câmara, como mostra a Figura 2.8. O objeto refrator pode ser um prisma, uma rede de difração ou a combinação destes dois objetos no chamado *grisma*. Após a luz ser refratada, os feixes de diferentes comprimentos de onda incidem sobre o detector, gerando uma imagem similar à Figura 2.11, de onde é possível extrair o espectro do objeto observado. A fenda, além de limitar uma região de interesse do céu, evitando a contaminação por outras fontes, também tem o papel de estabilizar a resolução do sinal observado. A imagem de um espectro é gerada por infinitas reproduções, em diferentes comprimentos de onda, do sinal no foco do telescópio. Se uma fenda não estiver presente, o detector registra a própria imagem do objeto em diferentes comprimentos de onda, no caso de um corpo extenso no céu, de modo que a resolução das linhas espectrais acaba sendo limitada por seu tamanho aparente. No caso de uma fonte pontual, como uma estrela, a ausência da fenda faz com que a resolução do espectro seja limitada pelo *seeing*, que varia ao longo do tempo. A solução é, então, posicionar uma fenda estreita no foco do telescópio, restringindo a quantidade de luz recebida, de maneira que o detector registre a própria imagem da fenda em diferentes comprimentos de onda, limitando a resolução das linhas espectrais ao seu tamanho físico.

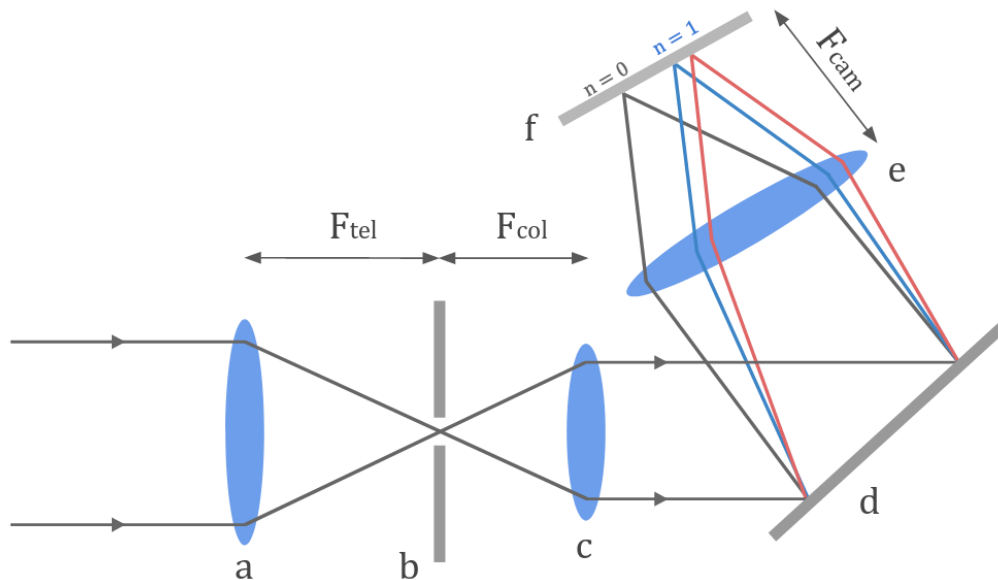
Grande parte dos espectrógrafos astronômicos modernos utiliza redes de difração para gerar o espectro do sinal observado. Estas redes podem ser do tipo transmissiva, onde a luz passa por um conjunto de linhas com um determinado espaçamento entre si, ou reflexiva, onde a luz reflete em linhas de pequenos espelhos inclinados. O efeito gerado pelos dois tipos de rede é o mesmo: tanto o espaçamento entre as linhas quanto os espelhos atuam como fontes secundárias da luz primária sobre eles incidida, criando numerosas frentes de onda que interferem entre si. Se a interferência for construtiva, um máximo de luminosidade é gerado no detector, mas se for destrutiva, nenhum sinal é registrado. O quadro esquerdo da Figura 2.9 mostra um exemplo de frentes de onda produzidas pelas fontes secundárias de uma rede de difração, podendo ser vista tanto como o espaçamento entre as linhas de uma rede transmissiva, separados por uma distância  $d$ , como os espelhos de uma rede reflexiva, separados pela mesma distância. A condição para que a interferência entre frentes de onda seja construtiva, é a de que a diferença de distância percorrida entre elas,  $d \sin \theta$ , seja igual a um múltiplo inteiro do comprimento de onda,  $\lambda$ , ou seja,

$$n\lambda = d \sin \theta, \quad (2.2)$$

onde  $n = 0, 1, 2, \dots$ . Se a luz difratada for monocromática, isto é, se conter apenas uma frequên-



Figura 2.8 – Esquema do caminho percorrido por feixes de luz em um espectrógrafo que utiliza uma rede de refração reflexiva. As letras indicam suas diferentes componentes, comuns à maioria dos espectrógrafos utilizados na astronomia, sendo: (a) a lente primária do telescópio; (b) a fenda, posicionada no foco do telescópio; (c) o colimador; (d) a rede de difração reflexiva; (e) a câmera e (f) o detector, onde incidem as diferentes ordens do padrão de interferência.  $F_{tel}$  representa a distância focal do telescópio, enquanto  $F_{col}$  e  $F_{cam}$  são, respectivamente, as distâncias focais do colimador e da câmera.



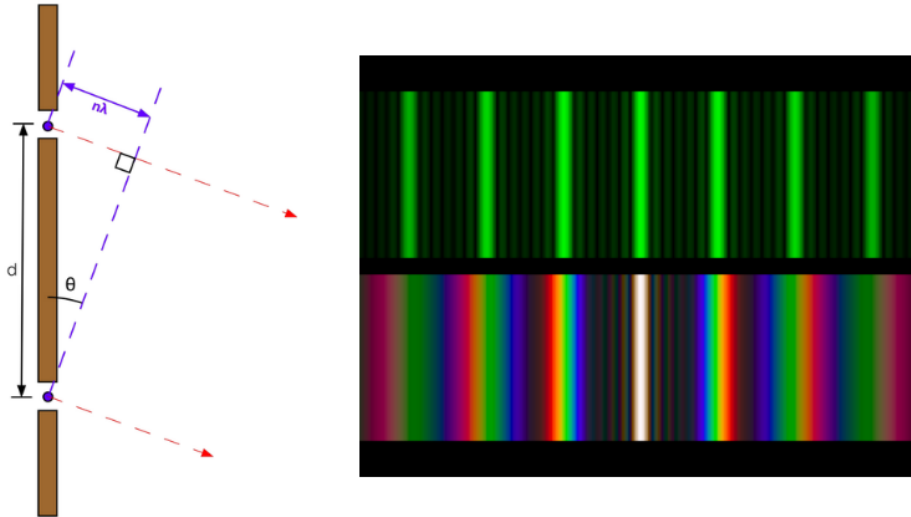
Fonte: Autor

cia, como mostra a parte superior do painel direito da Figura 2.9, a posição das colunas do padrão de interferência será ditada pelo valor de  $n$ , a ordem dos máximos. No caso da luz conter múltiplas frequências, como mostra a parte inferior do mesmo quadro, a posição das colunas irá depender da ordem e do comprimento de onda. A ordem zero, neste caso, é centrada no padrão de interferência e não gera a difração da luz. Já nas outras ordens, como em  $n = 1$  por exemplo, o valor do ângulo de incidência irá depender diretamente do comprimento de onda, sendo maior para comprimentos de onda maiores.

A equação 2.2 considera raios de luz que incidem com o mesmo ângulo sobre a rede, o que não acontece na prática, já que os raios oriundos da fenda não são paralelos. Os raios incidem sobre a rede com um ângulo,  $\phi$ , de modo que um termo  $d \sin\phi$  deveria ser adicionado à equação, e o padrão de interferência, neste caso, se tornaria mais complexo já que dependeria de dois ângulos. Para simplificar este problema, um colimador geralmente é posicionado junto à rede de difração, de maneira que os raios se tornem paralelos e o ângulo de incidência possa ser desconsiderado.

Uma informação importante de ser considerada na análise espectral é como a luz é dispersa sobre o detector, já que está relacionada com a identificação do comprimento de onda das linhas de um espectro e com seu poder de resolução. Primeiro, encontramos a variação do ângulo de incidência do feixe de luz com o comprimento de onda no espectro, reescrevendo a

Figura 2.9 – A imagem da esquerda mostra frentes de onda sendo produzidas pelas fontes secundárias de uma rede de difração. As fontes são separadas por uma distância  $d$  e a diferença de distância percorrida entre duas frentes de onda é de  $d \sin \theta$ . O padrão de interferência produzido pela difração é mostrado na imagem da direita, onde o painel superior mostra o padrão de uma fonte monocromática e o inferior de uma fonte contendo múltiplas frequências.



Fonte: <http://slittlefair.staff.shef.ac.uk/teaching/phy217/lectures/instruments/L16/index.html> e [https://www.itp.uni-hannover.de/fileadmin/arbeitsgruppen/zawischa/static\\_html/multibeam.html](https://www.itp.uni-hannover.de/fileadmin/arbeitsgruppen/zawischa/static_html/multibeam.html)

equação 2.2 na forma

$$\frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{n}{d \cos \theta}, \quad (2.3)$$

chamada de dispersão angular, sendo maior para ordens maiores e menores distâncias entre os espaçamentos da rede de difração. O ângulo  $\theta$  está relacionado com uma determinada posição,  $x$ , ao longo do detector por  $\theta = x/F_{cam}$ , onde  $F_{cam}$  é a distância focal da câmera. Podemos, então, estimar a taxa de variação da posição ao longo do detector com o comprimento de onda da luz incidente através da relação

$$\frac{dx}{d\lambda} = \frac{dx}{d\theta} \frac{d\theta}{d\lambda} = \frac{nF_{cam}}{d \cos \theta} \approx \frac{nF_{cam}}{d}, \quad (2.4)$$

conhecida como dispersão linear. Como o ângulo  $\theta$  é pequeno, a aproximação do último termo na equação 2.4 pode ser feita. Esta relação indica que uma maior distância focal da câmera aumenta a dispersão das linhas espectrais, bem como uma maior ordem e menor distância entre os espaçamentos da rede de difração. Podemos também inverter a equação 2.4 e a escrever em termos do intervalo espectral,  $\Delta\lambda$ , e de distância,  $\Delta x$ , na forma da dispersão linear inversa,

$$\frac{\Delta\lambda}{\Delta x} = \frac{d}{nF_{cam}}, \quad (2.5)$$

que expressa a extensão do espectro projetado sobre uma determinada região do detector. O

limite mínimo de  $\Delta\lambda$  para que dois máximos do padrão de intensidade em um determinado comprimento de onda seja resolvido, ou seja, o intervalo espectral mínimo para o qual duas linhas espectrais sejam totalmente identificáveis, é descrito pela razão

$$R = \frac{\Delta\lambda}{\lambda}, \quad (2.6)$$

fator conhecido como poder resolutor ou, simplesmente, resolução. O valor de  $R$  varia para cada instrumento e suas diferentes proporções podem ser utilizadas para fins observacionais distintos. Uma resolução de 500, por exemplo, considerada baixa, pode ser o suficiente para detectar linhas de emissão proeminentes, enquanto uma resolução alta, de 25 mil, pode ser usada para resolver linhas espectrais com múltiplas componentes. O poder resolutor de um espectrógrafo está relacionado com o número total de linhas de sua rede de difração,  $N$ , por

$$R = Nn, \quad (2.7)$$

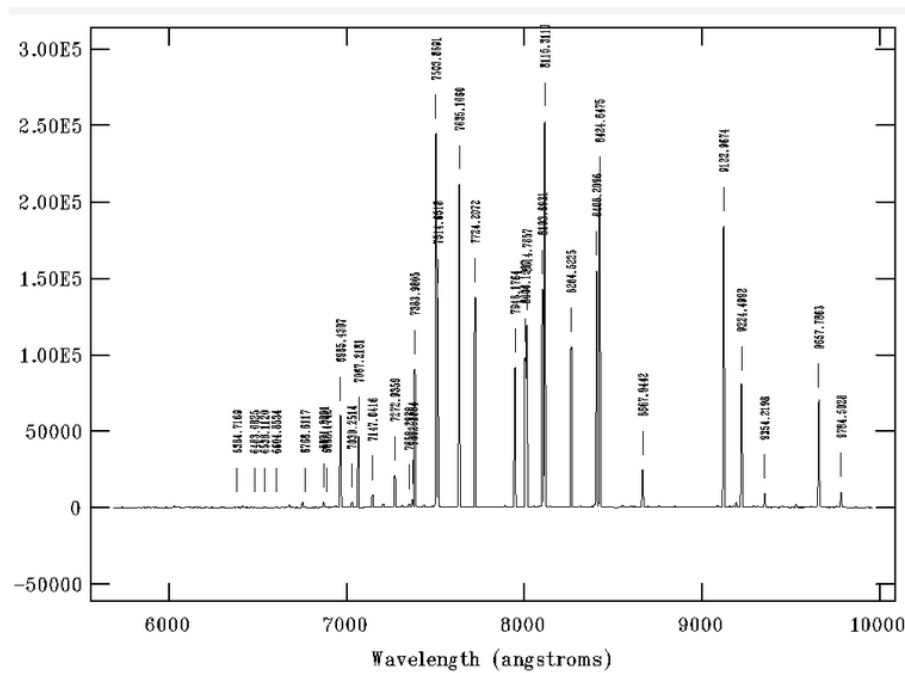
de modo que  $R$  é maior para um número total de linhas e ordens maiores. Em uma rede de tamanho fixo,  $N$  é expresso como o número de linhas por unidade de medida, geralmente milímetros, de maneira que uma rede com maior número de linhas por milímetro possui maior capacidade de resolução. É importante notar que as equações 2.6 e 2.7 indicam a resolução limitada pela difração, o que pode não ser facilmente alcançada pelo instrumento. Idealmente, uma fenda é menor que a resolução limite imposta pela difração, o que pode ser praticável no caso da observação de um objeto suficientemente brilhante. No caso de uma fonte pouco luminosa, uma fenda que compreenda o máximo de sinal possível deve ser utilizada. Neste último caso, a resolução do espectro acaba sendo definida pelo tamanho da fenda, sendo menor para fendas maiores. Além disso, se a fenda for muito grande, a resolução acaba sendo limitada pelo *seeing*, que não é estável, de modo que é preciso haver um balanço entre estes fatores. Geralmente, o tamanho da fenda é definido pelo tamanho do *seeing* na locação do instrumento, de maneira que a resolução real de um espectro observado termina por ser uma combinação da resolução limitada pela fenda e do poder resolutor da rede de difração.

## 2.4 CALIBRAÇÃO DE DADOS ESPECTROSCÓPICOS

O espectro registrado por um dispositivo CCD produz uma imagem similar à Figura 2.11, de onde é possível obter informações da contagem, ou intensidade, ao longo do eixo de dispersão do detector. Para uma melhor análise do espectro observado, é útil transformar estes valores em quantidades físicas conhecidas de fluxo e comprimento de onda. Antes de tudo, é necessário obter a relação entre determinado comprimento de onda e sua posição ao longo do eixo horizontal do detector. Apesar do observador ter conhecimento da dispersão linear relacionada ao instrumento, este valor pode variar ligeiramente ao longo do tempo, podendo

apresentar valores diferentes para observações distintas. Por isso, é necessário realizar uma calibração por comprimento de onda de todo espectro observado. Esta calibração é feita obtendo o espectro de uma fonte em que suas linhas espectrais sejam conhecidas, calculando a relação entre a posição das linhas observadas e seu valor real, e aplicando este fator ao espectro do objeto de interesse. Geralmente, tais fontes são lâmpadas, chamadas de lâmpadas de referência ou de calibração, compostas de gases com linhas de emissão mapeadas, como argônio, hélio ou neônio. O espectro da lâmpada deve ser obtido com as mesmas configurações instrumentais da observação do objeto astronômico e é, usualmente, produzido no início ou no final de uma rodada de observações. O processo de calibração por comprimento de onda é feito comparando a posição das linhas identificadas da lâmpada com mapas de linhas de emissão similares ao da Figura 2.10, que mostra linhas de emissão de uma lâmpada de cobre e argônio, utilizada para calibração do instrumento GMOS.

Figura 2.10 – Mapa de linhas espectrais da lâmpada de calibração de cobre e argônio utilizada pelo instrumento GMOS. As linhas de emissão identificadas servem como referência para a calibração por comprimento de onda do espectro do objeto observado.



Fonte: <<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/calibrations>>

O fluxo medido pelo detector, dado em termos de contagens por unidade de tempo, é relativo às configurações utilizadas durante a observação, variando com as propriedades de cada instrumento, tais como a própria definição de contagem utilizada e a cobertura espectral observada. É necessário converter este valor arbitrário para uma medida de fluxo conhecida, como por exemplo  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Å}^{-1}$ , e que possa ser, desta forma, replicada por outras observações. É possível fazer isto de maneira análoga à calibração por dispersão, através da observação de estrelas brilhantes e não variáveis, conhecidas como estrelas padrão espectrofotométricas, ou simplesmente “estrelas padrão”. Assim, além do objeto astronômico de interesse, também é

preciso tomar o espectro de uma estrela padrão durante uma observação, utilizando as mesmas configurações instrumentais nos dois casos. O espectro obtido na observação é comparado com os valores tabelados em termos de unidades padrão de fluxo. Cada ponto do espectro, definido como um certo intervalo de comprimentos de onda, retornará um fator de conversão e o conjunto dos fatores obtidos ao longo do espectro é utilizado para calcular a chamada curva de sensibilidade do instrumento. Esta curva indica as diferenças no fluxo observado com os valores tabelados da estrela padrão, causadas pelo processo de detecção. A calibração é, então, feita aplicando os fatores da curva de sensibilidade, obtida para a estrela padrão, ao espectro do objeto observado.

Além de efeitos instrumentais, o fluxo observado também é afetado pela extinção atmosférica do local de observação. A extinção depende, principalmente, da quantidade de atmosfera atravessada pelo sinal detectado, identificada pelo termo de *airmass*. Além disso, a extinção varia significativamente com o comprimento de onda, sendo maior para comprimentos de onda menores, de modo que o fluxo da parte azulada de um espectro é reduzido. A correção por extinção do fluxo é também feita utilizando a estrela padrão, motivo pelo qual ela deve ser observada com o mesmo *airmass* do objeto. Da mesma maneira que a correção por sensibilidade, é calculada uma curva de extinção que indica os fatores de correção ao longo do espectro, e a calibração é feita aplicando estes valores ao espectro observado. Geralmente, apenas uma curva é obtida para calcular a correção por sensibilidade e extinção, já que são efeitos multiplicativos do fluxo obtido.

## 2.5 PROCESSOS DE REDUÇÃO

Parte do processo de uma observação astronômica consiste em produzir arquivos de redução necessários para corrigir efeitos indesejáveis na imagem de ciência. Deste modo, durante uma noite de observação, é preciso tomar o cuidado de se obter corretamente *frames* de *bias*, *dark* e *flat field* e, no caso de uma observação espectroscópica, de se obter um número razoável de espectros de uma lâmpada de calibração e de uma estrela padrão. A redução dos artifícios observacionais de uma imagem astronômica pode ser feita utilizando diferentes *softwares*, *scripts* ou *pipelines* produzidos para um instrumento ou tipo de observação específica. Os diferentes métodos utilizados na redução de dados espectroscópicos no modo *longslit*, no entanto, seguem uma sequência parecida na correção dos dados, que pode ser resumida da seguinte forma:

1. Subtração do nível de *bias*: O viés eletrônico introduzido para corrigir problemas relacionados à contagem negativa de um dispositivo CCD deve ser subtraído através de uma imagem de *Master Bias*. Este *frame* é uma média de exposições individuais de *bias*, produzidas com a câmera fechada e tempo de exposição nulo, geralmente corrigidas por *overscan*. O nível de *bias* deve ser subtraído não somente da imagem de ciência, como

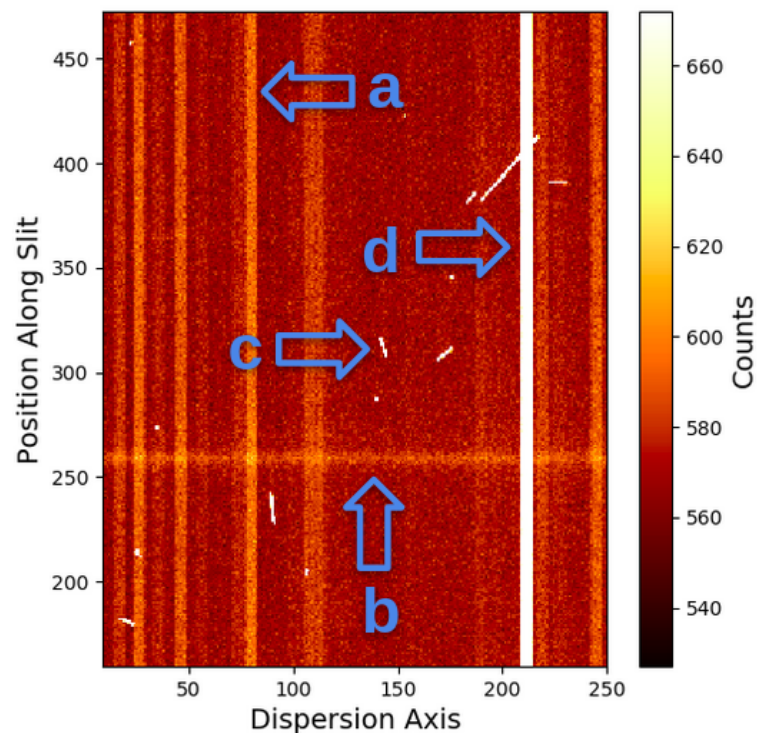
também dos *frames* de *flat field* e *dark*, e dos espectros da lâmpada de calibração e da estrela padrão.

2. Subtração do nível de *dark current*: A contagem relacionada às flutuações de temperatura do detector, chamada de corrente de escuro, deve ser corrigida pela imagem de *Master Dark*. Esta imagem é composta por *frames* individuais de *dark*, corrigidos por *bias* e *overscan*, e produzidos com a câmera fechada. O tempo de exposição de uma imagem de *dark* deve ser próximo ao da imagem do objeto observado, já que a contagem de escuro possui uma relação aproximadamente linear com o tempo de exposição. O *Master Dark* deve ser subtraído das exposições do objeto de ciência, *flat field*, lâmpada e estrela de calibração.
3. Correção por *flat field*: A planicidade, ou uniformidade, de detecção de uma câmera CCD pode ser prejudicada por efeitos como o vinhetamento, a deposição de grãos de poeira no detector e pequenas diferenças na eficiência de detecção entre os pixels. Como estes efeitos atuam de forma multiplicativa ao fluxo do objeto observado, eles devem ser corrigidos dividindo a imagem de ciência pelo *Master Flat*, a média das imagens individuais de *flat field*, corrigidas por *bias*, *dark* e *overscan*. Os *frames* de *flat field* são produzidos expondo a câmera a uma fonte luminosa totalmente uniforme, como uma tela ou o próprio céu durante o crepúsculo. A correção por *flat field* deve ser aplicada ao objeto observado, à lâmpada de calibração e à estrela padrão.
4. Calibração por comprimento de onda: A lâmpada de calibração deve ser usada para se obter o coeficiente de correção da dispersão do espectro do objeto observado. O espectro da lâmpada, corrigido por *bias*, *overscan*, *dark* e *flat field*, deve ser comparado com os valores conhecidos de suas linhas de emissão para se obter, assim, a relação entre o comprimento de onda de um determinado ponto do espectro e a sua posição no detector. A relação obtida para a lâmpada de calibração é, então, aplicada ao espectro do objeto de ciência.
5. Subtração de céu: Parte das linhas de emissão do espectro observado são geradas por camadas da atmosfera terrestre. No ótico, a recombinação eletrônica dos átomos de oxigênio e sódio produzem linhas de emissão proeminentes que devem ser subtraídas do espectro obtido. A identificação destas linhas é feita na própria imagem de ciência, observando as linhas de emissão que se estendem sobre toda a dimensão da fenda, como aponta a seta *a* na Figura 2.11.
6. Extração do espectro: Após o *frame* de ciência ter sido corrigido por *bias*, *overscan*, *dark* e *flat field*, e ter sido calibrado por comprimento de onda, é necessário extrair a informação unidimensional de contagem por comprimento de onda da imagem obtida na observação. Uma observação no modo *longslit* pode conter dezenas de espectros ao longo da fenda,

enquanto o modo de campo integral pode apresentar na ordem de centenas de espectros na imagem observada. A posição do espectro em um exemplo de uma observação em fenda longa é indicado pela seta *b* na Figura 2.11. Para extrair corretamente o espectro de interesse é necessário, antes de tudo, identificar a posição do objeto observado e selecionar o máximo possível de informações sem que haja contaminação de outras fontes.

7. Calibração por fluxo: O último passo de uma redução de dados espectroscópicos é calibrar o espectro obtido por um fluxo padrão, corrigindo os efeitos instrumentais e atmosféricos. Isto é feito utilizando o espectro de uma estrela padrão, que deve também passar pelos mesmos processos de correção por *bias*, *overscan*, *dark*, *flat field* e dispersão. O espectro da estrela padrão é utilizado para produzir uma curva de sensibilidade, que contém fatores multiplicativos de correção ao longo do espectro, e que será aplicada ao espectro do objeto de ciência.

Figura 2.11 – Espectro registrado pelo instrumento GMOS, no modo fenda longa. O eixo vertical indica a posição do sinal ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal está relacionado com a dispersão dos diferentes comprimentos de onda do espectro. As setas indicam atributos geralmente presentes em uma exposição espectral como: (a) linhas de emissão do céu; (b) o espectro do objeto de ciência; (c) pixels danificados e (d) colunas danificadas. A barra de cores mostra a contagem de fótons registrada pela exposição, que não foi corrigida por nenhum processo de redução.



Fonte: Autor

Além da redução padrão aplicada a um espectro, outras correções podem ser necessárias ao longo do processo. Um exemplo é a correção de pixels danificados adquiridos na exposição

espectral, mostrados na Figura 2.11 pela seta *c*. Uma das causas deste defeito é a incidência de raios cósmicos no detector durante a observação. Estas partículas podem excitar fotoelétrons em um CCD da mesma forma que a incidência de fótons, formando pontos brilhantes cujo número aumenta com o tempo de exposição. Em um espectro, a detecção de raios cósmicos pode ser vista como linhas de emissão artificiais e devem, portanto, ser corrigidas. Outra causa pode ser a existência de pixels intrinsecamente defeituosos, incapazes de detectar fótons, os chamados pixels ruins ou *bad pixels*. De forma parecida, colunas inteiras de uma exposição podem estar danificadas, podendo estar totalmente obscurecidas, as chamadas colunas mortas, ou saturadas, chamadas neste caso de colunas quentes e indicadas pela seta *d* da Figura 2.11. Este efeito ser causado pelo dano permanente de uma coluna de pixels do detector ou pela falha na definição de contagem da mesma coluna. A correção destas imperfeições pontuais pode ser feita através de máscaras que utilizam uma interpolação dos pixels vizinhos aos que apresentam a falha, método aplicado ao longo de um processo de redução. Outro problema comum na observação espectroscópica tem relação com a diferença na eficiência quântica ao longo do CCD, ou seja, a diferença com que os fotoelétrons são contados variando o comprimento de onda. Geralmente, o detector possui um fator de correção bem definido para balancear as diferenças de fluxo, mas em alguns casos o processo de correção por eficiência quântica pode se tornar complexo.



### 3 CONFECÇÃO DO PIPELINE

O *pipeline* apresentado neste trabalho foi construído com o objetivo de uma rápida redução dos dados espectroscópicos da contraparte eletromagnética de eventos detectados em ondas gravitacionais, obtidos com o instrumento GMOS do Observatório Gemini. As suas funções foram aperfeiçoadas para uma rápida análise de detecções deste tipo, utilizando ferramentas específicas do instrumento GMOS em IRAF e pacotes da linguagem *Python*. O *pipeline* atuou durante o terceiro ciclo de observações dos detectores LIGO, sendo utilizado na redução de dois conjuntos de dados para transientes candidatos à fonte de emissões gravitacionais. As observações eletromagnéticas deste ciclo tinham a finalidade de responder algumas questões da complexa física que envolve a colisão entre estrelas de nêutrons, ou entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, deixadas em aberto após a detecção de GW170817. Algumas respostas importantes podem ser obtidas se o evento for observado durante seus estágios iniciais, em uma escala de tempo de algumas horas após a colisão. É necessário, portanto, que haja uma estratégia de rápida observação ótica do transiente relacionado à colisão, unindo telescópios de campo amplo, capazes de realizar uma rápida varredura do céu, e grandes telescópios com maior capacidade de observação da sua luminosidade e espectro.

Figura 3.1 – Parte externa (esquerda) e interna (direita) da cúpula de um dos telescópios Gemini, contendo um espelho primário de 8.1 m de diâmetro.



Fonte: <<http://www.gemini.edu/observing/telescopes-and-sites>>

O Gemini, mostrado na Figura 3.1, é um dos mais importantes observatórios para o acompanhamento eletromagnético de ondas gravitacionais. O observatório é composto de dois telescópios idênticos com espelhos primários de foco  $f/1.8$  e 8.1 m de diâmetro, localizados em Mauna Kea, no Havaí, e no Cerro Pachon, Chile, permitindo uma grande cobertura do céu em ambos os hemisférios. Os seus espelhos são cobertos com uma camada de prata, ao

contrário do alumínio, mais comum em outros telescópios, o que permite uma maior eficiência de reflexão em comprimentos de onda do infravermelho. Além disso, a capacidade de se ativar uma observação rapidamente e a cobertura espectral no infravermelho próximo colocam estes telescópios em destaque na busca de respostas sobre a física da colisão entre objetos compactos.

Os instrumentos de análise dos telescópios Gemini estão montados no foco Cassegrain dos telescópios, na chamada estrutura de suporte de instrumentos, visível na parte de baixo do telescópio na Figura 3.1, que também acomoda a Unidade de Aquisição e Orientação, onde são obtidas as imagens de calibração. Os instrumentos atualmente presentes no Gemini Sul são: o *Gemini Multi-Object Spectrograph* (GMOS), espectrógrafo ótico, atuando entre os comprimentos de onda de 360 e 1030 nm, capaz de realizar observações no modo fenda longa, multi-objeto e campo integral; *Gemini South Adaptive Optics Imager* (GSAOI), câmera imageadora que atua no infravermelho próximo, entre 0.9 e 2.4  $\mu\text{m}$ , utiliza ótica adaptativa para produzir imagens de alta resolução; *Gemini Planet Imager* (GPI), espectrógrafo de polarimetria e campo integral no infravermelho próximo, com uma faixa de comprimentos de onda entre 0.9 e 2.4  $\mu\text{m}$ , que utiliza a ótica adaptativa para produzir imagens de alto contraste, capaz de resolver fontes bastante próximas no céu; e FLAMINGOS-2, espectrógrafo de fenda longa no infravermelho próximo, atuando entre 0.9 e 2.5  $\mu\text{m}$ . Além de contar também com o GMOS para espectroscopia no ótico, o Gemini Norte possui instrumentos para observação do infravermelho próximo, como: *Near-InfraRed Imager* (NIRI), câmera imageadora que atua entre 1 e 5  $\mu\text{m}$ ; *Gemini Near-Infrared Integral-Field Spectrograph* (NIFS), espectrógrafo de campo integral de alta resolução, capaz de observar entre 0.95 e 2.4  $\mu\text{m}$ ; e o *Gemini North Near-InfraRed Spectrograph* (GNIRS), espectrógrafo de modo fenda longa e *echelle*, capaz de observar comprimentos de onda entre 0.8 e 5.4  $\mu\text{m}$ .

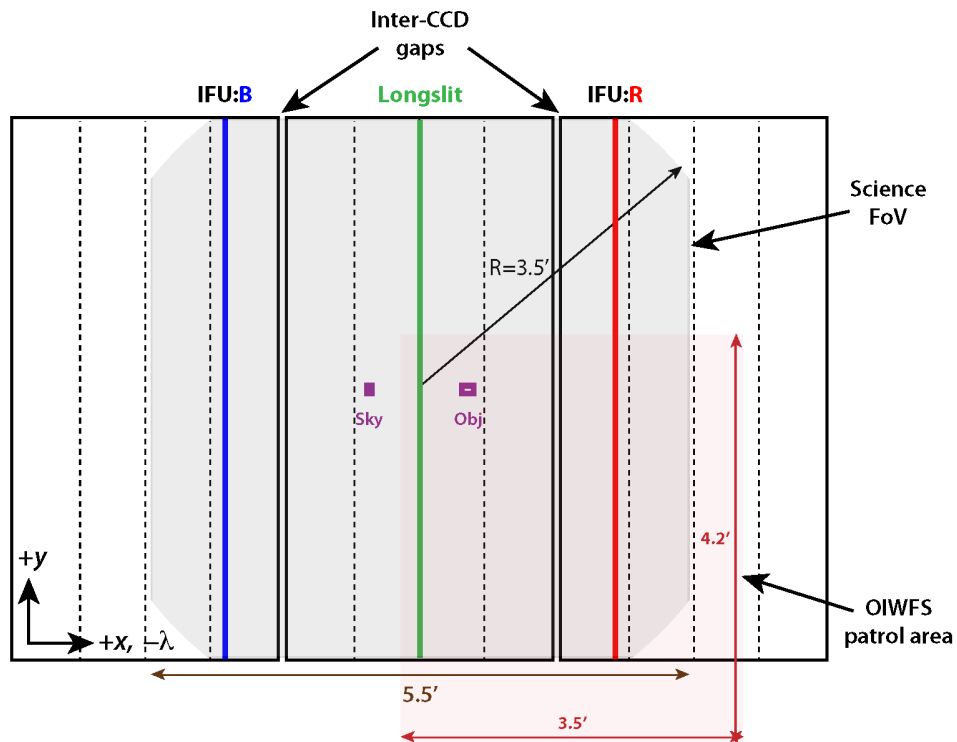
Os dados obtidos com os instrumentos do Gemini devem ser reduzidos pelo usuário, a partir dos arquivos de calibração fornecidos pelo observatório. As ferramentas oficiais de redução destes dados são os pacotes específicos do Gemini em IRAF, por muito tempo a única forma de se calibrar seus dados, e o DRAGONS, nova plataforma baseada em *Python*, lançada em Outubro de 2019. Enquanto os pacotes em IRAF possuem ferramentas para a redução de dados tanto fotométricos como espectroscópicos, até o momento o DRAGONS possui a capacidade de reduzir apenas observações em modo de imageamento. O *pipeline* aqui apresentado foi construído unindo pacotes em IRAF do instrumento GMOS e pacotes em *Python*, como o *astropy*, *numpy* e *matplotlib*, para um melhor desempenho e automação da redução para espectros de candidatos à contraparte ótica de eventos em ondas gravitacionais. Como referência, foram utilizados os dados do transiente relacionado à detecção em ondas gravitacionais do dia 25 de Abril de 2019, observado pelo GMOS e servindo, assim, como ponto de partida para a construção do *pipeline*.

### 3.1 GMOS: *GEMINI MULTI-OBJECT SPECTROGRAPH*

O GMOS, comissionado no Gemini Norte em 2001 e no Gemini Sul em 2002, foi projetado para atuar nos modos de fotometria, fenda longa e campo integral, produzindo espectros de alta qualidade e grande extensão espectral. O espectrógrafo cobre um campo de 5.5 minutos de arco quadrados, utilizando redes de difração que podem chegar a uma resolução de 8800 para uma fenda de 0.25 segundos de arco. Desde 2017, os dois telescópios contam com redes de detectores Hamamatsu, caracterizadas pela seu baixo ganho (*low gain*) e velocidade lenta de leitura (*slow read*), sendo constituídas por três *chips* CCD cada, como mostra a Figura 3.2. Os pixels possuem um tamanho de 15 microns quadrados, correspondendo a 0.0807 segundos de arco por pixel, e podem ser usados em conjuntos de binagem  $1 \times (1,2,4)$ ,  $2 \times (1,2,4)$  e  $4 \times (1,2,4)$ . O CCD central, chamado de CCDg, é aprimorado para detecções na faixa verde do espectro ótico, entre os comprimentos de onda de 450 e 600 nm, enquanto os outros dois, CCDb e CCDr, são aprimorados para as partes azuis e vermelhas, respectivamente abaixo de 450 nm e acima de 600 nm. Assim, cada detector apresenta uma eficiência quântica de contagem distinta, dependendo do comprimento de onda, como mostram as curvas da Figura 3.3. É possível notar que, apesar de apresentar valores parecidos em alguns pontos, a eficiência quântica pode variar de maneira considerável para outros comprimentos de onda, como por exemplo, abaixo de 700 nm. Isto implica que um espectro detectado ao longo dos três CCDs irá apresentar intensidades diferentes para certos comprimentos de onda, efeito que deve ser corrigido no processo de redução. Os CCDs são divididos em quatro amplificadores que realizam, individualmente, a leitura da contagem de fotoelétrons. O resultado é uma imagem composta por 12 extensões, como mostra a Figura 3.4, onde as informações da contagem observada cobrem 512 pixels de largura e a região de *overscan* 32 pixels. Além disso, entre os detectores há espaços de aproximadamente 67 pixels de largura, ou 1.005 mm, que são regiões onde não há contagem de fótons e que resultam em espaços com contagem nula em um espectro observado.

No modo de fotometria, o GMOS pode utilizar filtros de bandas largas, como por exemplo, filtros *g*, *r*, *i* ou *Y*, ou de certas linhas estreitas, como  $H\alpha$ , O III ou S II. No modo fenda longa, máscaras são posicionadas no instrumento, contendo fendas com tamanhos de 0.5, 0.75, 1.0, 1.5, 2.0 ou 5.0 segundos de arco. Para realizar dispersão da luz observada, seis redes de difração são utilizadas pelo GMOS, cujas propriedades são mostradas na Tabela 3.1. O nome das redes indica a sua densidade de linhas, dada em linhas por milímetro, e a região do espectro ótico para a qual a rede é aprimorada, indicada por ‘R’, de *red* ou vermelho, e ‘B’, de *blue* ou azul. Esta informação é também dada, com maior detalhe, pelo comprimento de onda de *blaze*, valor onde a difração ocorre com maior eficiência. A variação da eficiência com o comprimento de onda para cada rede é mostrada na Figura 3.5, onde também é possível ver uma comparação da eficiência média dos detectores Hamamatsu com os CCDs E2V. As eficiências de transmissão são medidas em primeira ordem, já que ordens superiores não são utilizadas, e a eficiência total é a soma das propriedades das redes de difração e da reflexão dos espelhos,

Figura 3.2 – Esquema do plano focal do GMOS. A rede de CCDs Hamamatsu é composta por três detectores com um tamanho de  $2048 \times 4176$  pixels cada, correspondendo a um campo de visão de 5.5 minutos de arco quadrados. Cada CCD é composto por quatro amplificadores, indicados pelas linhas tracejadas, resultando em uma imagem com 12 extensões. O círculo em cinza mostra o campo de visão do detector no modo de imageamento, com um raio em minutos de arco indicados pela seta. A linha verde indica a posição da fenda no modo fenda longa, enquanto as linhas azul e vermelha indicam as fendas usadas no modo campo integral para mapear os comprimentos de onda azuis e vermelhos, respectivamente. A posição vertical, representada por  $y$ , indica a localização do espectro ao longo do detector, enquanto a posição horizontal,  $x$ , indica os diferentes comprimentos de onda do espectro, em ordem decrescente da esquerda para a direita.

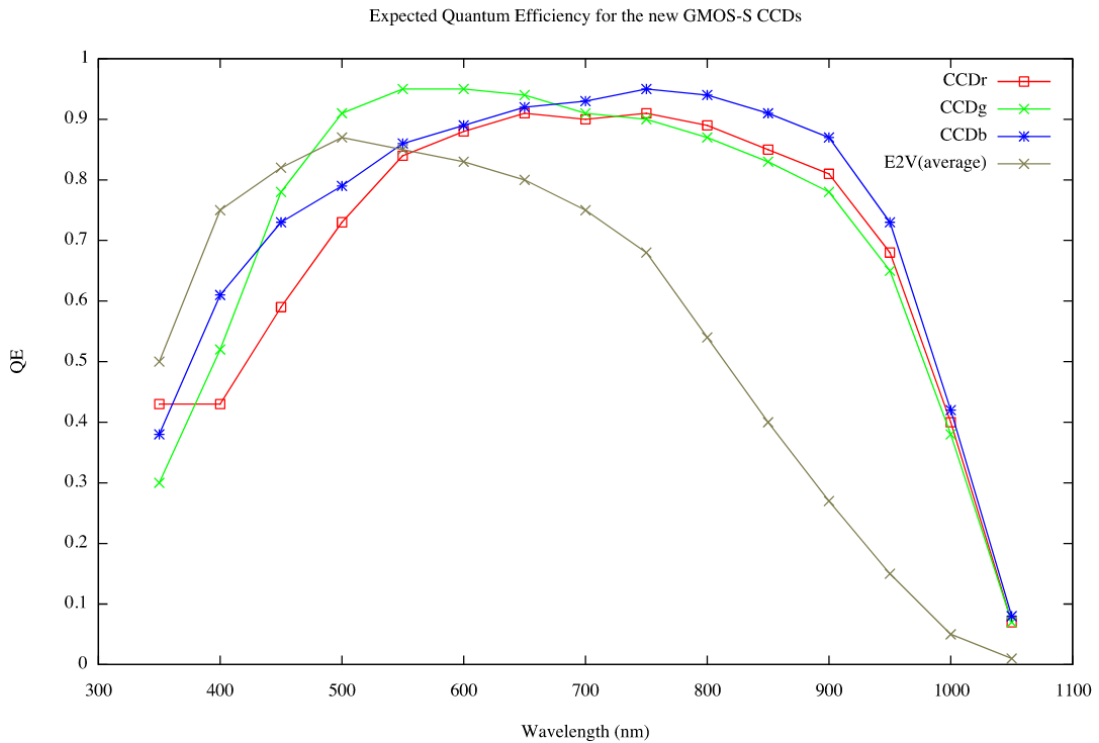


Fonte: <<http://ast.noao.edu/sites/default/files/GMOS-Cookbook>>

aperfeiçoados para a parte vermelha do espectro. A resolução de cada rede também é indicada na tabela, medida no comprimento de onda de *blaze*, para uma fenda de 0.5 segundos de arco. A Figura 3.6 mostra a variação da resolução de cada rede com o comprimento de onda, onde as regiões de maior eficiência são indicadas pelos retângulos coloridos. Os valores de resolução são calculados em primeira ordem, para uma fenda de 0.5 segundos de arco e um fator de binagem 'S' de  $1 \times 1$ .

Os dados espectroscópicos obtidos com o GMOS devem ser reduzidos com as imagens de calibração produzidas durante o período de observação. Alguns arquivos de calibração devem ser tomados com a mesma configuração do objeto de ciência observado, sendo produzidos em conjunto com a observação, enquanto outros, como a máscara de correção de pixels ruins, são tomados em intervalos maiores de tempo, geralmente uma vez a cada semestre. Imagens de

Figura 3.3 – As curvas de eficiência quântica para o detector Hamamatsu são mostradas em azul, para o CCDb, em verde, para o CCDg, e em vermelho para o CCDr. A curva cinza descreve a eficiência quântica do antigo CCD E2V do GMOS, substituído pelo Hamamatsu. É possível notar que, para certos comprimentos de onda, a diferença de eficiência na detecção é considerável, implicando em uma diferença de intensidade ao longo de um mesmo espectro.



Fonte: <<http://ast.naoa.edu/sites/default/files/GMOS-Cookbook>>

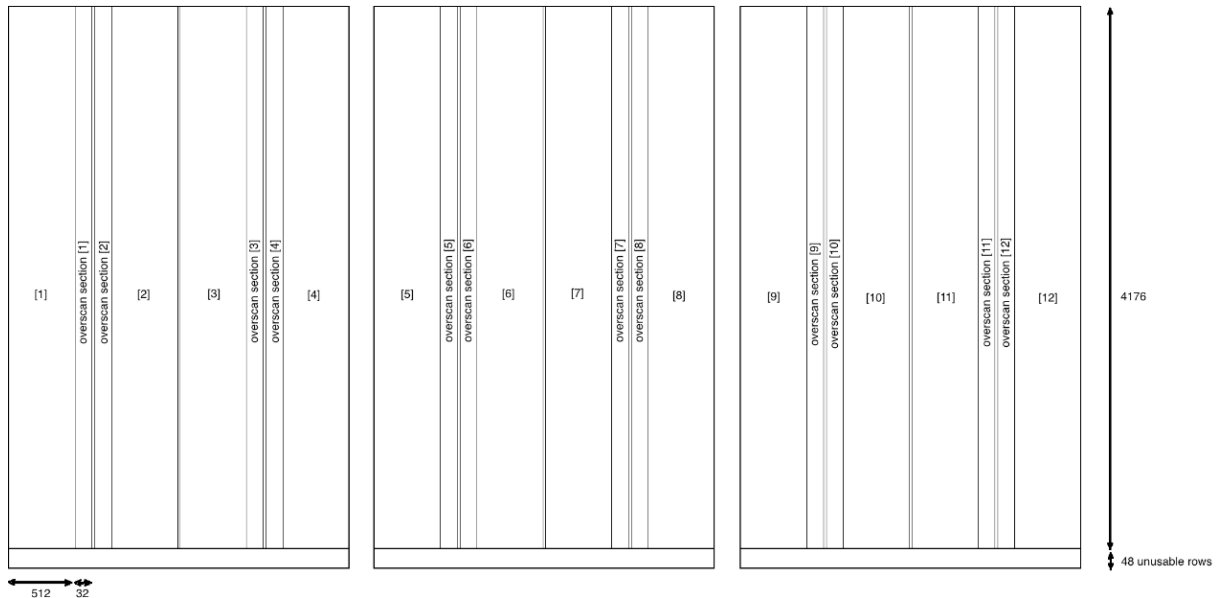
Tabela 3.1 – Propriedades das seis redes de difração utilizadas pelo GMOS. Os nomes indicam a região do espectro óptico onde a rede é otimizada e a sua densidade de linhas, dada em linhas por milímetros. O comprimento de onda de *blaze* indica onde a rede possui maior eficiência, valor para o qual é calculada a sua resolução, usando uma fenda de 0.5 segundos de arco.

Nome da rede	Densidade [linhas / mm]	Comprimento de onda de <i>blaze</i> [nm]	Resolução [R]	Dispersão [nm / pixel]
B1200	1200	463	3744	0.026
R831	831	757	4396	0.038
B600	600	461	1688	0.050
R600	600	926	3744	0.052
R400	400	764	1918	0.074
R150	150	717	631	0.193

Fonte: <<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/components>>

*bias* devem ser produzidas com a mesma binagem da exposição de ciência e, por exigir tempo de exposição nulo, são produzidas em grande quantidade durante a observação. Devido à baixa taxa de produção de corrente de escuro, de aproximadamente 1 elétron por hora, os dados obtidos com o GMOS não necessitam de correção por *dark current*. As exposições de *flat field*

Figura 3.4 – Configuração básica de uma imagem espectroscópica produzida pelo GMOS. A rede Hamamatsu é composta por três detectores, cada um com quatro amplificadores de leitura dos pixels, resultando em uma imagem com 12 extensões. Cada extensão possui 512 pixels de largura para a contagem observada e 32 pixels para a região de *overscan*. Entre os CCDs há espaços vazios de aproximadamente 67 pixels de largura, que se refletem como regiões com contagem nula em um espectro observado.



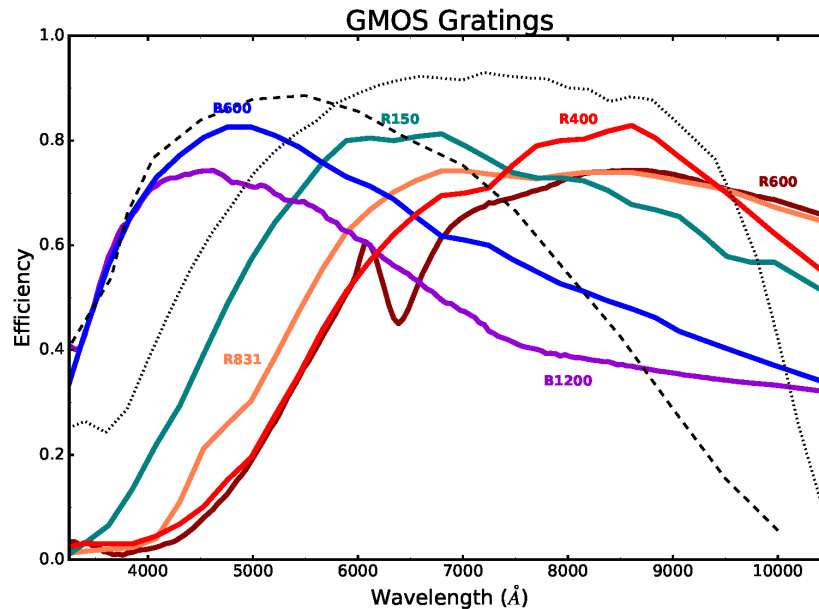
Fonte: <<https://www.gemini.edu/instrumentation/gmos/data-reduction>>

são produzidas pelo *Gemini Facility Calibration Unit (GCAL)*, a unidade de calibração dos telescópios Gemini, com uma frequência de um por hora do tempo de observação. Os espectros da lâmpada de calibração, por sua vez, são obtidos pelo GMOS com a mesma rede de difração, filtro, fenda e binagem do espectro observado, sendo obtidos em ao menos 1 exposição por dia. A estrela utilizada para a calibração em fluxo é escolhida de uma lista conhecida de estrelas padrão, e observada ao menos uma vez por semestre utilizando as mesmas configurações de rede de difração, filtro, fenda e binagem dos respectivos programas de ciência.

### 3.2 O PIPELINE

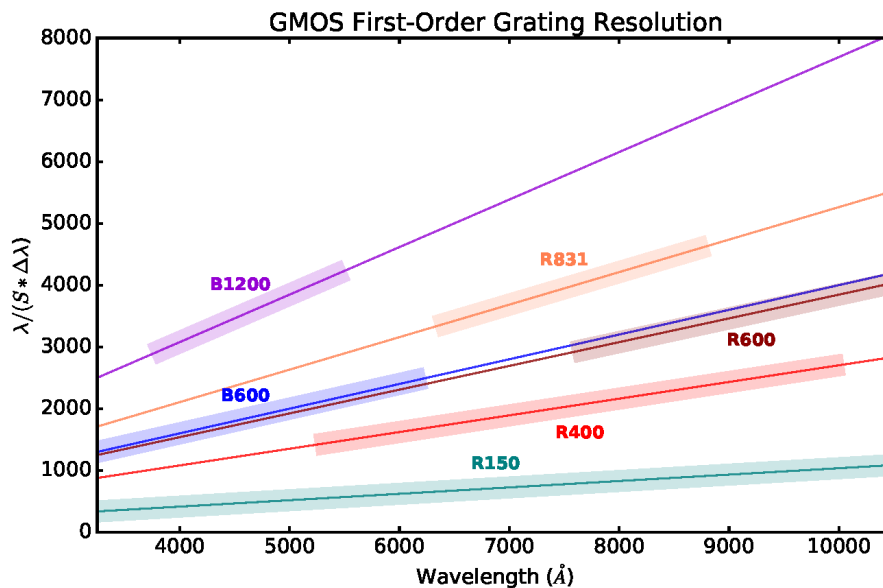
A velocidade de redução e análise dos dados espectroscópicos obtidos com o GMOS foi um dos principais focos durante a construção do *pipeline*, já que a rápida confirmação de um candidato à fonte de emissões em ondas gravitacionais pode providenciar informações significativas sobre a natureza destes eventos em seus momentos iniciais. Para isso, a automação dos processos de redução é essencial, já que diminui o número de interações do usuário com os procedimentos de correção dos dados e, conseqüentemente, o tempo total da operação. Ao mesmo tempo, é necessário levar em conta a qualidade dos dados processados, considerando

Figura 3.5 – Variação da eficiência de difração com o comprimento de onda para as seis redes presentes no GMOS, calculadas em primeira ordem. As redes B600 e B1200 são otimizadas para a dispersão na região azul do espectro ótico, enquanto as outras são aprimoradas para a região vermelha. A linha pontilhada indica a média da eficiência de difração para os detectores Hamamatsu e a linha tracejada para os antigos CCDs E2V.



Fonte: <<http://ast.noao.edu/sites/default/files/GMOS-Cookbook>>

Figura 3.6 – Variação da resolução das redes de difração do GMOS com o comprimento de onda. A resolução é calculada em primeira ordem, com uma fenda de 0.5 segundos de arco e binagem  $1 \times 1$ . Os retângulos coloridos indicam as regiões para as quais as redes são otimizadas. A resolução do GMOS também depende do tamanho da fenda utilizada, podendo ser maior no modo de campo integral, onde a entrada da luz é usualmente menor.



Fonte: <<http://ast.noao.edu/sites/default/files/GMOS-Cookbook>>

as particularidades e limitações do instrumento. O *pipeline*, além de realizar a rápida redução dos dados espectroscópicos, deve também providenciar informações parciais da qualidade dos diferentes procedimentos automáticos, possibilitando a mudança e correção de eventuais problemas, etapa crucial para a análise de uma redução espectral cujo resultado final é pouco conhecido. O *script* do *pipeline* foi desenvolvido utilizando as ferramentas de redução de dados espectroscópicos para o GMOS em IRAF, junto com os pacotes da linguagem Python, *astropy*, *numpy*, *matplotlib*, *os* e *pyraf*. Como as observações espectroscópicas de candidatos à fontes de ondas gravitacionais com o GMOS produziria conjuntos de dados até então com características desconhecidas, foi utilizada como referência a observação do transiente relacionado ao sinal GW190425, detectado no dia 25 de Abril de 2019 e observado pelo telescópio Gemini Norte no dia 26 de Abril de 2019, sendo posteriormente classificado como uma SN. O *script* do *pipeline* está disponível para *download* em um repositório GitHub<sup>1</sup>, sendo que algumas de suas linhas serão referenciadas ao longo desta seção.

O programa observacional para o qual o *pipeline* apresentado aqui foi concebido estabelece que o GMOS produza, para um mesmo objeto, espectros da região azul e vermelha do espectro ótico, através de duas redes de difração distintas. Associadas a cada um dos espectros observados, existem imagens de calibração tomadas utilizando as mesmas propriedades de comprimento de onda central e binagem de CCD do objeto de ciência. Além disso, um conjunto de dados obtidos pelo GMOS deve conter espectros de uma estrela padrão, utilizada na calibração por fluxo, observada em um intervalo espectral parecido com o da observação de ciência e contendo também dados de redução, que devem apresentar as mesmas propriedades observacionais do seu espectro. Assim, uma observação do GMOS no contexto do programa para o qual foi produzido o *pipeline* resulta em pelo menos quatro conjuntos de dados com propriedades instrumentais idênticas entre si, os quais devem ser reduzidos em processos individuais. É necessário, portanto, estabelecer um método eficiente de seleção e combinação dos dados espectroscópicos, e suas respectivas calibrações, dentre as centenas de arquivos disponibilizados após uma rodada de observação. As informações instrumentais de cada exposição estão disponíveis nos cabeçalhos, ou *headers*, de cada arquivo *fits* e, embora possam ser acessados individualmente, tal tarefa exigiria uma considerável quantidade de tempo para uma base grande de dados. A seleção de arquivos toma parte importante do *pipeline*, diminuindo de maneira significativa o tempo do processo de redução, sendo mostrada entre as linhas 12 e 728 do seu *script*. Nesta parte do *pipeline*, as informações do *header* dos arquivos são lidas através do comando *hselect* do IRAF, sendo elas: o tipo de observação, dada por *'obstype'*, variando entre *'object'*, *'flat'*, *'bias'* ou *'arc'*; a classe de observação, dada por *'obsclass'*, podendo ser *'science'* para os objetos de ciência, *'daycal'* para as calibrações produzidas durante o dia, *'partnercal'* para as calibrações produzidas por outro programa de observação ou *'acq'* em referência às imagens de aquisição, produzidas para posicionar corretamente o objeto observado na fenda do instrumento; o comprimento de onda central do espectro, dado por *'grwlen'* ou *'centwave'*; a binagem do CCD

<sup>1</sup><https://github.com/thallislpl/GMOS-SPiKE>



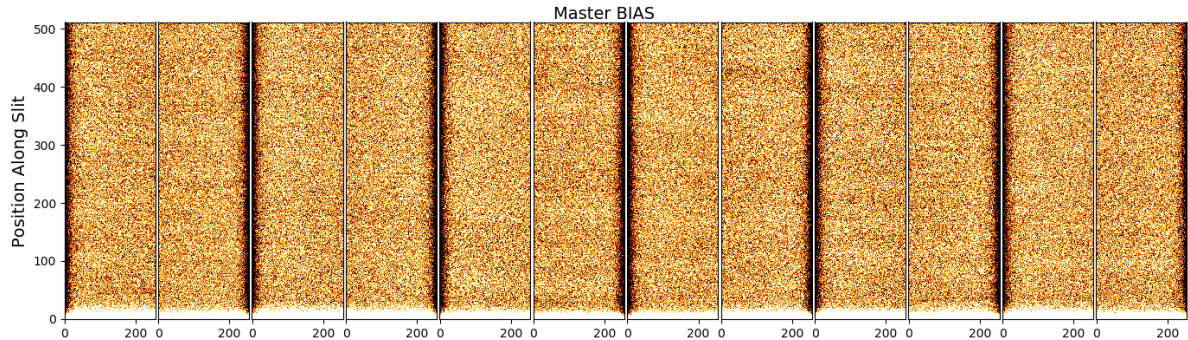
utilizado, dado por ‘*ccdsun*’; e o nome do objeto astronômico observado, dado por ‘*title*’.

A primeira ação do *pipeline* é apresentar os comprimentos de onda centrais dos objetos de ciência e estrelas de calibração disponíveis. O usuário deve selecionar os comprimentos de onda para o processo de redução destes dois objetos. O *pipeline*, então, pré-seleciona os arquivos dos espectros, *bias*, *flat fields* e lâmpadas de calibração, baseado nas informações de comprimento de onda central e binagem do CCD dos objetos selecionados, criando listas que serão utilizadas pelas ferramentas de redução. O processo de redução dos dados espectroscópicos é dividido em dois blocos, um para a estrela de referência e outro para o objeto de ciência. O objetivo da redução do espectro da estrela padrão é obter a função de calibração para a região espectral em que foi observada o objeto de ciência. Caso a função com estes valores esteja disponível no diretório, apenas a redução do espectro de ciência é feita.

A redução dos dados espectroscópicos segue um padrão parecido com o apresentado na Seção 2.5, com algumas variações devido à certas particularidades do GMOS. Os pacotes GEMINI IRAF aplicados ao longo do *pipeline* são, respectivamente por ordem de utilização: *gbias*, *gsreduce*, *gswavelength*, *gstransform*, *gqecorr*, *gmosaic*, *gsflat*, *gemfix*, *gsskysub*, *gsextract*, *gsstandard* e *gscalibrate*. A sequência de redução aplicada aos dados do objeto de ciência é praticamente a mesma da utilizada para o espectro da estrela padrão, com a diferença de que não é aplicado o pacote *gsstandard* para produzir um arquivo de sensibilidade. Os pacotes GEMINI IRAF são ordenados dentro de funções *Python*, que contém também comandos para a produção de informações e imagens parciais para o controle da qualidade de redução dos dados. A primeira função, chamada de *std\_gbias* para a estrela padrão e *obj\_gbias* para o objeto de ciência, aplica o pacote *gbias* a uma lista de imagens *bias*, corrige estes *frames* por *overscan* e produz o *Master Bias* a partir da média das imagens individuais. O *pipeline*, então, produz uma imagem do *Master Bias*, como mostra a Figura 3.7, e da contagem de fótons através de três linhas deste *frame*, mostrada na Figura 3.8. A produção automática e independente das imagens parciais é um diferencial do *pipeline* que permite um controle de qualidade eficiente das etapas da redução. O mosaico criado a partir das extensões individuais de uma exposição do GMOS é mostrado ao usuário durante a redução e salvo em formato de imagem, tornando a avaliação mais ágil do que se feita apenas pelas ferramentas em IRAF.

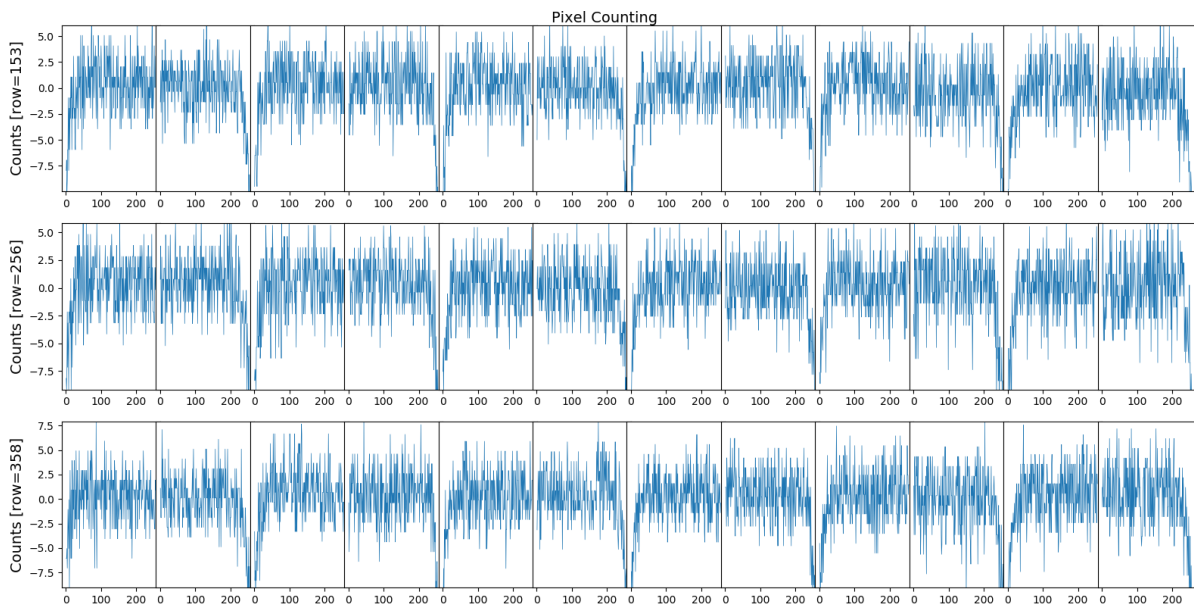
Parte importante de uma redução de dados espectroscópicos é obter a solução por dispersão, ou solução por comprimento de onda, a partir de uma lâmpada de calibração observada. Na ferramenta GEMINI IRAF, o cálculo desta solução é feito pelo pacote *gswavelength*. Antes, porém, é necessário corrigir o espectro da lâmpada por *bias* e *overscan*, o que é feito nas funções *std\_reduc\_arc* e *obj\_reduc\_arc* com o pacote *gsreduce*. O comando *gswavelength*, empregado nas funções *obj\_wavelength\_arc* e *std\_wavelength\_arc* do *pipeline*, utiliza uma combinação dos pacotes IRAF *gsappwave* e *identify* para calcular os coeficientes da função de dispersão para a lâmpada observada. O *gsappwave* estima, de maneira simplificada, a calibração baseada na rede de difração, filtro e comprimento de onda central, apresentando limitações para comprimentos de onda muito altos ou muito baixos. O *identify*, por outro lado, utiliza um método mais

Figura 3.7 – Imagem do *Master Bias* produzido pelo comando *gbias* dentro das funções *std\_gbias* e *obj\_gbias*. Este *frame* é uma média de exposições individuais de *bias*, corrigidos por *overscan*. O eixo vertical mostra a dimensão ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal mostra a posição ao longo de cada amplificador do CCD.



Fonte: Autor

Figura 3.8 – Contagem de pixels sobre três linhas da imagem de *Master Bias*, produzida nas funções *std\_gbias* e *obj\_gbias*. O eixo horizontal mostra a posição dos pixels ao longo de cada amplificador do detector.

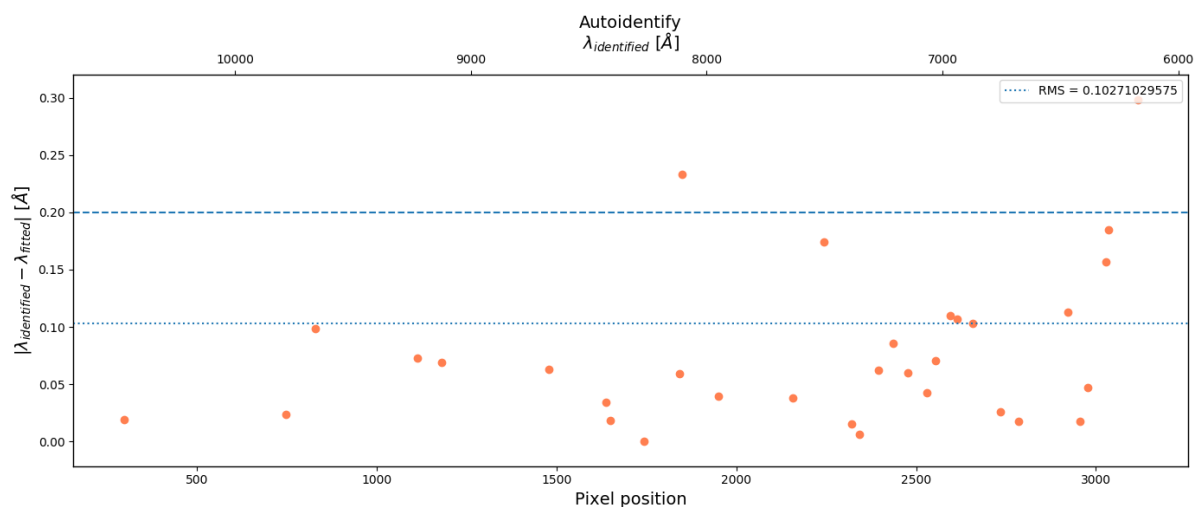


Fonte: Autor

complexo, identificando padrões de linhas do espectro da lâmpada de calibração com uma lista de linhas mapeadas da mesma lâmpada. As linhas identificadas são utilizadas para o cálculo dos coeficientes da função de dispersão, onde as suas coordenadas serão ajustadas pelo método de mínimos quadrados através de funções como Chebyshev, Legendre ou Spline. Neste momento, o usuário poderia analisar o ajuste da função de modo interativo, corrigindo as coordenadas mal identificadas de certas linhas. Este processo, no entanto, não é desejado em uma redução automática dos dados obtidos, sendo substituído no *pipeline* pela análise do gráfico mostrado pela

Figura 3.9. O eixo vertical da imagem mostra o módulo da diferença entre o valor de comprimento de onda identificado, dado por  $\lambda_{identified}$ , e o valor ajustado à função de dispersão, dado por  $\lambda_{fitted}$ , para as linhas da lâmpada, cuja posição ao longo do CCD e comprimento de onda identificado são mostrados nos eixos horizontais. O desvio quadrático médio, ou RMS, é calculado a partir destas diferenças e mostrado no gráfico pela linha pontilhada. A linha tracejada estabelece um limite em 0.2 para o qual desvio quadrático médio da solução é aceitável. Esta imagem torna possível a identificação de desvios não desejados da função ajustada, o que pode resultar na propagação de erros ao longo da redução. O cálculo da diferença entre os valores ajustados e identificados em função do seu comprimento de onda torna a estimativa da solução por dispersão rápida e eficiente. O diagrama produzido pelo *pipeline*, e salvo em formato de imagem, facilita de maneira significativa a análise da qualidade do ajuste e a identificação de possíveis erros. Se os erros forem consideráveis, é possível refazer a identificação de linhas utilizando outro arquivo da lâmpada de calibração ou através do modo interativo do comando *gswavelength*. Após a solução por comprimento de onda ser obtida, ela é aplicada à lâmpada de calibração nas funções *obj\_transf\_arc* e *std\_transf\_arc* através do comando *gstransform*. A Figura 3.9 mostra o resultado do ajuste da solução por comprimento de onda obtido para a lâmpada de calibração do evento utilizado como modelo para a construção deste *pipeline*. O valor do desvio quadrático médio deste ajuste está abaixo do limite estabelecido, indicando um resultado satisfatório para esta solução.

Figura 3.9 – O diagrama produzido nas funções *obj\_wavelength\_arc* e *std\_wavelength\_arc* do *pipeline* mostra o módulo da diferença entre o valor de comprimento de onda identificado ( $\lambda_{identified}$ ) e o valor ajustado à função de dispersão ( $\lambda_{fitted}$ ) para as linhas da lâmpada. A posição de cada linha e seu comprimento de onda identificado são mostrados no eixo horizontal. O desvio quadrático médio do ajuste é indicado pela linha pontilhada e um limite aceitável para este valor é destacado pela linha tracejada.

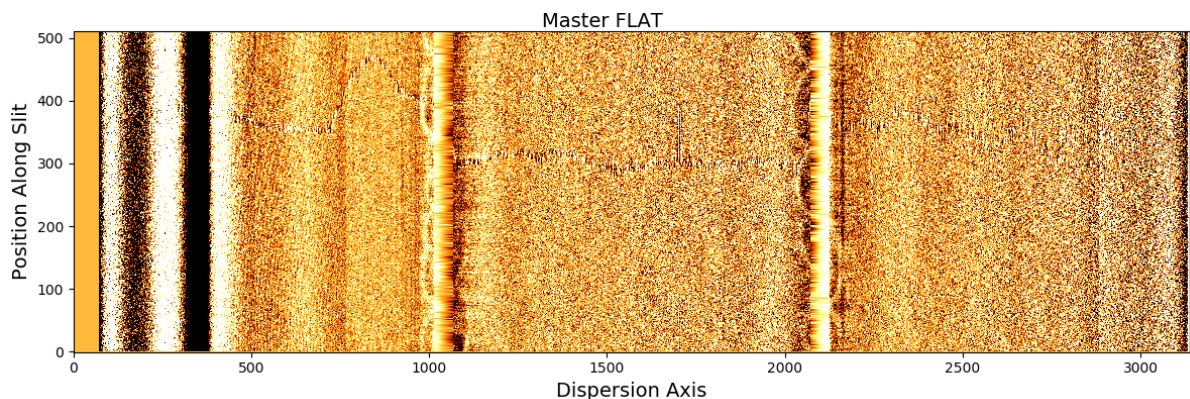


Fonte: Autor

A diferença de eficiência quântica entre os detectores do CCD Hamamatsu é corrigida

através do pacote *gqecorr*. Para esta correção funcionar de forma satisfatória é preciso que, além das exposições de ciência, as imagens de *flat field* sejam também corrigidas, de maneira que o *gqecorr* é utilizado nas funções *obj\_qecorr\_flat*, *obj\_qecorr\_obj*, *std\_qecorr\_flat* e *std\_qecorr\_std* no *pipeline*. Antes de realizar a correção por eficiência quântica nas imagens de *flat field*, é necessário subtrair o nível de *bias* destas exposições, o que é feito nas funções *obj\_reduc\_flat* e *std\_reduc\_flat* com o pacote *gsreduce*. As funções *obj\_qecorr\_flat* e *std\_qecorr\_flat* aplicam o comando *gqecorr* na lista de *flat fields* selecionados pelo *pipeline*. Após esta correção, as extensões individuais de cada imagem de *flat field* serão unidas na forma de uma única extensão através do pacote *gmosaic* nas funções *obj\_gmosaic\_flat* e *std\_gmosaic\_flat*, para enfim serem processadas pelo *gsflat*, que irá produzir o *Master Flat* da média das exposições individuais nas funções *obj\_masterflat* e *std\_masterflat*. A imagem de *Master Flat* produzida pelo *pipeline* é mostrada na Figura 3.10 e a contagem de pixels ao longo de três linhas deste *frame* é mostrado na Figura 3.11.

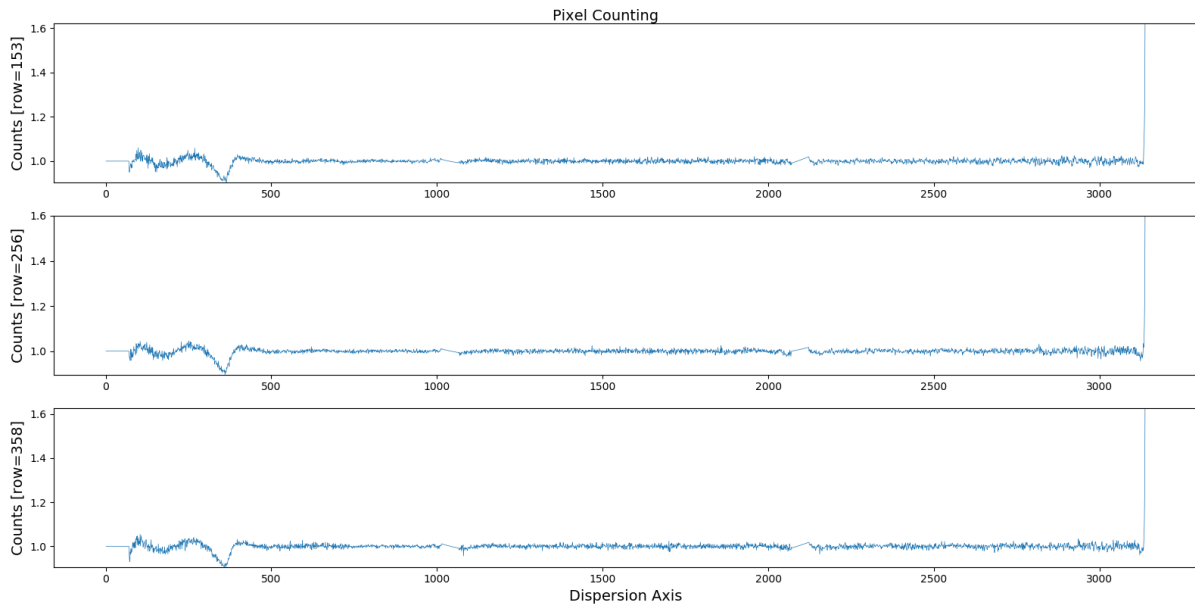
Figura 3.10 – Imagem do *Master Flat* produzido pelo comando *gsflat* dentro das funções *std\_masterflat* e *obj\_masterflat*. O *Master Flat* produzido pelo *pipeline* é uma média de exposições individuais de *flat*, corrigidos por *bias* e eficiência quântica. O eixo vertical mostra a dimensão ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal mostra a posição ao longo do detector.



Fonte: Autor

Os níveis de *bias* e *overscan* são subtraídos dos espectros observados pelo pacote *gsreduce* nas funções *obj\_reduc1\_obj* e *std\_reduc1\_std*, respectivamente para o objeto de ciência e a estrela padrão. Além disso, este pacote utiliza o comando *crspec* para realizar a correção de pixels ruins causados, principalmente, pela incidência de raios cósmicos no CCD. Estas partículas excitam os fotoelétrons do detector de forma análoga aos fótons de um objeto astronômico, produzindo um ruído na imagem observada que aumenta com o tempo de exposição. O comando *crspec* corrige este efeito através do algoritmo LACosmic, que identifica o traço gerado pela detecção de raios cósmicos pelo método de detecção laplaciana de bordas (Dokkum 2001), uma maneira de distinguir variações artificiais de contraste ao longo da imagem. A má identificação dos pixels ruins nesta fase da redução pode causar a propagação de erros ao longo das outras funções gerando, por exemplo, uma má correção das linhas de emissão do céu. Uma forma de

Figura 3.11 – Contagem de pixels sobre três linhas da imagem de *Master Flat*, produzida nas funções *std\_masterflat* e *obj\_masterflat*. O eixo horizontal mostra a posição dos pixels ao longo do detector.



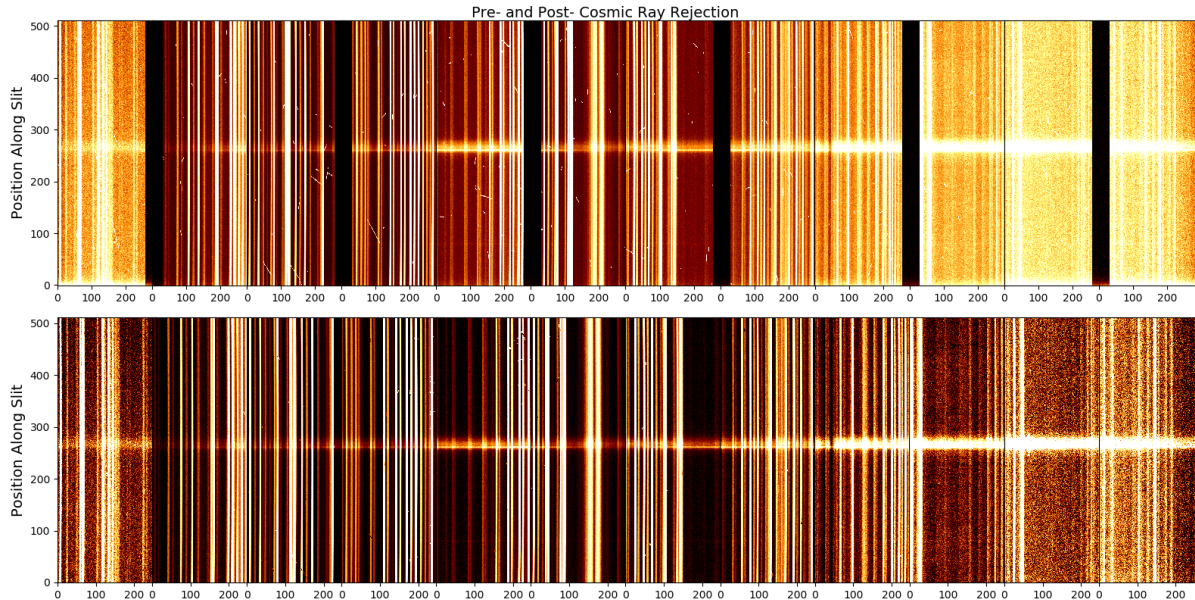
Fonte: Autor

melhorar a correção de raios cósmicos pelo comando *crspec* é aplicar o pacote *gemfix*, o que é feito nas funções *obj\_gemfix\_obj* e *std\_gemfix\_std* do *pipeline*. O *gemfix* corrige os pixels ruins através de uma interpolação com os pixels vizinhos, estimando os valores de contagem de um pixel ruim através de um ajuste com os valores dos pixels ‘não ruins’ mais próximos. Após estas duas funções, o *pipeline* produz uma imagem de comparação entre a exposição original do objeto observado e a sua imagem corrigida por *bias*, *overscan* e pixels ruins, mostrada na Figura 3.12. Maiores detalhes desta correção podem ser vistos na Figura 3.13, que mostra apenas uma extensão da imagem do objeto de ciência, antes e depois das correções aplicadas.

A correção por eficiência quântica dos espectros observados é feita nas funções *obj\_qecorr\_obj* e *std\_qecorr\_std* do *pipeline*, através do pacote *qecorr*. A exclusiva aplicação deste pacote, porém, não mostra resultados satisfatórios, corrigindo de maneira insuficiente as diferenças artificiais de intensidade ao longo do espectro. Uma maneira que se mostrou eficiente em corrigir os efeitos causados pela diferença de eficiência quântica entre os detectores é adicionar a divisão do espectro observado por um *Master Flat* que também foi corrigido por este efeito, motivo pelo qual são adotados tais métodos para as exposições de *flat field*. Assim, após ser aplicado o comando *qecorr*, o *Master Flat* corrigido por eficiência quântica é dividido dos espectros observados com o pacote *gsreduce*, nas funções *obj\_reduc2\_obj* e *std\_reduc2\_std* do *pipeline*.

Além de pixels individuais afetados pela incidência de raios cósmicos, colunas inteiras de uma exposição espectroscópica podem apresentar falhas. Estas colunas ruins podem ser causadas pela saturação da região ou, simplesmente, por uma falha na contagem de fotoelétrons. Se não corrigidas, as colunas ruins podem propagar erros ao longo da redução, podendo causar

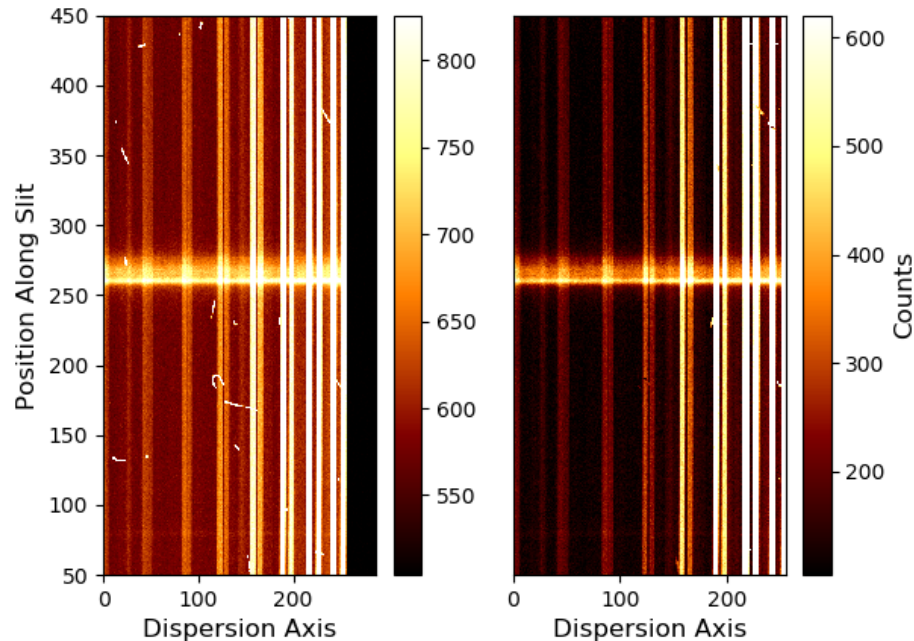
Figura 3.12 – Imagem de comparação para a exposição do espectro de ciência, antes e depois da correção do nível de *bias* e *overscan* e da correção de pixels ruins causados por raios cósmicos. Estas correções são feitas pelos pacotes *gsreduce* e *gemfix* nas funções do *pipeline* *obj\_reduc1\_obj*, *std\_reduc1\_std*, *obj\_gemfix\_obj* e *std\_gemfix\_std*. O eixo vertical mostra a posição ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal indica a posição ao longo das extensões do detector.



Fonte: Autor

problemas na identificação de linhas do céu ou serem má interpretadas como linhas de emissão do espectro observado. É útil, portanto, identificar e corrigir as colunas ruins ao longo de uma redução espectroscópica, o que é feito no *pipeline* dentro das funções *obj\_badcolumn\_obj* e *std\_badcolumn\_std*, respectivamente para o espectro do objeto de ciência e da estrela padrão. A primeira ação destas funções é produzir uma imagem com alto contraste da contagem de fotoelétrons junto com um diagrama desta contagem sobre uma determinada linha da imagem, para facilitar a distinção das colunas ruins presentes no espectro, como mostra a Figura 3.14. A imagem em alto contraste, mostrada na parte superior da figura, facilita na identificação das linhas saturadas já que estas possuem uma contagem consideravelmente maior que o restante da exposição, o que pode também ser visto no quadro inferior que mostra o valor da contagem ao longo do eixo de dispersão da imagem. Neste momento, o usuário pode identificar as colunas ruins da exposição e apontar suas coordenadas ao longo do eixo de dispersão. O *pipeline*, então, usa estas coordenadas para criar uma máscara de colunas com o comando *text2mask* do IRAF e a aplica na imagem através do pacote *fixpix*. Geralmente, o conjunto de dados de uma mesma observação apresenta as mesmas colunas ruins de modo que, no caso de ser necessário reduzir diversos espectros de uma observação, é preciso produzir apenas uma máscara de colunas. Assim, o *pipeline* identifica se há uma máscara disponível no diretório e pergunta ao usuário se a deve utilizar na calibração atual.

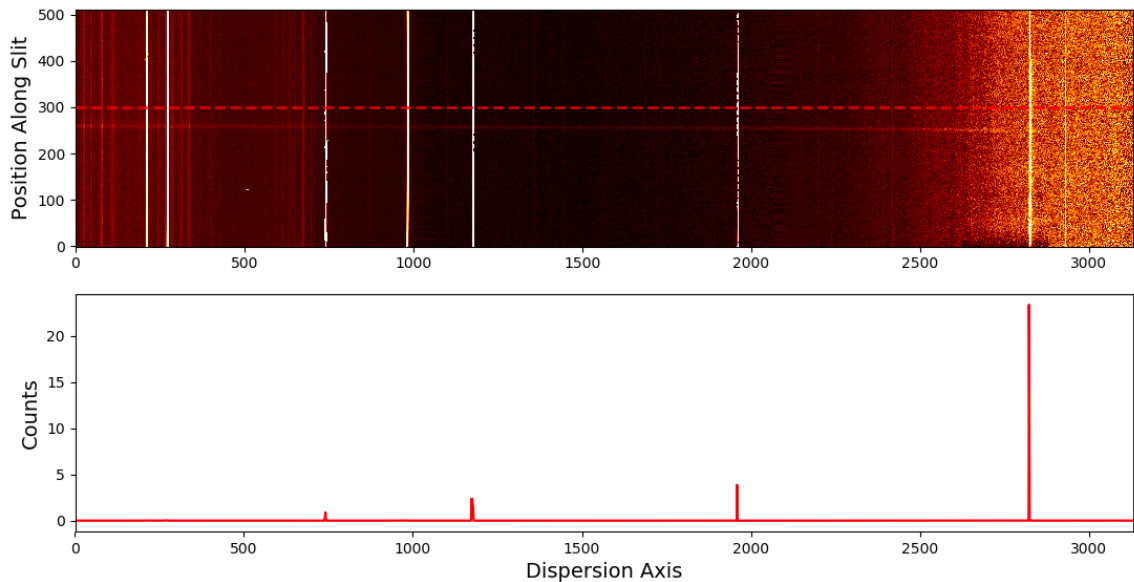
Figura 3.13 – Comparação de uma extensão da imagem do espectro de ciência, antes e depois das correções aplicadas pelos comandos *gsreduce* e *gemfix*. Os raios cósmicos detectados, visíveis como os traços brancos na imagem da esquerda, são quase totalmente removidos por estas duas funções, como pode ser visto na imagem da direita. O eixo vertical mostra a posição ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal indica a posição ao longo das extensões. A barra de cores indica a variação da contagem de fotoelétrons.



Fonte: Autor

Após o espectro ser corrigido por *bias*, *flat field*, nível de eficiência quântica e dispersão, cujas soluções são aplicadas nas funções *obj\_transf\_obj* e *std\_transf\_std*, é preciso identificar e subtrair as linhas de céu presentes na exposição. Estas linhas, causadas pela emissão de fótons em certas camadas atmosféricas, são detectadas ao longo de toda a dimensão da fenda, podendo ser vistas como as colunas que se estendem sobre toda a extensão da imagem observada. Justamente, a maneira com que o pacote *gsskysub* corrige a presença das linhas de céu é identificando as emissões que se expandem além do espectro. Este pacote, utilizado nas funções *obj\_sky\_sub\_obj* e *std\_sky\_sub\_std* do *pipeline*, primeiro identifica a posição do espectro, sua extensão sobre o eixo vertical da imagem e aplica a correção para as linhas externas à esta região. A correção é feita através do ajuste de funções como Legendre, Chebyshev ou Spline, interpoladas para cada linha da exposição. É útil, neste momento da redução, analisar o resultado desta interpolação, para conferir se as regiões de céu foram subtraídas de maneira satisfatória ou mesmo se o espectro observado não sofreu perda de intensidade com a correção. Para isso, o *pipeline* produz a imagem mostrada na Figura 3.15, uma comparação do espectro antes da correção por linhas de céu, no quadro superior, e depois, visto na parte inferior da figura. Caso esta correção não esteja adequada, é possível rodar novamente o pacote *gsskysub*

Figura 3.14 – A identificação de colunas ruins em uma exposição é bastante útil em uma redução de dados espectroscópicos. O quadro superior mostra a imagem do espectro observado com um alto contraste da contagem de fotoelétrons, facilitando a identificação das colunas saturadas, que também podem ser vistas no diagrama da contagem ao longo do eixo de dispersão do quadro inferior, onde é tomada a posição da linha tracejada. A correção destas colunas é feita nas funções *obj\_badcolumn\_obj* e *std\_badcolumn\_std* do *pipeline*, utilizando os pacotes em IRAF *text2mask* e *fixpix*.



Fonte: Autor

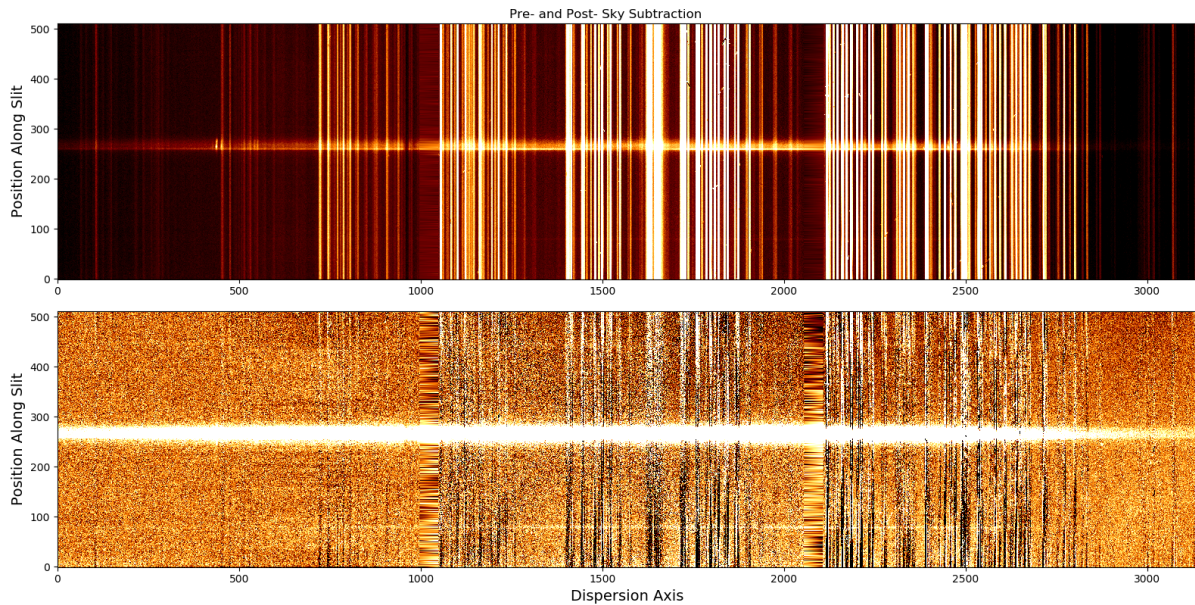
definindo manualmente os parâmetros de localização e abertura do espectro observado.

Finalmente, a informação unidimensional da contagem em função do comprimento de onda pode ser extraída da exposição, agora corrigida por *bias*, *flat field*, eficiência quântica e emissão do céu. O espectro do objeto observado é extraído pelo pacote *gsextract* dentro das funções *obj\_extract\_obj* e *std\_extract\_std* do *pipeline*. Para identificar o espectro, este pacote toma a coluna central do eixo de dispersão e extrai a linha da exposição que contém a maior intensidade de contagem naquela coluna. O espectro de interesse, porém, pode não apresentar a maior intensidade na imagem observada, como no caso de serem tomados diversos espectros em uma mesma exposição e o objeto de interesse não ser o mais brilhante ou, simplesmente, se raios cósmicos ainda estiverem presentes ao longo da coluna analisada. É interessante, portanto, que o usuário possa verificar de qual linha da imagem o espectro foi extraído e que possa escolher outra posição caso a oferecida pelo comando *gsextract* não seja satisfatória. Logo após a aplicação deste comando, o *pipeline* produz uma imagem como a mostrada na Figura 3.16, onde a linha extraída é sinalizada pelo tracejado vermelho. O usuário, então, pode escolher outra linha para a extração do espectro ou continuar com a posição escolhida pelo comando. O espectro extraído é mostrado na sequência, como apresenta a Figura 3.17, onde é possível ver o espectro não calibrado do transiente usado para referência nesta redução, extraído da exposição mostrada na Figura 3.16.

O último passo de uma redução de dados espectroscópicos é calibrar o espectro de ciên-

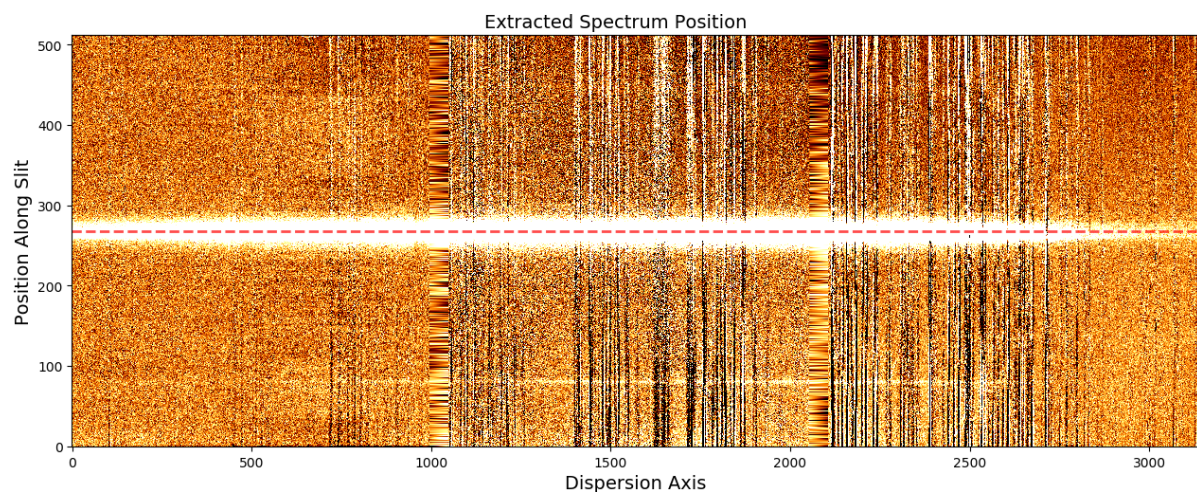


Figura 3.15 – Exposição do espectro observado, antes e depois da subtração do céu, respectivamente no quadro superior e inferior da imagem. A figura é produzida no *pipeline* pelas funções *obj\_sky\_sub\_obj* e *std\_sky\_sub\_std* após aplicar o comando *gsskysub* no espectro. Este comando identifica as linhas de emissão que se estendem por colunas além do espectro do objeto e aplica uma interpolação ao longo destas regiões da exposição.



Fonte: Autor

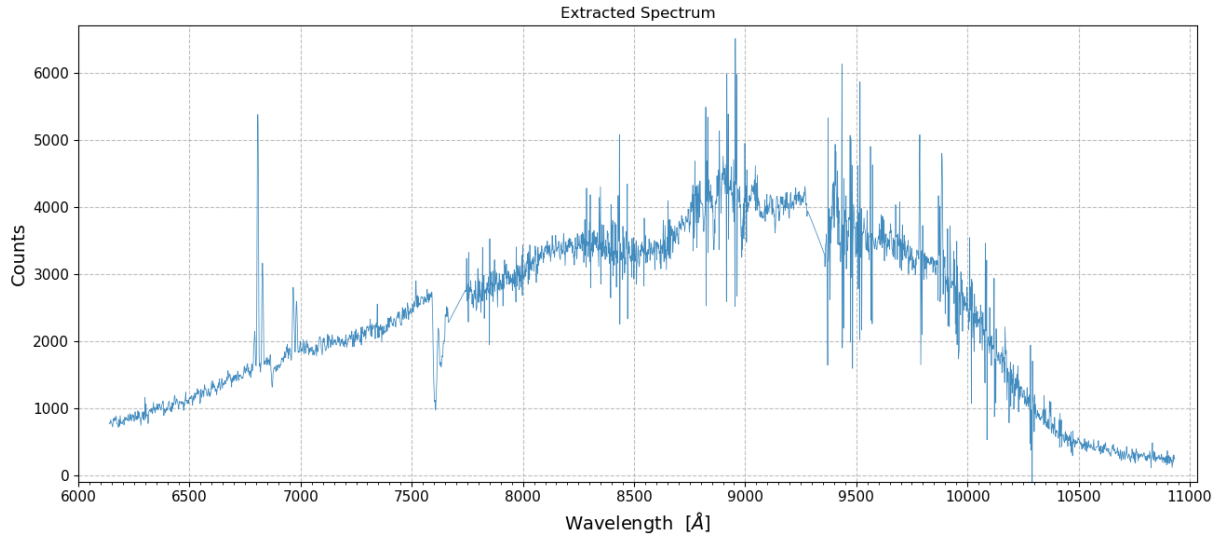
Figura 3.16 – A posição do espectro extraído pelo comando *gsextract* é indicada pela linha tracejada. Neste momento da redução, o *pipeline* possibilita ao usuário escolher uma nova posição para a extração de um espectro ou continuar com a linha escolhida.



Fonte: Autor

cia observado, até então medido em termos de contagens arbitrárias, para unidades padrão de fluxo, corrigindo os efeitos da sensibilidade do instrumento e da extinção atmosférica. Esta correção é feita obtendo a função de sensibilidade da calibração, aplicando o comando *gsstandard* ao espectro da estrela padrão, e utilizando os coeficientes desta curva no espectro do objeto de

Figura 3.17 – Espectro não calibrado do objeto usado como referência na redução, extraído da exposição mostrada na Figura 3.16. Ambas as figuras são produzidas nas funções *obj\_extract\_obj* e *std\_extract\_std* do *pipeline*.



Fonte: Autor

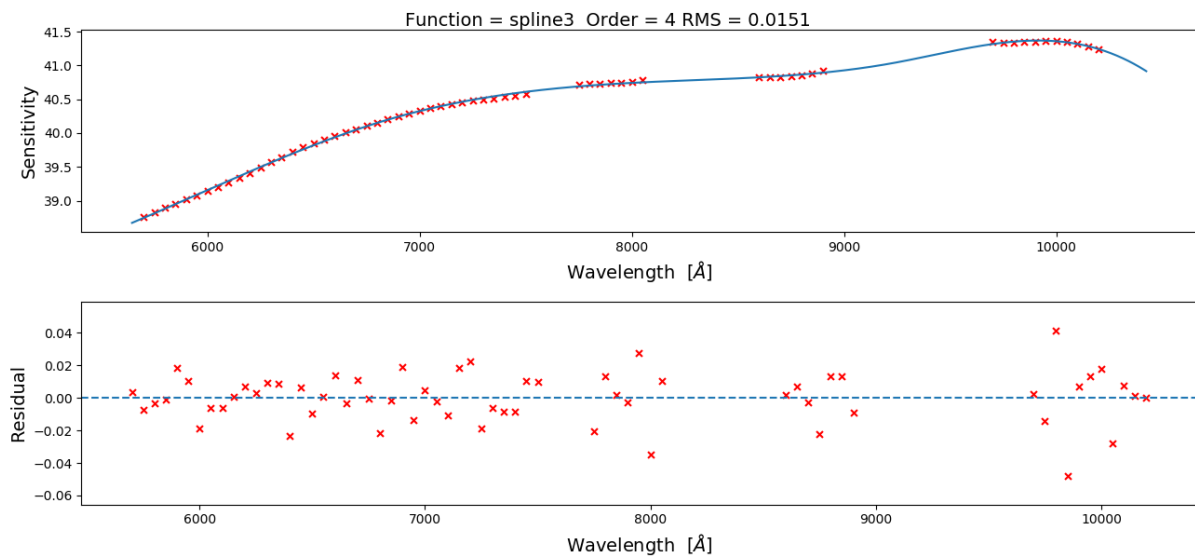
ciência com o comando *gscalibrate*, respectivamente nas funções *std\_calib\_std* e *obj\_calib\_obj* do *pipeline*. O pacote *gsstandard* une os comandos *standard* e *sensfunc* do IRAF para calcular os coeficientes e ajustar a curva de sensibilidade da calibração. Antes de aplicar este comando, no entanto, o *pipeline* identifica o nome da estrela de referência utilizada, através do parâmetro *OBJECT* do header, e identifica o diretório do IRAF onde os seus valores tabelados de fluxo estão armazenados. O comando *standard*, então, produz um arquivo contendo informações do espectro da estrela padrão, como seu tamanho, tempo de exposição, *airmass* e cobertura espectral. Além disso, este comando produz uma lista de informações sobre a contagem medida em cada intervalo de comprimento de onda e o respectivo fluxo tabelado para a estrela de referência. O comando *sensfunc* calcula o fator de calibração,  $C$ , em cada um destes pontos através da relação

$$C = 2.5 \log \left( \frac{O}{TBF} \right) + AE, \quad (3.1)$$

onde  $O$  é a contagem observada em cada intervalo de comprimentos de onda,  $B$  é o tamanho deste intervalo,  $T$  é o tempo de exposição,  $F$  é o fluxo tabelado da estrela padrão,  $A$  é o valor de *airmass* e  $E$  o de extinção. O valor de  $C$  é, portanto, a razão da contagem por unidade de tempo por comprimento de onda com o fluxo esperado da estrela padrão, corrigido por fatores atmosféricos. Estes valores são utilizados pelo *sensfunc* para ajustar uma curva de sensibilidade em todo o espectro, através de funções como Legendre, Chebyshev ou Spline. Neste momento, é útil checar a qualidade deste ajuste, motivo pelo qual o *pipeline* produz uma figura parecida com a Figura 3.18 onde, no quadro superior, são mostrados os pontos calculados pela Equação

3.1 e a função ajustada a estes pontos, e no quadro inferior os resíduos resultantes deste ajuste em cada ponto do espectro. É possível também ver a função e a ordem utilizadas, fatores que podem ser alterados pelo usuário caso o desvio quadrático médio do ajuste não seja satisfatório. Finalmente, o comando *gscalibrate* aplica a calibração obtida, dividindo os valores de contagem por unidade de tempo por comprimento de onda ao longo do espectro observado pelos fatores da curva de sensibilidade. O resultado é um espectro calibrado em unidades de  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$  ou  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ . A Figura 3.19 mostra o espectro da estrela padrão, chamada HZ44, utilizada na calibração desta redução. É importante, neste momento da redução, comparar este espectro com outros disponíveis para a mesma estrela de referência para conferir se a calibração por fluxo é razoável e se não há ainda algum efeito artificial presente nos dados espectroscópicos. Caso esta etapa esteja aceitável, a calibração é por fim aplicada ao espectro do objeto de ciência.

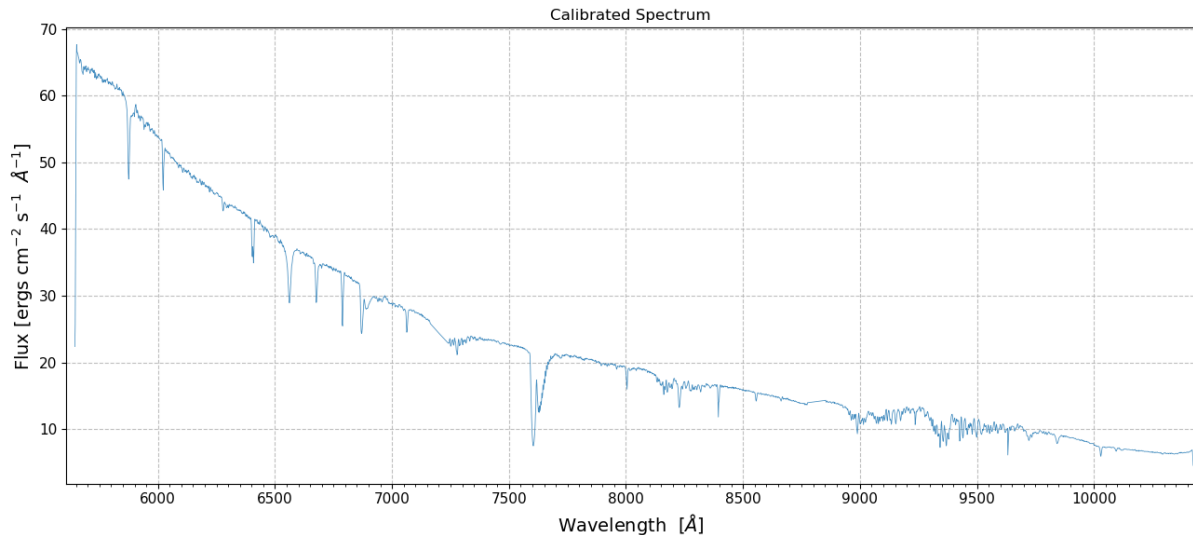
Figura 3.18 – O pacote *gsstandard* ajusta a curva de sensibilidade aos coeficientes calculados pela Equação 3.1. Esta curva (mostrada em azul no quadro superior) é ajustada aos coeficientes (cruzes em vermelho) através da função e ordem indicadas na parte superior da figura. Os resíduos deste ajuste ao longo do espectro são mostrados no quadro inferior. Os fatores de sensibilidade são dados em unidades de  $2.5 \times \log(\text{contagem s}^{-1} \text{\AA}^{-1} / \text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1})$ .



Fonte: Autor

A calibração do espectro de ciência, tomando como referência a observação de uma estrela padrão, pode ser considerado o fim de uma redução de dados espectroscópicos. O *pipeline*, no entanto, toma um último passo para refinar a qualidade da sua redução, aplicando uma análise e correção de pixels ruins ainda presentes ao longo do espectro calibrado. Estes pixels, vistos como linhas de ruído, podem ser identificados através do seu valor de *z-score*, uma medida da diferença da média dos pontos mais próximos no espectro em unidades de desvio padrão. Para uma identificação mais apurada dos pontos que são considerados ruins, o *pipeline* aplica ao espectro o método de *z-score* modificado, descrito por Whitaker e Hayes, que permite

Figura 3.19 – Espectro calibrado da estrela de referência HZ44, utilizada para o cálculo dos fatores de calibração pelo pacote *gsstandard*, cujos valores são aplicados ao espectro observado pelo comando *gscalibrate*. Ambos os comandos são utilizados na função *std\_calib\_std* do *pipeline*.



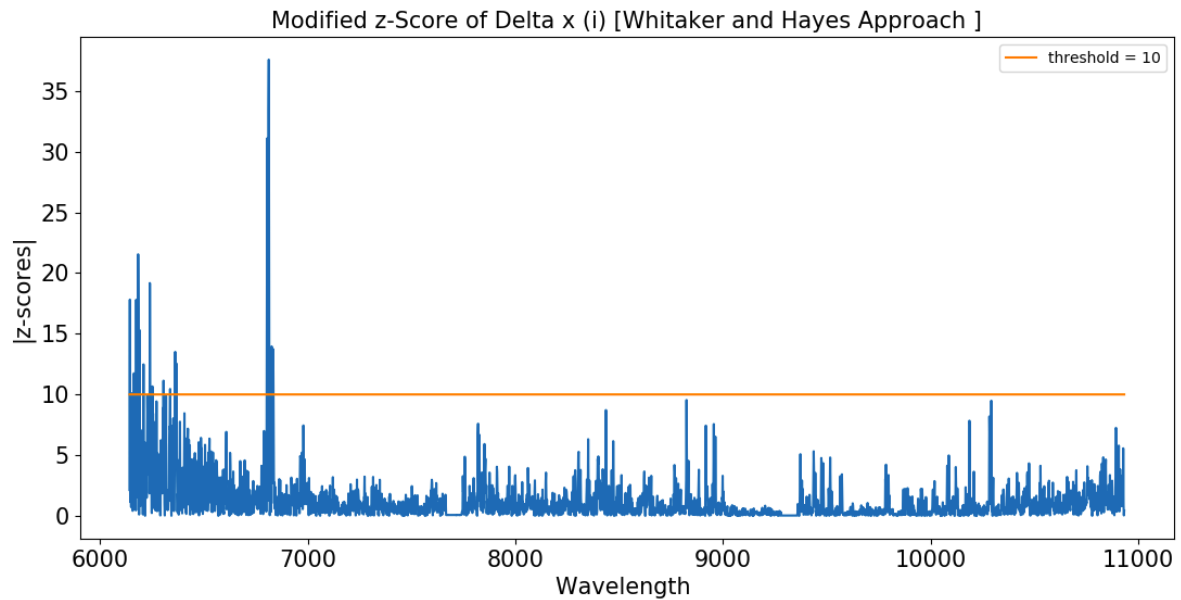
Fonte: Autor

uma melhor distinção entre o sinal espectral e ruído (Whitaker e Hayes 2018). O *pipeline* aplica este método na função *obj\_despike\_obj*, que também produz a Figura 3.20, onde são mostrados os valores calculados de *z-score* modificado ao longo do espectro, destacando a linha limite para a identificação do valor como um ruído, valor este que pode ser modificado pelo usuário. Se um ponto possui um valor de *z-score* maior do que o limite estabelecido, ele é substituído pela média dos valores dos pontos vizinhos. Finalmente, o espectro calibrado e corrigido por pixels ruins do objeto de ciência é mostrado pelo *pipeline*. A Figura 3.21 apresenta o espectro do objeto transiente usado como referência para a construção do *pipeline*, reduzido pelos métodos mostrados nesta seção.

### 3.3 PROCESSOS DO PIPELINE

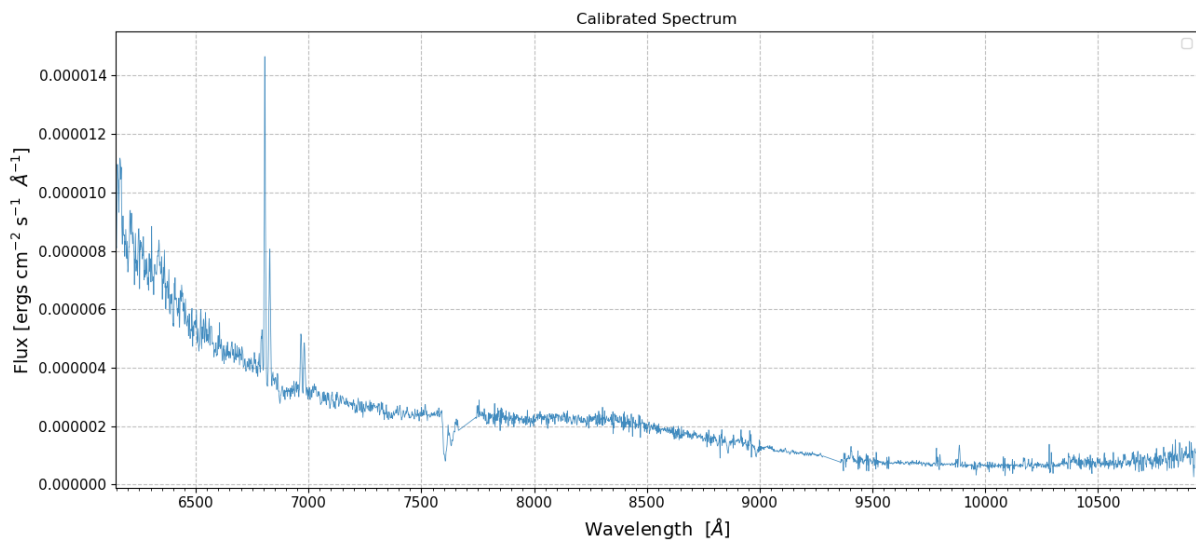
A Seção 2.5 apresenta processos gerais para a redução de qualquer conjunto de dados espectroscópicos. Procedimentos como a correção por *bias* e *flat field* e a calibração por fluxo e comprimento de onda devem ser sempre aplicadas em uma mesma ordem para reduções deste tipo. Diferentes instrumentos, no entanto, produzem diferentes tipos de dados, com particularidades e limitações que devem ser levadas em conta na construção de uma sequência lógica de redução. O *pipeline* apresentado neste capítulo foi construído com o objetivo de proporcionar rapidamente a análise de candidatos espectrais à fonte de eventos detectados em ondas gravitacionais, levando em conta as características específicas do GMOS. Deste modo, além dos

Figura 3.20 – Valores do módulo de  $z$ -score calculados para os pontos do espectro do objeto de ciência. O método de  $z$ -score modificado de Whitaker e Hayes permite uma melhor distinção entre o sinal espectral e ruído. A linha amarela indica o valor limite para a identificação de pontos considerados como ruído.



Fonte: Autor

Figura 3.21 – Espectro calibrado do objeto utilizado como referência para esta redução. Os fatores de calibração são aplicados ao espectro de ciência pelo pacote *gscalibrate* na função *obj\_calib\_obj* do *pipeline* e uma remoção adicional de ruído é feita na função *obj\_despike\_obj*.



Fonte: Autor

processos já esperados em uma redução padrão de dados espectroscópicos, outros passos exigidos pelas particularidades do instrumento foram tomados. A sequência de comandos utilizada

teve como referência a ordem recomendada pelo Observatório Gemini. A melhor sequência de comandos para a correção por eficiência quântica, porém, foi feita através de diversas tentativas, até ser obtida a ordem que proporcionou resultados mais satisfatórios.

Os comandos utilizados na redução foram divididos em funções *Python* ao longo do *pipeline*, onde são aplicados os pacotes GEMINI IRAF e também são produzidas as informações parciais de controle de qualidade. A ordem das funções aplicadas pelo *pipeline* pode ser resumida da seguinte maneira:

1. Seleção de arquivos: o *pipeline* seleciona os espectros do objeto de ciência e da estrela padrão com comprimento de onda central estabelecido pelo usuário. Listas de *bias*, *flat field* e lâmpadas de calibração são criadas com os arquivos que apresentam o mesmo comprimento de onda central e a mesma binagem do CCD dos espectros selecionados.
2. Produção do *Master Bias*: o pacote *gbias* corrige os arquivos individuais de *bias* por *overscan* e produz o *Master Bias* a partir da sua média. Uma imagem deste *frame* e da contagem de pixels ao longo de três linhas são mostradas neste momento.
3. Redução dos arquivos de *arc*: os arquivos individuais da lâmpada de calibração são corrigidos por *bias* e *overscan* pelo pacote *gsreduce*.
4. Cálculo da solução de comprimento de onda: o pacote *gswavelength* estima a solução de comprimento de onda da observação comparando o as linhas do espectro reduzido da lâmpada de calibração com seus valores tabelados. A qualidade deste ajuste pode ser verificada pelo diagrama apresentado pelo *pipeline*, que mostra a diferença entre o valor de comprimento de onda identificado e o valor ajustado à função de dispersão, em função da posição das linhas ao longo do detector. Esta solução é aplicada ao espectro da lâmpada pelo pacote *gstransform*.
5. Produção do *Master Flat*: os arquivos individuais de *flat field* são corrigidos por *overscan* e *bias* pelo pacote *gsreduce*. Estes arquivos são corrigidos por eficiência quântica pelo pacote *gqecorr* e suas 12 extensões são unidas em apenas uma pelo *gmosaic*. O *Master Flat* é, então, produzido através da média destes arquivos pelo pacote *gsflat*. O *pipeline* apresenta uma imagem deste *frame* e a contagem de pixels ao longo de três de suas linhas.
6. Subtração do nível de *bias* e *overscan*: o espectro observado é corrigido por *bias* e *overscan* pelo pacote *gsreduce*.
7. Correção dos raios cósmicos: a remoção dos pixels ruins causados pela incidência de raios cósmicos é feita pelo comando *crspec* no pacote *gsreduce*. Para aperfeiçoar a remoção destes pixels, o pacote *gemfix* também é aplicado à exposição espectral. O *pipeline* mostra uma comparação entre este *frame* antes e depois das correções por *bias*, *overscan* e raios cósmicos.

8. Correção por eficiência quântica: o nível de eficiência quântica do espectro observado é corrigido pelo pacote *gqecorr*.
9. Divisão por *flat field*: o espectro observado é corrigido por *flat field* pelo pacote *gsreduce*.
10. Correção de colunas ruins: o usuário pode identificar as colunas ruins presentes na exposição espectral a partir de uma imagem em alto contraste produzida pelo *pipeline*. As coordenadas destas colunas são utilizadas pelo comando *text2mask* para criar uma máscara de correção, que é aplicada ao espectro pelo pacote *fixpix*.
11. Correção por comprimento de onda: a solução de dispersão, ou de comprimento de onda, é aplicada ao espectro pelo pacote *gstransform*.
12. Correção das linhas de céu: as linhas de emissão produzidas pelo céu são corrigidas do espectro observado pelo pacote *gsskysub* através da interpolação das linhas da exposição. O *pipeline* produz uma figura de comparação mostrando a imagem do espectro antes e depois desta correção.
13. Extração do espectro: o espectro do objeto observado é extraído da exposição espectral pelo pacote *gsextract*. Para evitar uma má identificação do espectro de interesse, o *pipeline* mostra ao usuário a posição do espectro extraído e oferece a opção de utilizar outra coordenada. Se a posição for a correta, o *pipeline* apresenta o espectro extraído no local indicado.
14. Cálculo da curva de sensibilidade: o espectro da estrela de calibração, reduzido pelos passos aqui citados, é utilizado pelo pacote *gsstandard* para o cálculo da função de calibração. Os coeficientes de calibração, calculados pela Equação 3.1, são ajustados à uma função para produzir a curva de sensibilidade. A qualidade deste ajuste pode ser checado pelo diagrama produzido pelo *pipeline*, que mostra os coeficientes de calibração e a curva ajustada à estes pontos, junto com informações sobre a função utilizada, a ordem, o desvio quadrático médio e os resíduos. O espectro da estrela padrão é calibrado por fluxo pelo pacote *gscalibrate*.
15. Calibração por fluxo: o espectro do objeto de ciência é calibrado por fluxo pelo pacote *gscalibrate*. O espectro calibrado, em unidades de  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$  ou  $\text{ergs cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$ , é mostrado pelo *pipeline*.
16. Correção de ruído: se necessário, é possível corrigir o ruído causado por pixels ruins ainda presentes no espectro. O *pipeline* apresenta um diagrama do valor de *z-score* dos pontos ao longo do espectro, onde é possível notar a presença de linhas com valores destoantes. As linhas identificadas são substituídas pela média das linhas vizinhas e o espectro final é mostrado pelo *pipeline*.

## 4 APLICAÇÃO A TRANSIENTES ÓTICOS E DESEMPENHO DO PIPELINE

Durante seu terceiro ciclo de observações, os detectores LIGO e Virgo confirmaram a detecção de um total de 56 sinais em ondas gravitacionais, um número consideravelmente maior que o registrado nos outros ciclos graças à maior distância de observação atingida. Neste ciclo, com início em Abril de 2019 e finalizado em Março de 2020, foi implementado o sistema de alertas públicos de candidatos, possibilitando a divulgação de sinais em ondas gravitacionais em uma escala de tempo de minutos após a detecção. Dos sinais divulgados pelo sistema de alertas, cinco foram classificados como candidatos à colisão entre duas estrelas de nêutrons e apenas a detecção do dia 25 de Abril de 2019, chamada no sistema de alertas de S190425z, foi confirmada como tendo esta origem, passando a se chamar GW190425. A análise aprofundada deste sinal mostrou que o par de estrelas de nêutrons que o gerou possuía uma massa combinada de cerca de  $3.4 M_{\odot}$ , um valor maior do que o observado para estes objetos na Via Láctea (Abbot et al. 2020). Oito sinais produziram um alerta para uma possível origem na colisão entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro, mas apenas o sinal candidato do dia 14 de Agosto de 2019, chamado S190814bv, apresentou uma probabilidade maior que 99% de ser este o caso. Até o momento, nenhuma contraparte eletromagnética destes eventos foi observada.

O *pipeline* apresentado neste trabalho foi criado como parte de um esforço internacional para observar a contraparte ótica de eventos em ondas gravitacionais divulgados pelo sistema de alertas dos detectores LIGO e Virgo. A proposta de tempo para o Observatório Gemini requisitou um total de 58 horas de observações a serem realizadas durante o terceiro ciclo de detecções em ondas gravitacionais. Durante este ciclo, eram esperadas detecções de entre 0 e 13 sinais originados na colisão entre estrelas de nêutrons, em uma distância de até 170 Mpc. Se o sinal fosse detectado a uma distância relativamente próxima, de 40 Mpc, a estimativa do pico de luminosidade da quilonova era de  $\sim 17.5$  mag nas bandas óticas e no infravermelho próximo. Neste caso, observações iniciais da curva de luz do evento seriam feitas com telescópios menores e o Gemini seria utilizado quando a fonte apresentasse magnitude maior que 20. O GMOS realizaria, então, fotometria nas bandas  $g$ ,  $r$ ,  $i$  e  $z$ , e obteria 8 espectros durante as duas semanas seguintes. Para uma quilonova localizada a uma distância intermediária, de aproximadamente 85 Mpc, era estimado um pico em  $\sim 19$  mag no ótico e infravermelho próximo. Novamente, o Gemini seria utilizado quando a fonte apresentasse brilho com magnitude maior que 20, e o GMOS obteria fotometria e 6 espectros óticos durante 12 dias seguintes. No caso em que a fonte é localizada na maior distância possível de detecção, a 170 Mpc, uma quilonova deveria apresentar um pico de brilho em  $\sim 20.7$  mag. Neste cenário, os telescópios Gemini obteriam toda a fotometria, sendo que o GMOS produziria imagens e pelo menos 4 espectros na banda ótica por aproximadamente 8 dias após a detecção.

Os telescópios do Observatório Gemini realizaram o acompanhamento eletromagnético de dois sinais candidatos a ondas gravitacionais: o evento GW190425, relacionado ao candi-

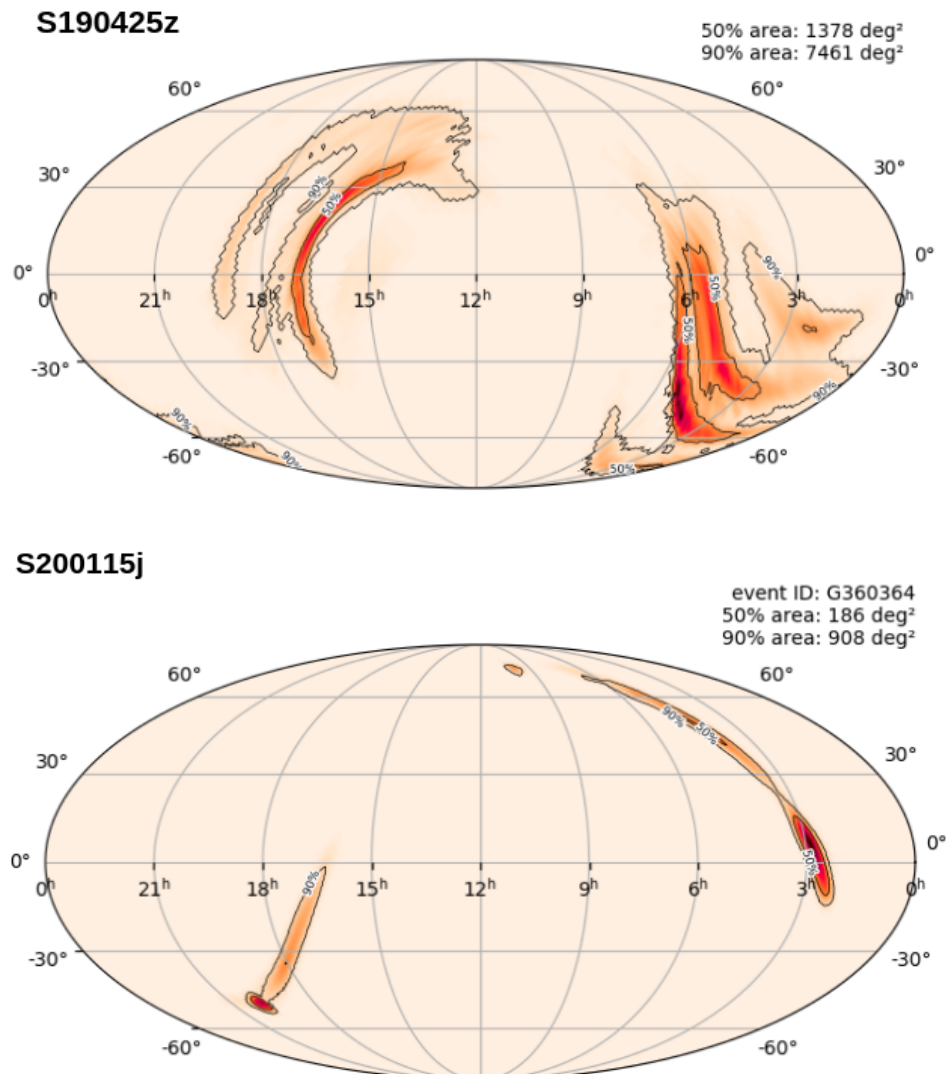


dato S190425z e confirmado como sendo causado pela colisão entre duas estrelas de nêutrons, e o sinal S200115j, candidato com mais de 99% de chances de ter sido gerado na colisão entre uma estrela de nêutrons e um objeto na chamada lacuna de massa, ou *mass gap*, já que apresenta uma massa maior do que a esperada para uma estrela de nêutrons e menor que para um buraco negro. A Figura 4.1 mostra os mapas de probabilidade da localização no céu dos sinais candidatos S190425z e S200115j divulgados, respectivamente, nos dias 26 de Abril de 2019 e 15 de Janeiro de 2020. O evento de Abril de 2019 foi detectado por apenas um dos detectores LIGO e pelo detector Virgo, motivo pelo qual a estimativa da sua localização no céu é menos limitada que a do sinal detectado em Janeiro de 2020, este observado pelos três detectores de ondas gravitacionais. A observação ótica do provável candidato à fonte do sinal S190425z foi realizada pelo Gemini Norte no dia 26 de Abril de 2020 (programa observacional GN-2019A-Q-114), aproximadamente um dia após a divulgação da sua detecção pelo sistema de alertas. Esta observação, porém, resultou no espectro do transiente descrito na Seção 3 deste trabalho, não sendo relacionado ao evento detectado em ondas gravitacionais e usado como referência na construção do *pipeline*. A segunda observação foi realizada pelo Gemini Sul no dia 16 de Janeiro de 2020 (programa observacional GS-2019B-Q-115), pouco menos de 24 h após a detecção do sinal S200115j. Para este evento, quatro sinais transientes candidatos a serem fontes desta emissão gravitacional foram observados pelo Gemini Sul. O *pipeline* atuou na redução dos espectros obtidos para estes quatro eventos transientes. O processo de redução e a análise dos espectros obtidos com o GMOS para estes objetos serão apresentados na Seção 4.1. Nenhum dos espectros, no entanto, foi confirmado como sendo gerado na colisão entre objetos compactos, não apresentando relação com o sinal detectado em ondas gravitacionais, como é mostrado na seção 4.2.

#### 4.1 REDUÇÃO ESPECTRAL DE CANDIDATOS ÓTICOS

Os candidatos óticos ao evento em ondas gravitacionais S200115j, observados pelo Gemini Sul em 16 de Janeiro de 2020, foram nomeados AT2020vu, AT2020vw, AT2020vy e AT2020vz, onde AT é usado para *astronomical transient*, ou transiente astronômico. Os espectros de cada transiente foram tomados na região vermelha e azul do espectro ótico, utilizando respectivamente as redes R400, com comprimentos de onda centrais de 850 e 858 nm, cobrindo entre 600 e 1100 nm, e B600, com comprimentos de onda centrais de 500 e 505 nm e cobrindo entre 3500 e 6500 nm. A resolução média, medida ao longo dos espectros, é de 4.68 Å, com um poder resolutor médio de  $R = 1261$ . Foram obtidas uma exposição para cada comprimento de onda central, com um tempo de exposição de 750 segundos para a rede R400 e 850 segundos para a rede B600. Todos os espectros foram obtidos com a binagem do CCD em uma configuração  $2 \times 2$ . A estrela padrão utilizada para a calibração em fluxo, LTT3218, foi também observada através destas configurações. A observação resultou, portanto, em 20 conjuntos de

Figura 4.1 – Mapas de probabilidade da localização no céu dos sinais candidatos S190425z (quadro superior), detectado no dia 26 de Abril de 2019, e S200115j (quadro inferior), detectado no dia 15 de Janeiro de 2020. O sinal S190425z foi observado por apenas dois dos três detectores de ondas gravitacionais, sendo que sua localização no céu foi pouco limitada, apresentando uma probabilidade maior que 90% em uma área de 7461 graus quadrados. O sinal S200115j, por outro lado, foi observado pelos três detectores, de modo que o cálculo da sua probabilidade de localização resultou em 90% de chances de estar em uma área de 908 graus quadrados do céu.

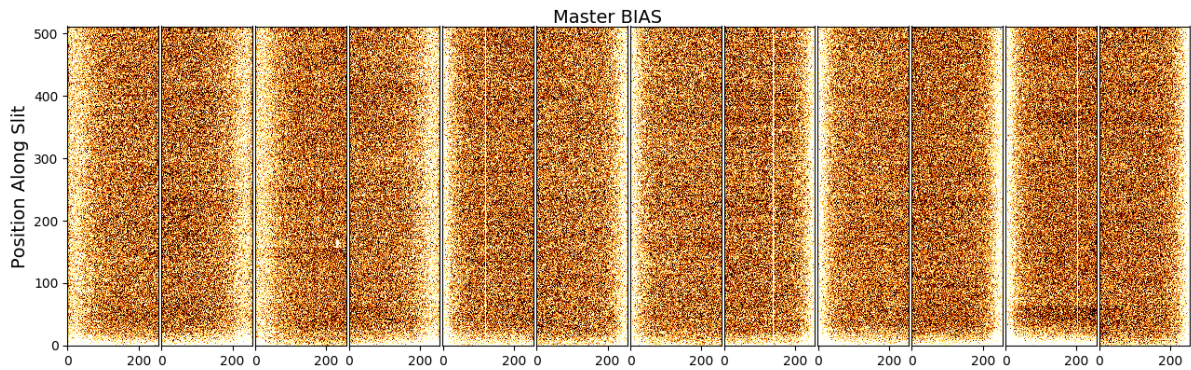


Fonte: <<https://gracedb.ligo.org/superevents/S190425z/view/>> e <<https://gracedb.ligo.org/superevents/S200115j/view/>>

dados: um para cada comprimento de onda central de cada filtro para cada objeto. Os resultados apresentados aqui, no entanto, foram obtidos dos espectros com comprimentos de onda centrais de 500 e 850 nm, de modo que 10 conjuntos de dados foram utilizados pelo *pipeline*.

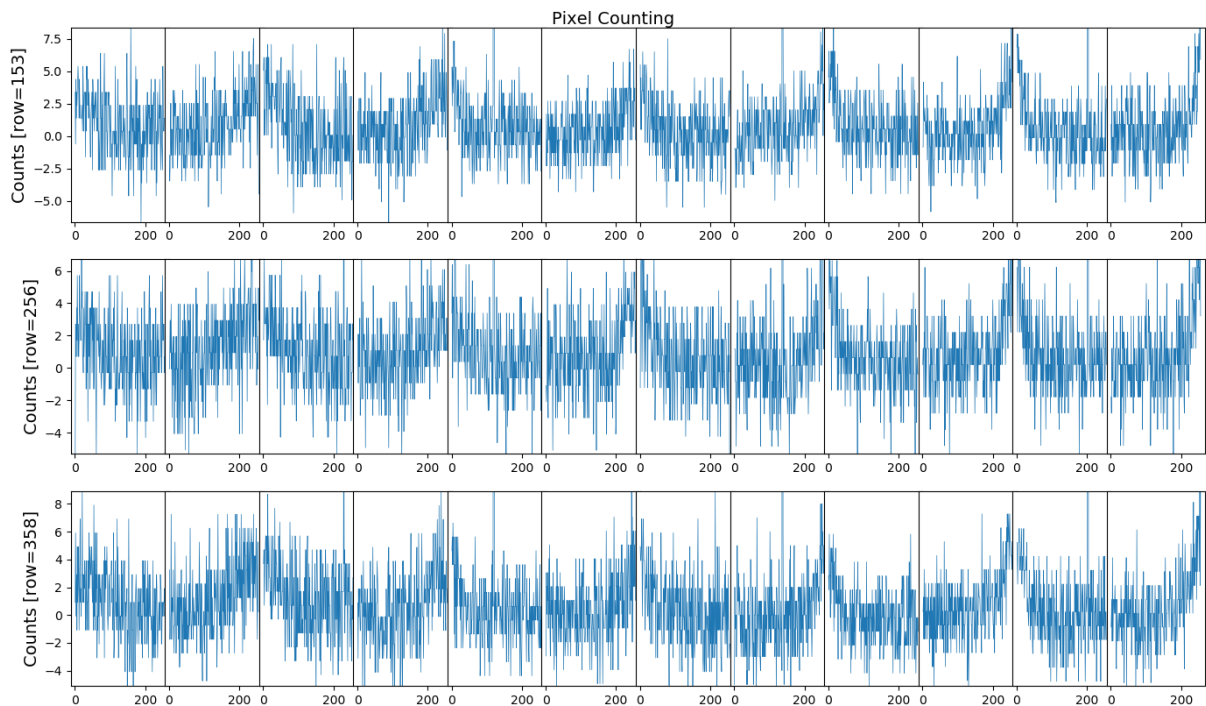
Primeiro, foram reduzidos os espectros dos transientes e da estrela padrão observados em um comprimento de onda central de 500 nm. Como estes dados continham as mesmas

Figura 4.2 – Imagem do *Master Bias* utilizado na redução espectral dos objetos transientes candidatos óticos do evento S200115j. A dimensão ao longo da fenda é representada pelo eixo vertical, enquanto o eixo horizontal mostra a posição ao longo de cada amplificador do CCD.



Fonte: Autor

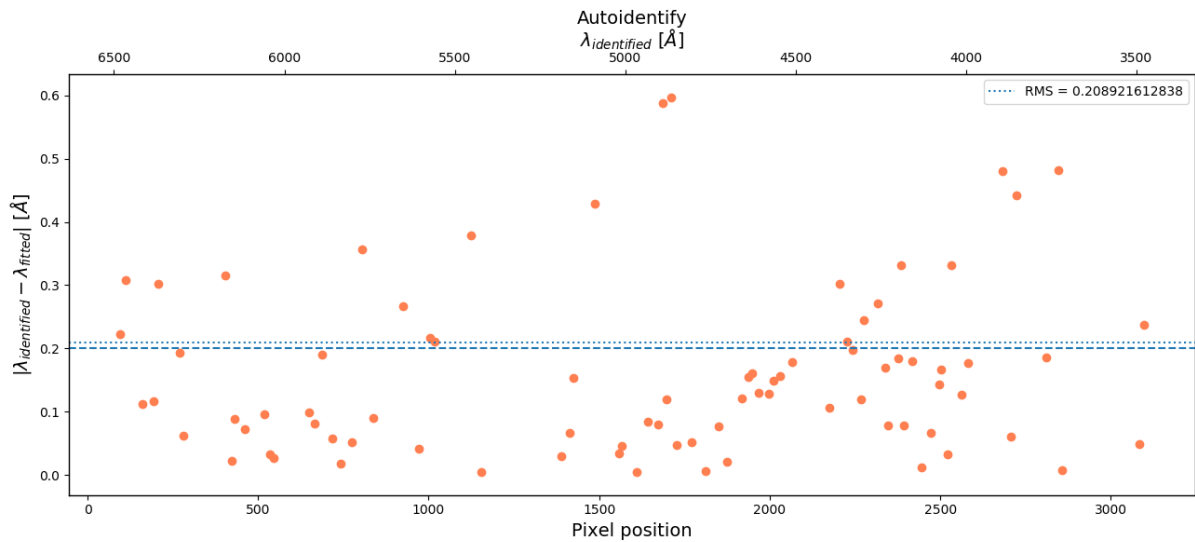
Figura 4.3 – Contagem de pixels sobre três linhas do *Master Bias* utilizado nesta redução. O eixo horizontal mostra a posição ao longo de cada amplificador.



Fonte: Autor

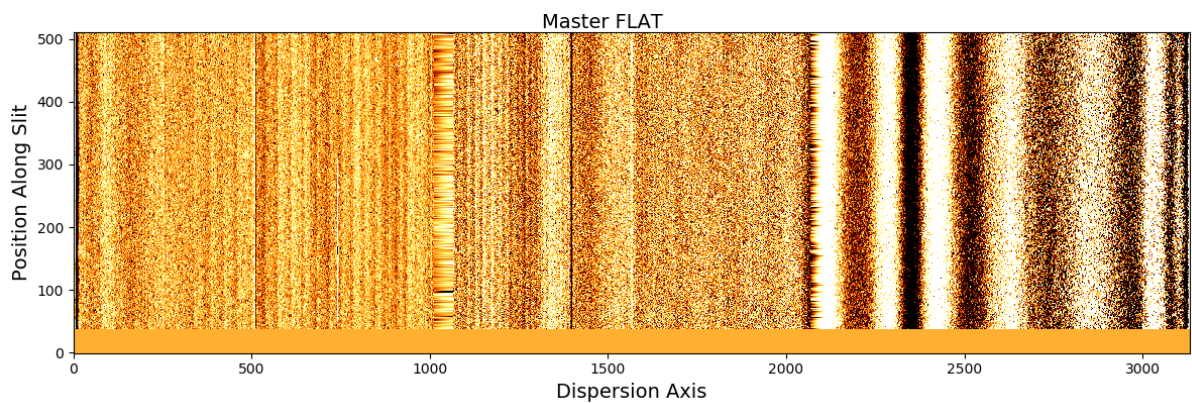
propriedades de binagem e região espectral, os mesmos *frames* de *Master Bias*, *Master Flat* e lâmpada de calibração foram utilizados para os cinco objetos. Além disso, a mesma solução de sensibilidade em fluxo obtida para a estrela padrão foi utilizada para calibrar os quatro transientes nesta região espectral. Após a seleção dos arquivos de acordo com suas propriedades de binagem e comprimento de onda central, feita na primeira parte do *pipeline*, o *Master Bias* é criado a partir da média das exposições individuais de *bias*. A Figura 4.2 mostra a imagem do

Figura 4.4 – Resultado do cálculo da solução por comprimento de onda obtido da lâmpada de calibração. O eixo vertical mostra o módulo da diferença entre o valor de comprimento de onda identificado e o valor ajustado à função de dispersão para as linhas do espectro da lâmpada. O eixo horizontal mostra os comprimentos de onda identificados e a posição das linhas ao longo do eixo de dispersão. O desvio quadrático médio da solução é mostrado pela linha pontilhada.



Fonte: Autor

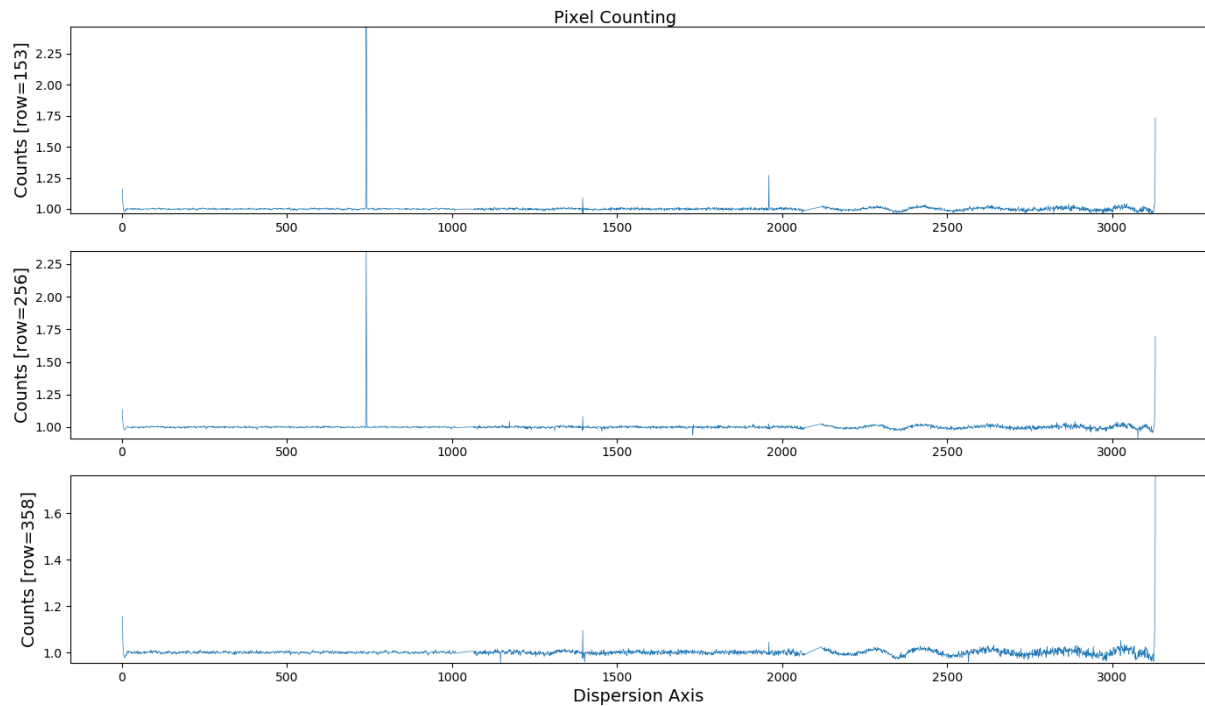
Figura 4.5 – Imagem do *Master Flat* utilizado nesta redução. O eixo vertical representa a dimensão ao longo da fenda, enquanto o eixo horizontal mostra a posição ao longo do eixo de dispersão do CCD. É possível perceber na parte direita da figura o efeito de *fringing*, causado pela reflexão das frentes de onda no detector.



Fonte: Autor

*Master Bias* obtido nesta parte redução e a sua contagem de pixels ao longo do eixo de dispersão é mostrada na Figura 4.3. O espectro da lâmpada de calibração é, então, corrigido pelo nível de *bias* e *overscan* para ser possível o cálculo da solução por comprimento de onda pelo *pipeline*. O diagrama mostrado na Figura 4.4 apresenta o resultado deste cálculo. É possível notar que a diferença entre os valores de comprimento de onda identificados e ajustados para cada ponto do espectro é maior que o do caso apresentado na Seção 3.2. O valor do desvio quadrático médio

Figura 4.6 – Contagem de pixels sobre três linhas do *Master Flat* utilizado nesta redução. O eixo horizontal mostra a posição ao longo do eixo de dispersão do CCD.



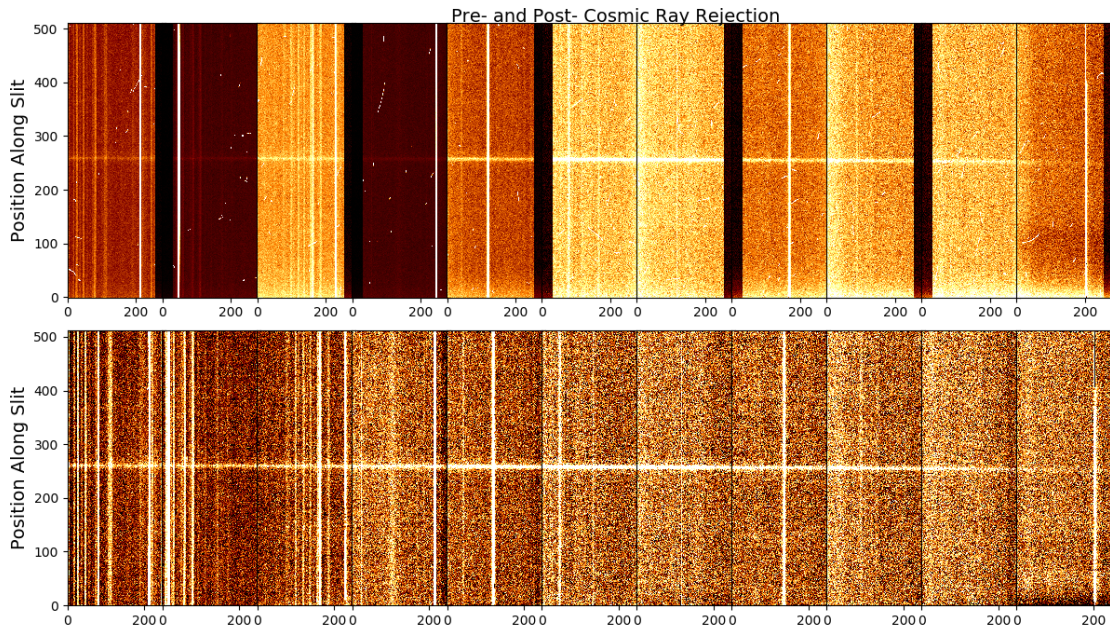
Fonte: Autor

da solução, porém, ainda está próximo do limite estabelecido, de modo que este resultado foi considerado aceitável. As exposições individuais de *flat field*, corrigidas por eficiência quântica, *bias* e *overscan*, são unidas para formar o *Master Flat*, mostrado na Figura 4.5. A Figura 4.6 mostra a contagem de pixels ao longo do eixo de dispersão desta imagem. Nestas figuras fica evidente o fenômeno de *fringing*, ou franjamento da imagem, causado pela reflexão das frentes de onda dentro do detector e mais comum para comprimentos de onda maiores. Este efeito é corrigido nas exposições de ciência justamente pela divisão do *Master Flat*.

O primeiro espectro de ciência a ser reduzido foi o obtido com comprimento de onda central de 500 nm para o transiente AT2020vz. A exposição deste espectro é mostrada na Figura 4.7, que compara a imagem antes e depois de aplicada a correção do nível de *bias*, *overscan* e pixels ruins causados por raios cósmicos. Depois deste passo, o espectro é corrigido por eficiência quântica e dividido pelo *Master Flat*. A Figura 4.8 mostra a análise de colunas ruins para a exposição espectral. É possível perceber pelo menos seis colunas saturadas em evidência, as quais foram corrigidas através da aplicação de uma máscara de colunas ruins. Esta mesma máscara foi utilizada na correção das colunas ruins presentes nos outros espectros. Após ser aplicada a solução por comprimento de onda, as linhas de céu são subtraídas do espectro, resultado mostrado na Figura 4.9.

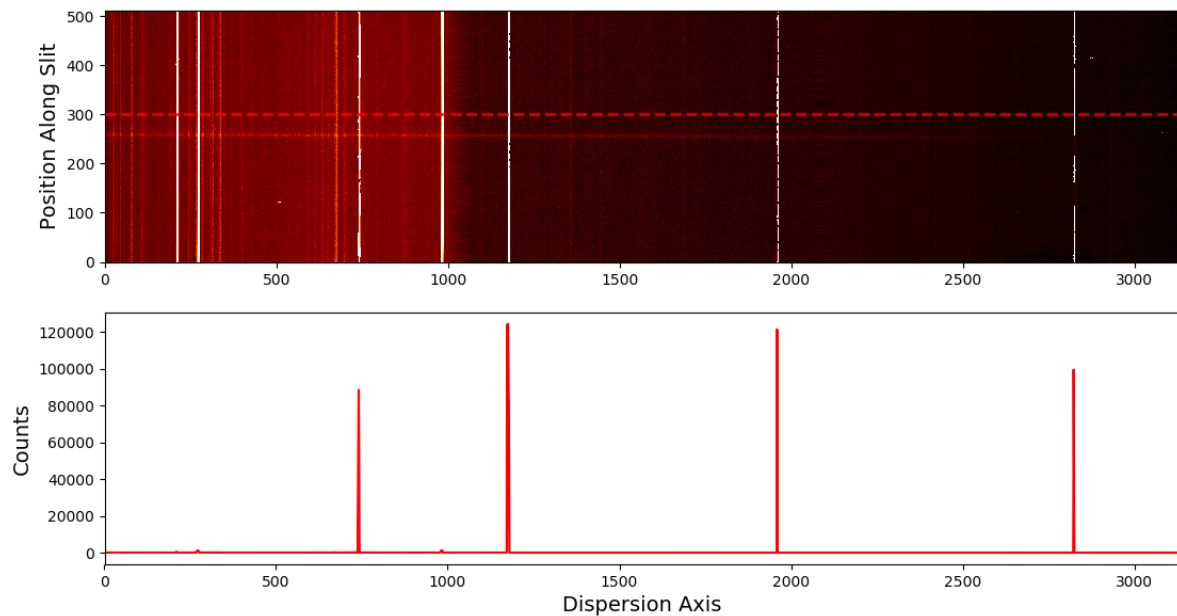
A posição identificada pelo *pipeline* para a extração do espectro do transiente AT2020vz é mostrada na Figura 4.10. Neste momento, é interessante analisar o resultado da extração do

Figura 4.7 – Exposição espectral do transiente AT 2020vz, antes e depois da correção por *bias*, *overscan* e raios cósmicos.



Fonte: Autor

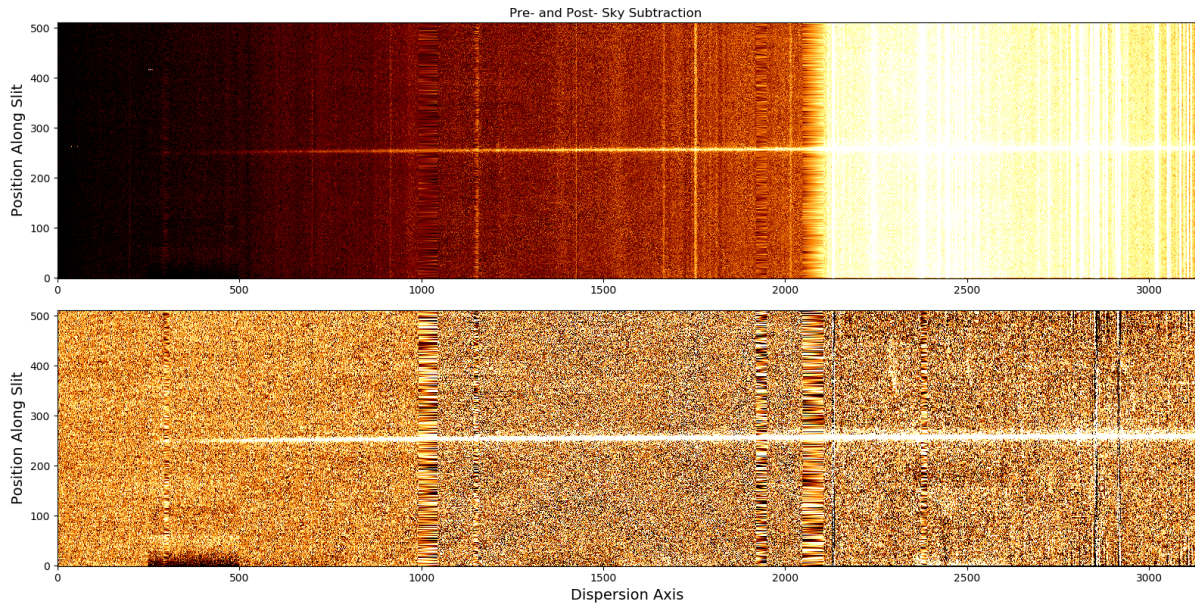
Figura 4.8 – Análise das colunas ruins presentes na exposição espectral do transiente AT2020vz. É possível identificar seis colunas saturadas na imagem com alto contraste, também visíveis como as linhas com grande valor de contagem no diagrama inferior.



Fonte: Autor

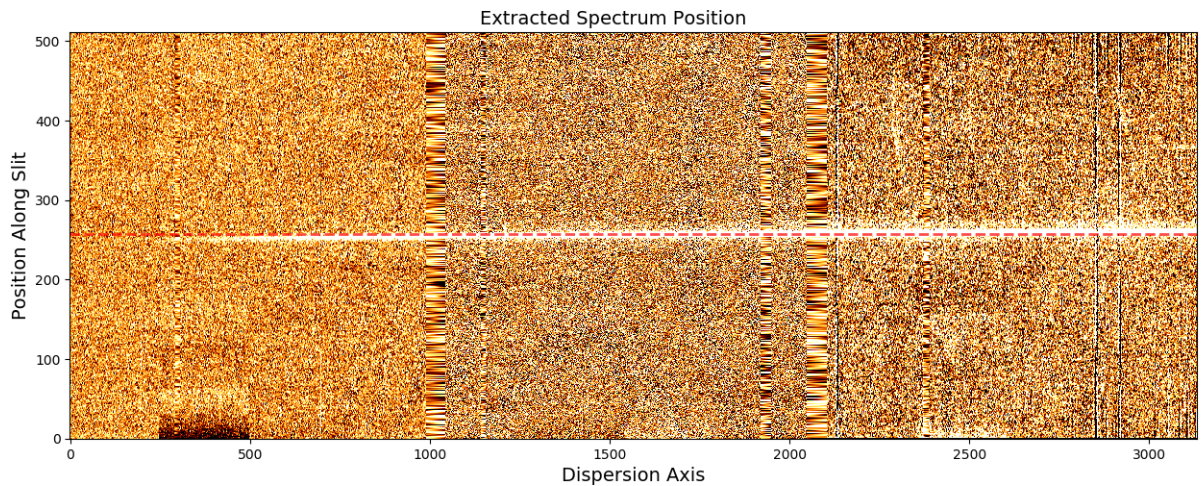
espectro de outro objeto, o transiente AT2020vw, cuja exposição é mostrada na Figura 4.11. É possível perceber na figura que o espectro do transiente está próximo de outro mais luminoso,

Figura 4.9 – Comparação da exposição espectral do transiente AT2020vz, antes e depois da correção das linhas de emissão do céu.



Fonte: Autor

Figura 4.10 – Posição do espectro extraído na exposição do transiente AT2020vz, indicada pela linha vermelha.

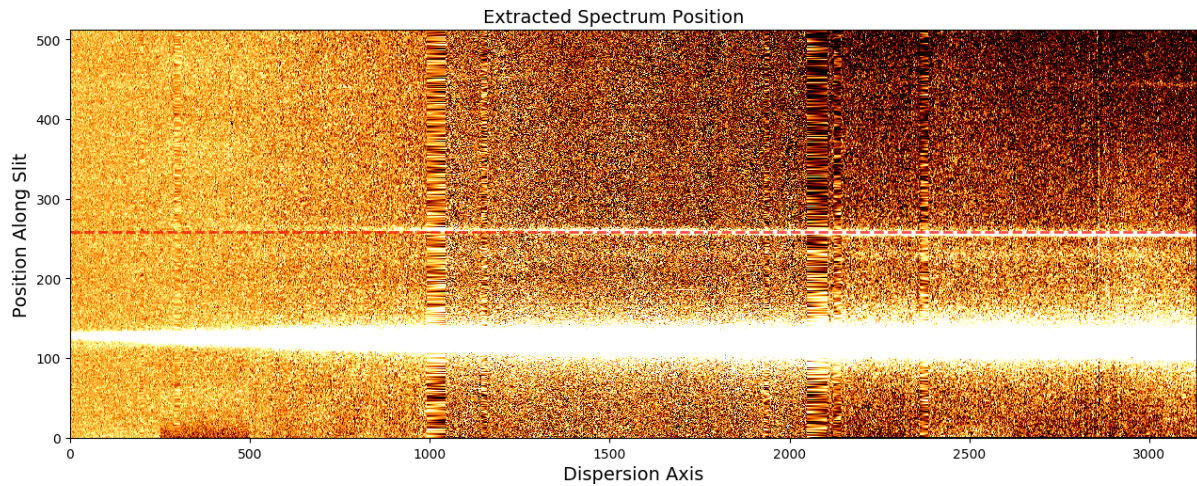


Fonte: Autor

gerado por uma fonte maior e mais brilhante que a do objeto de interesse. Caso o comando *gsextract* fosse aplicado a este arquivo, o espectro extraído seria justamente o que apresenta a maior contagem de fótons na imagem gerando, neste caso, um grave erro na análise da observação. O *pipeline*, porém, permite a visualização de qual espectro foi extraído e a escolha de outra linha da exposição caso a primeira não seja a do espectro de interesse. A Figura 4.11 mostra a posição do espectro extraído para o objeto AT2020vw após interação do usuário com o *pipeline*. O espectro extraído e não calibrado do transiente AT2020vz é mostrado na Figura

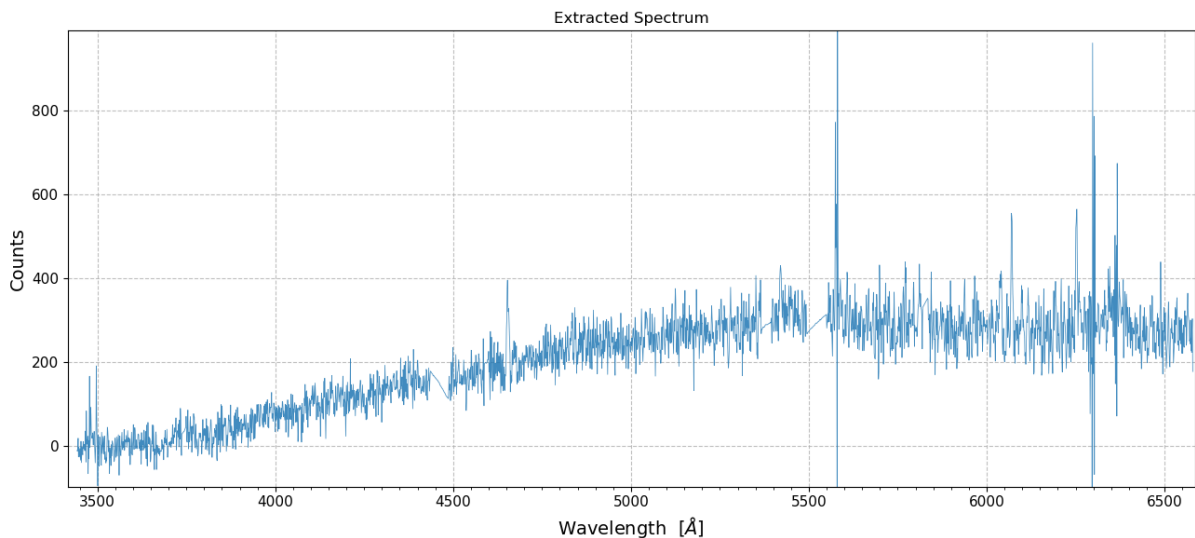
## 4.12.

Figura 4.11 – A exposição espectral do transiente AT2020vw apresenta outra fonte observada, mais brilhante que a do objeto de interesse, o que pode resultar em uma extração incorreta do espectro de ciência. A posição do espectro extraído na exposição, após interação do usuário com o *pipeline*, é indicada pela linha vermelha.



Fonte: Autor

Figura 4.12 – Espectro não calibrado do transiente AT2020vz, extraído na posição indicada na Figura 4.10.



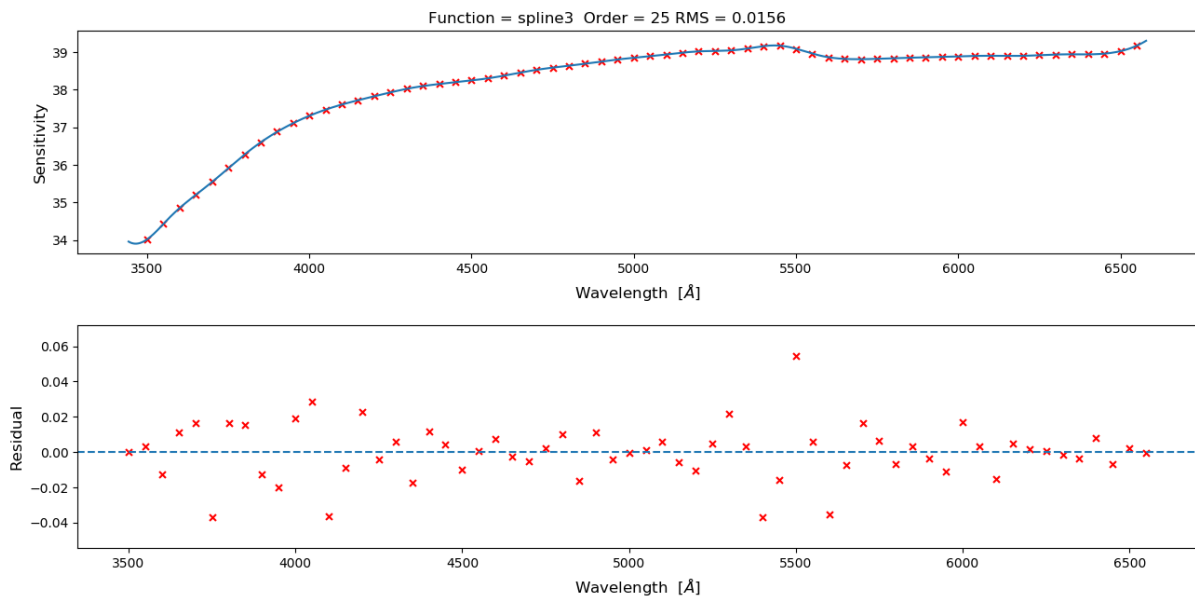
Fonte: Autor

A calibração dos espectros observados foi feita com a estrela padrão LTT3218, observada na mesma noite que os transientes. Os coeficientes de calibração calculados para o espectro da estrela são mostrados na Figura 4.13, onde também é possível ver a curva da função de sensibilidade ajustada aos pontos. Um ajuste em ordem baixa com a função *spline3* não retornou um resultado satisfatório para os pontos calculados, de modo que foi necessária a utilização da



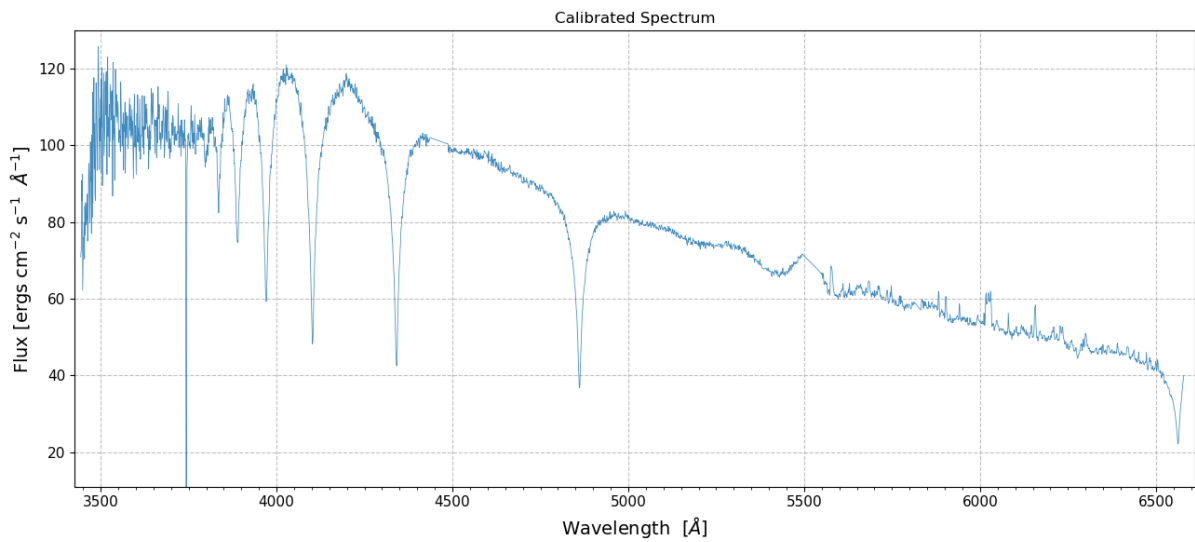
ordem 25 para o ajuste correto dos coeficientes. A função de sensibilidade foi, então, utilizada para calibrar o espectro da estrela padrão, mostrado na Figura 4.14. Este espectro apresenta uma forma idêntica a outros observados para a mesma estrela, resultado que indica um cálculo satisfatório da função de sensibilidade. O espectro calibrado do transiente AT2020vz, com comprimento de onda central de 500 nm, é mostrado na Figura 4.15. Após a remoção das linhas causadas por pixels ruins ao longo do espectro, cujos calores de  $z$ -score são mostrados na Figura 4.16, o espectro final resultante da redução é finalmente obtido, como mostra o quadro *a* da Figura 4.17.

Figura 4.13 – Coeficientes de calibração, mostrados como as cruzeiros em vermelho, calculados a partir do espectro da estrela padrão LTT3218. A função de sensibilidade foi estimada ajustando a função *spline3* aos pontos com uma ordem alta, de valor 25. Os resíduos do ajuste são mostrados no quadro inferior da imagem.



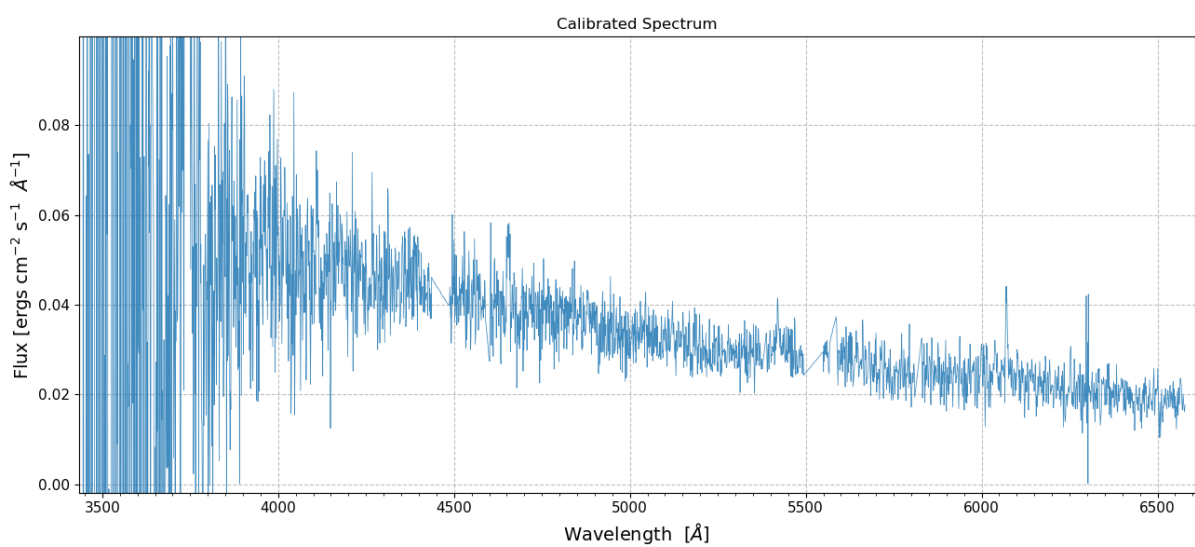
Fonte: Autor

Figura 4.14 – Espectro calibrado da estrela padrão LTT3218, utilizada para o cálculo dos fatores de calibração da redução.



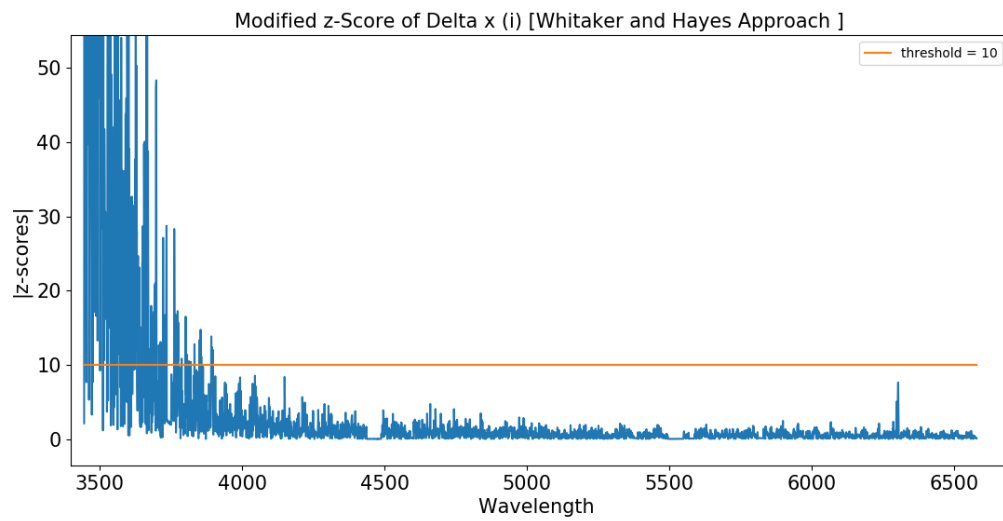
Fonte: Autor

Figura 4.15 – Espectro calibrado do transiente AT2020vz, com comprimento de onda central de 500 nm.



Fonte: Autor

Figura 4.16 – Valores de  $z$ -score para os pontos ao longo do espectro do transiente AT2020vz.

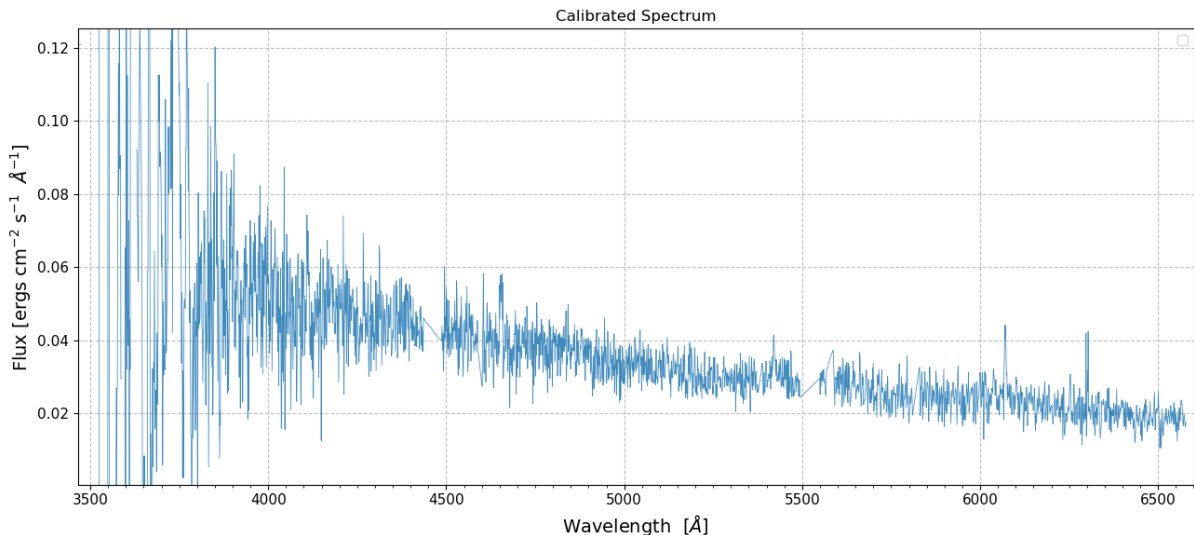


Fonte: Autor

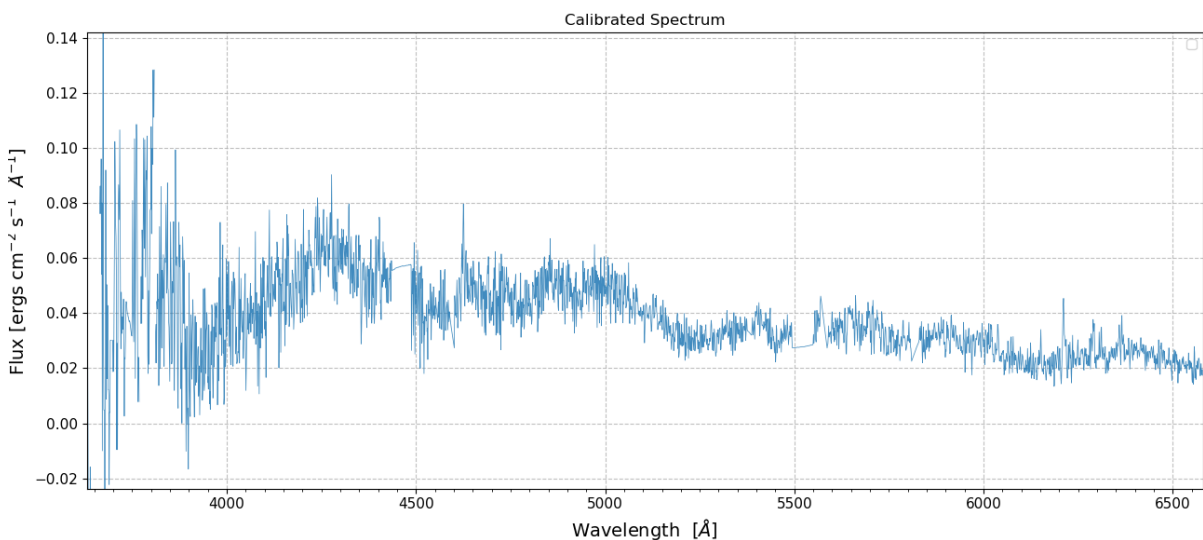
Os espectros reduzidos e centrados em 500 nm para os objetos AT2020vy, AT2020vu e AT2020vw são mostrados, respectivamente, nos quadros *b*, *c* e *d* da Figura 4.17. Os espectros com comprimento de onda central em 850 nm foram reduzidos de maneira análoga a mostrada nesta seção utilizando, porém, arquivos de *Master Bias*, *Master Flat* e lâmpada de calibração apropriados para esta região espectral. O resultado para os quatro transientes é mostrado na Figura 4.18. Após os espectros das regiões azul e vermelha serem reduzidos, é útil unir as suas duas partes para visualizar a informação espectral completa dos objetos observados. A Figura 4.19 mostra os espectros dos transientes AT2020vz, AT2020vy, AT2020vu e AT2020vw, unindo as partes centradas em 500 nm e em 850 nm.

Figura 4.17 – Espectros reduzidos com comprimento de onda central em 500 nm dos transientes (a) AT2020vz, (b) AT2020vy, (c) AT2020vu e (d) AT2020vw.

(a)



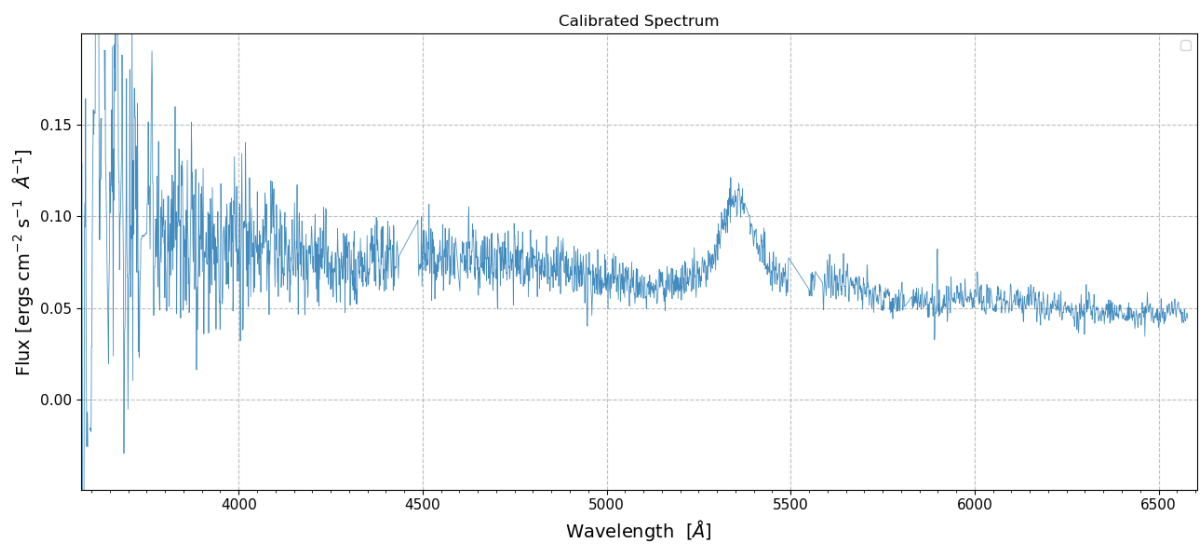
(b)



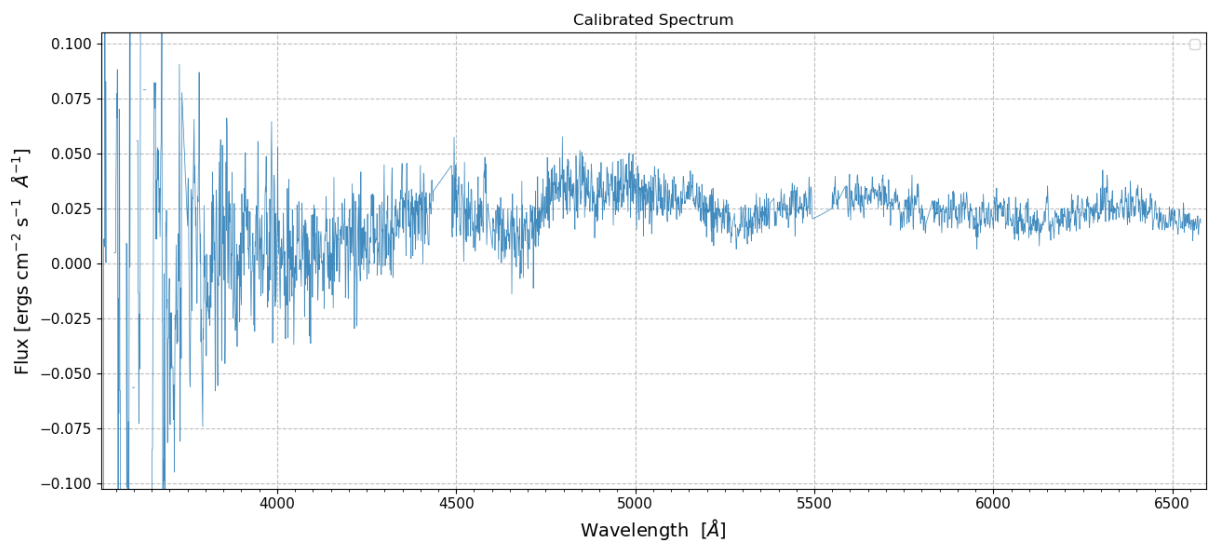
Fonte: Autor

Figura 4.17 – *Continuação.*

(c)



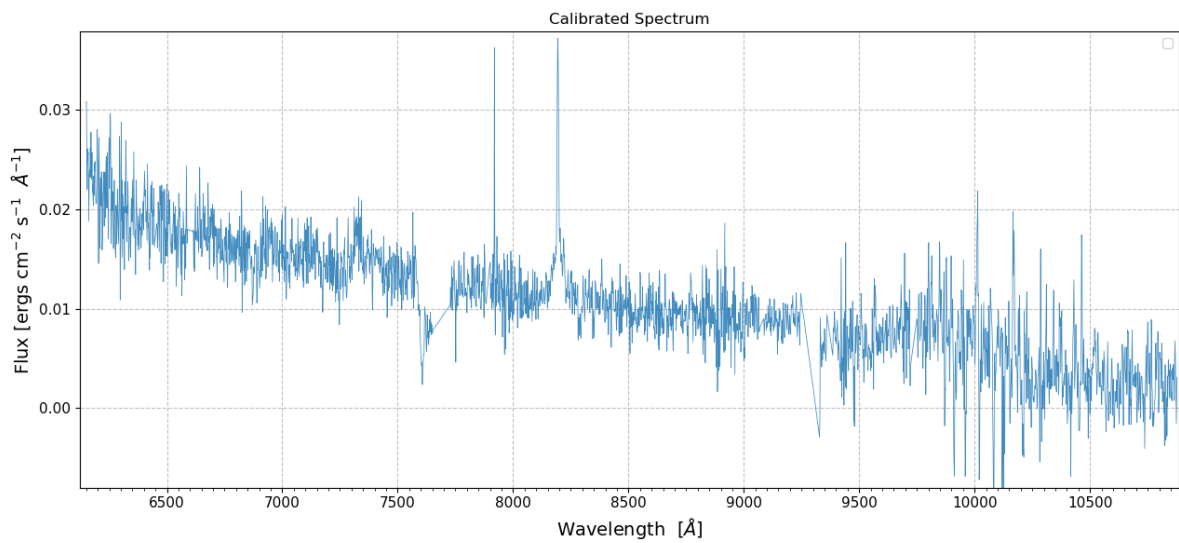
(d)



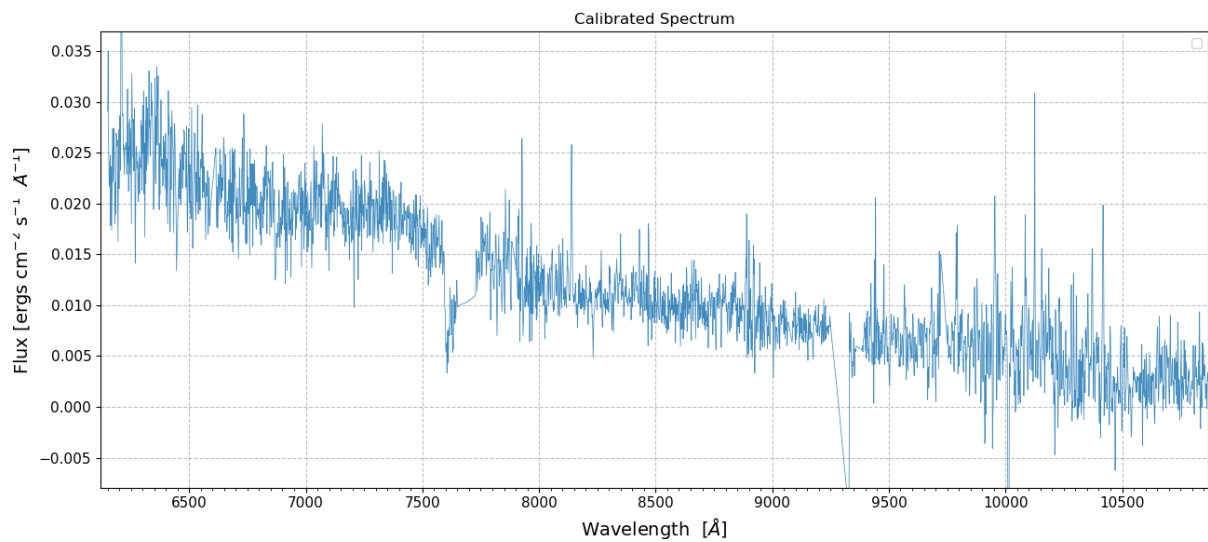
Fonte: Autor

Figura 4.18 – Espectros reduzidos com comprimento de onda central em 850 nm dos transientes (a) AT2020vz, (b) AT2020vy, (c) AT2020vu e (d) AT2020vw.

(a)



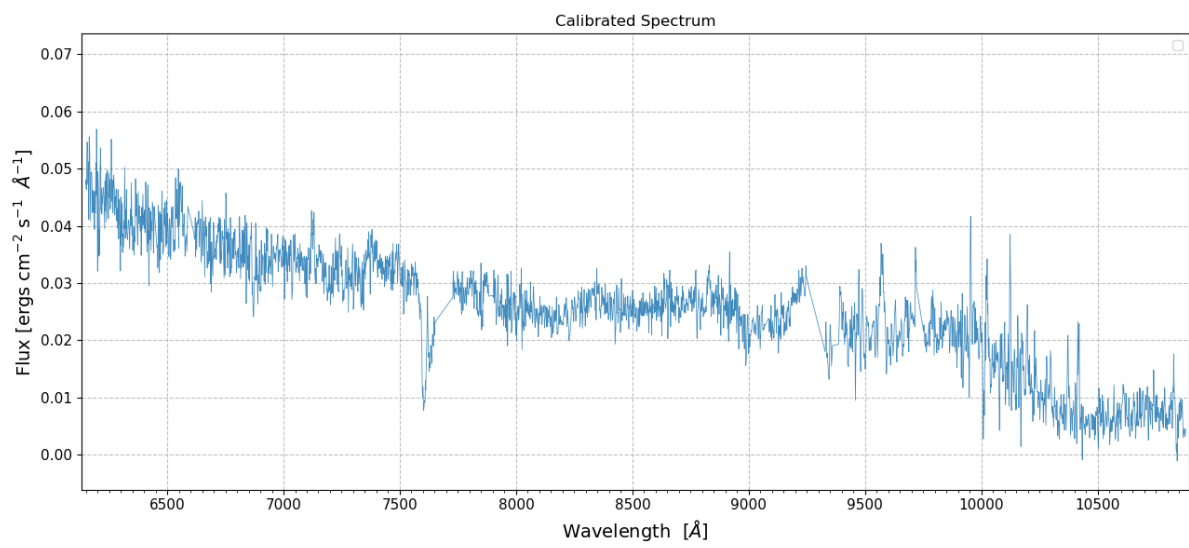
(b)



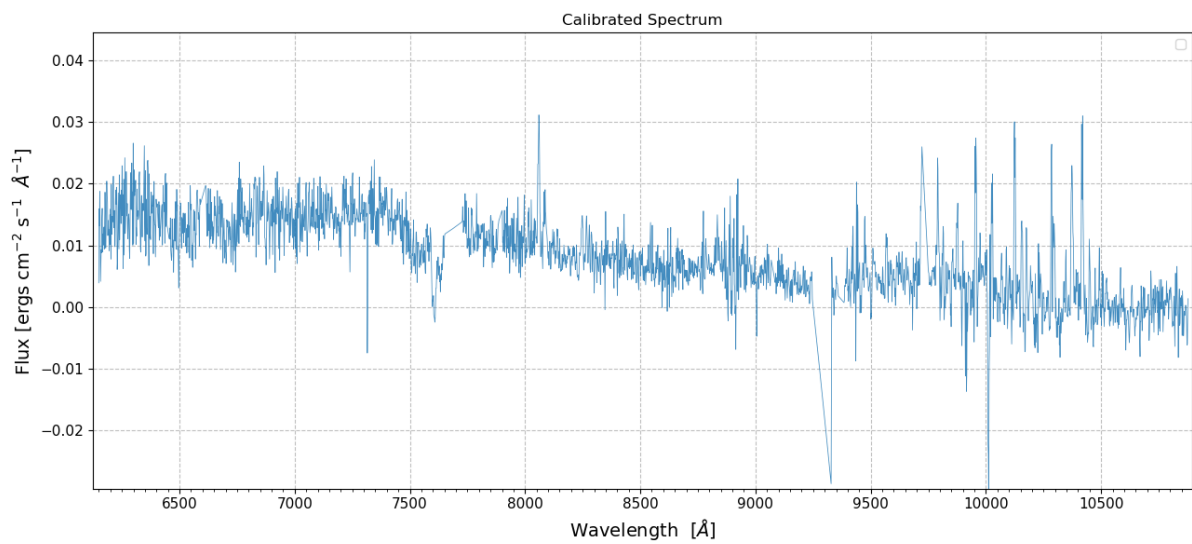
Fonte: Autor

Figura 4.18 – *Continuação.*

(c)



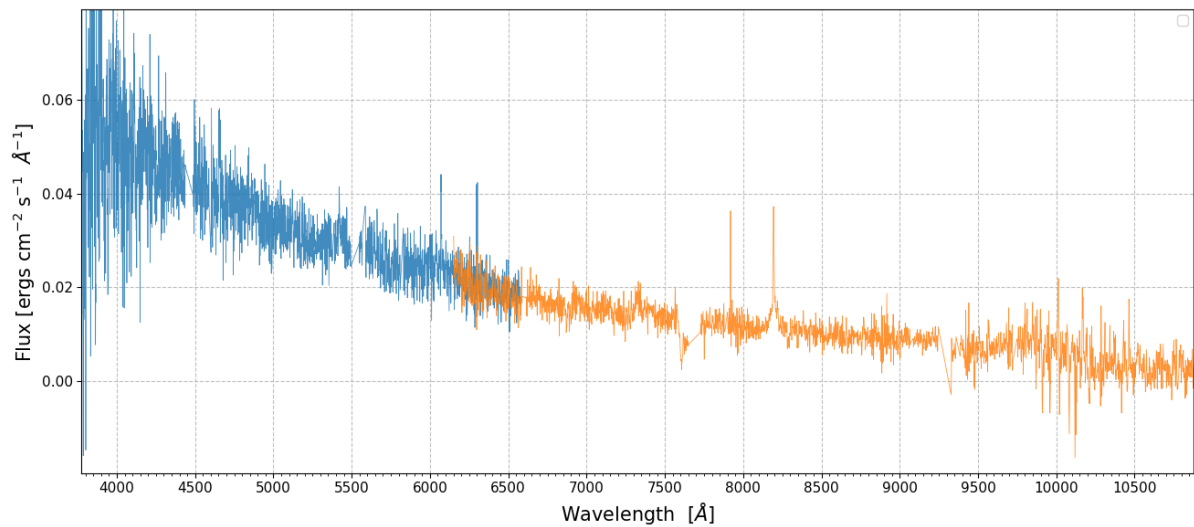
(d)



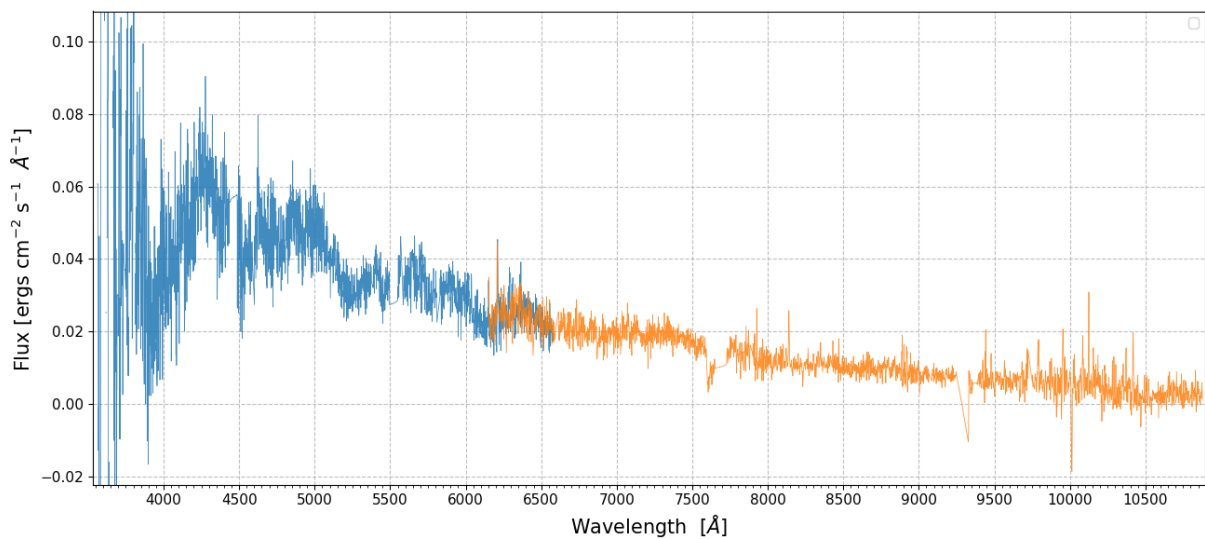
Fonte: Autor

Figura 4.19 – Espectros completos dos transientes (a) AT2020vz, (b) AT2020vy, (c) AT2020vu e (d) AT2020vw. O espectro com comprimento de onda central em 500 nm é representado em azul, enquanto o espectro com comprimento de onda central em 850 nm é mostrado em laranja.

(a)



(b)

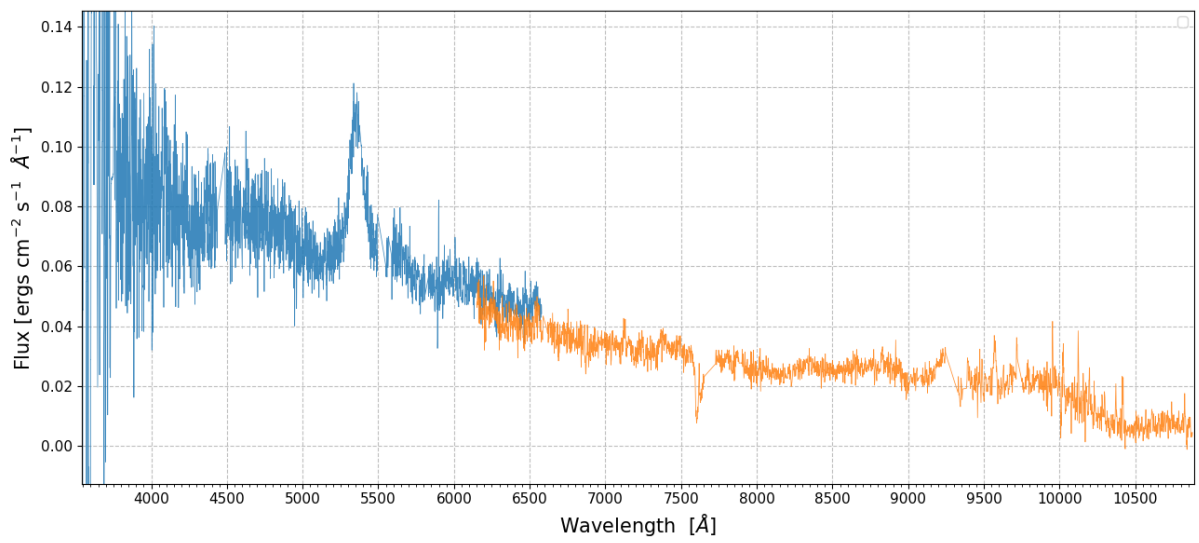


Fonte: Autor

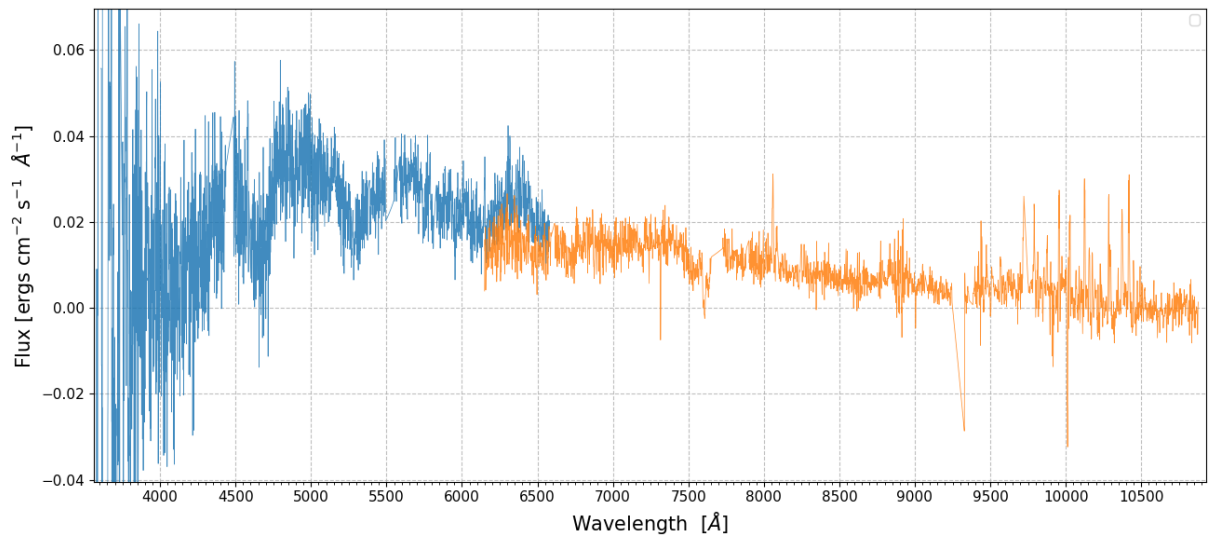


Figura 4.19 – *Continuação.*

(c)



(d)



Fonte: Autor

## 4.2 CLASSIFICAÇÃO ESPECTRAL DOS TRANSIENTES

A rápida redução dos dados obtidos tem como principal objetivo a identificação da origem do espectro observado. Por conta da rápida evolução espectral da emissão gerada na colisão entre dois objetos compactos, a classificação do transiente em um curto período de tempo é essencial. Caso o objeto observado apresente um espectro compatível com uma fonte de ondas gravitacionais, mais observações serão tomadas e mais informações estarão disponíveis sobre a sua evolução nos primeiros momentos após a detecção. Caso contrário, outros candidatos transientes serão observados.

Tabela 4.1 – Resultados da análise dos espectros observados com o *software* DASH. As colunas indicam o tipo espectral, *redshift* e espectro de referência melhor ajustados ao transiente.

<b>Transiente</b>	<b>Tipo Espectral</b>	<b>Redshift</b>	<b>Espectro de Referência</b>
AT2020vz	SN IIn	0.164	SN 1998S
AT2020vy	SN Ia	0.241	SN 2006oa
AT2020vu	SN Ia-pec	0.147	SN 2005cc
AT2020vw	SN Ic	0.123	SN 2006aj

Uma rápida análise visual é o suficiente para descartar os quatro transientes observados como fontes do sinal em ondas gravitacionais S200115j. Além do contínuo espectral deslocado para o azul, fator relacionado à altas temperaturas, as linhas de emissão presentes em todos os espectros não são compatíveis com as características esperadas da emissão gerada tanto pela colisão entre duas estrelas de nêutrons, como a colisão entre uma estrela de nêutrons e um buraco negro. De fato, os espectros dos quatro transientes se assemelham à emissão gerada por diferentes tipos de SNs. Partindo do princípio que os transientes observados têm esta origem em comum, podemos realizar uma análise mais cuidadosa de sua natureza através de *softwares* de ajuste espectral para eventos deste tipo. Para os espectros apresentados aqui, foi utilizado o *software* DASH (*Deep Learning for the Automated Spectral Classification of Supernovae and their Hosts*, Muthukrishna, Parkinson e Tucker 2019) para sua classificação e estimativa de *redshift*. Os resultados desta análise são mostrados na Tabela 4.1, que apresenta o tipo espectral e *redshift* calculado para os quatro transientes, além de exibir o espectro melhor ajustado ao objeto, utilizando como referência dados de uma biblioteca de SNs previamente observadas. Os resultados do ajuste do espectro analisado com o espectro de referência também são mostrados na Figura 4.20.

O transiente AT2020vz foi classificado como uma SN de tipo IIn, com seu espectro relacionado à SN 1998S e uma confiança de regressão estimada pelo *software* de 53.32%. Este tipo de transiente é caracterizado por linhas intensas de emissão de hidrogênio, produzidas pela colisão entre a ejeção de matéria gerada pelo colapso de uma estrela massiva e um denso meio circunstelar. A baixa significância estatística no ajuste deste espectro indica, porém, que sua classificação pode não estar correta, de modo que o objeto observado possa até possuir uma

natureza distinta de uma supernova.

Os transientes AT2020vy e AT2020vu foram ambos classificados como SNs de tipo Ia e relacionados, respectivamente, aos espectros das SNs 2006oa e 2005cc com confianças de regressão de 63.72% e 71.25%. Este tipo de transiente é gerado pela explosão termonuclear de uma estrela anã branca e seu espectro é caracterizado por ser rico em silício e raramente apresentar linhas do hidrogênio.

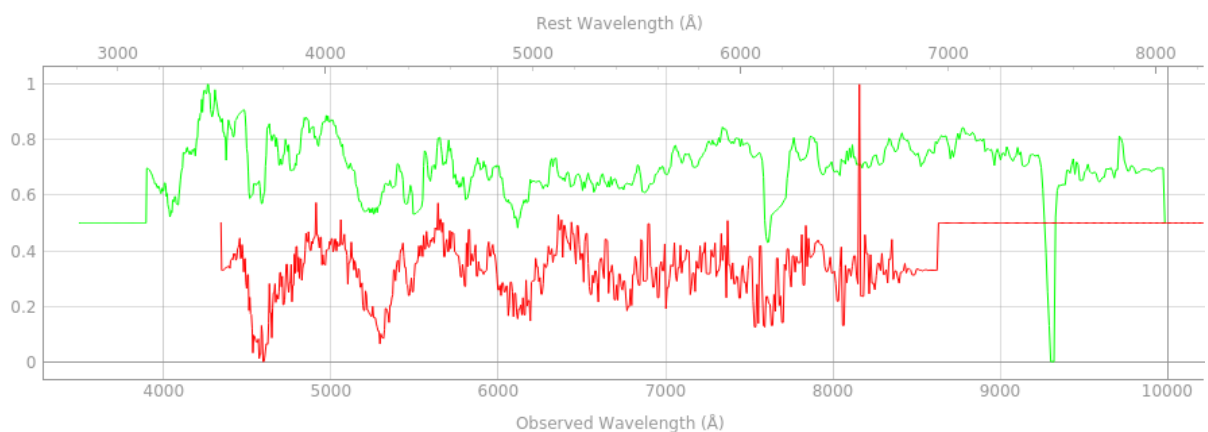
Por último, o espectro do transiente AT2020vw foi relacionado à SN 2006aj e classificado como uma SN de tipo Ic com uma confiança de regressão de 61.60%. Este tipo de transiente é gerado pelo colapso de uma estrela massiva, porém que não apresenta linhas de hidrogênio, hélio ou silício (Filippenko 1997). É importante ter em mente, porém, que espectros com uma grande contaminação da galáxia hospedeira são, em sua maioria, classificados pelo DASH como uma SN de tipo Ic (Muthukrishna, Parkinson e Tucker 2019), diminuindo assim a confiabilidade desta classificação. Todos os *redshifts* estimados apresentam valores altos, maiores que 0.1, sendo AT2020vy o objeto mais distante, em um *redshift* de 0.241.

Figura 4.20 – Ajuste espectral realizado pelo *software* DASH utilizando uma biblioteca de espectros observados de SNs. As imagens mostram o espectro do transiente analisado, em verde, e o espectro melhor ajustado pelo *software*, em vermelho. Os quadros mostram os resultados para os seguintes objetos: (a) AT2020vz, ajustado ao espectro da SN de tipo IIn 1998S; (b) AT2020vy, classificado com uma SN Ia e ajustado ao espectro da SN 2006oa; (c) AT2020vu, classificado como SN Ia-pec e relacionado ao espectro da SN 2005cc; e (d) AT2020vw ajustado à SN 2006aj e classificado como uma SN de tipo Ic.

(a)



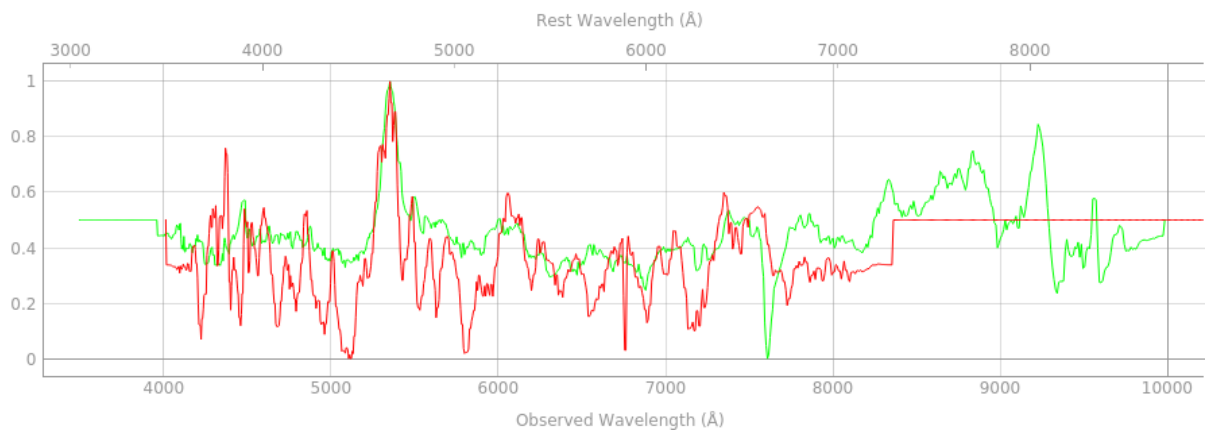
(b)



Fonte: Autor

Figura 4.20 – *Continuação.*

(c)



(d)



Fonte: Autor

### 4.3 DESEMPENHO DO PIPELINE

O *pipeline* apresentado neste trabalho foi capaz de estabelecer uma redução homogênea dos dados obtidos pelo GMOS, diminuindo consideravelmente o tempo necessário para a análise espectral dos candidatos transientes observados: os resultados mostrados neste capítulo foram obtidos em cerca de 50 minutos utilizando um computador com processador *Intel Core i5* de frequência 2.5 GHz. Isto representa uma diminuição significativa no tempo de redução dos dados espectroscópicos se comparado ao processo padrão totalmente manual e interativo. Além disso, as funções presentes no *pipeline* permitiram a identificação e correção de problemas que, de outro modo, acabariam por gerar uma análise incorreta dos espectros observados. Neste sentido, as figuras intermediárias de diagnóstico tiveram um papel importante na avaliação da qualidade de cada etapa da redução espectral. Alguns passos, como a análise do ajuste das correções por comprimento de onda e por fluxo, da existência e correção de colunas e pixels ruins, e a extração correta da informação espectral, contribuíram significativamente na diminuição do tempo necessário para a redução dos dados. Esta economia de tempo é de extrema importância para o caso da observação espectral da colisão entre objetos compactos, já que o espectro óptico destes eventos é ainda pouco conhecido e o único sinal observado pode não representar a variedade de emissões esperadas, tornando a observação destes fenômenos, principalmente nos momentos iniciais após a detecção, de grande valor. Assim, uma redução rápida e que possibilite a análise da qualidade dos seus processos intermediários, como a estabelecida pelo *pipeline* apresentado aqui, permite uma avaliação rápida da natureza do objeto observado, aumentando as chances de se detectar corretamente um candidato à fonte de emissões em ondas gravitacionais.

## 5 CONCLUSÃO

Neste trabalho, foi apresentada a construção de um *pipeline* voltado para a redução de dados espectroscópicos do telescópio Gemini, obtidos pelo acompanhamento eletromagnético de eventos detectados em ondas gravitacionais. O objetivo do *pipeline* era estabelecer um processo de redução eficiente, diminuindo o tempo de processamento através de métodos automatizados, ao mesmo tempo que garanta a qualidade dos processos intermediários. Uma redução rápida dos dados obtidos pela observação de quilonovas é parte importante da estratégia de observação destes eventos, já que a rápida classificação espectral de um candidato proporciona maiores chances de se detectar os momentos iniciais após a colisão entre os objetos compactos, revelando informações significativas como a massa dos objetos, a natureza do remanescente e estimativas da massa dos elementos produzidos pelo processo-*r*.

O script do *pipeline* foi desenvolvido em um ambiente *Pyraf*, unindo funções em linguagem *Python* com comandos do pacote GEMINI IRAF. Para a construção do processo de redução, foram tomados como referência os dados obtidos na observação do dia 25 de Abril de 2019, gerados pelo acompanhamento ótico do sinal candidato à ondas gravitacionais S190425z. O *pipeline* implementa métodos de redução otimizados para espectros obtidos pelo GMOS em modo fenda longa, automatizando os processos intermediários e produzindo imagens de controle para a análise da qualidade da redução.

O *pipeline* atuou na redução dos dados obtidos no dia 25 de Janeiro de 2020, através da observação de candidatos óticos ao sinal S200115j. Os métodos descritos neste trabalho foram capazes de estabelecer uma redução homogênea e produzir o espectro final para os quatro transientes observados em cerca de 50 minutos, o que representa uma diminuição considerável no tempo total de uma redução espectral. As imagens de controle permitiram a identificação de problemas que, de outro modo, resultariam em imperfeições no espectro final, como a identificação de colunas e pixeis ruins e a extração correta da informação espectral. Além disso, os diagramas apresentados pelas imagens facilitaram de maneira substancial a implementação de métodos automáticos em alguns passos, como no caso dos ajustes das calibrações por fluxo e por comprimento de onda.

### 5.1 PERSPECTIVAS

Os espectros reduzidos pelo *pipeline* descrito neste trabalho não apresentam as características esperadas para um sinal originado por um evento de quilonova. Análises com o *software* DASH demonstraram que os espectros observados foram produzidos por diferentes tipos de supernovas. Desta forma, ainda não foi possível avaliar o desempenho do *pipeline* para dados obtidos por um genuíno evento de colisão entre objetos compactos.

Um novo ciclo de operações dos detectores em ondas gravitacionais é estimado para ter início entre 2021 e 2022. Novas estratégias para a observação da contraparte eletromagnética destes eventos serão traçadas, sendo a implementação de uma técnica otimizada de redução de dados parte importante do processo. Os métodos apresentados neste trabalho se mostraram eficientes para realizar a redução dos dados obtidos com o GMOS, de modo que o *pipeline* será utilizado nas futuras observações deste tipo com o instrumento. Além disso, as técnicas apresentadas podem ser generalizadas para outros instrumentos ou modos de observação espectroscópicas, sendo o *pipeline* descrito neste trabalho um modelo para uma redução eficiente de dados obtidos durante a observação da contraparte eletromagnética de eventos detectados em ondas gravitacionais.



## BIBLIOGRAFIA

- Abbott, Abbott, Abbott, Abernathy et al. “Prospects for observing and localizing gravitational-wave transients with Advanced LIGO, Advanced Virgo and KAGRA.” Em: *Living Reviews on Relativity* 21.3 (abr. de 2018).
- Abbott, Abbott, Abbott, Abraham et al. “GW190425: Observation of a Compact Binary Coalescence with Total Mass  $\sim 3.4 M_{\odot}$ ”. Em: *The Astrophysical Journal* 892.1 (mar. de 2020), p. L3.
- “GWTC-1: A Gravitational-Wave Transient Catalog of Compact Binary Mergers Observed by LIGO and Virgo during the First and Second Observing Runs”. Em: *Physical Review X* 9.3 (jul. de 2019), p. 031040.
- Abbott, Abbott, Abbott e Acernese. “GW170817: Observation of Gravitational Waves from a Binary Neutron Star Inspiral”. Em: *Physical Review Letters* 119 (out. de 2017), p. 161101.
- “Multi-messenger Observations of a Binary Neutron Star Merger”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848 (out. de 2017), p. L12.
- “Properties of the Binary Neutron Star Merger GW170817”. Em: *Physical Review X* 9 (jan. de 2019), p. 011001.
- Arcavi et al. “Optical emission from a kilonova following a gravitational-wave-detected neutron-star merger.” Em: *Nature* 551 (set. de 2017), pp. 64–66.
- Arcones, Janka e Scheck. “Nucleosynthesis-relevant conditions in neutrino-driven supernova outflows I. Spherically symmetric hydrodynamic simulations”. Em: *Astronomy and Astrophysics* 467 (jun. de 2007), pp. 1227–1248.
- Arnett. “Type I supernovae. I - Analytic solutions for the early part of the light curve”. Em: *Astrophysical Journal* 253 (fev. de 1982), pp. 785–797.
- Baade e Zwicky. “Remarks on Super-Novae and Cosmic Rays”. Em: *Physical Review* 46 (jul. de 1934), pp. 76–77.
- Bauswein, Metzgerand, Goriely e Kasen. “Neutron-powered precursors of kilonovae”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 446 (jan. de 2015), pp. 1115–1120.
- Bauswein, Goriely e Janka. “Systematics of Dynamical Mass Ejection, Nucleosynthesis, and Radioactively Powered Electromagnetic Signals from Neutron Star Mergers”. Em: *The Astrophysical Journal* 773 (jul. de 2013), p. 78.
- Berger. “Short-Duration Gamma-Ray Bursts”. Em: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 52 (ago. de 2014), pp. 43–105.
- Berger, Fong e Chornock. “An r-process kilonova associated with the short-hard GRB 130603B”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 774 (ago. de 2013), p. L23.
- Boyle e Smith. “Charge coupled semiconductor devices”. Em: *The Bell System Technical Journal* 49.4 (1970), pp. 587–593.

- Burbidge et al. “Synthesis of the Elements in Stars”. Em: *Reviews of Modern Physics* 29 (out. de 1957), pp. 547–650.
- Cameron. “Nuclear Reactions in Stars and Nucleogenesis”. Em: *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 69 (jun. de 1957), pp. 201–222.
- “Pycnonuclear Reactions and Nova Explosions.” Em: *The Astrophysical Journal* 130 (nov. de 1959), p. 916.
- Chadwick. “Possible Existence of a Neutron”. Em: *Nature* 129 (fev. de 1932), p. 312.
- Chornock et al. “The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. IV. Detection of Near-infrared Signatures of r-process Nucleosynthesis with Gemini-South”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848 (out. de 2017), p. L19.
- Cohen e Huang. “The Chemical Evolution of the Draco Dwarf Spheroidal Galaxy”. Em: *The Astrophysical Journal* 701 (jul. de 2009), p. 1053.
- Coulter et al. “Swope Supernova Survey 2017a (SSS17a), the optical counterpart to a gravitational wave source”. Em: *Science* 358 (dez. de 2017), pp. 1556–1558.
- Cowperthwaite et al. “The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. II. UV, Optical, and Near-infrared Light Curves and Comparison to Kilonova Models”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848 (out. de 2017), p. L17.
- Davies et al. “Merging Neutron Stars. I. Initial Results for Coalescence of Noncorotating Systems”. Em: *Astrophysical Journal* 431 (ago. de 1994), p. 742.
- Dokkum, van. “Cosmic-Ray Rejection by Laplacian Edge Detection”. Em: *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific* 113.789 (nov. de 2001), pp. 1420–1427.
- Duez et al. “Collapse of Magnetized Hypermassive Neutron Stars in General Relativity”. Em: *Physical Review Letters* 96 (jan. de 2006), p. 031101.
- Duncan, Shapiro e Wasserman. “Neutrino-driven Winds from Young, Hot Neutron Stars”. Em: *Astrophysical Journal* 309 (out. de 1986), p. 141.
- Fernandez e Metzger. “Electromagnetic Signatures of Neutron Star Mergers in the Advanced LIGO Era”. Em: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 66 (mai. de 2016), pp. 23–45.
- Filippenko. “Optical Spectra of Supernovae”. Em: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 35 (jan. de 1997), pp. 309–355.
- Finkelstein. “Past-Future Asymmetry of the Gravitational Field of a Point Particle”. Em: *Phys. Rev.* 110 (4 mai. de 1958), pp. 965–967.
- Freiburghaus, Rosswog e Thielemann. “r-Process in Neutron Star Mergers”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 525 (ago. de 1994), p. L121.
- Hansen e Lyutikov. “Radio and X-ray signatures of merging neutron stars”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 322 (2001), pp. 695–701.
- Hewish, Bell et al. “Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source”. Em: *Nature* 217 (fev. de 1968), pp. 709–713.

- Hewish e Okoye. “Evidence for an Unusual Source of High Radio Brightness Temperature in the Crab Nebula”. Em: *Nature* 207 (jul. de 1965), pp. 59–60.
- Hotokezaka, Kiuchi et al. “Mass ejection from the merger of binary neutron stars”. Em: *Physical Review D* 87 (jan. de 2013), p. 024001.
- Hotokezaka, Kyutoku et al. “Binary neutron star mergers: Dependence on the nuclear equation of state”. Em: *Physical Review D* 83 (jun. de 2011), p. 124008.
- Hulse e Taylor. “Discovery of a pulsar in a binary system”. Em: *Astrophysical Journal* 195 (jan. de 1975), pp. L51–L53.
- Ji et al. “R-process enrichment from a single event in an ancient dwarf galaxy”. Em: *Nature* 531 (mar. de 2016), pp. 610–613.
- Kasen, Badnell e Barnes. “Opacities and Spectra of the r-Process Ejecta from Neutron Star Mergers”. Em: *The Astrophysical Journal* 774 (ago. de 2013), p. 25.
- Kaspi e Beloborodov. “Magnetars”. Em: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 55 (ago. de 2017), pp. 261–301.
- Kerr. “Gravitational Field of a Spinning Mass as an Example of Algebraically Special Metrics”. Em: *Phys. Rev. Lett.* 11 (5 set. de 1963), pp. 237–238.
- Kyutoku et al. “Dynamical mass ejection from black hole-neutron star binaries”. Em: *Physical Review D* 92 (ago. de 2015), p. 044028.
- Lattimer e Schramm. “Black-Hole-Neutron-Star Collisions”. Em: *Astrophysical Journal* 192 (set. de 1974), p. L145.
- Li e Paczyński. “Transient Events from Neutron Star Mergers”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 507 (set. de 1998), p. L59.
- Mathews, Bazan e Cowan. “Evolution of Heavy-Element Abundances as a Constraint on Sites for Neutron-Capture Nucleosynthesis”. Em: *Astrophysical Journal* 391 (jun. de 1992), p. 719.
- Metzger. “Kilonovae”. Em: *Living Reviews in Relativity* 23 (dez. de 2020), p. 1.
- Metzger, Martínez-Pinedo et al. “Electromagnetic counterparts of compact object mergers powered by the radioactive decay of r-process nuclei”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 406 (ago. de 2010), pp. 2650–2662.
- Metzger, Thompson e Quataert. “A Magnetar Origin for the Kilonova Ejecta in GW170817”. Em: *The Astrophysical Journal* 856 (mar. de 2018), p. 101.
- “On the Conditions for Neutron-rich Gamma-Ray Burst Outflows”. Em: *The Astrophysical Journal* 676 (nov. de 2008), p. 1130.
- Muthukrishna, Parkinson e Tucker. “DASH: Deep Learning for the Automated Spectral Classification of Supernovae and Their Hosts”. Em: *The Astrophysical Journal* 885.1, 85 (nov. de 2019), p. 85.
- Nakar e Piran. “Detectable radio flares following gravitational waves from mergers of binary neutron stars”. Em: *Nature* 478 (set. de 2011), pp. 82–84.

- Nicholl et al. “The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. III. Optical and UV Spectra of a Blue Kilonova from Fast Polar Ejecta”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848 (out. de 2017), p. L18.
- Norris e Bonnell. “Short Gamma-Ray Bursts with Extended Emission”. Em: *The Astrophysical Journal* 643 (mai. de 2006), p. 266.
- Oppenheimer e Volkoff. “On Massive Neutron Cores”. Em: *Physical Review* 55 (fev. de 1939), pp. 374–381.
- Ozel e Freire. “Masses, Radii, and the Equation of State of Neutron Stars”. Em: *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* 54.1 (2016), pp. 401–440.
- Petroff, Hessels e Lorimer. “Fast radio bursts”. Em: *The Astronomy and Astrophysics Review* 27 (mai. de 2019), p. 4.
- Reines et al. “A New Sample of (Wandering) Massive Black Holes in Dwarf Galaxies from High-resolution Radio Observations”. Em: *The Astrophysical Journal* 888.1 (jan. de 2020), p. 36.
- Rosswog. “Fallback accretion in the aftermath of a compact binary merger”. Em: *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society: Letters* 376 (mar. de 2007), pp. L48–L51.
- Scolnic et al. “How Many Kilonovae Can Be Found in Past, Present, and Future Survey Data Sets?” Em: *The Astrophysical Journal Letters* 852.1 (jan. de 2018), p. L3.
- Shibata e Uryū. “Simulation of merging binary neutron stars in full general relativity:  $\Gamma = 2$  case”. Em: *Physical Review D* 61 (fev. de 2000), p. 064001.
- Smartt et al. “A kilonova as the electromagnetic counterpart to a gravitational-wave source”. Em: *Nature* 551 (out. de 2017), pp. 75–79.
- Soares-Santos et al. “The Electromagnetic Counterpart of the Binary Neutron Star Merger LIGO/Virgo GW170817. I. Discovery of the Optical Counterpart Using the Dark Energy Camera”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848 (out. de 2017), p. L16.
- Symbalisty e Schramm. “Neutron Star Collisions and the r-Process”. Em: *Astrophysical Letters* 22 (fev. de 1982), pp. 143–145.
- Taylor e Weisberg. “Further Experimental Tests of Relativistic Gravity Using the Binary Pulsar PSR 1913+16”. Em: *Astrophysical Journal* 345 (out. de 1989), p. 434.
- Thielemann et al. “Neutron Star Mergers and Nucleosynthesis of Heavy Elements”. Em: *Annual Review of Nuclear and Particle Science* 67 (out. de 2017), pp. 253–274.
- Tolman. “Static Solutions of Einstein’s Field Equations for Spheres of Fluid”. Em: *Physical Review* 55 (fev. de 1939), pp. 364–373.
- Valenti et al. “The Discovery of the Electromagnetic Counterpart of GW170817: Kilonova AT 2017gfo/DLT17ck”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 848.2 (out. de 2017), p. L2.
- Villar et al. “The Combined Ultraviolet, Optical, and Near-infrared Light Curves of the Kilonova Associated with the Binary Neutron Star Merger GW170817: Unified Data Set, Analytic Models, and Physical Implications”. Em: *The Astrophysical Journal Letters* 851 (dez. de 2017), p. L21.

Watson et al. “Identification of strontium in the merger of two neutron stars”. Em: *Nature* 574 (out. de 2019), pp. 497–500.

Weisberg, Nice e Taylor. “Timing Measurements of the Relativistic Binary Pulsar PSR B1913+16”. Em: *The Astrophysical Journal* 722.2 (out. de 2010), pp. 1030–1034.

Whitaker e Hayes. “A simple algorithm for despiking Raman spectra”. Em: *Chemometrics and Intelligent Laboratory Systems* 179 (2018), pp. 82–84. ISSN: 0169-7439.